

分类号 _____

密级 _____

UDC _____

编号 200328014003751

中国科学院研究生院

硕士学位论文

LD 泵浦低噪声全固态蓝光激光器的研究

郭 震

指导教师 朱健强研究员 博士毕业

中国科学院上海光学精密机械研究所

申请学位级别 硕 士 学科专业名称 光学工程

论文提交日期 2007.05.30 论文答辩日期 2007.06.12

培养单位 中国科学院上海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 孙麟治教授

中国科学院上海光学精密机械研究所

硕士研究生毕业论文

论文题目 LD 泵浦低噪声全固态蓝光激光器的研究

专 业 光 学 工 程

研究生姓名 郭 震

导师姓名 朱 健 强 研 究 员

研究生入学时间 2003 年 9 月 1 日

2007 年 6 月 8 日

独创性声明

本人声明所呈的学位论文是本人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。据我所知，除了文中特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含为获得中国科学院上海光学精密机械研究所或其他教育机构的学位或证书而使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究工作所做的任何贡献，均已在论文中做了明确的说明并表示谢意。

学位论文作者签名： 郭震

签字日期：2007年6月12日

学位论文版权使用授权书

本学位论文作者完全了解中国科学院上海光学精密机械研究所有关保留、使用学位论文的规定，有权保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子文件，允许论文被查阅和借阅。本人授权中国科学院上海光学精密机械研究所可以将学位论文的全部或部分内 容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编学位论文。（保密的学位论文在解密后适用本授权书）

学位论文作者签名： 郭震

签字日期：2007年6月12日

指导教师签名： 李

签字日期：07年6月12日

学位论文作者毕业去向： _____

工作单位： _____ 电话： 13761274814

通信地址： _____ 邮编： _____

电子邮件地址： garyg282@163.com

中国科学院上海光学精密机械研究所

硕士研究生毕业论文摘要

论文题目 LD 泵浦低噪声全固态蓝光激光器的研究

专 业 光 学 工 程

研究生姓名 郭 震

导师姓名 朱 健 强 研 究 员

研究生入学时间 2003 年 9 月 1 日

2007 年 6 月 8 日

LD 泵浦低噪声全固态蓝光激光器的研究

郭震

指导老师: 朱健强

摘 要

LD 端面泵浦的小功率 473nm 全固态蓝光激光器, 与传统激光器相比, 以其高效率、长寿命、结构紧凑、高稳定性等优点引起人们极大的研究兴趣, 近年来发展迅速, 广泛应用于光存储、数字视频技术、科学研究、水下通讯等领域。如何获得低噪声且高效率的蓝光激光器, 是当前该领域的研究热点所在。为此, 本文在理论和实验基础上, 做了如下工作:

一、从准三能级速率方程理论出发, 详细的分析了全固体蓝光激光器的单元和整体设计, 并对蓝光噪声现象进行了实验观察, 同时结合噪声理论分析了激光器的噪声来源, 最后总结了噪声测试的方法和已有的各种降噪方案。

二、在腔内插入 I 型临界相位匹配 LBO 倍频晶体后基频光偏振度达到将近 400: 1, 表明 LBO 在激光器中起着偏振片的作用。根据这个结论以及各种降噪方案的比较, 提出了自己的一种新方案, 即在腔内同时插入一个全波片和一个标准具进行双选频降噪的方案, 其中全波片和 LBO 构成双折射滤波片。实验中, 在 1.2w 泵浦功率情况下获得了约 20mw 的低噪声蓝光输出, 光光转化效率为约 1.67%, 功率稳定性小于 5%, rms% 噪声小于 1%, 光束质量因子小于 1.2。

关键词: LD 泵浦, 腔内倍频, 蓝光激光器, 低噪声, 标准具, 双折射滤波片

The research of LD-pumped All solid-state Blue Laser with low-noise operation

Guo Zhen

Directed by: Zhu Jian Qiang

Abstract

Diode end-pumped solid-state blue laser is of great interests due to its high-efficiency, long-lifetime, compact-structure and high-stability. It has been developing fast during recent years, and has been widely used in the fields of optical storage, digital video technology, scientific research, underwater communication and so on. Now the research focus of this area is how to achieve a blue laser with both of low noise and high efficiency. In this thesis, a series of research is done based on the theory and experiments:

一、According to the rate equation theory of quasi-three energy levels system, the design of all solid-state blue laser's units and overall is briefly analyzed. The noise phenomenon is experimentally observed, and the source of the noise is analyzed according to the noise theory and the experiment results. At last the various methods of testing noise and of lowering the noise are summarized.

二、when type-I critical phase-matching doubling frequency crystal LBO is inserted into the cavity, the polarization rate of fundamental frequency laser is nearly 400:1. This indicates that LBO is playing the role of polarizer in the laser cavity. According to this conclusion and the comparization among various methods of lowering laser noise, a new method inserting both a quartz whole-wave plate and an etalon to lowering laser noise is introduced. When the pumping power is 1.2w, nearly 20 mw of blue laser with low noise is obtained. The efficiency of pumping power to output blue power is nearly 1.67%, the power stability is better than 5%, the rms% noise less than 1%, and the beam quality is less than 1.2.

Key words: LD-pumped , intra-cavity frequency doubling , blue laser , low noise, etalon, birefringent filter

目 录

第一章 绪论.....	3
1.1 LD 泵浦固体激光器的概述.....	3
1.1.1 LD泵浦固体激光器的研究背景.....	3
1.1.2 LD泵浦固体激光器的优点.....	5
1.1.3 LD泵浦固体激光器的泵浦方式.....	6
1.2 全固体蓝光激光器的概述.....	6
1.2.1 蓝光激光的用途.....	6
1.2.2 获得蓝光激光的方法.....	7
1.2.3 全固体蓝光激光器的研究进展.....	9
1.3 低噪声全固体蓝光激光器的概述.....	11
1.3.1 蓝光噪声引起的“蓝光问题”.....	11
1.3.2 低噪声全固体蓝光激光器的研究进展.....	11
1.4 论文的工作内容.....	12
第二章 蓝光激光器的理论和设计.....	13
2.1 LD泵浦固体激光器理论分析.....	13
2.1.1 速率方程理论.....	13
2.1.2 基频光输出特性理论分析.....	17
2.1.3 倍频光输出特性理论分析.....	20
2.2 蓝光激光器的单元器件分析.....	23
2.2.1 工作物质Nd:YAG.....	23
2.2.2 倍频晶体LBO.....	25
2.2.3 线性谐振腔.....	27
2.2.4 泵浦源LD.....	29
2.2.5 耦合光学系统.....	29
2.2.6 膜系设计.....	30
2.3 蓝光激光器的整体设计分析.....	31
2.3.1 倍频效率.....	31
2.3.2 最佳聚焦.....	31
2.3.3 腔内倍频的最佳耦合.....	32
2.4 本章小结.....	33
第三章 蓝光噪声的理论分析.....	34

3.1	噪声的衡量方法.....	34
3.2	噪声的实验观察和分析.....	36
3.2.1	噪声的各种测量方法.....	36
3.2.2	采用的测量方法.....	39
3.2.3	观察结果.....	40
3.3	噪声来源的理论分析.....	42
3.4	降噪方法综述.....	47
3.4.1	单纵模法.....	47
3.4.1.1	短腔法.....	47
3.4.1.2	短程吸收法.....	48
3.4.1.3	复合腔法.....	48
3.4.1.4	行波腔法.....	49
3.4.1.5	标准具法.....	49
3.4.1.6	双折射滤波法.....	50
3.4.2	长腔倍频法.....	51
3.4.3	正交偏振模法.....	51
3.4.4	外腔谐振倍频法.....	52
3.4.5	降噪方法优缺点总结.....	53
3.5	本章小结.....	53
第四章 低噪声蓝光激光器的设计.....		54
4.1	琼斯矩阵理论.....	54
4.2	双折射滤波片的选频原理及倍频晶体LBO的起偏作用.....	56
4.2.1	双折射滤波片的选频原理.....	56
4.2.2	倍频晶体LBO的起偏作用.....	59
4.3	标准具的选频原理.....	62
4.4	一种新的双选频降噪方法.....	65
4.5	抑制噪声实验及结果分析.....	67
4.6	本章小结.....	70
第五章 总结和展望.....		71
5.1	全文总结.....	71
5.2	进一步的工作展望.....	72
参考文献.....		73
郭震在攻读硕士学位期间发表论文专利情况.....		80
致谢.....		81
郭震个人简历.....		82

第一章 绪论

激光是近代科学史上最伟大的发明之一。自 1958 年肖洛(A.Schalow)和汤斯(G.Townes)首篇描述光频下产生激光作用条件的论文以及 1960 年梅曼(T.Maiman)的第一台红宝石激光器诞生以来,激光科学和技术的发展真是一日千里。它不仅对传统学科和技术的发展产生巨大的影响,而且还开创了许多令人神往的新兴领域。目前,激光在科学研究、工农业生产、信息、通讯、国防、娱乐文化和环境保护等领域的应用日益深入和广泛。现在,全球范围内的激光产业已经形成,一些将导致重大变革的重大应用项目正在实验或完善之中,如激光分离同位素、激光受控核聚变等。在世界激光器市场中,LD 泵浦固体激光器近年来发展迅速,所占份额越来越大。其中,LD 泵浦腔内倍频的 473nm 全固体蓝光激光器具有效率高、结构紧凑、光束质量好、可靠性高等优点,在数据存储、彩色印刷、显示、生物荧光、光刻、遥感、化学生物分类检测、高分辨率光谱、水下监视、光通讯方面具有广泛的应用前景,因而近年来成为一个研究热点。如何获得低噪声而且高效率的蓝光激光器,是当前发展蓝光激光器的目标所在。

1.1 LD 泵浦固体激光器的概述

1.1.1 LD 泵浦固体激光器的研究背景

最早问世的第一台激光器是 1960 年美国休斯研究实验室的梅曼设计的固体红宝石激光器。四十多年来,固体激光器技术取得了飞速的进步。特别是进入八十年代后期以来,随着激光二极管等技术的重大突破,固体激光器的发展生机勃勃,应用领域不断扩展。其中激光二极管(Laser Diode,简称 LD)泵浦的固体激光器(Laser Diode Pumped Solid State Laser,简称 LD PSSL 或 DPL)的发展速度非常之快,它是一种结构紧凑、效率高、寿命长、光束质量高的新型激光器件,在空间通讯、材料加工、医疗、光纤通讯、光纤特性检测、光学图像处理、激光打印、大气研究、光谱、高功率激光“种子”注入、军队等方面均有广泛的应用,已成为目前固体激光器的主要研究与发展方向。

1962 年第一支激光二极管产生^[1],1963 年 R.Newman 提出了用激光二极管作为固体激光器泵源的思想^[2]。1964 年,美国 MIT 林肯实验室 Keyes^[3]等人首次在实验上成功的实现了这一想法。他们用 5 个 LD (840nm)侧面泵浦 $\text{CaF}_2:\text{U}^{3+}$ 晶

体得到 $2.613\ \mu\text{m}$ 激光输出。由于当时 LD 性能不完善, 整个装置须置于液氮环境下, 且整体效率也不是很高, 但是已经体现出 LD 泵浦比灯泵浦的一些优越性。1968 年, 麦道宇航公司的 Ross 等人实现了第一台 LD 泵浦的 Nd:YAG 激光器^[4], 所用 GaAs LD (867nm) 需冷却到 170K 以实现波长匹配。室温下的 DPL Nd:YAG 激光器到 1972 年才得以实现^[5]。

在大量的研究中, 人们逐渐注意到: Nd³⁺ 掺杂的固体增益介质在 LD 的发射带有很强的吸收, 易于实现低阈值激光, 并且具有很好的热性能和机械性能, 生长也比较容易, 因此从 70 年代始, Nd:YAG 晶体逐渐成为人们研究的热点。在研究侧面泵浦的同时, 端面泵浦也引起了众多科研人员的注意。1973 年, Rosenkrantz 首次报道了端面泵浦的 DPL^[6], 同一年, Chester 等人在均匀分布泵浦假定下, 用理论模型计算了端面泵浦的阈值功率, 得到的结果与实验基本符合^[7]。

70 年代中期, 出现了多种新型固体增益介质, 它们克服了高掺杂时引起激光上能级寿命的浓度淬灭的缺点, 使增益介质在较小的模体积内可以吸收较多的泵浦光能量, 获得较高的增益。新材料的发展使 DPL 的研究呈现出一幅繁荣景象。但由于 LD 本身的输出功率和转换效率都没有大的突破, 使 DPL 的进一步发展受到严重阻碍^{[8][9]}。

八十年代以后, 随着分子束外延(MBE)、金属有机物化学气相淀积(MOCVD) 等晶体生长新技术的日益成熟和量子阱结构的出现, 使得 LD 的阈值电流明显降低, 连续或准连续 LD 的输出功率和转换效率有了大幅度提高, 波段范围不断扩展, 使用寿命也显著延长, 成本和价格不断下降, 特别是微通道制冷技术应用于激光二极管, 促进了大功率 LD 列阵, 尤其是高占空比或连续运行的 LD 全填充列阵技术的发展。目前, 60W 集成化光纤耦合输出的 LD (OPC 等公司) 和峰值 350KW 的 LD (麦道公司) 已实现商品化。LD 的发展, 也同时全面带动了新型固体激光材料和 LD 泵浦技术的发展, 使得 DPL 的研究上了一个新台阶, 并迅速渗透到激光技术的各个领域, 并在 DPSSL 锁模运转、单频运转以及频率变换等方面都取得了很大进展, 达到了实用化水平。

进入 90 年代后, DPL 的研究重点已转向实用化和商品化, 与此相应, 研究内容主要面向高功率、高效率、单频、小型化及可调谐等方向发展。大功率激光二极管列阵的发展使侧泵 DPL 的输出功率和转换效率都大为提高, 1064nm 基频光输出已超过 5KW, 532nm 倍频光输出超过 300W。大功率光纤耦合半导体激光器的发展使端面泵浦也不再局限于小功率激光器, 利用多个 LD 多向端泵可获得 100 W 以上的单横模激光输出。同时, DPL 的输出波长覆盖范围也大为扩展。长波方向已延伸到中红外 $3\ \mu\text{m}$, 特别是掺 Yb, 掺 Er 的激光器, 输出波长为 $1.5\sim 2\ \mu\text{m}$ 左右, 是人眼的安全窗口和大气窗口, 在通讯、医学等领域具有很大的应用。短波方向出现了 DPL 可调谐器件, 如 LD 泵浦的 Cr:LiSAF 类可调谐器件调谐在 $800\sim 900\text{nm}$, 其倍频可产生蓝、紫光, 而 LD 泵浦的 Ce:LiCAF 器件输出波长可短至紫外波段。另外, 具有很大应用价值的全固态连续波红、绿、蓝激光器也获得很大的进展, 从几十毫瓦到十多 W 的连续波绿光激光器已有产品投入市

场,如相干公司(Coherent)推出的 Verdi 系列单频绿光(532nm)输出高达 18W^[10]。而全固态连续波红光输出已接近 1W,蓝光输出超过 1W。随着全固态高功率准连续绿光的发展和新型紫外非线性晶体的发明,全固态紫外激光器也取得突破性进展,利用 CLBO 晶体四倍频获得了 20W 的 266nm 紫外光输出,使紫外激光器展现出在工业生产领域的巨大潜力。

进入 21 世纪以来, DPL 的技术日趋成熟,很多性能优良的全固态激光器开始走向了工业加工、彩色印刷、显示和医疗等应用领域,如大功率全固态调 Q 的基频光和绿光激光器已广泛应用于打标、打孔和电路板加工;多种大功率、大能量的全固态可见及红外激光器件已成功的用于军事领域,半导体激光器泵浦的光纤激光器在光纤通讯中也发挥着越来越大的作用。相信随着激光技术的不断提高, DPL 的研究将更加多样化,更加广泛的应用于各个领域。比如,世界著名的激光公司 Rofin-Sinar 所销售的激光工业加工设备中 60% 已是二极管泵浦的固体激光器。

1.1.2 LD 泵浦固体激光器的优点

DPL 兼备了二极管激光器和固体激光器的优点并弥补了对方的某些缺点,使得 DPL 极大的优越于传统灯泵浦的固体激光器和二极管激光器本身。

一 与传统闪光灯泵浦的固体激光器相比较, DPL 具有以下优点:

1)总体效率比灯泵高一个数量级以上, DPL 的电-光效率可达 15%,而传统的灯泵固体激光器电-光效率一般只有 1%左右。

2)具有更高的频率稳定性和更窄的线宽。

3)具有良好的光束质量。激光晶体热负载的减小使 DPL 可以获得近于理想的 TEM₀₀ 模强度分布的光束。

4)可靠性提高,使用寿命大大延长。就连续波而言, LD 工作寿命可达几万小时,而灯泵浦源只有一千小时左右。

5)结构紧凑、体积小、重量轻、便于小型化、使用方便。

二 与 LD 本身相比, DPL 的优势表现在:

DPL 比 LD 本身具有更窄的线宽、更小的发散角和更稳定的输出波长。

LD 的线宽为 3nm 左右,而 DPL 的线宽通常可达 0.0001~0.01nm。

LD 的发散角很大一般为 10° 以上,而 DPL 输出的光束很容易获得 TEM₀₀ 模,并接近衍射极限。

LD 发射的激光波长随温度的改变而变化,其漂移量大约为 0.3nm/°C,而 DPL 具有稳定的输出波长。更为重要的是 DPL 可以通过多种频率变换技术获得多种新波长、双波长或波长可调谐的激光输出,而 LD 输出波长不易被调谐。利用调 Q 和锁模技术, DPL 可获得脉宽为几个纳秒、峰值功率为几百 kW 的脉冲输出,而 LD 本身无法实现如此窄脉宽、高峰值功率的脉冲输出。

1.1.3 LD 泵浦固体激光器的泵浦方式

根据 LD 封装和输出光束特性, DPL 的泵浦方式可分为端面泵浦和侧面泵浦两种, 近年来, 随着激光技术的发展, 泵浦方式也呈现出很多变形。

一般情况下, 单管或光纤耦合输出的 LD 常采用端面泵浦方式, 目前, 随着聚光系统的不断改进, 大功率 LD 列阵也可采用端面泵浦方式。因为端面泵浦时, 泵浦光束与谐振腔模匹配较好, 增益介质对泵浦光的吸收充分, 激光输出容易实现 TEM₀₀ 模, 并且阈值低, 斜效率高, 如 LD 泵浦 Nd:YVO₄ 晶体斜效率可达 72%。但端面泵浦也有局限性, 由于泵光过分聚焦在很小的区域内, 因此会产生严重的热效应, 致使输出功率降低和光束质量变差。并且过高的泵浦功率密度往往会造成晶体的损坏, 所以端面泵浦的功率不能太大, 一般最大为百瓦, 并且对不同的晶体来说, 可以实现的最大泵浦功率也不相同。

对大功率激光二极管列阵(LDA), 其发光面积大, 数值孔径大, 故一般采用侧面泵浦方式。侧面泵浦可以利用更多的 LDA, 使其沿激光介质轴向放置。通过增益介质长方体或圆柱体表面相对于光轴进行横向泵浦, 对散热和泵浦耦合都提供了较大的表面区, 但由于侧面泵浦的激活区在增益介质边缘, 中心处 TEM₀₀ 的模体积内对泵浦光的吸收相对较少, 所以往往是多模输出, 但输出功率非常大, 可以达到 KW 量级。

除了这两种主要激光器之外, 还有一种集端面泵浦与侧面泵浦的优点于一身的一种新型的固体激光器设计方案——薄片激光器, 由德国航空航天研究院技术物理所的研究人员们首次提出。它的基本概念是用光纤耦合输出的半导体激光器作泵浦源对非常薄的晶体进行端面泵浦, 使泵浦光在几百微米的晶体薄片多次经过, 同时使热梯度的分布方向与激光束的传播方向相同。在室温下, 用 24W 的连续激光泵浦, 得到了 10W 的 TEM₀₀ 连续光输出, 光光效率为 41.7%。这种薄片激光器具有按比例功率放大的特性, 将多个薄片晶体级联在同一个热沉上, 可望得到光束近衍射极限的, 高效率的千瓦级全固态固体激光器。这种激光器输出的光学质量介于端面泵浦和侧面泵浦之间, 可得到较高的输出功率和较好的光学模式。但是这种激光器的设计和调试较为困难, 因而不为大多数的激光公司所采用。

1.2 全固体蓝光激光器的概述

1.2.1 蓝光激光的用途

蓝光激光的应用范围非常广泛, 包括:

(1) 高密度光存储。与目前常用作光源的 780nm LD 相比较, 蓝色激光其优点是波长短, 衍射效应小, 分辨率高, 光点面积小。光盘的存储密度与光源波

长成反比,所以若采用适合蓝光的新的编码技术,则可提高存储密度近一个数量级。

(2) 彩色激光显示。红绿蓝激光器是彩色显示的三原色光源,与传统电子管的彩色显示相比,彩色激光显示具有较宽的色彩范围和亮度。高亮度的蓝色激光器和相对成熟的红绿激光器一起,作为彩色显示的全固体标准三原色光源。这种新型激光光源,光束质量高,效率高(与荧光光源相比),而且更加忠实于自然光,能够消除荧光光源产生的绿影和白炽光源产生的黄影,实现三原色的平衡。

(3) 海洋水色、海洋资源探测及水下通讯。400~500nm之间的蓝色激光光源是感知海洋水色的有利武器,可用于探测海洋渔业资源。另外蓝绿波段是海洋的水下传输窗口,可用于水下通讯。

(4) 激光制冷。蓝色激光可用于捕获和阻尼铯原子的热振动,消除热振动引起的多普勒加宽,为光谱线的精确测定提供保证。

(5) 医学应用。小型蓝绿激光器可用于流动血球计数,另外蓝色光源可用于癌症的早期荧光检测以及检测生物分子特性的高灵敏度小型激光拉曼光谱仪。

(6) 激光娱乐。快速运动的激光束与立体声音等组成特殊效应和气氛用于娱乐和舞台表演中。随着市场销量的上升和价格的下降,具有结构紧凑、使用方便和色彩鲜艳等特点的全固体蓝激光器将会大批量地进入激光娱乐市场,并与其他颜色组合从而使激光娱乐业具有更多的颜色选择。

1.2.2 获得蓝光激光的方法

下面是获得蓝光激光的几种方法:

(1) 直接发射蓝光的半导体激光器。

由于结构简单、使用方便、电光转换效率高,能够直接发射蓝光的LD一直受到人们的关注。早在1990年,人们便开始了对半导体材料ZnSe的研究,1996年日本索尼公司采用单量子阱激活层分别限制双异质结结构在常温下实现了515nm的蓝光发射,输出功率1mW,连续工作了100h。然而在生长过程中PN结内形成的缺陷在高阈值电流、高结温环境下迅速扩散,使其寿命难以大幅度提高,与商品化的10000h的目标相距甚远。对推进半导体蓝光二极管商品化进程最有贡献的是日本的日亚(Nichia)化学工业公司,该公司在1997年采用MOCVD技术利用GaN材料,在15%失配的石英基底上生长出了InCaN多量子阱结构的408.6nm蓝光LD。该蓝光LD的寿命达到了1000h^[11]。目前,日本的日亚公司和美国的相干公司均推出了输出功率为5mW的产品封装的蓝光LD。

(2) 对激光二极管输出光直接倍频。

采用这种方法可以实现比较高的光-光转化效率。但它对LD要求很严格,不仅需要较高的输出功率,而且必须要单管、单频运转。因此采用电学边带压缩或光学反馈压缩等技术,通过外腔加强的办法,改善LD的光束质量,压缩其发

射线宽,并将 LD 输出锁定在非线性晶体无源谐振腔的共振频率上就成为这项技术的关键。1989 年, L. Coldkey 和 M. K. Chun 用 KN 晶体倍频 842 nm 的 LD, 获得了 24 m W 的连续蓝色激光输出^[12]。W. J. Kozlovsky 和 W. Length 用电学反馈技术钳制 856nmLD, 在 140m W 的注入功率下得到了 41mW 的 428 nm 的连续蓝光输出^[13]。J. A. Trail 采用实时闭环反馈, 有效的控制了光束质量, 抑制了噪声, 改善了激光的工作稳定性, 得到了输出功率 40m W 的 430 nm 连续蓝色激光输出。德国研究人员 D. Woll, B. Beier 等人将这种方法产生的蓝光推向了瓦级水平, 他们用 4W 的 930 nm 的 LD, 采用外腔加强办法, 用 LBO 晶体倍频, 获得了 1W 输出的 465nm 蓝光输出^[14]。

(3) 蓝光波导激光器。

这种激光器由于在波导中传播的激光功率密度高、与泵浦光耦合充分、阈值低、转换效率高、位相匹配范围宽而倍受关注。1994 年, G. Gupta 用 LiTO₃ 波导对 840 nm 的 LD 倍频而得到 26 μW 的功率输出, 位相匹配宽度为 0.3nm。我国南京大学的陆亚林等人用 LiNbO₃ 波导倍频 810nm 的 GaAsAl 激光, 在入射功率为 250 m W 时, 获得了 0.3 m W 的 405 nm 输出, 光学转换效率 0.14%。日本的 Tohru Doumuki 等人用 SiO₂/ Ta₂O₅/KTP 薄膜波导对钛宝石激光进行倍频, 波导长度 4.1mm, 得到了 13m W 的近 TEM₁₀ 模 413 nm 输出。

(4) LD 泵浦、SHE 频率转换蓝光激光器。

这种方法主要利用了 LD 的发射谱线可以很好地与 Nd³⁺, Cr³⁺ 等激活离子的吸收带相匹配这一特性, 并通过和频、倍频等非线性手段来得到蓝光输出。

①通过和频方法得到蓝光。这通常是对 LD 的 809 nm 的激光和 1064 nm 激光进行和频得到 459 nm 蓝光。和频激光器分行波型和驻波型两种。P. N. Kean 和 R. W. Stanley 在 1993 年采用折叠腔结构, 利用 100m W 的单管 LD 得到了 20m W 的 459nm 蓝光输出。这种方法不足之处是对 809nm 的 LD 的要求很高。这类和频激光器在技术上必须满足三个基本条件: 1、两入射光波长在光谱和空间上与谐振腔相匹配。2、阻抗匹配。即耦合反射镜的透射率必须与腔内往返一次的所有损耗相匹配。3、两入射光的频率必须锁定。

②腔内倍频掺 Nd³⁺ 激光介质。采用大功率半导体激光泵浦激光晶体的准三能级, 再通过腔内倍频是获得全固体蓝光输出的主要方法。目前研究的激光晶体主要有 Nd:YAG, Nd:YVO₄ 和 Nd:GdVO₄ 等, 倍频后分别获得 473nm, 457nm, 456nm 等波长的蓝光。用 808nm 半导体激光泵浦 Nd:YVO₄ 晶体能产生 914nm 基频光, 腔内倍频可获得 457nm 的深蓝光输出。但在该方案中如采用端泵浦方法, 需要制备对 808nm 波长泵浦光减反和 914nm 波长基频光高反, 同时抑制 1064nm 四能级跃迁的多层介质膜。由于 808nm 与 914nm 两种波长光谱间隔较近, 制备谐振腔镜的多层介质膜较难。同时, 由于 Nd:YVO₄ 晶体准三能级基态的斯塔克分裂是 439cm⁻¹, 低于 Nd:YAG (857cm⁻¹)。在室温下 Nd:YAG 准三能级的基态有 0.7% 的粒子数, Nd:YVO₄ 有 5% 的粒子数, 故该晶体具有较高的再吸收损失, 因此国内外对该蓝光激光器研究的报道很少。Nd:GdVO₄ 晶体是一种近几年发展起

来的新激光晶体,最初的研究报道发表于1992年。与Nd:YVO₄相比,该晶体具有高2倍多的热导率;而与Nd:YAG相比,具有高的受激发射截面和宽的吸收带宽,因此是一种很有发展前途的用于全固体蓝激光器的晶体。用808nm半导体激光泵浦Nd:YAG晶体的准三能级产生946nm的基频光,腔内倍频获得473nm的蓝光输出,是目前在国际上研究最早和应用最广泛的获得全固体蓝激光器的技术方案。早在20世纪80年代之前人们已经开始研究⁴F_{3/2}-⁴I_{9/2}之间的谱线跃迁及其倍频输出,由于当时半导体激光器的发展还很不成熟,多采用闪光灯或染料激光器作泵浦源,光束质量差,效率低。从20世纪80年代中期开始,随着半导体激光器的发展,国际上开始了以大功率半导体激光器为泵浦源的全固体蓝激光器的研究。

③内腔倍频的可调谐掺铬(Cr³⁺)蓝光激光器。采用670nm半导体激光泵浦Cr:LiSAF晶体,产生800~900nm基频光,通过腔内倍频可获得430nm波长左右的全固体蓝激光器。由于Cr:LiSAF材料具有非常大的荧光带宽,国内外多数研究者对该材料的研究主要限于800~900nm的可调谐激光器或锁模激光器,而用于连续单波长全固体蓝激光器的研究不多,其中主要有日本的日立金属株式会社于1997年发表了采用该技术获得的10mW蓝光输出的实验结果。2000年9月提高到67mW。法国的Franck Falcoz等人采用1个500mW和1个400mW半导体激光器双向泵浦Cr:LiSAF,KNbO₃晶体腔内倍频,获得了13mW,波长从427~443nm可调谐的蓝激光输出。加拿大的Pierre Laperie等人采用总输出功率为4W的19个光纤耦合输出的半导体激光器泵浦,折叠腔结构和LBO腔内倍频,获得了20mW的435nm蓝光激光。由于目前用作泵浦源的红光LD和高质量Cr:LiSAF晶体价格昂贵,使得这种蓝光激光器成本太高,相信随着670nm红光LD的制造工艺和晶体的生长工艺的完善,这种现象会得到改变。

(5) 光纤上转换蓝激光器。蓝光光纤激光器是利用稀土离子上转换的发光机理,即采用波长较长的激发光照射掺杂的稀土离子的样品时,发射出波长小于激发光波长的光。稀土离子的上转换发光机制一般可以分为激发态吸收、能量转移和光子雪崩三种过程。蓝光上转换光纤的输出波长一般在450~490nm之间,目前能获得蓝光输出的稀土离子主要有Tm³⁺,Pr³⁺两种,但大多数情况下,为了提高泵浦吸收效率和上转换发光效率,往往采用将Tm³⁺或者Pr³⁺与Yb³⁺离子共掺的方式,通过Yb³⁺离子的敏化作用,利用多声子吸收的原理获得高效的上转换发光效应,Tm³⁺/Yb³⁺共掺和Pr³⁺/Yb³⁺共掺这两种方式的上转换光纤激光目前报道的最多。1997年德国Hamburg大学Zellmer等人Pr³⁺/Yb³⁺:ZBLAN光纤中获得了375mW的480nm激光输出,这是迄今报道的最高功率的蓝光光纤激光输出。

1.2.3 全固体蓝光激光器的研究进展

上文已经提到过,用808nm半导体激光泵浦Nd:YAG晶体的准三能级产生

946nm 的基频光, 腔内倍频获得 473 nm 的蓝光输出, 是目前在国际上研究最早和应用最广泛的获得全固体蓝激光器的技术方案。在以后章节中, 如无特别指出, “蓝光激光器”一词即是代表该种 473nm 全固体蓝光激光器。下面分别介绍一下 473nm 全固体蓝光激光器的国外和国内研究进展。

国外主要研究进展如下: 1986 年, T. Y. Fan 和 R.L.Byer 提出用辐射波长为 808nm 的 LD 端面泵浦 Nd:YAG 棒, 产生波长为 946nm 的激光, 并建立了准三能级激光器的理论模型^[15]。不久, 他们用辐射波长为 808nm 的 LD 端面泵浦 Nd:YAG 棒, 并得到了在室温下连续运行的 946nm 的激光, 此时泵浦阈值低于 10mW, 在泵浦阈值以上的斜效率高达 34%^[16]。1987 年, W. P. Risk 和 W. Lenth 用波长为 808nm 的 LD 端面泵浦 Nd:YAG 棒, 并用 LiIO₃ 作腔内倍频晶体, 用 175mW 的泵浦功率产生 42mW 的 946nm 红外激光和 100 μW 的 473nm 蓝光。这是世界上第一台用 LD 端面泵浦棒状增益介质的腔内倍频产生蓝光的激光器^[17]。1988 年 G.J.Dixon, Z.M.Zhang 等首次报道了 473nm 蓝光微片激光器, 取得 5mW 输出^[18]。1994 年 G.Holleman, E.Peik 等报道了用 KNbO₃ 倍频并采用所谓双焦距复杂结构产生 100mw 稳频输出^[19]。1995 年 F.Hanson 用 KNbO₃ 倍频产生 40~70mW 的输出^[20]。1995 年 12 月 V.Pruneri, R.Koch 等报道了用 PPLN 倍频取得的 49mW 的输出^[21]。1997 年 M.Bode, I.Freitag 等报道了用 KNbO₃ 倍频波长可调的 500mW 连续蓝光输出, 光光转换效率高于 81%^[22]。1998 年 Masaki Tsunekane, Noboru Taguchi 等报道了用复合晶体在 946nm 激光上取得的显著进步, 并进行了用复合晶体取得进展的详细理论分析^[23]。1999 年 M.Pierrou and F.Laurell 报道了他们用内腔倍频一类准相位匹配 KTiOPO₄ 晶体产生的 740mW 输出, 光光转换效率达 5.7%^[24]。2003 年 3 月 C.Czeranowsky, E.Heumann 等报道了 4.6W 的 946nm 激光使用不同晶体产生的输出功率。10mm 长的 LBO 产生了 1.5W 输出, 8mm 长的 BBO 产生了 2.1W 输出, 10.4mm 长的 BiBO 产生了 2.8W 的输出。文中采用了 z 型腔和复合 Nd:YAG 晶体及水冷措施来减小热透镜效应^[25]。2003 年 10 月 B.Agate, E.U.Rafailov 等报道了采用 PPKTP 波导晶体用 27mW 基波产生 4.6mW 蓝光的高效率光源, 斜率效率达 5.5%^[26]。2004 年 8 月 Stefan Bjurshagen 和 Ralf Koch 报道了他们对准三能级连续波输出的理论模型分析并在该类激光器中取得成功应用^[27]。

国内主要研究进展如下: 比较晚起步, 但进步较快。1998 年 2 月曾昭信, 史双谨等报道了他们对 473nm 蓝光的初步预研结果。文中分析了蓝光产生机理, 并做了实验, 采用 KNbO₃ 腔内倍频, 用非球面镜和棱镜对组成的组合准直聚焦系统, 产生了 1mW 的蓝光输出^[28]。文中最后指出了一些提高输出激光功率的措施如提高 LD 聚焦光束质量, 提高聚焦系统的效率, 以及对倍频晶体采取温控等等。同年赵长明等报道了对蓝光输出功率起伏的研究, 在谐振腔内插入 QWP, 使其主轴与倍频晶体主轴呈 45 度, 获得稳定直流输出。文中采用两片柱透镜和一片球面透镜组成的光束耦合系统^[29]。2000 年刘伟仁, 钱龙生等用波长 808.5nm, 功率 2W 的 LD 泵浦 Nd:YAG, 采用腔内插入高损耗元件选模的办法, 在室温下获

得 946nm 红外光 180mW, 斜效率 13%。用 BBO 和 LBO 晶体腔内倍频, 获得分别为 12mW 和 50mW 的 473nm 连续蓝光输出, 斜效率为 3%和 10%。实验中采用优化的准直聚焦系统以匹配泵浦光和振荡激光。Nd:YAG 的浓度取为 1atm%。文中还对谐振腔设计进行分析^[30]。2001 年 6 月郑权, 赵岭等报道了一种采用 LBO 做倍频晶体并采用 v 型折叠腔的蓝光激光器。1.2W 的泵浦光获得了 63mW 的蓝光输出。文中采用布氏偏振片(也可称 BP 片)使基频光偏振, 从而满足位相匹配条件, 并补偿折叠腔的像散, 还提出可以形成双折射过滤器, 从而降低蓝光噪声。文中最后指出加大腔长和提高倍频光的偏振比有利于降低蓝光噪声。采用旋转格兰棱镜法测得蓝光偏振比为 120:1^[31]。2002 年 3 月刘伟仁, 霍玉晶等用 LBO 腔内倍频, 2W 泵浦功率获得 490mW 基频光和 120mW 的蓝光, 光光转换效率分别为 24.5%和 6%^[32]。2003 年的成果较多, 这里简单介绍一下。2003 年 3 月高兰兰, 檀慧明等报道了采用两个倍频晶体和偏振片技术, 实现低噪声蓝光输出, 信噪比为 18.39dB^[33]。6 月, 高兰兰, 檀慧明报道了用双 BBO 腔内倍频来消除走离效应影响的成果^[34]。8 月郑权, 赵岭等报道了用 Cr:YAG 调 Q 在输入泵浦功率为 1600mW 时获得平均功率 9.1mW, 脉冲宽度 14.5ns, 重复频率 4.19kHz, 峰值功率近 150W 的蓝光脉冲输出^[35]。11 月郑权, 赵岭等报道了用 BP 片和石英晶体来组成双折射滤光片来实现蓝光输出单纵模即低噪声运转^[36]。2004 年 1 月高兰兰, 檀慧明等报道了利用复合 Nd:YAG 晶体和 LBO 腔内倍频来解决晶体热负载问题, 以 15.09W 的泵浦功率取得 600mW 的蓝光输出。结构相对紧凑是其最大优点^[37]。

1.3 低噪声全固体蓝光激光器的概述

1.3.1 蓝光噪声引起的“蓝光问题”

蓝光噪声一般指全固体蓝光激光器输出功率随机起伏现象。蓝光噪声影响到蓝光输出的稳定性和光束质量, 限制了蓝光在光存储、数字视频技术、海洋水色、水下通讯等领域的应用。激光届为此起了一个专有名词“蓝光问题”, 用于特指蓝光噪声问题。

早在激光二极管泵浦腔内倍频以前, 在灯泵的腔内倍频固体激光器中, 由于这种激光器的腔长一般都在 0.5m~1.5m, 腔内倍频激光器噪声并没有引起人们的重视, 而在激光二极管泵浦的小型短腔激光器中才引起人们的关注。目前研究指出, 该噪声产生的主要原因都是由于倍频晶体内的和频和工作物质内的交叉饱和这两种非线性效应^[38]。

1.3.2 低噪声全固体蓝光激光器的研究进展

为了降低蓝光噪声, 研究人员做了很多的尝试和努力。到现在为止, 理论研

究方面, 经过速率方程理论、Jones 矩阵理论和将两种理论结合到一块的含偏振耦合的速率方程理论三个阶段, 其内容简单介绍如下。

速率方程理论: 首先 T.Baer 于 1986 年, 利用腔内倍频多纵模速率方程理论对腔内倍频激光器的功率起伏问题给予了合理的解释, 并指出强迫激光器单频运转可消除倍频晶体内的和频效应获得稳定的倍频光输出, 在实验上利用腔内标准具选单频, 验证了理论的正确性^[38]。

Jones 矩阵理论: 继速率方程理论之后, 在与 T.Baer 的实验结构相同的情况下, 考虑工作物质 Nd:YAG 的各向异性也获得了低噪声运转^[39]。很多人又在激光器多纵模运转的情况下同样获得了腔内倍频激光器的稳定输出^[40, 41], 在腔内 II 类倍频晶体激光器中, 利用基频光的 1/4 波片来改变基频光的两偏振光的相对位置, 消除了和频效应, 达到稳定谐波输出的目的, 并利用 Jones 矩阵加以解释^[40]。

前面两种理论的结合: James 等将前面的两种理论结合, 先利用 Jones 矩阵获得与偏振有关的量 g 或 $u=1-g$, 并将其引入到 T.Baer 的腔内倍频多纵模速率方程中, 得到与偏振有关的腔内倍频多纵模速率方程, 并利用该方程对前两者的实验进行了更深入的分析^[41], 在与 T.Baer 同样的实验装置下, 调节双折射晶体 KTP 与 Nd:YAG 快轴的相对位置获得了多纵模倍频光的稳定输出^[42]。

目前, 其它的消除噪声的方案都可以归结强迫激光器单频运转和改变激光器的偏振态。可以说前面的三个实验(T.Baer 的腔内加入选频元件如 F-P 标准具强迫激光器单频运转实验; Michio Oka 的 II 类倍频晶体中插入 1/4 波片实验; James 的调节倍频晶体的和工作物质的相对方位角的实验)和发展的理论奠定了以后的解决腔内倍频噪声问题的基础。

本文第三章将对此进行详细介绍和分析。

1.4 论文的工作内容

如何取得低噪声而且高效率的蓝光激光器, 是当前发展蓝光激光器的应用目的所在。为取得低噪声, 需在腔内插入损耗元件, 这必然会降低功率, 从而降低效率。如何在低噪声和高效率之间进行权衡取舍, 这是面临的主要问题。

为此, 本文在理论和实验的基础上, 主要做了如下工作:

(1) 从速率方程理论出发, 讨论了影响激光阈值及输入输出特性的主要因素. 对腔内倍频特性进行了分析, 为后面的实验提供了良好的理论依据。

(2) 详细的分析激光器的单元和总体设计思路, 并对工作物质和倍频晶体等的选取, 倍频效率和最佳耦合等进行了系统的介绍, 分析了它们在激光器设计中的相互制约和影响, 为激光器的优化设计提供了借鉴。

(3) 总结了噪声理论和各种降噪方案, 提出了自己的一种新设想, 即结合标准具和全波片进行双选频降噪的方法。实验结果符合预期。

第二章 蓝光激光器的理论和设计

进行激光器设计的主要理论依据是激光速率方程,这组方程简化后的形式是一对描述均匀激光增益介质内部反转粒子数和光子数密度的联立方程。与传统灯泵浦的固体激光器相比,激光二极管泵浦的固体激光器的理论模型要复杂一些,对设计的要求也较高,既要发挥它的紧凑、可靠和长寿命的优点,又要对其光谱波长和光路做精确的调节。

过去速率方程不考虑激光棒中辐射的径向和纵向的变化,但是在 DPL 情况下泵浦光没有充满整个增益介质,而且又不是均匀分布。因此要考虑泵浦光束在增益介质内与振荡激光光束的空间交叠问题,也就是要考虑辐射场在激光增益介质中的纵向和径向分布。泵浦速率密度 $R(x,y,z)$ 已经是空间的函数,腔内激光光子数密度 $S(x,y,z,t)$ 也是时间空间的函数,而且对不同的横模 i 有不同的时空分布。

自从 1973 年后, Chester 等人用理论模型计算了 LD 端面泵浦固体激光器的阈值功率等参数后,近年来许多文章在考虑了泵浦光和振荡激光的空间分布基础上对此进行了更加深入的分析。我们在此导出了与空间相关的速率方程组,并以此为基础进一步分析了 LD 端面泵浦固体激光器的各种特性,作为我们实验的理论依据。

本章具体思路是:先运用速率方程理论对 LD 泵浦固体激光器进行分析,得出若干有益结论,为蓝光激光器设计铺垫理论基础,然后运用这些结论,结合蓝光激光器的实际情况,对蓝光激光器的单元设计和整体设计进行分析。

2.1 LD 泵浦固体激光器理论分析

2.1.1 速率方程理论^[47]

如下图 1 所示,在本文中,蓝光激光器的工作物质 Nd:YAG 中的钕离子 Nd^{3+} 有三条较强的荧光谱线,它们的中心波长及其对应的激光能级的跃迁各是 $1.318 \mu m (^4F_{3/2} - ^4I_{13/2})$, $1.064 \mu m (^4F_{3/2} - ^4I_{11/2})$ 和 $946 nm (^4F_{3/2} - ^4I_{9/2})$, 如图 1 所示。其中 $^4F_{3/2} - ^4I_{11/2}$ 能级跃迁的谱线最强,它的增益较 $^4F_{3/2} - ^4I_{9/2}$ 谱线的增益高一个数量级左右,这三条谱线的激光上能级又同为 $^4F_{3/2}$, 所以 946nm 要形成激光振荡就很困难。除了增益低起振困难外,还在于 946 nm 激光振荡下的激光能级离基

态很近, 实际上它是基态能级分裂出来的一个子能级, 其能量只比基态高 857 cm^{-1} , 因而该能级受热激发影响很大, 在常温下也有热激发的粒子集居, 946 nm 激光振荡的机构应属于准三能级结构, 而 $1.064 \mu\text{m}$ 的激光振荡机构属四能级结构, 三能级结构要实现粒子数密度集居的反转就比四能级结构困难得多。

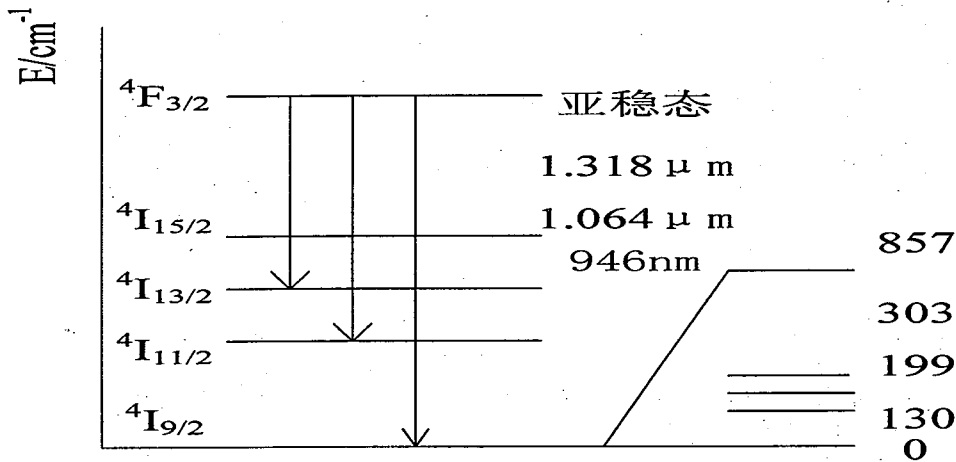


图 1 Nd^{3+} 在钇铝石榴石中的能级和三条荧光谱线

从图 1 中还可看出激光工作物质的基态 ${}^4I_{9/2}$ 是一个多重态, 946 nm 激光的下能级是基态能级在基质晶体场的影响下由斯塔克分裂而形成的一个子能级, 该能级粒子的热集居满足玻尔兹曼分布。在室温 $T=300 \text{ K}$ 情况下可以计算出约有 Nd^{3+} 浓度的 0.74% 的粒子集居到 946 nm 的激光下能级处。若 Nd: YAG 受热引起温升则激光下能级热集居的粒子更多, 为实现激光振荡将需要更大的泵浦功率才能形成粒子数浓度集居的反转。氙灯泵浦 Nd: YAG 效率低晶体受热温升不能用于产生 946 nm 激光, 二极管激光的谱线能做到与 Nd: YAG 的吸收峰一致, 用二极管泵浦 Nd: YAG 效率高工作物质发热少, 对 946 nm 激光机构是一种有效的泵浦方式。

如上所述, 由于 473 nm 蓝光激光器的增益介质是准三能级系统, 这里主要讨论准三能级系统的速率方程。本章的速率方程理论模型的建立与分析基于以下假设: (1) 激光的吸收截面和受激发射截面遵从对易关系 $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$ (当然实际上吸收截面和发射截面的大小是有差异的, 吸收截面稍大些); (2) 泵浦光和激光均视为理想圆高斯光束; (3) 忽略激光晶体的热效应的影响。

由于泵浦光波长对准了增益介质的吸收波长, 其线宽(FWHM)只有几个 nm , 因而增益介质的离子被泵浦到指定的能级上时, 粒子数集居的能级范围很窄, 必须考虑能级的斯塔克分裂。假设参加激光作用的上下能级分别为 b 能级和 a 能级, 并定义参加激光作用的上能级粒子数占整个上能态粒子数的比值为 f_b , 参加激光作用的下能级粒子数占整个下能态粒子数的比值为 f_a , 由能态内部的玻尔兹曼分布决定, 假设整个下能态粒子数为 N_1 , 激光下能级的粒子数 N_a 可表示为

$$N_a = (g_a N_1 / Z_a) \exp(-E_a / KT) = f_a N_1 \quad (2.1)$$

上式中 $Z_a = \sum_i g_i \exp(-E_i / KT)$, K 表示玻尔兹曼常数; E_a 表示激光下能级能

量; T 表示激光晶体温度; g_i 和 g_a 表示能级 i 和能级 a 的简并度; f_a 代表参与激光作用的下能级粒子数占整个下能态粒子数的比例。

在稳定泵浦下, 上能态各子能级弛豫较快时, 子能级间的粒子数也服从玻尔兹曼分布, 激光上能级的粒子数可写为 $N_b = f_b N_2$, N_2 为上能态粒子数。在单位时间内从 b 能级中的任一分量能级跃迁到 a 能级中的任一分量能级的几率是 $C_n f_b \sigma S(x, y, z, t)$ 。其中 σ 是相对的受激辐射截面, $C_n S(x, y, z, t)$ 是光子通量。 C_n 是介质中的光速 C/n , $S(x, y, z, t)$ 是谐振腔内的激光光子数密度。 $C_n f_b \sigma S(x, y, z, t) = B_{ba} \rho(x, y, z, t)$, ρ 为腔内能量密度函数, B_{ba} 是爱因斯坦 B 系数。受激吸收从 a 能级跃迁到 b 能级的单位时间几率为 $C_n f_a \sigma S(x, y, z, t)$, 因为分量能级的简并度均为 1。

在大多数情况下, 激光介质的吸收能带吸收泵浦光子, 使粒子被激发到某一高能级上, 然后再通过如碰撞各种转换过程把激发粒子转移到激光上能级 b 上。我们唯象地用泵浦速率密度 $R(x, y, z)$ 来描述这一复杂的过程。 $R(x, y, z)$ 可写成

$$R(x, y, z) = R r(x, y, z) \quad (2.2)$$

其中 R 是整个谐振腔内的泵浦速率, 即每秒钟由于吸收泵浦能量而泵浦到激光上能级的粒子个数, 这个数是整个谐振腔也就是模体积内的泵浦数。我们唯象地认为它等于增益介质吸收的功率除以泵浦光子能量

$$R = \eta_p P_{abs} / h\nu_p \quad (2.3)$$

其中 h 为普朗克常数, ν_p 为泵浦光的频率, η_p 是量子效率, 表示一个泵浦光子平均激发的受激粒子数。 P_{abs} 为增益介质吸收的泵浦光的功率

$$P_{abs} = P_p [1 - \exp(-\alpha L)] \quad (2.4)$$

其中 P_p 是进入模体积的泵浦功率。 α 为增益介质对泵浦光的吸收系数, 它随掺杂浓度和被掺杂的基质材料种类而有较大的变化。 L 是增益介质的长度, 为了避免激光被介质再吸收, $L \approx 1/\alpha$, 这对于用 LD 泵浦 Nd:YAG 产生 946nm 的输出及其倍频得到蓝光尤其重要^[9]。

(2.2) 式中, $r(x, y, z)$ 称为归一化泵浦速率空间分布函数, 由于我们主要考虑激光器运行在连续或准连续的状态下, 这个分布函数没有包含时间。

我们用 N_a 表示参与激光作用的下能级粒子数, 这并不是所有的下能级粒子数, 泵浦过程使下能级粒子数减少, $f_a R$ 这部分影响到 N_a 的减少, 同样 $f_b R$ 这部分对 N_b 的增加有贡献。

光子数密度函数 $S(x, y, z, t)$ 可以写成

$$S(x, y, z, t) = S(t) S(x, y, z) \quad (2.5)$$

其中 $S(t)$ 是 t 时刻谐振腔内的总光子数, $S(x, y, z)$ 是归一化光子数空间分布函数。

这样, 我们可以写出准三能级系统上、下两能级粒子数随时间的变化率

$$\frac{\partial N_b(x, y, z, t)}{\partial t} = -\frac{N_b(x, y, z, t)}{\tau} + f_b Rr(x, y, z) - C_n f_b \sigma [N_b(x, y, z, t) - N_a(x, y, z, t)] S(t) S(x, y, z) \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial N_a(x, y, z, t)}{\partial t} = \frac{N_b(x, y, z, t)}{\tau} - f_a Rr(x, y, z) + C_n f_a \sigma [N_b(x, y, z, t) - N_a(x, y, z, t)] S(t) S(x, y, z) \quad (2.7)$$

上面(2.6)式的右边第一项是自发辐射衰减率, τ 是自发辐射寿命。第二项是泵浦速率。第三项是受激辐射与受激吸收之差。(2.7)式右边亦有相对应的三项。在准三能级情况下, 一般来说(2.6)与(2.7)并不相等, 我们用

$$\Delta N(x, y, z, t) = N_b(x, y, z, t) - N_a(x, y, z, t) \quad (2.8)$$

来代表反转粒子数密度。由上面三式(2.6)、(2.7)和(2.8)得

$$\frac{\partial \Delta N(x, y, z, t)}{\partial t} = -\frac{2N_b(x, y, z, t)}{\tau} + (f_a + f_b) Rr(x, y, z) - (f_a + f_b) C_n \sigma \Delta N(x, y, z, t) S(t) S(x, y, z) \quad (2.9)$$

(2.9)式中

$$2N_b(x, y, z, t) = [N_b(x, y, z, t) + N_a(x, y, z, t)] + \Delta N(x, y, z, t) = N + \Delta N(x, y, z, t) \quad (2.10)$$

其中 N 是与激光作用有关的上、下能级粒子数之和, 它在一定温度下是一个常数, 但是它并不等于激光介质的掺杂浓度 N_0 , 只是其中的一部分。假设 $t=0$ 时, 没有泵浦, 整个系统处于平衡态, $N_b(x, y, z, t)=0, N_a=N=f_a N_0$, 用 ΔN^0 代表平衡时的反转粒子数

$$\Delta N^0 \approx N_b(t=0) - N_a(t=0) = 0 - N = -N \quad (2.11)$$

所以

$$2N_b(x, y, z, t) = \Delta N(x, y, z, t) - (-N) = \Delta N(x, y, z, t) - \Delta N^0 \quad (2.12)$$

如果激光器运行在多模状态中, 光子数密度 $S(x, y, z, t)$ 实际上是 m 个谐振腔横模光子数密度之和, 即

$$S(x, y, z, t) = \sum_{i=1}^m S_i(x, y, z, t) = \sum_{i=1}^m S_i(t) S_i(x, y, z) \quad (2.13)$$

那么, 每一个横模的总光子数 $S_i(t)$ 随时间的变化率为

$$\frac{\partial S_i(t)}{\partial t} = C_n \sigma \iiint \Delta N(x, y, z, t) S_i(t) S_i(x, y, z) dV - \frac{C_n \delta_i}{2L} S_i(t) \quad (2.14)$$

(2.14)式中右边第一项是粒子数反转所引起的受激辐射使第 i 横模光子数增加的速率, 第二项是整个谐振腔的各种损耗所引起的光子数减少的速率。 δ_i 为第 i 个横模的往返损耗率, 它包括输出、元件界面散射和菲涅尔衍射等与介质长度无关的部分 δ_{ie} 以及与 L 有关的部分 $2\alpha_{il}L$ 诸如杂质吸收和体散射等。与介质长度无

关的部分又可分为输出损耗 T_i 和其余部分 δ_{if} 。 V 为激活介质的体积。

综上所述，如果只考虑基横模运转，则准三能级系统的速率方程如下：

$$\frac{\partial \Delta N(x, y, z, t)}{\partial t} = -\frac{\Delta N(x, y, z, t) - \Delta N^0}{\tau} + (f_a + f_b) R r(x, y, z) - (f_a + f_b) C_n \sigma \Delta N(x, y, z, t) S_0(t) S_0(x, y, z) = 0 \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial S_0(t)}{\partial t} = C_n \sigma \iiint \Delta N(x, y, z, t) S_0(t) S_0(x, y, z) dV - \frac{C_n \delta_0}{2L} S_0(t) = 0 \quad (2.16)$$

2.1.2 基频光输出特性理论分析

设定以下几个前提条件：

(1) 稳态时激光腔内振荡模场分布为厄米-高斯分布，在基模条件下，场强度分布函数为高斯分布；

(2) 在近似情况下，可以用振荡光斑束腰 ω_0 代替 z 处的光斑半径 $\omega_s(z)$ ；

(3) 对于泵浦光，我们考虑经光束整形后的圆对称高斯分布泵浦光；

(4) 在阈值附近 $S_0(t)=0$ ， $\Delta N^0 \approx -N_a^0$ ；

则在上节速率方程基础上经过一系列推导，可以得到阈值泵浦功率 P_{th} 为

$$P_{th} = \frac{\pi h \nu_p (\omega_p^2 + \omega_0^2)}{2 f \tau \eta_p \eta_a} \left(\frac{\delta}{2\sigma} + f_a N_0 L \right) \quad (2.17)$$

另外，上式可进一步写为

$$P_{th} = \frac{\pi h \nu_p (\omega_p^2 + \omega_0^2)}{2 f \tau \eta_p \eta_a \sigma} (\delta + 2\sigma N_a^0 L) \quad (2.18)$$

其中 h 为普朗克常数， ν_p 为泵浦光的频率， ω_p 为泵浦光的束腰半径， ω_0 为激光介质内振荡光的束腰半径， $f=f_a+f_b$ ， τ 是自发辐射寿命， η_p 为量子效率，表示一个泵浦光子平均激发的受激粒子数， $\eta_a=[1-\exp(-\alpha L)]$ 为介质对泵浦光的吸收率， α 为增益介质对泵浦光的吸收系数， L 为介质几何长度， N_0 为介质的离子掺杂浓度， δ 为该基横模的往返损耗率， ΔN^0 为平衡时的反转粒子数， N_a^0 为激光下能级初始粒子数， σ 是相对的受激辐射截面， σN_a^0 为再吸收损耗因子，故 $2\sigma N_a^0 L$ 为再吸收产生的损耗率。

从(2.18)式可以知道，在阈值表达式中，准三能级系统与四能级系统的区别是多了一项再吸收损耗，而没有新的项引入泵浦光和激光的腰斑中，所以不管是准三能级还是四能级系统，为了降低激光的阈值，都需要尽量减小泵浦光和激光的腰斑。然而我们在计算中忽略了高斯光束的衍射损耗，如果光束的腰斑太小，

将导致衍射损耗的增加。因此过多地减少腰斑不会有效降低阈值。

准三能级系统泵浦阈值表达式(2.18)中有两项包含增益介质长度 L 。当激光晶体长度 L 增加, 被吸收的泵浦光功率随 η_a 的增加而增加, 但是再吸收损耗项 $2\sigma N_a^0 L$ 也增加了。因此存在一个最佳晶体长度 L_0 使得激光阈值最低, 由(2.18)式对长度求导得到最佳晶体长度 L_0 满足下式:

$$\alpha \exp(-\alpha L_0) \left(\frac{2\sigma N_a^0}{\alpha} + \delta + 2\sigma N_a^0 L_0 \right) - 2\sigma N_a^0 = 0 \quad (2.19)$$

研究表明, 输出镜的透过率越高, 阈值越高。对于一定的透过率, 当晶体长度取在 2 到 4 毫米范围内时, 激光阈值变化不十分明显。当晶体在 1 毫米以内时, 阈值变化非常剧烈。

可推得激光的增益系数 $G(x, y, z)$ 为

$$G(x, y, z) = \frac{\sigma f R r \tau - \sigma N_a^0}{1 + f c_n \sigma S_0(t) S_0(x, y, z) \tau} \quad (2.20)$$

在阈值之上时, 增益系数包含两项, 第一部分为饱和增益项, 第二部分为由于低能级粒子的吸收引起的饱和损耗项。从第一部分里可以看出, 饱和增益的空间分布取决于泵浦速率的空间分布和激光场的空间分布。在第二项中, 饱和损耗的空间分布仅仅取决于激光场的空间分布。因此, 从上面这种关系可以看出, 存在再吸收时引起的激光光场的空间分布行为与忽略再吸收时的情况是不同的。

定义如下参数:

$$a = \frac{\omega_p}{\omega_l} \quad ; \quad x = \frac{2r^2}{\omega_p^2} \quad ; \quad B = \frac{2N_a^0 \sigma L}{\delta} \quad ; \quad F = \frac{4P_p \sigma \tau \eta_a}{\pi h \nu_p \omega_l^2 \delta} \quad ; \quad S = \frac{2c_n \sigma \tau S_0}{\pi \omega_l^2 L}$$

其中 ω_l 为振荡光的束腰半径, P_p 是进入模体积的泵浦功率, C_n 是介质中的光速 C/n , 其他字母的物理意义同式(2.18)。

以上各参数有如下意义: a 为泵浦光与振荡激光的束腰半径之比; x 为径向平方与泵浦光半径平方的相对比值; B 为再吸收损耗与腔的固有损耗之比; F 为归一化的泵浦光功率; S 为归一化的腔内激光光子数。

则经过一系列推导还可得到斜效率表达式如下

$$\frac{dS}{dF} = \frac{1 + \frac{B}{fS} \ln(1 + fS)}{f^2 F^2 \int_0^\infty \frac{[\exp(-x) - Ba^2 / fS] \exp(-2a^2 x)}{[2 + fS \exp(-a^2 x)]^2} dx} \quad (2.21)$$

dS/dF 表示吸收的泵浦光子转化成激光光子的效率, 如果 $dS/dF=1$, 表示每吸收一个泵浦光子就受激发射一个激光光子。如果 $dS/dF < 1$, 就表示一些激发态粒子自发跃迁到基态, 或是泵浦光和激光的模式交叠不好。

一般地,在四能级系统中,如果不考虑衍射效应,则模式交叠率 a 越小,斜效率越高。而准三能级和四能级相比有很大区别。在准三能级系统中,当模式交叠率 $a=0$ 时,不能得到最大斜效率,而是存在一个其它 a 值,使斜效率最高,这个最佳值取决于两种因素之间的竞争:(1)当 a 趋于 0 时,由于在 $r=0$ 处激光最强,整个泵浦区在 $r=0$ 处都有很强的激光,受激辐射强,转化效率高。但是此情况的再吸收损耗大,抑制效率的提高。(2)当 a 趋于无穷时,激光场与未泵浦区的重合程度减小,使得再吸收损耗较小,转化效率提高。但是此情况使激光场外围的泵浦光所激发的粒子通过自发辐射而非受激辐射跃迁到基态,降低了效率。这两种相互矛盾的因素是存在最佳 a 值的原因。

无论 a 值取多少,内部斜效率都随着泵浦光 F 的增强而增加,且趋于 1。这种现象的原因可这样解释,不论 a 值取多少,当泵浦光增强时,泵浦光场边缘的粒子受到的激励增加,进而产生受激辐射的几率增加,所以激光内部斜效率增加。

当 B 为定值时,内部斜效率随着激光场 S 的增加而增加,这主要是由于当激光场增强时,再吸收损耗趋于饱和。而且随着激光场 S 的增强,最佳 a 值逐渐增大,这是由于激光场的增强使得激光场外围亦有足够的增益产生受激辐射,从而使得当泵浦光场横截面稍增加时斜效率更高。

在实际情况下,我们通常更关心如何获得激光最大外部斜效率,这可从如下公式给出:

$$\frac{dP_{out}}{dP_p} = \frac{T \nu_l}{\delta \nu_p} \eta_a \frac{dS}{dF} \quad (2.22)$$

式中 T 为输出镜的透过率,在透过率和腔损耗为定值情况下,上式的 $\frac{T \nu_l}{\delta \nu_p}$ 为

定值,于是外部斜效率只和晶体对泵浦光的吸收率 η_a 及内部斜效率 dS/dF 有关。应用该式和 (2.21) 式可指导我们选取合适长度的激光晶体。

在泵浦功率不是很大的情况下,减小阈值对激光外部斜效率的提高比增加激光晶体长度对外部斜效率的提高效果更明显。我们应保持晶体的长度在由式(2.19)决定的最佳值,以使阈值最低。当激光晶体长度增加时,对泵浦光的吸收增加,阈值也增加,导致内部斜效率有所降低,结果它们的乘积对晶体长度变化不敏感,外部斜效率不会有大的变化。但是当激光晶体在最佳长度以内略微减小时,不但激光的吸收减小,阈值也增大,导致内部斜效率减小,使外部斜效率减小得更快。因此我们在设计时应注意,晶体的长度可以比最佳值长,但不能短。

当泵浦功率相当大时,内部斜效率的变化不明显,这时增加晶体长度对外部斜效率的提高贡献大,所以在大功率泵浦时可采用稍长的激光晶体。

2.1.3 倍频光输出特性理论分析

利用非线性晶体在强激光的作用下的二次非线性效应,使频率为 ω 的光通过晶体后变成频率为 2ω 的倍频光,称为倍频技术,或二次谐波振荡。由非线性系数的定义^[9]:

$$P_i(\omega) = \varepsilon_0 d_{ijk} E_j(\omega) E_k(\omega) \quad (2.23)$$

则二次谐波的耦合方程为:

$$\begin{aligned} \frac{dE_3}{dz} &= -i\omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} d_{eff} E_1^2 e^{i\Delta k z} \\ \frac{dE_1}{dz} &= -i\omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} d_{eff} E_3 E_1^* e^{-i\Delta k z} \end{aligned} \quad (2.24)$$

式中 $\Delta k = k^{2\omega} - k^\omega$ 。

设定以下几个前提条件:

(1) 在小信号近似的情形下考察方程(2.24),此时入射光波场的功率损耗可以忽略不计;

(2) $E_3(z=0) = 0$ (即无二次谐波输入),晶体的长度为 L ;

(3) 考虑介质是非导电的, $c = 1/(\varepsilon\mu)^{1/2}$, $\mu = \mu_0$;

则经过一系列推导可以得到倍频功率 $P^{2\omega}$

$$P^{2\omega} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \omega^2 d_{eff}^2 E_1^4 L^2 \left[\frac{\sin(L\Delta k/2)}{L\Delta k/2} \right]^2 A \quad (2.25)$$

即为

$$P^{2\omega} = 2 \left(\frac{\mu_0}{\varepsilon_0} \right)^{3/2} \frac{\omega^2 d_{eff}^2 L^2}{n^3} \frac{(P^\omega)^2 \sin^2(L\Delta k/2)}{A (L\Delta k/2)^2} \quad (2.26)$$

其中, μ_0 为真空磁导率, ε_0 为真空介电常数, ω 为基频圆频率, d_{eff} 为有效非线性系数, n 为倍频晶体的折射率, A 为基频光的光束截面。

通常,把倍频输出功率和基频输入功率的比值称为倍频效率,表示倍频转化效率的高低,以 η_{SHG} 表示,则 $\eta_{SHG} = P^{2\omega}/P^\omega$ 。

$$\eta_{SHG} = 2 \left(\frac{\mu_0}{\varepsilon_0} \right)^{3/2} \frac{\omega^2 d_{eff}^2 L^2}{n^3} \frac{P^\omega \sin^2(L\Delta k/2)}{A (L\Delta k/2)^2} \quad (2.27)$$

如果 $\frac{\sin^2(L\Delta k/2)}{(L\Delta k/2)^2} = 1$, 则倍频光功率与基频光功率的平方和晶体的有效面积

之比 $\frac{(P^\omega)^2}{A}$ 成正比。这里 P^ω 用基频光输出功率 P_{out} 表示。设 T 为输出透过率, δ_0 为

腔内其他损耗(腔镜镀膜不完全引起的损耗、衍射损耗、散射损耗、晶体对振荡光的吸收等), P_{p0} 为激光晶体输出端(即 $Z=0$ 处)的泵浦功率, α_p 为激光介质对泵

浦光的吸收系数, σ 为激光增益介质的受激发射截面, τ 为激光上能级的自发辐射寿命, h 为普朗克常数, c 为真空光速, λ_p 为振荡光波长, S 为饱和参量(饱和光强 I_s 的倒数), L 为激光晶体长度, ω_p 为泵浦光的光斑半径, 用位于激光晶体泵浦入射端面的谐振腔束腰 ω_{c0} 表示振荡光的光斑半径。同时令

$$XI = \frac{\pi\omega_{c0}^2}{4S}, XII = \frac{4\sigma\tau\lambda_p P_{p0}(1 - e^{-\alpha_r L})}{\pi hc(\omega_p^2 + \omega_{c0}^2)} \quad (2.28)$$

$$\text{则有}^{[8]}: P_{out} = XI[XII - (T + \delta_0)] \frac{T}{T + \delta_0} \quad (2.29)$$

把(2.29)式代入(2.26)式可得倍频光功率的公式:

$$P^{2\omega} = 2\left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0}\right)^{3/2} \frac{\omega^2 d_{eff}^2 L^2 \sin^2(L\Delta k/2)}{n^3 (L\Delta k/2)^2} \frac{\{XI[XII - (T + \delta_0)] \frac{T}{T + \delta_0}\}^2}{A} \quad (2.30)$$

转换效率为

$$\eta_{SHG} = 2\left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0}\right)^{3/2} \frac{\omega^2 d_{eff}^2 L^2 \sin^2(L\Delta k/2)}{n^3 (L\Delta k/2)^2} \frac{XI[XII - (T + \delta_0)] \frac{T}{T + \delta_0}}{A} \quad (2.31)$$

式中 A 为基频光的光束截面, 与(2.28)式中的 ω_c 的平方成正比。由此可得倍频光功率与泵浦光光斑大小和基频光光斑大小的关系如图2所示。转换效率 η_{SHG} 与基波功率密度 P^ω/A 成正比, 与泵浦光光斑大小和基频光光斑大小的关系与图2类似。从图中可以看出减小泵浦光斑和基频光斑大小有助于提高倍频功率, 由 $\omega_c = [\lambda_c^2 * L * (R - L) / \pi^2]^{1/4}$, 对于平凹腔 $R=2L$, 所以对于腔外倍频, 短腔长有助于提高倍频功率。

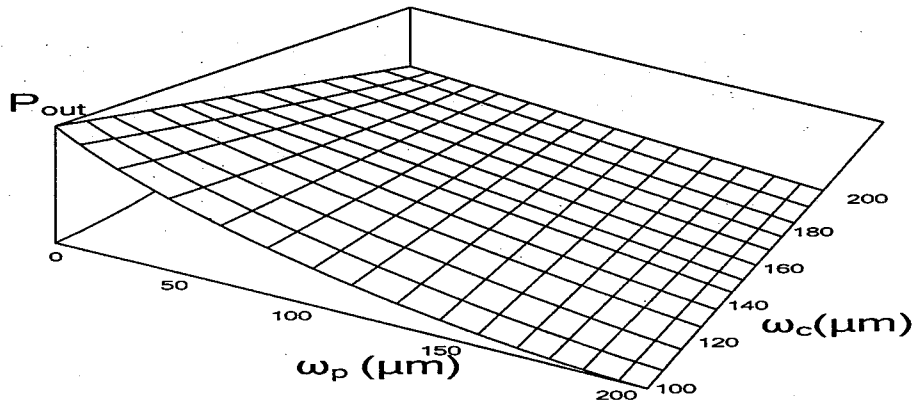


图2 倍频光功率与泵浦光斑和振荡光斑大小的关系图

输入光功率一定,则倍频光功率与非线性介质的长度和有效非线性系数的平方成 $(d_{\text{eff}}*L)^2$ 正比。

根据上面的讨论,在 $\frac{\sin^2(L\Delta k/2)}{(L\Delta k/2)^2}=1$ 时要提高倍频光的输出功率有下列几种

方法:

- (1) 选取有效非线性系数较大的倍频晶体。
- (2) 适当的增大非线性介质的长度(或采用腔内倍频的方法)。
- (3) 提高基频光的峰值功率。

对于任一个确定的晶体,在任意基波功率下,影响转换效率 η_{SHG} 的仅仅是位相因子 $\frac{\sin^2(L\Delta k/2)}{(L\Delta k/2)^2}$ 。当 $\Delta k=0$ 时,位相因子取最大值 $\frac{\sin^2(L\Delta k/2)}{(L\Delta k/2)^2}=1$,此时

$\eta_{\text{SHG}}=\eta_{\text{max}}$ 。而当 $\Delta k\neq 0$ 时, $\frac{\sin^2(L\Delta k/2)}{(L\Delta k/2)^2}$ 的下降非常快。 $\Delta k=0$ 称为相位匹配

条件, $\Delta k\neq 0$ 称为相位失配。只有在相位匹配条件下,才可获得最高的转换效率,相位匹配是有效产生倍频光的重要条件。

极化波与基频光的传播速度相同,但是在晶体的正常色散区域,倍频光和极化波的速度不同。频率高的倍频光相速度慢于频率低的极化波的相速度。这种速度上的差别造成基频光与倍频光之间的相位失配,使从不同片段晶体辐射出的倍频波之间产生相位差,引起相消干涉,降低倍频转换效率,严重时将无倍频光输出。

必须使 $\Delta k=0$,受到基频光激发的晶体才能犹如一个同步振荡的阵列,有效地辐射倍频光。使 $\Delta k=0$ 的技术称为“相位匹配技术”。

只有使晶体对应于倍频光的折射率与对应于基频光的折射率相等,才能实现相位匹配。对一般的光学介质来说,总是存在色散现象的。但是如果使用各向异性晶体,利用o光和e光的折射率的不同,以及e光折射率随入射波与光轴的夹角或晶体的温度而变化的性质,则可以达到相位匹配的目的。相位匹配一般有如下两种方法:

(1) 角度相位匹配方法,利用晶体的双折射来补偿正常色散而达到相位匹配的方法。使入射光的基频光和产生的倍频光具有不同的偏振态,所用的晶体预先按特定的方向切割出来,使倍频光和基频光满足匹配条件。角度相位匹配是一个简单易行的方法,被广泛的采用。

(2) 温度相位匹配方法。改变温度可改变非线性晶体的折射率,从而可以改变相位匹配角调制波长。

总之,要获得高的二次谐波功率和能量转换效率,采用的非线性晶体应尽量满足如下要求:

- 1.非线性系数大;
- 2.激光损伤阈值高;
- 3.有比较大的相位失配角或失配温度;
- 4.对二次谐波的光学吸收系数小;
- 5.有比较高的热导率;
- 6.尺寸适当大, 光学均匀性好。

除了对倍频材料有以上的考虑, 用于进行有效二次谐波实验的激光器也应尽量满足如下特征:

- 1.能够输出较高的峰值功率。因为二次谐波功率正比于基波功率的平方。
- 2.激光谱线宽度窄, 光束发散角小。

这样的基波光束能够保证很好地满足角度匹配条件, 有利于提高二次谐波的转换效率, 所以基频光应尽量输出单纵模和单横模的激光。

2.2 蓝光激光器的单元器件分析

下面将利用上节得到的一些有益结论对蓝光激光器单元器件进行分析。

2.2.1 工作物质 Nd:YAG

如下图 3 所示, 蓝光激光器的基本组成单元包括泵浦源 LD, 耦合光学系统 Couple optics, 工作物质 Nd:YAG, 倍频晶体 LBO, 由输出透镜 OC 和 Nd:YAG 前端面组成的线性谐振腔。下面先介绍工作物质 Nd:YAG 的特性。

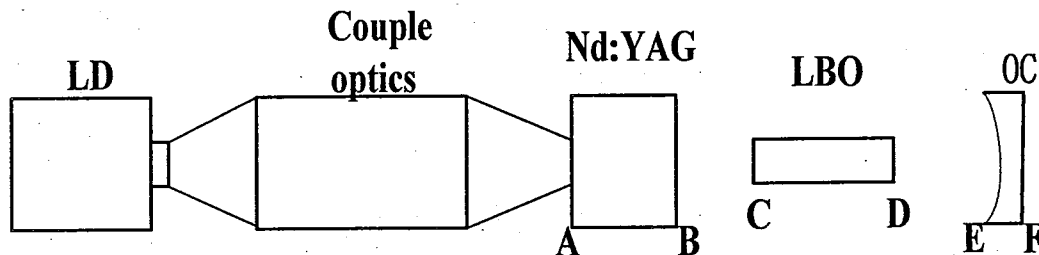


图3 蓝光激光器基本结构图

Nd:YAG(掺钕的钇铝石榴石 $\text{Nd:Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$)激光器是目前最为常用的一类固体激光器, 其参数特别有利于激光作用的产生。Nd:YAG 晶体通常采用提拉法生长, 晶体在氩气氛中沿[111]方向或[001]方向控制。为了得到高质量的晶体, 生长速度很慢, 一般为 1 毫米/小时。目前已能生长出直径约为 30~40 毫米, 长度为 100~200 毫米的优质晶体棒。YAG 基质很硬、光学质量好、导热率高, 室温下, Nd:YAG 主要的 1064nm 谱线因热激发晶格振荡而均匀加宽, 这利于激光器的单纵模运转, 这些好的性能利于产生高增益、低阈值的激光作用。

表 1 Nd:YAG 的物理和光学特性

化学式	Nd:Y ₃ Al ₅ O ₁₂
晶体结构	各向同性立方体结构
Nd 质量百分比	0.725
Nd 原子百分比	1.0
Nd 原子数/cm ³	1.38×10 ²⁰
熔点	1970°C
努普硬度	1215
密度	4.56g/cm ³
断裂应力	(1.3~2.6) × 10 ⁶ kg/cm ²
弹性模量	3 × 10 ⁶ kg/cm ²
热膨胀系数	
[100]方向	8.2 × 10 ⁻⁶ °C ⁻¹ , 0~250°C
[110]方向	7.7 × 10 ⁻⁶ °C ⁻¹ , 10~250°C
[111]方向	7.8 × 10 ⁻⁶ °C ⁻¹ , 0~250°C
线宽	4.5Å 或 130GHZ
受激发射截面	
R ₂ - Y ₃	σ ₂₁ =6.5 × 10 ⁻¹⁹ cm ²
⁴ F _{3/2} - ⁴ I _{11/2}	σ ₂₁ =2.8 × 10 ⁻¹⁹ cm ²
荧光寿命	230μm
1.06 μm 时的光子能量	hν=1.86 × 10 ⁻¹⁹ J
折射率	1.82(在 1.0μm 时)
热导率	0.13W/cmK
热光系数 dn/dt	+7.3 × 10 ⁻⁶ K ⁻¹
峰值吸收波长	808.5nm
峰值吸收系数 (1% 掺杂)	3cm ⁻¹
热致双折射	高
散射损耗	α _{sc} ≈0.002cm ⁻¹

表 1 列出了 Nd:YAG 的一些物理性质和光学性质^[10]。从上面的表中可以看出:

Nd:YAG 各向同性, 但其热致双折射高, 因此在一定的条件下如偏振泵浦就会表现出各向异性的性质, 使得激光器发出的基频光为具有偏振的光, 合理利用这种偏振性质有利于激光器件的设计和分析。另外机械安装应力, 制冷方式的选择也是必须认真考虑的。

Nd:YAG 的荧光寿命和吸收系数都与掺杂浓度有关, 例如, 随着掺杂浓度从 1.0atm% 上升到 2.5atm%, 荧光寿命从 230 μs 减小到 160 μs 吸收系数从 3 增加

到 8。

Nd:YAG 有着较高的努普硬度, 较大的热导率, 其中正的热光系数使得在受热时产生正的热透镜, 可用凸面腔镜实现光路上的补偿。上面的很多性能是其它晶体如 Nd:YVO₄ 无法比拟的。另外, Nd:YAG 的吸收截面不是偏振相关的, 这给横向泵浦或随机泵浦带来了方便。

Nd:YAG 的立方结构也有利于窄的荧光谱线, 使得 Nd:YAG 的线宽为 130GHz, 然而在实际的器件运转时不一定为此数值, 如多纵模运转时的谱线线宽为 30GHz, 而单纵模运转时的谱线线宽为 100GHz。这在设计激光器选频元件和鉴频元件时要注意。

Nd:YAG 的吸收带宽很窄, 仅 1nm, 这要求作为泵浦源的激光二极管的带宽也要窄, 同时更要求在对激光二极管进行温度调谐(典型的调谐速率约为 0.3nm/°C)时温控精度要高, 以使其发射光谱与 Nd:YAG 的吸收带宽达到较好的光谱匹配。

在正常的工作条件下, Nd:YAG 激光器在室温时以最强的跃迁 ${}^4F_{3/2}$ - ${}^4I_{11/2}$ 产生 1064.1nm 波长的振荡。利用波长选择元件如标准具或色散棱镜、或以特殊设计的谐振腔反射镜作为输出镜, 或使用镀有高度选择性的介质膜的反射镜, 也可能获得其他波长的跃迁。上述的这些元件抑制了其它不需要的波长的激光振荡, 而提供了所需要波长的最佳条件。这些技术可在 Nd:YAG 中产生 20 多条跃迁谱线。而目前最实用的是 946nm, 1064nm, 1318nm 这三条激光谱线, 并且经过倍频可得到蓝(473nm)、绿(532nm)、红(660nm)三基色光源。

其中, 通过镀有高度选择性的介质膜的反射镜来选择 946nm 激光谱线时, 必须首先抑制 1064nm, 1318nm 这两条激光谱线, 通过计算, 介质膜系对 1064nm, 1318nm 激光谱线的透过率大于 70% 时可以确保在较大的泵浦功率时也只有 946nm 形成激光振荡^[11], 通过腔内倍频可获得 473nm 蓝光激光输出。但由于激光器运转于 946nm 谱线时是准三能级的结构, 使得在纵向非泵浦区域或弱泵浦区域的基频光的再吸收严重, 而影响到激光器的阈值和效率。考虑到工作物质对泵浦光能量的利用率和对激光的再吸收作用, 根据(2.18)式, 求得实验中作为蓝光激光器工作物质 Nd:YAG 的优化长度为 3mm^[12]。最后决定选用 3×3×3mm³ 的 Nd:YAG 晶体。

2.2.2 倍频晶体 LBO

当前, 广泛应用于产生蓝光的倍频晶体有: KN, BBO, LiIO₃, LBO, BIBO。KN 倍频晶体的优点是: (1)非线性系数较高, $d_{31} = -15.8\text{pm/V}$, $d_{32} = -18.3\text{pm/V}$ ^[13]; (2)走离角较小。缺点是: (1)光谱温度接受带宽较小; (2)能发生畴反转(即磁畴反转, 该现象将会使晶体的光学性质发生变化); (3)光折变率较小; (4)加工上存在一些困难, 价格非常昂贵。因为这些缺点, 所以人们把目光转向了 BBO, LiIO₃, LBO, BIBO 这四种倍频晶体。

下表 2 列出了这四种晶体用于对 946nm 的激光进行倍频来产生 473 nm 激光时的有关参数和某些物理性质, 从中比较得出某些有益的结论。

表 2 四种不同倍频晶体的倍频参数 (对 946nm)

晶体种类	BBO	LiIO ₃	BIBO	LBO
相位匹配种类	一类 (ooe)	一类 (ooe)	一类 (eoo)	一类 (ooe)
相位匹配角度	(24.9°, 0°)	(34.3°, 0°)	(161.7°, 90°)	(90°, 19.5°)
d _{eff} (pm/V)	2.08	4.0	3.3	0.92
走离角	3.5°	2.3°	2.3°	0.7°
n	1.658	1.861	-----	1.6077
Δθ L(mrad·cm)	0.42	0.28	0.65	2.29
Δλ L(nm·cm)	0.43	0.16	-----	0.63
ΔT L(K·cm)	23	20	-----	8
易潮解度	容易	-----	非常不容易	不容易

LiIO₃, BBO 的特点如下。

优点:

- (1) 都具有较大的有效非线性系数, 分别是 LBO 的约 4, 2 倍
- (2) 都能允许较大的温度变化范围 (ΔTL), 可以不对其采取温度控制。

缺点:

- (1) 谱线接收带宽 (ΔλL) 和允许角 (ΔθL) 较小。
- (2) 走离角较大, 分别是 LBO 的约 3 倍和 5 倍。

BIBO 的特点如下。

优点:

- (1) 具有较大的有效非线性系数, 是 LBO 的 3 倍多。
- (2) 几乎不会潮解。

缺点:

- (1) 走离角较大, 是 LBO 的 3 倍多。
- (2) 允许角较小, 是 LBO 的约 1/4。
- (3) 目前研究尚不充分, 有实验报道表明该晶体的抗损伤阈值不够高^[16]。

LBO 的特点如下。

优点:

- (1) 其走离角最小, 是 BBO 的 1/5, 约为 LiIO₃ 和 BIBO 的 1/3。
- (2) 允许角较大, 分别是 BBO 的 5 倍多, 是 LiIO₃ 的 8 倍多, 是 BIBO 的约 4 倍。

- (3) 光谱接收带较宽, 约是 BBO 的 1.5 倍, 是 LiIO_3 的 4 倍。
 (4) 有轻微潮解, 但镀膜后就可以防止。
 (5) 已经充分的实验报道表明了该晶体的高损伤阈值, 便于产业化。

缺点:

- (1) 非线性系数低, 是 BBO 的 1/2, 是 LiIO_3 的 1/4。
 (2) 允许的温度变化范围小, 是 BBO 和 LiIO_3 的 1/3~1/2。

更关键的是, LBO 的缺点都可以采用不同的方法解决。由倍频公式 (2.26)

$$P^{2\omega} = 2 \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right)^{3/2} \frac{\omega^2 d_{\text{eff}}^2 L^2 (P^\omega)^2 \sin^2(L\Delta k/2)}{n^3 A (\Delta k/2)^2}$$

正比于晶体有效非线性系数 d_{eff} 的平方, 晶体长度 L 的平方, 基频功率密度 P^ω/A 三者的乘积。既然 d_{eff} 较小, 可以通过适当增加 LBO 晶体长度 L 和提高基频功率密度的方法来保持较高的倍频效率, 取得较高的倍频激光输出。根据由晶体内部光斑半径 ω 和走离角 ρ 决定的倍频晶体中基频光和倍频光的最大相互作用长度公式: $L_{\text{max}} = 1.16\omega/\rho$, 既然走离角 ρ 较小, L_{max} 也相应较大。因此通过适当的紧聚焦和增加倍频晶体的长度获得较高效率的蓝光输出, 是可行的。这里实验中一般采取 10mm 的 LBO 长度。而对于“允许的温度变化范围较小”这个缺点, 可以对 LBO 采取适当的制冷措施来控制温度变化, 从而尽量减小了这个缺点的影响。综上所述, 实验中拟采用 10mm 长的 LBO 作为倍频晶体。

2.2.3 线性谐振腔

考虑到激光器结构紧凑及半导体激光二极管泵浦固体激光器的特点, 使得纵向泵浦工作物质成为可能, 同时为了减少光学元件的个数, 常将工作物质的一个端面直接镀膜构成谐振腔的腔镜, 与另外一个腔镜构成平凹线性驻波谐振腔, 结构如图 4 所示, 本节分析这种腔的横模和纵模特点。

设图 4 中的谐振腔的腔长为 L , 凹镜的曲率半径为 R , 则稳定腔所确定的腔基模束腰半径为^[14]:

$$\omega_0^2 = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{L(R-L)} \quad (2.32)$$

以曲率半径 R 为参数作出腔模半径与腔长的关系曲线如图 5, 从图中可以看出以下两点:

(1) 对于同一曲率半径 R , 腔模束腰半径在腔长为 $R/2$ 处的增加到最大值, 而在 $L=R/2$ 的两边对称地减小。

(2) 对于同一腔长 L , 腔模束腰半径随曲率半径 R 的增加而增加。

利用上面的结果, 在实验中, 可调节腔长 L 和腔镜的曲率半径 R 达到泵浦光和基频光模式匹配的目的。

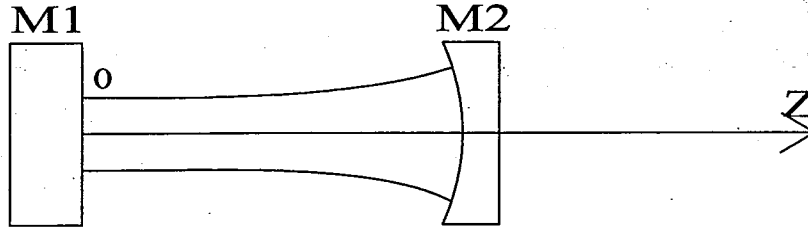


图4 无源平凹线性谐振腔

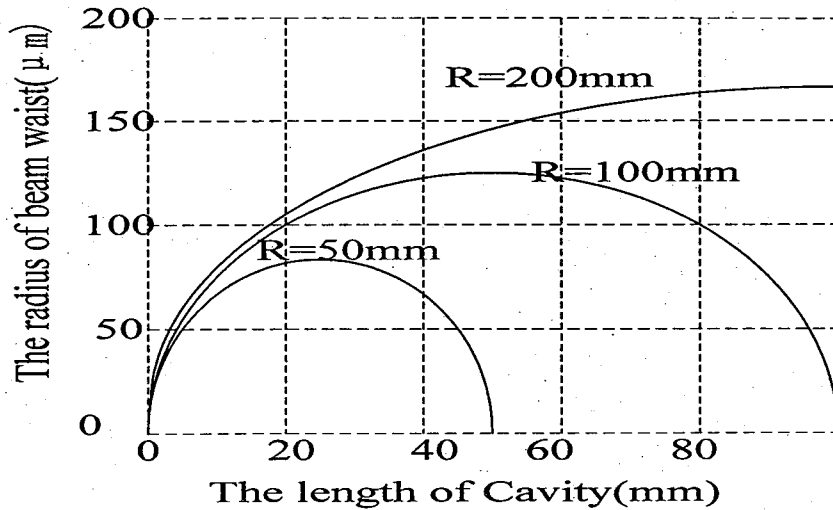


图5 线性腔的束腰半径和腔长的关系

利用下面的高斯光束的变换公式可求得腔内和忽略输出腔镜变换作用的腔外任意点处的光束参数^[14]:

$$f = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda}; \omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{f}\right)^2}; R(z) = z + \frac{f^2}{z}$$

其中: f 为瑞利长度或共焦参数, 大小为光斑半径由 ω_0 变化到 $\sqrt{2}\omega_0$ 的距离; $\omega(z)$ 为位置 z 处的光斑半径, z 的坐标原点为束腰位置; $R(z)$ 为位置 z 处的光束等相位面曲率半径, 实验中腔外光束参数的变换和求解往往都是根据腔内的光参数来进行的。

以上是线性谐振腔的横模分布情况, 下面分析谐振腔的纵模分布情况^[15]。谐振腔的谐振频率为:

$$\nu_{mnq} = \frac{c}{2 \sum n_i d_i} \left[q + \frac{1}{2} (m+n+1) \right] \quad (2.33)$$

则同一横模的纵模间隔为

$$\Delta\nu_q = \frac{c}{2\sum n_i d_i} \quad (2.34)$$

其中： ν_{mnq} 是谐振腔的谐振频率，整数 m, n 为横模的阶数，整数 q 表示腔场的纵模； c 是真空中光速； n_i 是光在第 i 段介质中的折射率； d_i 是光在第 i 段介质中经过的几何距离； $\Delta\nu_q$ 是同一横模的纵模间隔。

从谐振频率上可以看出，腔模在频率上是高度简并的， $(2q+m+n)$ 相同的所有模式都具有相同的谐振频率，但应该注意的是，由于不同的横模具有不同的损耗，因此上述在频率上简并的模在损耗上一般并不是简并的。

另外，从谐振频率还可以看出，如果第 i 段介质是双折射晶体，并且以引起激光位相差的方式放入激光器中，那么，这段介质对于该激光就对应着两个折射率 n_{i1} 和 n_{i2} ，则会产生两套纵模，由同一横模的纵模间隔公式可知，此时就会有相应地有两套纵模间隔。实验中合理利用可以获得双频激光器^[16]，但有时候要加以抑制来保证激光器的稳定运转^[17]。

2.2.4 泵浦源 LD

半导体激光器的发射截面很小，由于衍射的结果导致激光的输出具有很大的发散角，且垂直于PN结和平行于PN结的两个方向的发散角不同，使得光束呈椭圆形且存在着象散。因此使用时一般要经过耦合光学系统整形或聚焦处理后再注入到激光介质。

LD的发射谱线很窄，一般还可以通过温度调谐来改变发射波长。温度降低，LD的发射波长向短波方向移动。温度升高，LD的发射的发射波长向长波方向移动。典型的波长随温度的漂移率为 $0.2\sim 0.3\text{nm}^\circ\text{C}$ 。

另外，LD的输出具有高度的线偏振特性(偏振比的典型值为100:1)，光束的电矢量方向与PN结平行。

在实验中，我们采用了上海某电子公司提供的型号为SPL 2F81的808nm激光二极管LD。其典型参数为：输出功率1.5W，发光截面的尺寸为 $1\times 200\mu\text{m}^2$ ；垂直于PN结和平行于PN结的两个方向的发散全角分别约为 40° 和 10° ；温度为 20°C 时，LD峰值发射波长为808.8nm，光谱半最大全宽约为1.8nm；LD的最大允许电流不得超过2.1A，微分斜效率为1.09W/A。

2.2.5 耦合光学系统

由上节的分析可以知道，LD的发散角很大，光束空间的分布严重不对称并存在象散，因此，对于LD泵浦激光器来说，提高泵浦光注入激光晶体的耦合效率，改善泵浦光在激光晶体内的空间特性，是最终实现LD泵浦激光器高效运转

的关键之一。尤其对 LD 泵浦蓝光激光器，工作物质 Nd:YAG 处于准三能级的工作状态，由于模式匹配不好可能引起横向的非泵浦区域，或由于耦合光学系统的象差引起的纵向弱泵浦区域，都会因准三能级的再吸收损耗而增加激光器的阈值，影响到激光器的效率，因此对耦合光学系统的要求严格。经过仔细斟酌，考虑采用焦距为 3.45mm 的准直聚焦透镜。为了提高对泵浦光的透过率，在透镜两个端面镀泵浦光的减反膜，剩余反射率小于 0.2%。由于该透镜的成形变换作用，输入工作物质的泵浦光变为共腰椭圆高斯光束，即无象散椭圆高斯光束。出于计算方便考虑，可以在某些地方把该光束简化考虑为旋转对称高斯光束。

2.2.6 膜系设计

在现代光学仪器中，在光学表面镀制各种性质的膜层成了不可或缺的工序，几乎所有的光学元件都需要进行镀膜处理。在 LD 泵浦的中小功率激光器中，腔内哪怕是百分之几的损耗都足以使激光淬灭，因此镀膜就显得尤为重要，可以说没有光学薄膜就构不成激光振荡。另外在激光器中，常用镀膜的手段来抑制其它谱线的起振，这一点在蓝光激光器中显得尤为重要，我们正是采用镀膜的方法将 1064nm, 1318nm 谱线加以抑制的。

如上图 3 蓝光激光器结构图所示，端面(A, B, C, D, E, F)处均需镀制相应的膜层。工作物质右端面(B)镀制 946nm 增透膜，倍频晶体两端面(C, D)镀 946/473nm 双波长增透膜是为了降低腔内的额外损耗。输出镜右端面(F)镀制 473nm 增透膜是为了减少倍频光的损失。通常情况下，上述几处膜系在工艺上较好解决，镀制出的膜层很容易满足透过率大于 99.8%的要求。

为了抑制 1064nm, 1318nm 谱线的起振，必须在 A, E 端面处的膜系设计中考虑对上述两波长有一定的透过率，由于这两条谱线的受激发射截面远大于 946nm 谱线的受激发射截面，因此，透过率还要设计的足够大，使其对 1064nm, 1318nm 谱线引起的损耗在一定的泵浦功率下大于各自的增益。

这两处膜层镀制的困难在于，不但要考虑对 1064nm, 1318nm 二谱线的抑制，同时还要分别考虑对泵浦光的透过，基频光的高反，倍频光的增透。镀膜的要求分别为：(1) A 处膜层，对 808nm 增透，946nm 高反，1064/1318nm 要有尽量高的透过率。(2) E 处膜层，对 946nm 高反，473nm 增透，1064/1318nm 有足够高的透过率。显然，这么多的谱线要求集中在一起，镀膜的难度是很高的。

采用离子溅射法镀制膜层，可以很好地完成镀膜要求，其中对 1064/1318nm 两条谱线的透过率大于 70%，这样形成的损耗足以抑制上述谱线的起振，使反转粒子数都集中到了 946nm 谱线的跃迁 (${}^4F_{3/2}$ - ${}^4I_{9/2}$) 上，从而提高了倍频蓝光的转换效率。

2.3 蓝光激光器的整体设计分析

本章第一节详细介绍了蓝光激光器的速率方程分析方法。第二节又从激光器的各个元件入手进行分析。由于各个因素之间的互相制约和影响,激光器的一些关键指标需要统筹考虑。本节正是打算系统的分析一下激光器整体。

最重要的问题是模式匹配问题,即泵浦光模和腔模的匹配问题。从充分利用泵浦能量的角度要求泵浦光模和腔模在工作物质内匹配,低功率时腔模半径略大于泵浦光模半径^[18];高泵浦功率由于高级球差,与低泵浦功率的情况相反,腔模半径应略小于泵浦光模半径^[19]。两者具体的比值关系通过理论设计,在实验中加以选择。

考虑倍频效率,倍频晶体的双折射参数,腔模的共焦参数等,则有最佳聚焦的问题^[20]。

考虑腔内倍频时,则存在最佳耦合输出问题^[21]。

关于模式匹配问题只要把握住以上两点,通过理论计算和实验修正来达到。下面着重分析倍频效率,最佳聚焦和最佳耦合输出问题。

2.3.1 倍频效率

由倍频公式(2.26) $P^{2\omega} = 2\left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0}\right)^{3/2} \frac{\omega^2 d_{eff}^2 L^2 (P^\omega)^2 \sin^2(L\Delta k/2)}{n^3 A (L\Delta k/2)^2}$ 可以看出:二

次谐波的转换效率取决于晶体的长度、基频光的峰值功率和晶体内的光斑面积比值即功率密度、相位失配,但是,并不是晶体的长度越长,功率密度越大就越好。晶体太长,可能使得基频光和倍频光在其内由于走离效应而分开,不能进行正常的三波相互作用而使倍频效率降低;聚焦光斑太小,功率密度必然要很大,容易造成倍频晶体的损坏,即使倍频晶体的损伤阈值很高,还可能由于功率密度太大而造成晶体表面膜层的破坏。因此,在晶体的长度、高斯光束聚焦的选择上有一个平衡,即下面要考虑的最佳聚焦问题。同时,晶体的温度引起的相位失配也是要考虑的一个实际问题。

2.3.2 最佳聚焦

按照上节的分析,倍频晶体的长度和聚焦光斑的大小要合适,才能够达到高的倍频转换效率,实验中往往是确定了选定的倍频晶体长度后,再来选择聚焦光斑的大小。表征非线性晶体的量为由晶体走离角 ρ 决定的双折射参数 B :

$$B = \frac{1}{2} \rho \left(l \frac{2\pi n_1}{\lambda_1} \right) \quad (2.35)$$

其中 l 为非线性倍频晶体的几何长度; n_1 为基频光的折射率; λ_1 为基频光在真空中的波长。

表征高斯光束的参数 b 的大小为共焦参数 $f(f = \frac{\pi\omega_0}{\lambda})$ 的 2 倍, 即 $b=2f$ 。

将上面晶体的双折射参数 B 和高斯光束参数 b 两者联系起来的量为聚焦参数 ξ_0 , 该值可查图 6 求得。即对一于选定的倍频晶体, 可以求得它的双折射参数 B , 然后从图 2-5 中查得相应的聚焦参数 ξ_0 , 而高斯光束的参数 b 为聚焦参数 ξ_0 的倒数, 求出 f 后通过 $f = \frac{\pi\omega_0}{\lambda}$ 求得最佳聚焦时的高斯光束的束腰半径 ω_0 。

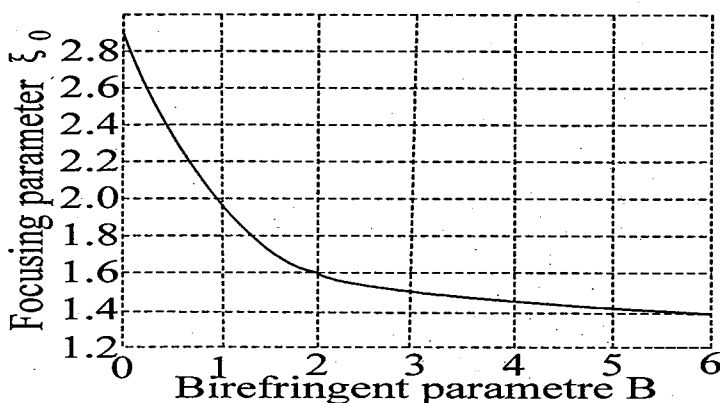


图6 聚焦参数与双折射参数关系图

在倍频晶体的章节中已经提到过, 采用 10mm 长的 LBO 晶体作为倍频晶体。可求得其双折射参数 $B=1.845$, 聚焦参数 $\xi_0=1.6/\text{cm}$, 参数 $b=1/\xi_0=0.625\text{cm}$, 共焦参数 $f=(1/2)b=0.3125$, 最后可求得基模束腰半径 $\omega_0=24.19\ \mu\text{m}$ 。

当然, 实验中还要根据实际的腔型加以选择, 如在上面的平凹线性驻波腔中, 工作物质和倍频晶体都近似处于束腰位置, 过分地减小束腰, 必然导致泵浦能量利用率低, 违背腔模匹配条件; 而过分地增加束腰, 反过来既违背了模式匹配条件又要影响倍频效率, 两者之间的矛盾, 在线性腔中为保证好的光束质量, 都要以模式匹配为先, 不可能从根本上解决。从上面的分析可以看出, 只有将工作物质和倍频晶体分开才可以解决该问题, 下面分析这一问题。

2.3.3 腔内倍频的最佳耦合

理论上, 腔内倍频的最大二次谐波的功率大小等于从相同的激光器中得到的基波功率, 为了达到这一目的, 就要使倍频晶体内的功率密度相对于工作物质中的功率密度有一个增加量^[21]。该增加量定义为:

$$k = \frac{I_{\text{晶体}}}{I_{\text{工作物质}}} = \frac{K'}{l^2 K} = \frac{L/I_s}{l^2 K} \quad (2.36)$$

其中： $K'=L/I_s$ ； L 为包含了所有以基频光出现的线性损耗之和； I_s 为工作物质的饱和功率密度； l 为非线性晶体的几何长度； $K=2\eta\omega_l^2 d^2$ ，对给定的波长和材料，该值为常量； $\eta=\frac{377}{\bar{n}}(V/A)$ ， \bar{n} 为基波和二次谐波的平均折射率；

$\omega_l=2\pi\nu_l=2\pi\frac{c}{\lambda_l}$ 为基频光圆频率； $d=\varepsilon d_{eff}=8.855*10^{-12}d_{eff}$ ， ε 为真空中的介电常数。

在本文中利用10mm长的LBO对946nm基频光进行倍频，则可以进行相应的计算。已知946nm谱线的饱和功率密度为 $20\times 10^3\text{ W/cm}^2$ ， $K=5.29\times 10^{-9}\text{ W}^{-1}$ ，设 $L=0.02$ ，算得 $k=190$ ，即需要工作物质和倍频晶体内的光斑半径比为 $\sqrt{190}:1\approx 14:1$ ，激光器才能处于理论上最佳运转的状态。从这一数值可以看出，

要尽可能地增加工作物质内的光斑半径，但其上限受模式匹配的限制；而要尽可能地减小倍频晶体内的光斑半径，但其下限受最佳聚焦的限制，设计时要平衡考虑。

此外，考虑到工作物质的准三能级再吸收损耗和孔径波导特点，要求泵浦光经光学系统变换过程中像差越小越好，这样尽可能保证激光二极管的原光场的高斯分布，使得中心光强很强；在模式匹配的情况下，腔模还要尽可能小以提高腔内功率密度。另外，机械结构，制冷方法，电路控制等方面也是必须仔细考虑的。

从以上的分析可以看出，在激光器的设计中，诸多因素彼此交织在一起，互相影响、制约。因此，对于一个具体的问题要合理权衡加以处理。

在实验中使用线性驻波腔时，激光器的整体设计要稍简单一些，但由于准三能级对横向弱泵浦区再吸收的特点，模式匹配的条件仍可以放宽，在低泵浦功率时仍可以使腔模半径略小于泵浦光斑半径。如在实验中可以使腔模小于泵浦光斑（两者之比约为1:2），这时由于横向再吸收损耗仍能保证基横模运转。而由于这时的腔模光斑小，这时激光工作物质内的功率密度大，使得纵向再吸收损耗小，激光阈值低，同时功率密度大倍频效率也要高，这些弥补了泵浦能量利用率低的缺陷，仍可以获得较高的蓝光输出。

2.4 本章小结

本章先运用速率方程理论对LD泵浦固体激光器进行分析，得出若干有益结论，为蓝光激光器设计铺垫理论基础，然后运用这些结果，结合蓝光激光器的实际情况，对蓝光激光器的各个单元进行分析，最后对整体设计进行统筹考虑和总结。

第三章 蓝光噪声的理论分析

首先介绍了蓝光噪声的衡量方法, 然后对蓝光噪声现象进行观察分析, 接着从理论上对噪声进行系统分析, 最后总结了已有的几种降噪方法。

3.1 噪声的衡量方法

幅度起伏可以分为长期起伏和短期起伏。周期长于 1s 的长期起伏可以归结于参量变化, 比如光学元件的对准和清洁度的变化、泵浦源变差等。周期短于 1s 的短期起伏可以归因于光学元件的机械振动、激活材料的热不稳定性、泵浦光强度变化、模差拍、模跳变、弛豫振荡和量子噪声, 后两项是激光振荡器的固有特征。

蓝光激光器为连续泵浦的激光二极管泵浦 Nd:YAG 腔内倍频激光器。在考虑蓝光噪声时, 必须要考虑激光二极管的影响, 也可以说是必须要排除激光二极管的影响。

激光二极管阵列中单个发光单元的强度噪声大致分为三类: 第一类为跳模噪声 (Mode Hopping Noise), 是由于温度变化使谐振腔强度变化, 结果导致振荡模式转变。第二类噪声来源是输出光反馈回谐振腔导致输出激光产生自脉动 (Self-Pulsation)。第三类噪声是量子噪声, 又称极限噪声, 由自发发射和受激发射过程本身产生。跳模噪声和自脉动噪声的频率约为几十兆 Hz, 量子噪声的频率约为几百兆 Hz。当工作电流和工作温度恒定, 跳模噪声不存在; 通过外光路的设计也可消除或减小自脉动噪声。只有量子噪声是不可消除的。

激光二极管阵列的强度噪声^[1]主要是二极管阵列中各发光节的横模的空间消长引起的低频(几 KHz)强度噪声, 它比起振荡激光的强度噪声来说幅值要小的多。

综合来说, 当研究激光二极管泵浦固体激光器的慢变化输出噪声时, 在工作电流和工作温度恒定时, 就可以认为激光二极管的输出光是“无噪声”的。利用这种“无噪声”的泵浦光来泵浦激光晶体, 振荡激光的噪声就可归结为是由激光晶体特性变化引起的。

在本文中, 蓝光噪声指的是激光器输出的蓝光幅度随机无规则的强烈波动起伏现象, 如图 7 所示。

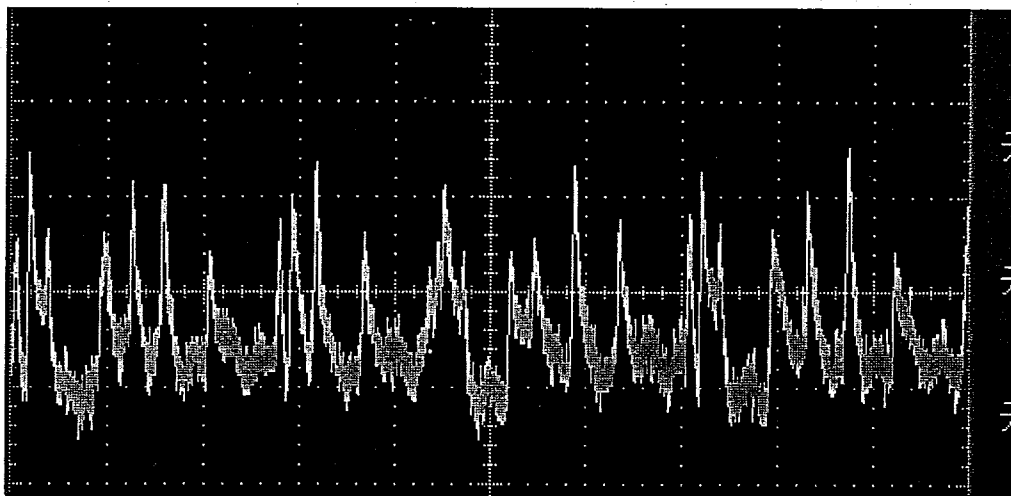


图7 示波器观察到的蓝光噪声 (Intensity Noise) 现象
噪声常用相对强度噪声(RIN)来表示, 其定义公式为^[2]:

$$RIN = \frac{\langle [V(t) - \langle V(t) \rangle]^2 \rangle}{\langle V(t) \rangle^2} \quad (3.1)$$

其中: $V(t)$ 为光电探测器的输出电压值; $\langle \rangle$ 表示时间平均。
技术上的实现方法:

$$RIN = \frac{\langle (\text{示波器}ac\text{口的探测信号})^2 \rangle}{\langle \text{示波器}dc\text{口的探测信号} \rangle^2} \quad (3.2)$$

按上面的定义, 实验和产品参数中常使用其变换的三种形式。

(1) 功率峰-峰值/功率平均值表示

实验中功率峰-峰值(示波器 ac 口的探测信号)和功率平均值(示波器 dc 口的探测信号)在示波器上可直接读出。可以看出这种噪声的衡量方法是强度噪声 RIN 的开方。

相干公司的激光器参数中给出的就是这种表示。另外, 这种表示便于实验中用于低噪声激光器的初步调试。

(2) 分贝(dB)表示

分贝单位是光通讯等许多领域中工程技术人员常用的一个单位, 也被用来表示噪声的大小。其定义为:

$$R(\text{indB}) = 10 \lg R \quad (3.3)$$

其中 R 是任意比率, 在腔内倍频激光器噪声衡量中该值为功率峰-峰值/功率平均值。其物理意义为: 利用了对数性质将较大的比率用更小的数值来表示, 换句话说, 分贝是利用较小的数值就能表示了较大比率。

举两个例子说明。如果在 5MHz 处的噪声为 -130dB, 按公式(3.3)得到相应功

率峰-峰值/功率平均值的表示值为 10^{-13} 。如果用功率峰-峰值/功率平均值表示的噪声为 160%，而用分贝 dB 表示为 2dB。

实验中用光谱分析仪可直接读出分贝表示的噪声^[3]，得到的是以 dB 为纵轴，频率为横轴的频谱噪声图。

(3)%rms 表示(root mean square:均方根)——样本的标准差表示均方根(rms)定义:给定的任意一组测量值 $p_i(i=1\sim n)$ ，则其均方根为

$$S = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (p_i - \bar{p})^2} \quad (3.4)$$

其中 \bar{p} 为平均值;均方根 S 单位与测量的量单位相同，并且随着 n 的增加均方根(也称样本标准差)接近标准差 σ 。

其物理意义为表征测量值偏离平均值的程度。数值计算举例:利用功率计每隔 30 秒对激光器的输出功率采样一次，共测了 8 个值: 25.1, 25.2, 25.0, 25.2, 25.4, 25.0, 25.5, 25.3mW，则平均值 $\bar{p} = 25.2mw$ ，均方根为 $rms=0.17mW$ ，相应的 %rms 噪声为 $rms / \bar{p} = 2.9\%$ 。

3.2 噪声的实验观察和分析

首先对噪声的各种测量方法进行介绍，接着从中选取一种进行实验和观察，最后分析观察结果，从中得到一些有益的结论。

3.2.1 噪声的各种测量方法

如何正确提取噪声信号是噪声研究的关键，因此，了解噪声测量的方法和原理，对噪声的研究会起到事半功倍的作用。

噪声测量方法有如下几种：

(1) 直接测量法

一般来说,对激光噪声的测量多采用前置放大器加频谱分析仪的方法,测量框图如 8 所示。

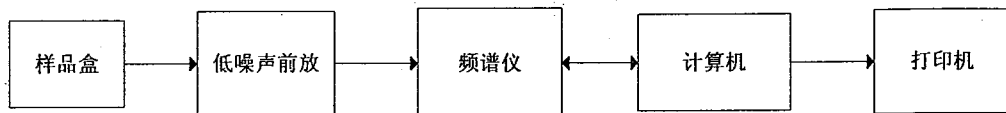


图8 直接测量法示意图

这种测量方法要求低噪声前置放大器的等效输入噪声要足够小。用这种方法测量激光噪声对放大器的要求比较严，放大器的噪声大小直接影响测量的准确

性。而且这些放大器一般比较昂贵,要进一步降低放大器的噪声绝非易事.这种方法既可以测量电噪声,也可以测量光噪声,还可以根据样品盒的开关加以选择.其电路原理图如图 9 所示.当开关 k 和 1 端闭合时候,测量电噪声;和 2 端闭合时候,测量光噪声。

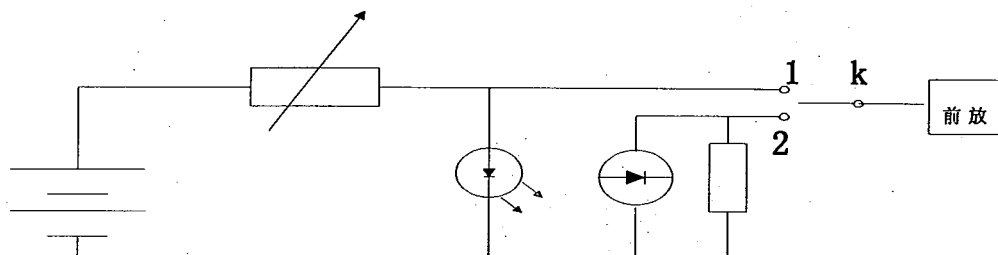


图 9 光电噪声测量转换电路

(2) 互谱测量法

由于上述的直接测量法对前置放大器的噪声特性要求太严,戴逸松教授提出了互谱测量方法,将待测噪声信号分两路送给前放.放大后,送到互谱估计器中计算,并得到互功率谱.由于两个放大器的噪声和干扰互不相关,可以很好地消除由于前放噪声及零漂等因素带来的影响,保证了测量精度.用这种方法测量,可以使测量装置的本底噪声小一个数量级。

因此这种方法减少了对前置放大器的要求,提高了测量的准确性.其中互谱估计器可以由频谱仪提供,一般的频谱仪都具有互谱功能,如日本小野测器生产的 CF-920,惠普公司生产的 HP35670A.互谱测量法的测量框图如图 10 所示。

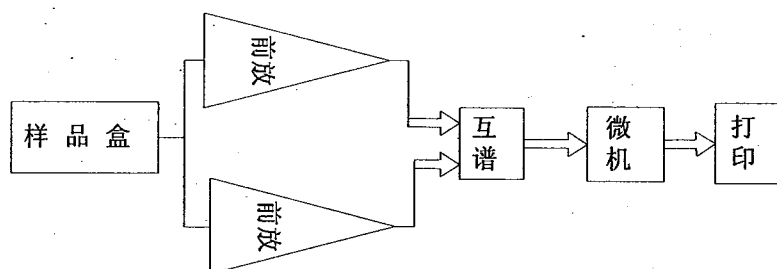


图 10 互谱测量原理图

(3) 基于 pc 机的数字测量法

随着计算机技术的迅猛发展,原来一些需要由硬件完成的任务,可以通过软件来实现,如数字滤波、快速傅里叶变换(FFT)以及曲线拟合等.因此可以充分利用微机的运算速度及存储能力,实现对半导体激光的噪声信号的数字化处理,测量框图如图 11 所示。

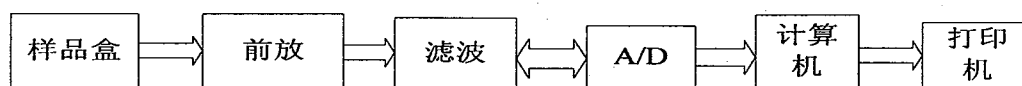


图 11 基于pc机的数字测量法框图

噪声信号经放大滤波后由 A/D 变换电路变成数字信号, 然后再送给计算机进行数字化处理, 主要是进行数字滤波和 FFT 变换。把前放、滤波、A/D 三部分做在一个屏蔽盒内, 而由 A/D 输出的数字信号经屏蔽电缆送至计算机的串口或并口。为进一步减小外界干扰的影响, 可采用光缆进行传送。这种测量方法, 由于测量前端将模拟信号转换成了数字信号, 可以减少信号在传送过程中引入的干扰。它的最大特点就是省去了频谱分析仪, 而由软件实现 FFT 变换。这也给测量带来了很大的灵活性, 使得所测噪声信号的频率范围不再受频谱仪带宽的限制。如果再与互谱测量相结合, 就具有互谱测量和数字处理的双重优点。其不足在于 A/D 转换将带来量化误差, 提高 A/D 转换精确度可使量化误差减小。另外 A/D 转换速度以及刻度定标也会带来一定的误差。

(4) 多通道测量法

在研究激光器噪声中, 有时需要进行噪声与波长间的相关性研究, 这时就需要把光信号分成若干波长, 对每个波长的噪声进行测量分析, 这时用多通道测量法就比较方便。这种测量方法的组成框图如图 12 所示。

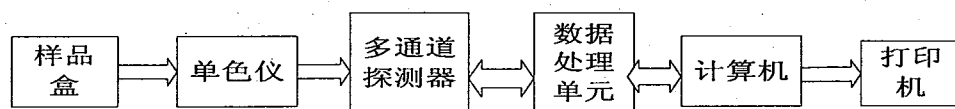


图 12 多通道测量原理框图

样品盒中的光信号首先经单色仪分成不同的波长, 然后送到多通道探测器, 每个通道探测到某一波长的光信号, 再由数据处理器和计算机进行数据处理。其中的每个通道的数据存储时间、系统的采样频率和扫描的通道数具有一一对应关系。

(5) 干涉测量法

激光器的噪声主要包括强度噪声和相位噪声。对于相位噪声的测量需用干涉测量法。干涉测量法有非平衡测量法和平衡测量法。

(5.1) 非平衡测量法

该方法测量框图如图 13 所示。在该测量装置中, 作为鉴频器的迈克耳逊干涉仪是核心部件。它将激光器输出光信号的相位噪声转化为强度噪声, 然后由探测器转换成光电流, 最后由频谱分析仪进行测量分析。

对于非平衡探测法, 当被探测的频率噪声远大于强度噪声时, 探测结果是很精确的。相反, 若激光的强度噪声比较大时, 非平衡探测的精确性较差, 这时, 需要考虑用平衡探测法。

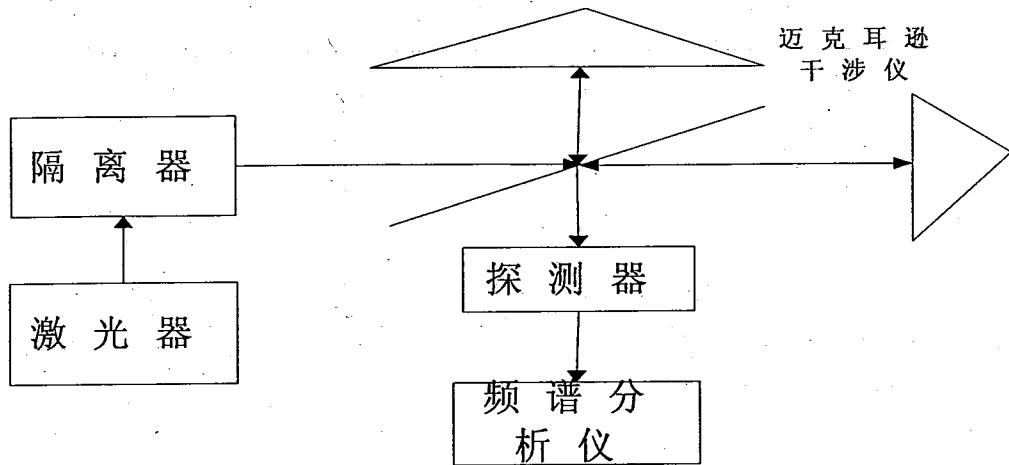


图13 非平衡测量法原理框图

(5.2) 平衡测量法

这种测量方法的测量框图如图 14 所示。

在该测量方法中分别用两个光电检测器对两束光进行检测，然后将两路光电流相减，得到两路光电流之差记为 I_{diff} ， I_{diff} 的功率谱密度 S_{diff} 和相位噪声的功率谱密度 S_q 之间有对应关系。所以，可以通过测量 S_{diff} 计算得到相位噪声的功率谱密度 S_q 。

平衡探测法的优点就在于在探测相位噪声时不受强度噪声的影响。

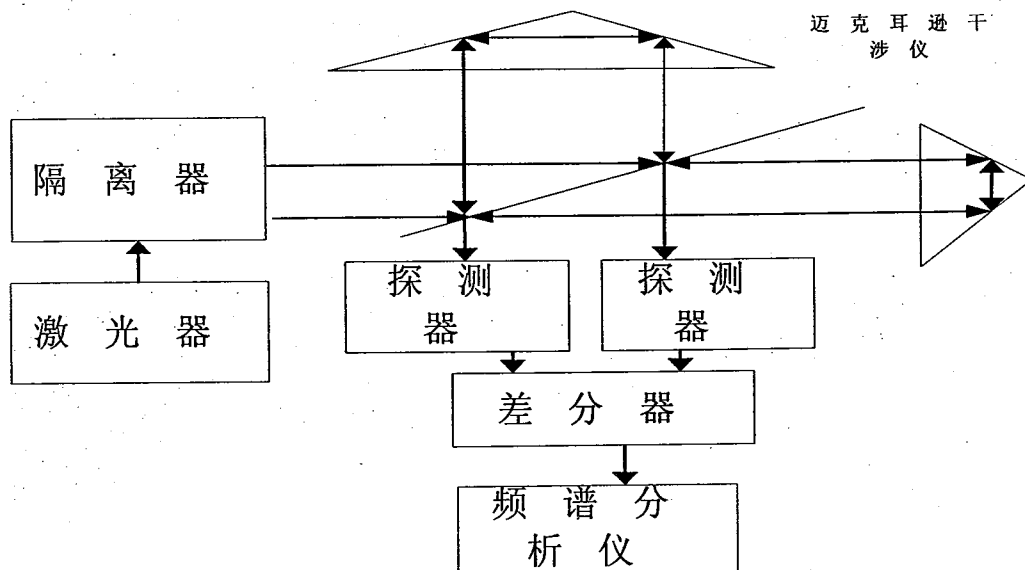


图14 平衡探测法测量原理框图

3.2.2 采用的测量方法

在未采取选频措施时,LD 泵浦的全固态蓝光激光器通常为多纵模状态运转。多纵模运转会引起很多问题,如使激光的输出频带加宽、激光的时间和空间相干性变差、由于在工作物质中纵模的竞争产生交叉饱和,导致激光输出功率不稳等。尤其是在腔内插入非线性倍频晶体时,不同的纵模之间在非线性晶体中相互耦合,产生随机的和频、差频等现象,使得激光的输出更加不稳定。在考虑这一情况的前提下,最终决定采用直接测量法,如图 15 所示,激光器发出的光经过适当的衰减(免得超过光电二极管所能承受的上限值)后经过光电二极管转换成电信号,再经过适当的匹配电路进入示波器观察。采用 F-P 共焦扫描干涉仪观察输出激光的纵模结构,如图 16 所示,激光器发出的光经滤光片(滤去泵浦光和基频光)衰减片组后再经过 F-P 共焦扫描干涉仪(自由光谱区约 60GHz,精细度为 50MHz,锯齿波发生器的一路给压电陶瓷施加频率为 20Hz 的锯齿波,另一路作为示波器的外触发),然后由透镜(焦距 $f=100\text{mm}$)会聚到 PIN 上转换为电信号,放大后输入示波器(Pretex 20MHz Oscilloscope)来观察纵模。

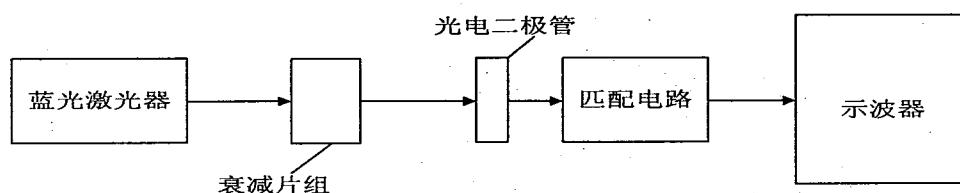


图15 蓝光噪声观测示意图

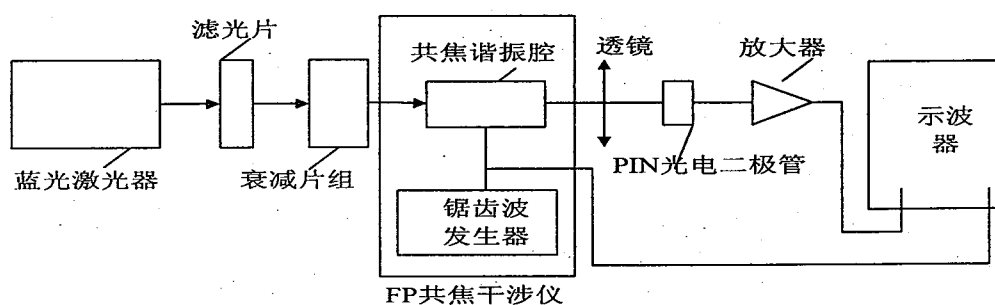


图16 蓝光纵模结构观测示意图

3.2.3 观察结果

用 Pretex 20MHz Oscilloscope 示波器可以观察噪声的时域信号。将几种典型的波形记录为数据文件(*.txt),把数据文件输入 Origin6.0 软件,做 FFT 变换,可以得到输出起伏的功率频谱分量图即噪声的频域信号。这样就同时得到了噪声的时域信号和频域信号^[4]。如下图 17~20 所示。

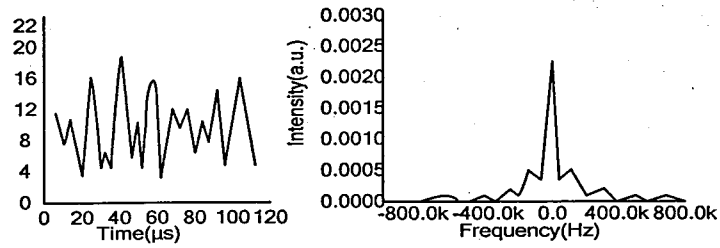


图17 不规则情况下噪声时域和频域图

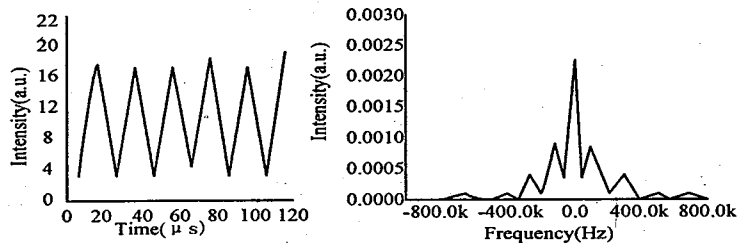


图18 单脉冲情况下噪声时域和频域图

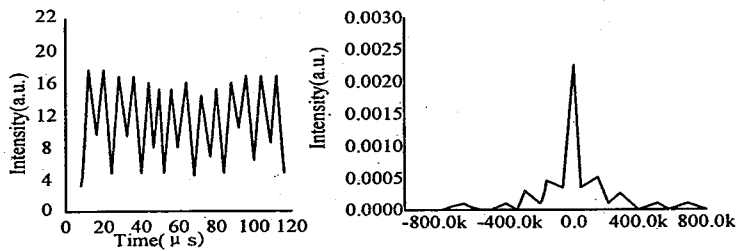


图19 双脉冲情况下噪声时域和频域图

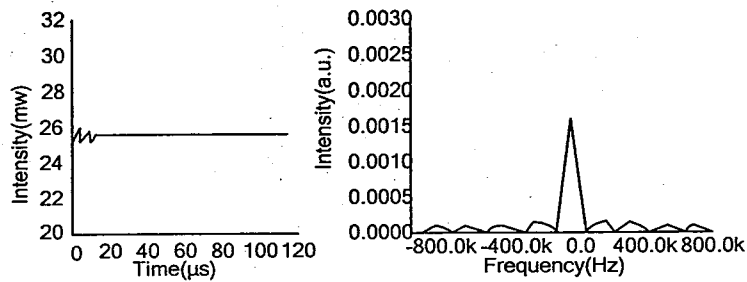


图20 低噪声情况下噪声时域和频域图

如图 17~图 20, 分别是噪声的不规则, 规则(含单脉冲和双脉冲两种情况)

以及低噪声的情况。在噪声不规则图 17 中, 时域中没有固定的周期, 相应的频域除直流分量外, 还有 0.2MHz 和 0.3MHz 左右的高频成分; 单脉冲情况图 18 中, 单脉冲周期约 $10\mu\text{s}$, 相应的频域噪声在 0.1 MHz 和 0.3MHz 附近, 相应的噪声成分所占的功率要比前面情况和后面的双脉冲情况的都大; 在双脉冲情况图 19 中, 双脉冲的周期约 $18\mu\text{s}$, 而相应的频域噪声成分与不规则的情况相似; 图 20 是在蓝光激光器中引入降噪结构后低噪声情况时的时域和频域图, 可以看出, 在低噪声时, 除了开始时候短暂的弛豫振荡外, 时域图在示波器上观察是一直线, 其宽度很窄, 相应的频域图中, 功率大部分集中在直流成分中, 几乎无高频成分。在这些观察结果的基础上, 下面将对噪声来源进行理论分析。

3.3 噪声来源的理论分析

一般来说, 对于连续激光器, 输出功率的波动从频率的角度大致可分为以下几类^[1]: 小于 1kHz 的波动可归结为谐振腔中各元件的机械和热的不稳定性以及泵浦源功率的波动; 几十至几百 kHz 的波动是由激光的弛豫振荡引起的; 几兆 Hz 的波动属于激光横模竞争, 而几百兆 Hz 的波动则属于激光纵模之间的竞争。激光的弛豫振荡使激光输出具有正弦型的起伏。弛豫振荡产生的机理可简述如下: 谐振腔中的振荡场与原子的反转粒子数之间相互作用, 振荡场的强度增大使得粒子的受激跃迁几率增大, 导致反转粒子数的减小, 进而使振荡场强度减小, 这又将引起受激跃迁几率减小, 反转粒子数增多, 增益增大, 导致振荡场强度增大, 如此周而复始。弛豫振荡发生周期的典型值为 $0.1\mu\text{s}$ 至 $10\mu\text{s}$ 。从实验中观察到的激光波动的频率基本在 100 到 300kHz 之间, 但从波动的基本形式看来并非振荡趋向于衰减的弛豫振荡, 研究人员对此进行了长期深入的研究, 指出腔内倍频噪声产生的原因为倍频晶体内的和频效应及工作物质内的交叉饱和效应。特别需要指出的是, 这里倍频晶体内的基频光纵模通过和频互相耦合导致输出的几百 kHz 波动, 与所谓连续激光器中的纵模竞争导致输出的几百 MHz 范围的波动, 原理上存在差别, 显然不是一回事。

对腔内倍频噪声产生的原因, T. Baer 于 1986 年利用腔内倍频多纵模速率方程理论给予了合理的解释, 并指出强迫激光器单频运转可消除和频效应, 获得稳定的倍频光输出, 在实验上利用腔内标准具验证了理论的正确性^[5]。1988 年, Oka 等在腔内 II 类倍频晶体激光器中, 利用基频光的 $1/4$ 波片 (QWP) 来改变基频光的两偏振光的相对位置, 也消除了和频效应, 达到稳定谐波输出的目的, 并利用 Jones 矩阵加以解释^[6]。James 等于 1990 年将前面的两种理论结合, 得到与偏振有关的腔内倍频多纵模速率方程, 在 T. Baer 的基础上考虑了不同偏振模之间的耦合^[7]。虽然 T. Baer 没有考虑不同偏振模之间的耦合, 但可以很好地来认识噪声产生的实质, 本节介绍的是研究腔内倍频噪声特性的一般速率方程——James 的速率方程, 对于具体的问题, 为达到能认识问题实质的要求作简化处理, 所以这里不考虑偏

振模间的耦合。下面介绍James的描述含基频光偏振的多纵模腔内倍频速率方程。

设腔内基频光在一个偏振方向上的纵模数为 M ，另一个偏振方向上的纵模数为 N ，则速率方程为：

$$\begin{aligned} \tau_c \frac{dI_i}{dt} &= (G_i - \alpha_i - \varepsilon g I_i - 2\varepsilon \sum_{j \neq i}^{M+N} u_j I_j) I_i; \\ \tau_f \frac{dG_i}{dt} &= G_i^0 - (\beta_i I_i + \sum_{j \neq i}^{M+N} \beta_{ij} I_j + 1) G_i \end{aligned} \quad (3.5)$$

$$i, j = 1, 2, \dots, M + N$$

方程中的符号含义如下： I_i 为基频光第 i 个纵模的强度； G_i 为基频光第 i 个纵模的增益； G_i^0 为基频光第 i 个纵模的初始增益（小信号增益）； τ_c 为光在腔内的往返时间（ μs ）（ $\tau_c = 2L/c$, L 为腔的光学长度）； τ_f 为工作物质的荧光寿命（ μs ）（由工作物质决定）； α_i 为基频光第 i 个纵模的线性损耗； β_i —基频光第 i 个纵模的自饱和系数（ W^{-1} ）； β_{ij} 为基频光第 i 个纵模和第 j 个纵模的交叉饱和系数（ W^{-1} ）； ε 为非线性耦合系数（ W^{-1} ），与腔型和倍频晶体有关； g 为由 Jones 矩阵确定的与偏振有关的量，实际中简化取为 0-1 的值； u_j 为当该模式与第 i 个纵模具有相同的偏振时 $u_j = g$ ，而对于与第 i 个纵模具有垂直偏振时 $u_j = 1 - g$ 。

方程中引起噪声的重要两项：

- (1) 第一个方程中的最后一项代表由于腔内和频产生的损耗；
- (2) 第二个方程中的第三项是第 j 个纵模强度与第 i 个纵模增益耦合项，代表了由于部分非均匀加宽引起的交叉饱和。

正是发生在倍频晶体中的和频及发生在工作物质中的交叉饱和这两种非线性效应使得腔内倍频激光器显示出大的强度起伏。

公式适用范围：

- (1) 工作物质设为理想的四能级系统；
- (2) 忽略调制粒子数的高阶变化过程(Longitudinal-splitting frequencies)；
- (3) 忽略频率牵引和推斥效应；
- (4) 当仅考虑一个方向的偏振时，上面的方程变成 T.Baer 的速率方程；
- (5) 也适用于纵模数为 1 的激光器。

从上面的适用范围(1)可知，该速率方程是在理想的四能级情况下推导出来的，但是，在腔内倍频蓝光激光器的实验中，激光器的泵浦能量一般是一定的，这时腔内的功率密度在时间平均上近似为定值，由此准三能级的再吸收损耗也就近似为定值，只要将再吸收损耗归入速率方程的腔内的线性损耗项 α_i 中，这样可以将准三能级结构看成线性损耗较大的理想的四能级结构，因此，上面的速率方程仍可以用于研究腔内倍频蓝光激光器的噪声特性。

为了使理论模型计算的值与实验中测量得到的基频光和二次谐波的强度来比较，腔内基频光的强度表达式为：

$$\sum_{i=1}^{M+N} I_i \quad (3.6)$$

倍频及和频产生的腔内的二次谐波的光强为:

$$\varepsilon \left(\sum_{i=1}^{M+N} I_i^2 + 4 \sum_{i=1, i \neq j}^{M+N} I_i I_j \right) \quad (3.7)$$

激光器工作的超阈值倍数表达式为:

$$(G_i^0 - \alpha_i) / \alpha_i \quad (3.8)$$

基频光的增益为:

$$\sum_{i=1}^{M+N} G_i \quad (3.9)$$

可以看出,一般在多纵模运转的蓝光激光器中,蓝光实际是由倍频及和频共同产生。从上面的分析中还可以看出,在对腔内倍频蓝光激光器进行分析时,要选取较大的腔内线性损耗,并且只考虑倍频方向的偏振的纵模,在进行这样的处理后,该速率方程即是 T.Baer 的速率方程,这样已经能够考察噪声产生的实质了。

接下来,利用仅考虑一个偏振方向的 James 的速率方程,并按照腔内纵模多寡的情况,分别对腔内倍频的噪声的特性进行数值模拟和分析。实验中的蓝光激光器的参数为:以 Nd:YAG 为工作物质,以 I 类相位匹配 LBO 为倍频晶体(插入损耗约 0.5%)。

首先分析单纵模情况。迫使腔内倍频激光器单纵模运转,获得的稳定的倍频光输出,已被大量的实验所证实,其结果在理论上是速率方程中的和频项和交叉饱和项消失,从而可以从根本上解决噪声问题。

单纵模腔内倍频激光器的速率方程按公式(3.5)有下面的具体形式:

$$\tau_c \frac{dI}{dt} = (G - \alpha - I)I; \quad \tau_f \frac{dG}{dt} = G^0 - (\beta I + 1)G \quad (3.10)$$

可以看出,引起噪声的和频项和交叉饱和项都消失了。理论模拟时使用的参数如下: $\tau_c = 0.17E-3\mu s$; $\tau_f = 230\mu s$; $\alpha = 0.015$; $\beta = 1W^{-1}$; $G^0 = 0.12$ 。因符合物理意义的初值都可以使模拟结果相同,故理论模拟的初值如下: $I = 0.1$; $G = 0.02$ 。利用四阶龙格-库塔法求方程(3.10)的数值解,并利用倍频强度的表达式(3.7)求得倍频光的强度随时间的变化曲线,如图 21 所示,可以看出单纵模的情况下,除开始时有弛豫振荡现象外,确实可获得稳定的倍频蓝光输出。

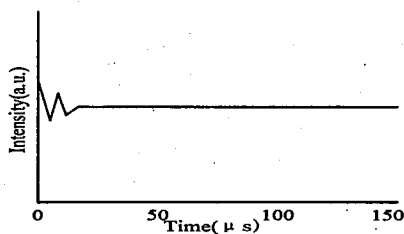


图21 单纵模情况下的噪声现象

接着分析双纵模情况。此时光学腔长为25mm, 激光器工作在约4.5倍阈值条件下。从方程可知, 双纵模情况下, 二次谐波成分中除含有这两个纵模各自的倍频光成分外, 还将含有这两个纵模的和频成分, 这里将列出基频光中每个纵模的强度、基频光两个纵模的强度和、二次谐波的强度随时间的变化情况。

不考虑偏振耦合情况下, 按照公式 (3.5) 双纵模激光器具有下面的速率方程形式:

$$\begin{aligned}
 \tau_c \frac{dI_1}{dt} &= (G_1 - \alpha_1 - \varepsilon g I_1 - 2\varepsilon I_2) I_1 \\
 \tau_f \frac{dG_1}{dt} &= G_1^0 - (\beta_{11} I_1 + \beta_{12} I_2 + 1) G_1 \\
 \tau_c \frac{dI_2}{dt} &= (G_2 - \alpha_2 - \varepsilon g I_2 - 2\varepsilon I_1) I_2 \\
 \tau_f \frac{dG_2}{dt} &= G_2^0 - (\beta_{21} I_1 + \beta_{22} I_2 + 1) G_2
 \end{aligned} \tag{3.11}$$

四个方程可分上下两组, 分别是关于纵模 1 和纵模 2 的强度和增益的方程。理论模拟时使用的参数如下: $\tau_c=0.17E-3\mu s$; $\tau_f=230\mu s$; $\alpha_1=0.015$; $\alpha_2=0.016$; $\beta_{11}=1W^{-1}$; $\beta_{21}=1W^{-1}$; $\beta_{12}=0.666W^{-1}$; $\beta_{22}=0.666W^{-1}$; $G_1^0=G_2^0=0.12$; $\varepsilon=5E-5W^{-1}$ 。理论模拟的初值如下: $I_1=0.1$; $G_1=0.02$; $I_2=0.15$; $G_2=0.018$ 。利用四阶龙格-库塔法数值求解上面的方程得到每一个纵模的强度随时间的变化, 再利用公式 (3.6) 和 (3.7) 可分别求解基频光的强度和二次谐波的强度随时间的变化, 结果如图 22 所示。

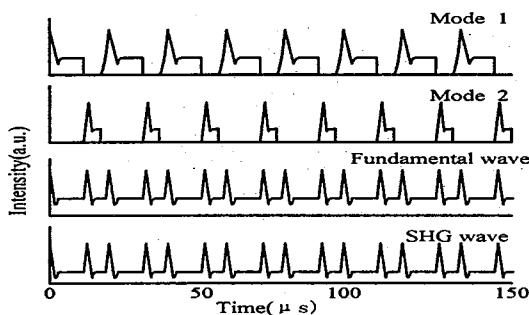


图22 双纵模情况下的噪声现象

从模拟结果可以看出,模式1和模式2的强度是交替出现最大和最小的,使得两个模式在总的强度上保持不变,但存在强度起伏,而二次谐波的输出起伏的周期与基频光总的强度起伏相一致,并且周期约为 $10\mu\text{s}$,这与前面实验所测的单脉冲噪声周期结构非常相似,因此可以认为在该单脉冲噪声周期情况下激光器输出基频光的纵模数为2。

最后分析多纵模情况下的噪声现象。正如第一章中所提到的,在灯泵的腔内倍频固体激光器中,腔长较长,纵模间限较小,因此,在激光工作物质的增益曲线阈值以上部分就会有较多的纵模起振,较多的纵模最终可能达到彼此的竞争平衡,使得二次谐波输出仍是稳定的,而在激光二极管泵浦的小型短腔激光器中情况则刚好相反,引起大的功率起伏。在LD泵浦腔内倍频绿光激光器长腔I类倍频晶体获得稳定的输出后^[8],最近在LD泵浦腔内I类倍频蓝光激光器中,也尝试用长腔来抑制噪声^[9]。由于差别很大,这里分长腔多纵模和短腔多纵模两种情况来分析多纵模情况的噪声现象。

取 1.25m 的光学腔长(长腔),则相应的腔内往返时间为: $\tau_c=0.17\mu\text{s}$,取3个纵模。为了便于比较,同时也作出 25mm 光学腔长(短腔)的3个纵模的噪声情况。结果如图23和24,分别是长腔和短腔的基频光和二次谐波情况。

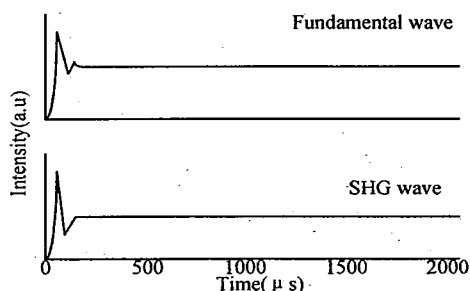


图23 长腔多纵模情况的噪声现象

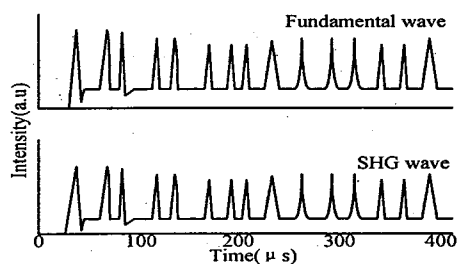


图24 短腔多纵模情况的噪声现象

从图中可以看出明显的不同:相同的纵模情况下,短腔的噪声远大于长腔的噪声。上面对长腔仅取三个纵模其实是只是个近似,因为在实际多纵模腔内倍频激光器中,工作物质的增益线宽一般较宽,结果长腔中的纵模一般100多个,来

保证没有任何一个纵模能达到足够高的峰值增益而引起其它的纵模的非线性损耗，这样就消除了噪声^[10]，上面的模拟虽没有考虑如此多的纵模情况，但从定性的分析腔长的变化对激光器噪声特性的影响还是与实验结果符合的很好。

3.4 降噪方法综述

已见报道的抑制“蓝光噪声”的方法有单纵模法、长腔倍频法、正交偏振模法和外腔谐振倍频法等。下面分别简单介绍一下这些方法的原理结构。

3.4.1 单纵模法

如前文所述，由于“蓝光噪声”产生原因在于基频光多纵模在倍频晶体内的和频效应及工作物质内的交叉饱和效应，因此迫使激光器基频单纵模运转是消除“蓝光噪声”的有效手段。实现单纵模运转的具体方法有短腔法、短程吸收法、复合腔法、行波腔法和选择性损耗法等。选择性损耗法又可以分为标准具法和双折射滤波法。

3.4.1.1 短腔法

由公式(2.56)可知，通过缩短谐振腔长度 d 可以增大相邻纵模频率间隔，以致在增益介质的有效增益带宽内只存在一个纵模，这就是短腔法的基本原理。微芯片激光器的谐振腔是在激光晶体两个端面直接镀膜形成的，当晶体厚度满足短腔法选模条件时就得到单纵模微芯片激光器。通过外加横向应力或控制温度等方式就可以在增益带宽内进行连续的单频调谐。要保证较大的泵浦吸收效率和谐波转换效率，激光晶体和倍频晶体不能很薄，但选模条件又要求腔长足够短。这个矛盾是在腔内倍频激光器中用短腔法实现单纵模运转的主要障碍。该方法应用实例如图 25 所示^[11]，其中由 Nd:YAG/KNbO₃ 组成的腔内倍频谐振腔 $d=1.3\text{mm}$ 。

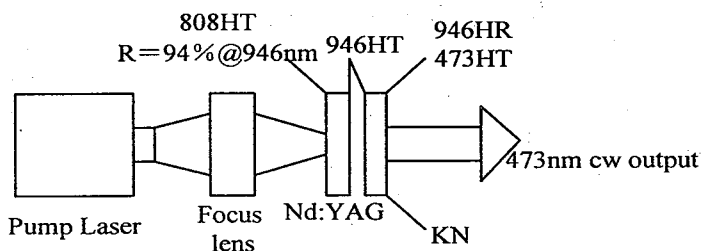


图25 短腔法应用示意图

3.4.1.2 短程吸收法

短程吸收法是通过端面泵浦很短的激光增益介质实现的。增益介质的一个端面镀膜作为谐振腔泵浦光输入端镜。增益带宽内的所有纵模在输入端镜上有共同的空间节点。因为输入端镜附近各纵模的空间驻波图样几乎同相，所以在这个很小的区域内所有纵模共用反转粒子数。净增益最大的纵模优先起振，消耗掉绝大部分反转粒子数，抑制了其它纵模的振荡。距离输入端镜较远处，各纵模驻波图样逐渐产生相位差，各模可以利用不同位置的反转粒子数；当泵浦强度足够大时，其它模式总增益就可能超过阈值而起振。所以，只要增益介质足够短，就可以实现单纵模运转。用吸收系数大的增益介质可以放宽对其长度的限制。这是因为吸收系数大的增益介质对泵浦光的吸收深度短，吸收的泵浦功率集中在入射端的薄层内，即使增益介质较长，在驻波图样出现明显相位差的区域内泵浦功率已经很少，不足以使其它纵模起振。短程吸收法与短腔法相比，放宽了对晶体长度的限制，可用于腔内倍频激光器。但是，短程吸收法增益介质仍然很短，难以实现大功率输出，而且只能部分消除空间烧孔效应，一般还需要其他的选模措施。

3.4.1.3 复合腔法

图 26 是复合腔选模的原理图。图中镜 M1 与镜 M3 组成总腔，镜 M1 与镜 M2 组成子腔。总腔的光学长度为 L_2 ，谐振频率是 $\nu_{2i} = q_i c / (2L_2)$ ；子腔的光学长度为 L_1 ，谐振频率是 $\nu_{1j} = q_j c / (2L_1)$ (q_i, q_j 均为正整数)。当 $\nu_0 = \nu_{1j} = \nu_{2i}$ 时，腔中频率为 ν_0 的光最强。如果该频率与增益介质受激辐射频率 ν_L 相等，频率为 ν_L 的光就首先起振，使反转粒子数饱和及增益曲线下降，这样就抑制了其它纵模的振荡。在全固态激光器中，复合腔可以通过仅对激光晶体或倍频晶体单面镀膜实现。通过改变晶体温度来改变晶体长度，从而调节空气间隙大小，可以实现激光波长调谐。复合腔法腔内损耗小，可以得到比短腔法和短程吸收法更大的输出功率。复合腔法的选模能力受限于晶体未镀膜端面的反射率和空气间隙的大小。

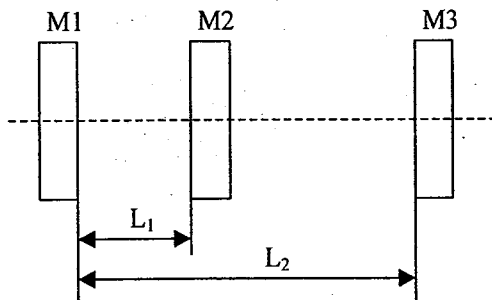


图26 复合腔法原理图

3.4.1.4 行波腔法

行波腔中光强沿腔轴方向均匀分布,激光介质内腔轴上各点的反转粒子数和增益是相同的,不像驻波腔那样存在波节和波腹的周期性变化,即消除了空间烧孔效应,可以实现单纵模运转。根据环行谐振腔单向器的设计原理,只有当腔内光束为线偏振光在腔内运转时,用法拉第旋转器 TGG 和 $\lambda/2$ 波片构成的光学单向器才能使激光器单向运转。在 Nd:YAG/LBO 蓝光激光器中,当 I 类临界相位匹配倍频晶体 LBO 插入腔内时,基频光偏振比大于 150: 1。这被定性地解释为腔内基频光两个偏振本征态的净增益不同引起的。这样就为激光器单向运行创造了条件。图 27 是一个四镜环形行波腔^[12]。TGG 的磁致旋光效应使线偏振光偏振面旋转的方向与光传播方向无关,与半波片配合就可以使两个方向传播的基频光偏振面发生不同角度的偏转,从而引入足以维持单向运转的损耗差。环形腔内存在两处光腰,分别放置激光晶体和倍频晶体,可以根据模式匹配和倍频效率的需要分别设计腰斑大小,还能够隔离激光晶体与倍频生成的蓝光。单向环形腔的缺点在于结构复杂,光路调整的难度较大。

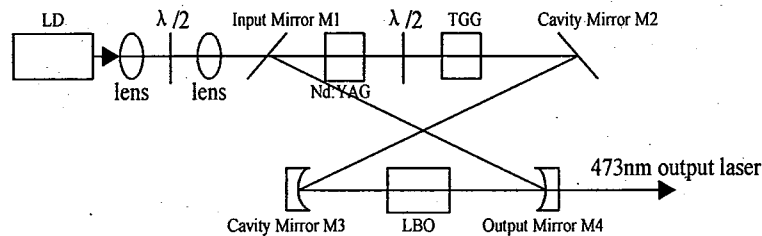


图27 行波腔法应用实例示意图

3.4.1.5 标准具法

向谐振腔内引入与频率(波长)有关的选择性损耗,使损耗小的纵模振荡,损耗大的纵模则被抑制,以此实现单纵模运转。在腔内插入标准具是一种可行的方法。由于多光束干涉,只有某些特定频率的光能透过标准具在腔内往返传播,具有较小的损耗,其它频率的光因不能透过标准具而具有很大的损耗。用单个标准具选纵模,就要求标准具必须有足够的选择性来抑制与选定模式相邻纵模的振荡,同时其自由光谱区必须足够大,以保证超过阈值的增益带宽范围内只有一个纵模振荡。这种对标准具厚度及表面反射率有很高的要求。用多个标准具配合选模,选模效果会更好。标准具法应用于蓝光激光器的示意图如图 28 所示^[5],腔内有两个厚度、反射率、倾斜角度均不相同的 F-P 标准具。较厚的一个抑制相邻纵模的振荡,较薄的一个则抑制前一个标准具相邻透过峰的振荡。调节标准具的

倾斜角度可以使其透过峰与增益曲线最大值重合以提高模式选择性。这种方法由于标准具引入的腔内损耗太大，限制了输出功率的提高。

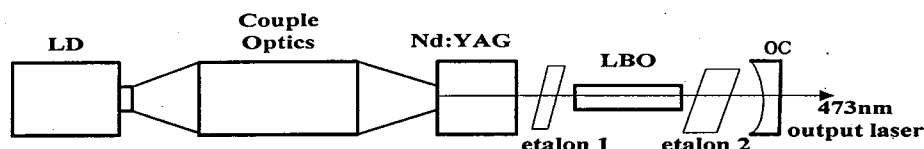


图 28 标准具法示意图

3.4.1.6 双折射滤波法

利用双折射滤光片引入波长相关的偏振来进行选模。在Nd:YAG/KTP绿光激光器中Nagai及其同事使用了布儒斯特片(BP)与KTP晶体构成的双折射滤光片进行选模^[13]，其腔内引入损耗与腔内标准具相比相对较小。受此启发，郑权等人在Nd:YAG/LBO蓝光激光器中应用了BP和石英晶体组成的双折射滤波片进行选模，达到良好的选模结果，如图29所示^[14]。其中，布氏片BP为ZF₇玻璃材料，厚0.5 mm；石英晶体长8 mm，主轴与BP片的P偏振面（光波入射面）成45°角。下面简要介绍一下其原理。第四章中将做更详细的介绍。BP的P平面与石英晶体主轴方向夹角为45°。线偏振光在石英晶体内分解为快光(f)和慢光(s)，单程通过石英晶体后产生相位差 $\delta = 2\pi d\Delta n / \lambda$ ，其中d为石英晶体长度， Δn 为快光与慢光的折射率差， λ 为基频光在真空中的波长。通过BP的线偏振光(P平面方向偏振)经过石英晶体，由输出耦合镜反射再次通过石英晶体返回BP，只有满足 δ 是 π 的整数倍的基频光纵模才能保持仍然为P平面方向偏振，从而无损地通过BP，优先起振，从而实现了波长选择。总的来说，蓝光激光器谐振腔内加入布氏片和石英晶体有三个作用：一，布氏片起偏，使Nd:YAG发出的基频光成为线偏振，从而消除了腔内非偏振激光的两个偏振分量的相互耦合；二，布氏片对不同频率纵模的布氏角略有不同，当对某一纵模为布氏角时，对其它纵模的P分量则有一定的反射损耗；三，不同频率纵模往返经过石英晶体时偏振而会发生偏转，布氏片对存在分量的纵模也会引起一定的反射损耗。显然，最后一点是最主要的。在激光器中，有时百分之几的损耗就可以完全抑制该纵模形成了，双折射滤光片技术恰恰是通过对各纵模的选择性损耗实现了选频，而且引入的损耗很小。不用BP，而将激光晶体或倍频晶体的内端面(B,C)切成布儒斯特角，也可收到相同的效果，还能进一步缩短腔长。缺点是，双折射滤光片抑制多纵模的能力有限，单频运转的稳定性欠佳。

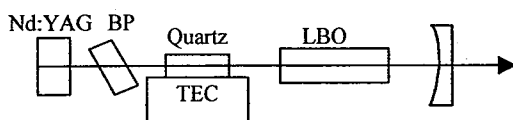


图 29 双折射滤波法应用示意图

3.4.2 长腔倍频法

增大谐振腔长度,使腔内大量纵模同时振荡,虽然存在由纵模耦合引起的“蓝光噪声”,但是噪声强度比短腔情况大大减小。

对前文已经提及的用于描述蓝光激光器的 James 速率方程 (3.5) 进行变换得:

$$\frac{1}{I_i} \frac{dI_i}{dt} = \frac{1}{\tau_c} (G_i - \alpha_i - \varepsilon g I_i - 2\varepsilon \sum_{j \neq i}^{M+N} u_j I_j) \quad (1-a)$$

$$\frac{dG_i}{dt} = \frac{1}{\tau_f} [G_i^0 - (\beta_i I_i + \sum_{j \neq i}^{M+N} \beta_{ij} I_j + 1)G_i] \quad (1-b) \quad (3.12)$$

$$i, j = 1, 2, \dots, M + N$$

可以看到,式(1-a)左端是第*i*个纵模强度随时间的相对变化率,式(1-b)左端是第*i*个纵模增益随时间的变化率。增大激光器的腔长,腔内往返时间 τ_c 增加,则(1-a)右端绝对值减小,使得纵模强度随时间的相对变化减小。随着腔长的增加,腔内纵模数增多,在泵浦功率不变的情况下,每个纵模的增益减小,即 G_i^0 减小;同时,交叉饱和变得十分有效,一个纵模受到更多的其它纵模的饱和作用,(1-b)右端代表交叉饱和的项绝对值增大,使其增益随时间的变化减小,从而纵模强度随时间的变化也会减小。由此可知,长腔倍频输出的强度噪声远小于短腔。长腔倍频采用折叠腔结构,失调灵敏度低,可用于大功率激光器。应用长腔倍频法时必须注意消除腔内晶体各个端面剩余反射率引起的腔内标准具效应,以免减少腔内纵模数。长腔倍频法应用于蓝光激光器的实例示意图如图30所示^[10]。

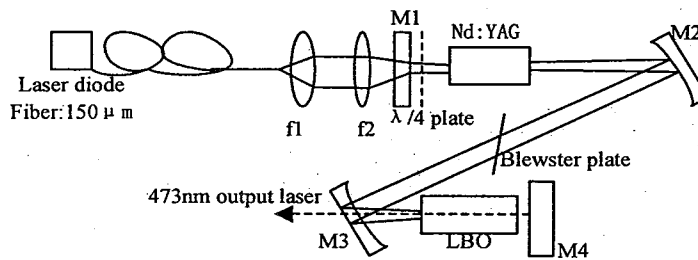


图30 长腔法应用示意图

3.4.3 正交偏振模法

在面对 Nd:YVO₄/KTP 激光器的“绿光噪声”问题时, Oka 和 Kubota 提出了正交偏振模的方案^[15], 谐振腔内放置 II 类相位匹配的倍频晶体 KTP 和 1064nm

的 QWP, QWP 快轴与 KTP 快轴的夹角为 α 。绕腔轴旋转 QWP 可以改变腔内本征模的偏振态。一般情况下, 本征模在 Nd:YAG 中为椭圆偏振模, α 为某些特殊角度时会退化为正交线偏振模。相关计算公式表明, 当 $\alpha=0^\circ$ 或 90° 时, 二次谐波强度正比于两正交偏振模强度的乘积, 即两模通过倍频晶体的和频作用发生耦合, 会出现“绿光噪声”问题; 而当 $\alpha=45^\circ$ 时, 二次谐波强度正比于两正交偏振模强度的平方和, 非线性损耗形式上仅由各自的倍频过程产生, 消除了两模之间的耦合。这样在实验中正交偏振模法消除了“绿光噪声”。

受此启发, 在解决 Nd:YAG/KN(或 LBO 等)激光器的“蓝光噪声”问题时, 赵长明等人提出了通过在谐振腔中插入一片四分之一波片(QWP), 使 QWP 的主轴与倍频晶体(如 KNbO_3)的 e 轴呈 45° 角, 可以获得稳定的直流输出^[4]。若从光子学的角度看, 当 1/4 波片的快轴与倍频晶体的 e 轴夹角为 45° 时之所以能获得稳定的蓝光激光输出, 是不难理解的。因为此时 e 光和 o 光经腔内往返后发生了对易, 从而实现了偏振模的简并。由于 II 型匹配是由两个基频光子产生一个和频光子, 所以对于 II 型匹配 oee 或者 eoo, 不失一般性, 假设对于第 i 模的一个 e 光子 $h\omega_i$ 与第 j 模的一个 o 光子 $h\omega_j$ 耦合产生一个和频光子 $h(\omega_i + \omega_j)$ (当 $i=j$ 时为倍频)这时第 i 模少了一个 e 光子 $h\omega_i$; 但由于 1/4 波片的作用, 当 $\alpha=45^\circ$ 时导致未能参与耦合的模 i 的 o 光子在往返后会成为 e 光子(模 j 同理), 从而导致了模 i 光子数的统计稳定性, 所以不会形成竞争, 获得平均上稳定的输出。该方法也存在缺点, 考虑到正交偏振模之间频率差的存在和相位失配的影响, 模式耦合并没有完全消除, 激光器仍然可能出现混沌状态。正交偏振法应用于蓝光噪声问题的实例示意图如图 31 所示。

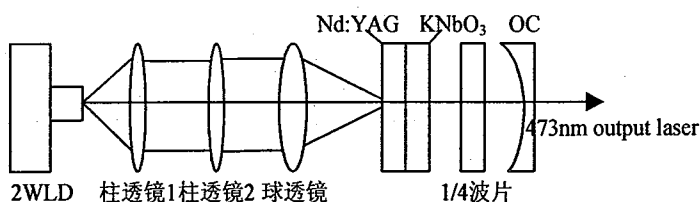


图31 正交偏振法应用示意图

3.4.4 外腔谐振倍频法

把倍频晶体移到激光谐振腔外就可以抑制纵模通过倍频晶体的和频作用发生耦合而产生的“蓝光噪声”。为得到较高的倍频转换效率需要建立一个专用于倍频的外部谐振腔。外腔谐振倍频法的优点就在于基频激光腔和外部谐振腔最大限度地分立, 尽量互不干扰。这样, 如果基频激光器是单纵模输出, 倍频输出也一定是单纵模; 基频激光器的噪声低, 倍频输出的噪声也会低。

该方法应用于蓝光激光器的实例示意图如图 32 所示^[16], 其中包括一自调 Q

微片激光器和一腔外倍频器件微片激光器。谐振腔由一两面镀膜的Nd, Cr: YAG组成。微片后置一焦距为16mm的透镜对946nm的激光聚焦,然后照射到KNbO₃晶体上。KNbO₃晶体两端研磨成球面并抛光镀膜形成单片腔,通过外加横向电压控制外部谐振腔的共振频率,并控制其温度稳定在非临界相位匹配温度。适当调整倍频晶体的位置和角度以满足空间模式匹配。外部谐振腔的共振频率必须和基频光频率一致,这就需要通过反馈控制加在倍频晶体上的横向电压使外部谐振腔透射出的基频光功率达到最小值。外腔谐振倍频法对基频激光器和外部谐振腔的频率稳定性以及两者共振频率的一致性有很高的要求,这一点限制了这种方法的广泛应用。

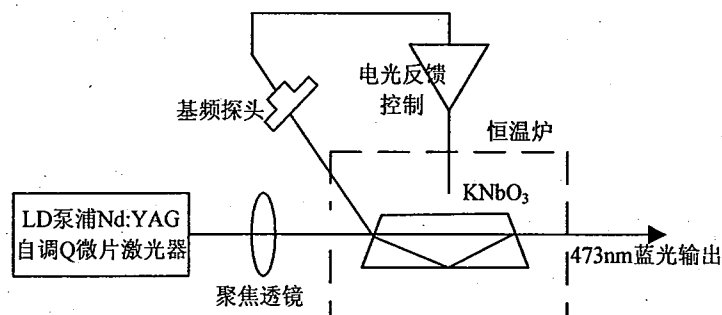


图 32 外腔倍频法实例示意图

3.4.5 降噪方法优缺点总结

“蓝光噪声”是和频生成和交叉饱和两种非线性过程共同作用的结果,抑制“蓝光噪声”,最根本的途径就是消除非线性反馈,各种方法都是以此为基本原则。除了外腔谐振倍频法,其它方法都是针对腔内倍频激光器提出的。单纵模法和正交偏振模法一般用于中小功率激光器,长腔倍频法适用于大功率激光器。单纵模法中,短腔法、短程吸收法和复合腔法可用于微芯片激光器,制造成本低,有利于大批量生产;行波腔法的频率噪声最低,结构最复杂;标准具法和双折射滤波法的腔内损耗大,它们通常和其它选模方法结合使用。正交偏振模法的长期稳定性不佳。外腔谐振倍频法对内外腔的频率稳定性要求都很高。这些方法要应用于低噪声全固态蓝光激光器中就必须进一步减少腔内元件数,降低成本和结构复杂性,提高输出功率。

3.5 本章小结

首先介绍了蓝光噪声的衡量方法以及各种测量方法,然后运用其中一种测量方法对蓝光噪声现象进行实验观察与分析,接着运用james速率方程对噪声来源进行系统的理论分析,最后总结了各种已有的降噪方法的原理和结构。

第四章 低噪声蓝光激光器的设计

前面章节对蓝光激光器的噪声进行了实验观察和理论分析,导致这种激光器输出功率不稳定的原因是基频光纵模在工作物质内的交叉饱和效应,在倍频晶体内的和频效应,而消除不稳定的一种有效的方法是通过选频手段使激光器单纵模运转,消除上面的两种非线性效应。

本章首先分析了双折射滤波片和标准具的选频原理,然后提出了一种新的降噪方法,结合倍频晶体 LBO 的起偏作用,在激光谐振腔内同时插入标准具和石英晶体全波片进行选频,实验结果有效抑制噪声,获得稳定的蓝光输出。

4.1 琼斯矩阵理论

1941 年,琼斯(R.C.Jones)提出:任意偏振光可以由它的光矢量的 2 个分量构成的一列矩阵来表示,例如,图 33 所示的 Oxy 直角坐标系中可表示为

$\mathbf{E}_{in} = \begin{bmatrix} E_{ix} \\ E_{iy} \end{bmatrix}$, 当该偏振光射入一个垂直于 z 轴放置的偏振元件(通常指偏振片或双

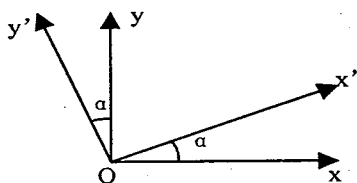


图33 oxy直角坐标系与琼斯矩阵

折射波片)时,若此元件中两个主轴方向互相垂直,分别记为 x' 和 y' ,则光通过元件时,其偏振状态可以分解到这两个方向上。此时,沿 x' 和 y' 方向振动的光将分别产生 $\delta_{x'}$ 和 $\delta_{y'}$ 的相位延迟。而出射后光线的偏振状态仍由 x 方向和 y 方向

的振动分量表示, 即 $\mathbf{E}_{\text{out}} = \begin{bmatrix} E_{ox} \\ E_{oy} \end{bmatrix}$, 则该变化过程可表示为矩阵的形式:

$$\begin{bmatrix} E_{ox} \\ E_{oy} \end{bmatrix} = M_l \begin{bmatrix} E_{ix} \\ E_{iy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{ix} \\ E_{iy} \end{bmatrix} \quad (3.13)$$

$$M_l = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}$$

$$A = \cos^2 \alpha * \exp(i\delta_{x'}) + \sin^2 \alpha * \exp(i\delta_{y'})$$

$$B = \sin \alpha \cos \alpha * \exp(i\delta_{x'} - i\delta_{y'}) \quad (3.14)$$

$$C = \sin \alpha \cos \alpha * \exp(i\delta_{x'} - i\delta_{y'})$$

$$D = \sin^2 \alpha * \exp(i\delta_{x'}) + \cos^2 \alpha * \exp(i\delta_{y'})$$

上面 M_l 为单程琼斯矩阵。 α 即为图 33 中 x 与 x' 轴的夹角。

上面是琼斯矩阵的基本原理。琼斯矩阵理论是处理激光腔中光场偏振和波长(频率)的重要的理论^[1]。光学元件的琼斯矩阵起二维矢量的作用, 该二维矢量代

表了光场的偏振态。一般光学元件的琼斯矩阵为 $\begin{bmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta \end{bmatrix} e^{-i\phi}$, 其中 $e^{-i\phi}$ 只代表了

相位特性, 通常被忽略。

激光腔内的谐振条件为: ①光在腔内往返一周后的相位改变必须是 2π 的整数倍, 即相位条件; ②经往返后光场的偏振必须再现, 即偏振条件。其中谐振条件可概括为激光谐振腔内的光场的本征方程即 $MX = aX$, 其中 M 为腔内往返琼斯矩阵, X 为本征矢量, 代表了偏振的二维矢量, a 为本征值, 是一正的实数。

本征方程两边具有相同的 X 保证了谐振条件②的满足; a 是正的实数保证了谐振条件①的满足。对于无损腔, $a=1$, 但如果是含偏振器的腔(如: 布氏片), 则 $a < 1$ 。事实上, $1 - |a|^2$ 是对应模的往返损耗, $|a|^2$ 则表示对应模的往返透过率。一般情况下, 利用琼斯矩阵分析的谐振腔是忽略了增益的冷腔。

下面给出双折射晶体、偏振器、旋转、空气隙琼斯矩阵的表达式。

$$\text{双折射晶体的琼斯矩阵为 } C = \begin{bmatrix} e^{i\frac{\xi}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\xi}{2}} \end{bmatrix} e^{-i\phi}, \text{ 其中}$$

$$\xi = [n_s(\lambda) - n_f(\lambda)] \frac{2\pi L}{\lambda}, \quad \phi = \frac{n_s(\lambda) + n_f(\lambda)}{2} * \frac{2\pi L}{\lambda}, \quad n_f(\lambda) \text{ 和 } n_s(\lambda) \text{ 分别是沿晶体的快$$

轴和慢轴波长为 λ 的光的折射率, λ 是自由空间的波长, L 是晶体的长度。

偏振器的琼斯矩阵为 $p = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & T_R \end{bmatrix}$, 其中 T_R 是偏振器高损耗方向的光场幅值

透过率。对于理想的偏振器 $T_R = 0$; 对于布氏片 $T_R = \left(\frac{2n}{n^2+1}\right)^2$, n 为布氏片的折射率。

旋转琼斯矩阵为 $R(\theta) = \begin{bmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix}$, 其中 θ 是旋转角度。该旋转矩阵的引

入是为了使光学元件的轴转到偏振器的透光方向上来, 即都要以偏振器的透光方向作为参考。

空气隙琼斯矩阵为 $A = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} e^{-i\varphi_a}$, 其中 $\varphi_a = \frac{2\pi L_a}{\lambda}$, L_a 是空气隙的厚度, 当

忽略相位因子时, 空气隙琼斯矩阵为单位矩阵。

在利用琼斯矩阵理论分析腔内光场时注意以下几点:

- ①腔内倍频激光器中处理的是基频光而不是倍频光;
- ②频率、偏振、强度相关的非线性损耗、偏振相关的增益等效应不考虑;
- ③求解时要注意单位统一且合适。

利用琼斯矩阵理论分析腔内光场的思路为: 以任意位置为参考面写出腔内光场的往返琼斯矩阵 M , 代入本征方程(5.2), 解该方程得有物理意义的本征值 a_i ($i=1,2$) 和相应的本征向量 X_i ($i=1,2$)。利用本征值可表示腔模的往返透过率 ($|a_i|^2$) 和往返损耗 ($1-|a_i|^2$), 本征向量表示参考面处的偏振态。

下文利用琼斯矩阵法分析含双折射滤光片激光器的一般工作情况。

4.2 双折射滤波片的选频原理及倍频晶体 LBO 的起偏作用

双折射滤光片 (birefringent filter, 简称 BF) 又称 Lohy 滤光片, 由偏振器和波片两部分构成。最初用于天文学, 随后又被引入到染料激光器中作调谐之用。进入二十世纪 90 年代, 随着 LD 泵浦全固态激光器获得蓬勃发展, 起到纵模控制和偏振控制双重作用的双折射滤光片, 以其插入损耗小且组合形式简单多样的特点而受到越来越多的重视, 并获得广泛的使用^[1-9]。下面具体分析它在激光器中的构成和分析方法, 同时详细介绍其中一种因 LBO 的起偏作用而衍变出来的新结构。

4.2.1 双折射滤波片的选频原理

T. Y. Fan 于 1991 首先将工作物质的两个端面以布氏角切割并与 II 类倍频晶体 KTP 结合构成双折射滤光片, 在 LD 注入 260mW 功率条件下获得了 4mW 单频绿光输出^[4]。随后的几年间又发展了形式多样的结构, 总结于表 3。

表3 双折射滤波片(BF)常见的几种组合方式

编号	BF中的偏振器	BF中的波片
1 ^[3]	熔石英布氏片	双折射的工作物质 Nd:YAP
2 ^[4]	布氏角切割的工作物质 Nd:YAG	II类倍频双折射晶体 KTP
3 ^[5]	BK7布氏片(Nd:YAG为工作物质)	II类倍频双折射晶体 KTP
4 ^[6]	离轴切割的Nd:YVO ₄ 工作物质	II类倍频双折射晶体 KTP
5 ^[7]	A轴切割的Nd:YVO ₄ 工作物质	II类倍频双折射晶体 KTP
6 ^[1]	BK7或不掺杂的YAG布氏片(工作物质为Nd:YVO ₄)	II类倍频双折射晶体 KTP或不掺杂的YVO ₄
7 ^[8]	BK7布氏片(Nd:YAG为工作物质)	石英晶体全波片
8 ^[9]	LBO(Nd:YAG为工作物质)	石英晶体全波片

表3中7~8用于473nm蓝光全固体激光器中,其中8利用了LBO的起偏作用,后文将详细阐明这点。从表3可以看出,激光器中构成双折射滤光片的方法可以概括为:插入和不插入额外的光学元件。对前者而言,插入的光学元件要起到构成双折射滤光片的偏振器(如1,3,7中的布氏片)或波片(如6中不掺杂的YVO₄,7和8中的石英晶体全波片)的作用,这样与腔内已有的波片或偏振器来构成双折射滤光片,当然,对腔内已有双折射滤光片的激光器来说(如6中的布氏片),插入的光学元件起到加强的作用。

对后者而言,由于不插入额外的光学元件而仅靠腔内有限的元件(主要是工作物质和倍频晶体)来构成双折射滤光片,这样就要对它们进行特殊的切割(如2中布氏角切割的各向同性工作物质Nd:YAG,4中离轴切割的正单轴工作物质Nd:YVO₄)。另外,5中高精度加工的倍频晶体和利用工作物质的各向异性的发射截面组合的双折射滤光片,也是典型的代表。

两者相比,前者虽有插入损耗,但较后者来说更能使激光器获得长期的稳定工作。而后者从晶体的加工精度,调整精度来说都要比前者要求高,但较前者来说大大降低了插入损耗。

另外,表3中构成双折射滤光片的偏振器和波片又有区别:1,2,3,6,7中的偏振器材料是各向同性的,4,5,8中的等价的偏振器材料是各向异性的;1中的Nd:YAP和6中的YVO₄等价的波片,还有7和8中的石英晶体全波片都不会对基频光产生走离效应。

从以上的分析可以看出,构成双折射滤光片的偏振器和波片可以分布到腔内的工作物质和倍频晶体以及插入的光学元件上,使得腔内一个光学元件充当多重

身份的作用。加之谐振腔的腔膜可以直接镀到工作物质或倍频晶体上,使得含双折射滤光片的激光器的结构简单但形式多种多样。

激光器中双折射滤光片的构成虽然形式很多,但都可用图 34 来表示,并且最终都用琼斯矩阵来分析。在含双折射滤光片的光学谐振腔结构图 34 中, M_1 , M_2 为谐振腔镜, BF 为双折射滤光片, P 为构成双折射滤光片的偏振器, W 为构成双折射滤光片的波片。

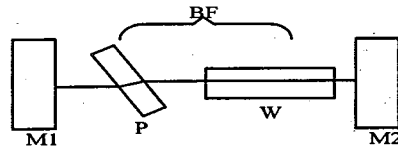


图34 含双折射滤波片的激光器谐振腔结构示意图

图34的激光器结构,以输出镜为参考面的腔内往返琼斯矩阵为^[1]:

$$M_{BF} = R(-45)C_w R(45)T_R T_R R(-45)C_w R(45) \quad (3.15)$$

其本征值的解析解(物理意义为腔内光场的往返幅值透过率)为

$$\lambda_{p,s} = \frac{1}{2} \left[(1+T) \cos \frac{\varphi}{2} \pm \sqrt{(1+T)^2 \cos^2 \frac{\varphi}{2} - 4T} \right] \quad (3.16)$$

其中 $T=T_R^2$ 是偏振器中对有损耗的偏振方向的单程强度透过率, T_R 是偏振器中对有损耗的偏振方向的单程幅值透过率, $\varphi = 4\pi\Delta n l / \lambda$ 是腔内光场往返经过双折射晶体后形成的位相差, Δn 是晶体的双折射, l 是双折射晶体的几何长度, λ 是基频光波长, p 、 s 分别表示平行和垂直于入射面的偏振方向, 而 $1-\lambda_{p,s}^2$ 为相应偏振态的往返损耗。

这样由(3.16)式就可以作出以 T 为参数, 腔内光场的往返透过率 $\lambda_{p,s}^2$ 与 φ 的函数关系, 如图35所示。从图35中可以看出, 不同的 T 曲线的周期(即自由光谱区)相同, 但带宽随着 T 增加而变窄, 损耗调制深度随 T 的增加而变小。

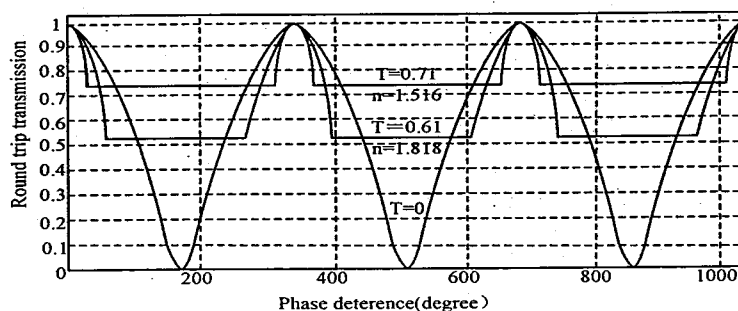


图35 双折射滤波片的往返透过率与相位差的关系曲线图

从图 35 中还可以看出,不同的位相差对应着不同的透过率且透过率以 2π 为周期,即当 φ 为 2π 整数倍的光波往返通过偏振器时光波的偏振态不变,损耗最小,而双折射晶体对光波的这种往返作用在物理光学中恰是全波片的作用, φ 又是波长(频率)的函数,这样只有该频率的光波的损耗为零,其他频率的光波则由于位相差不是 2π 整数倍,偏振态由线偏振变成椭圆偏振,再次通过偏振器时产生了纵模间相对损耗而被抑制掉,这即是双折射滤光片选频的原理。

4.2.2 倍频晶体 LBO 的起偏作用

实验中发现 LD 抽运各向同性的工作物质 Nd:YAG 的基频光具有约 3:1 的偏振比,这被解释为 LD 偏振抽运的结果^[10]。而当 I 类临界相位匹配倍频晶体 LBO 插入腔内时,基频光的偏振比大于 400:1,且垂直于倍频光的偏振方向,这与 Nd:YAG/KN I 类倍频蓝光激光器中偏振比高达 1000:1 相类似,被定性解释为腔内基频光两个偏振本征态的净增益的不同引起的^[11],但没有给出数值的理论分析,下面对这一实验现象给出理论分析,为利用含基频光偏振的多纵模腔内倍频速率方程理论,首先列出 LBO 的倍频矢量图,接着求解速率方程中与偏振有关的量 g ,最后结合倍频过程中的纵模间的能量转移理论来解释 I 类临界角度匹配 LBO 的起偏作用。

首先,根据 I 类临界角度匹配 LBO 的相位匹配条件,将基频光、倍频光的电矢量偏振方向,晶体的主轴坐标系 XYZ,相位匹配角 θ 、方位角 φ ,画在同一个立体图中,如图 36 所示。相位匹配角 θ 为光的波矢量 k 与 Z 轴的夹角;方位角 φ 为光的波矢量 k 在 XOY 面投影与 X 轴正向的夹角;o 光偏振方向垂直于 kOZ 面(波矢量 k 与 Z 确定的平面称主平面); e 光偏振方向在 kOZ 面内。

当 LBO 按图 36 方式放置时,在水平面内转动 LBO 将改变方位角 φ ,而在垂直面内转动 LBO 时将改变相位角 θ ,实验中,在晶体纵向位置固定时,通过仔细调节这两个角度使倍频效率达到最大。

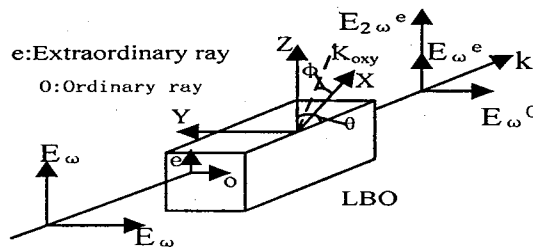


图 36 I 类临界相位匹配腔内倍频矢量示意图

接着继续求解 g 值。由于本文中的激光器中最多含有两个双折射晶体，可将其归纳为一般的情况即双波片模型^[12]：设谐振腔内有两个任意的双折射晶体 C_1 和 C_2 ，它们引起的基频光的相移为 δ_1 和 δ_2 ，它们之间的相对方位角也是任意的为 φ ，结构如图37所示。

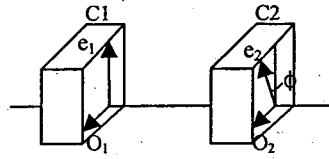


图37 双波片模型图

以第一块晶体的左端面为参考面写出腔内的往返琼斯矩阵：

$$\begin{aligned} M &= C_1 R(-\varphi) C_2 R(\varphi) R(-\varphi) C_2 R(\varphi) C_1 \\ &= C_1 R(-\varphi) C_2 C_2 R(\varphi) C_1 \end{aligned} \quad (3.17)$$

解本征方程(3.17)的本征矢量和本征值，其中，所关心的速率方程中的 g 参数由本征矢量中量的确定，并且最终由双波片模型中的结构参数表示。对于I类倍频结构，结果为 $g = \left(\frac{b}{s}\right)^2$ ^[12]。其中 $b = \cos^2(\varphi) \sin(\delta_1 + \delta_2) - \sin^2(\varphi) \sin(\delta_2 - \delta_1)$ ，

$d = \sin(2\varphi) \sin(\delta_2)$ ， $s = \sqrt{b^2 + d^2}$ 。对于下面的利用含偏振的多纵模腔内倍频速率方程，分析I类倍频晶体LBO起偏作用的激光器结构，由于只含有一个双折射晶体，可以将其看成是双波片模型 $\delta_2=0$ 的特殊情况，代入上面的公式得到 $g=1$ 。速率方程中的 u_j 当该模式与第 i 个纵模具有相同的偏振时 $u_j=g$ ，而对于与第 i 个纵模具有垂直偏振时 $u_j=1-g$ 。这里与前面利用速率方程分析蓝光噪声略有不同，在那里没有考虑偏振模间的相互作用。

为了分析方便，需要确定速率方程中的各量的取值，一个关键的量是纵模的小信号增益系数，为此先介绍倍频过程中工作物质内的能量(反转的粒子数)转移理论^[13]。如图38所示，模式1和2附近的模式的能量(反转的粒子数)由于倍频将会转移到1和2使其更易起振，这样体现在激光器纵模的增益方面便是小信号增益的不同。

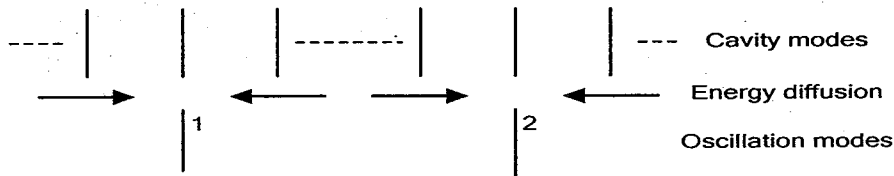


图38 倍频过程中工作物质内的能量转移示意图

设腔内有四个纵模，其中两个纵模1, 2的偏振方向沿I类临界角度匹配LBO的倍频方向(与倍频光方向垂直)，而另外两个纵模3, 4的偏振方向沿垂直于I类临界角度匹配LBO的倍频方向(与倍频光的方向平行)。上面已利用Jones矩阵求出与偏振有关的量 g 为1，接着将速率方程写成分量的形式，这时1, 2两个纵模的强度方程中有倍频及和频项，而3, 4两个纵模中的强度方程中没有倍频及和频项，但四个纵模的增益方程却具有相同的形式。方程组分量分别列出如下：

$$\begin{aligned} \tau_c \frac{dI_1}{dt} &= (G_1 - \alpha_1 - \varepsilon I_1 - 2\varepsilon I_2) I_1, & \tau_f \frac{dG_1}{dt} &= G_1^0 - (\beta I_1 + \beta_{12} I_2 + \beta_{13} I_3 + \beta_{14} I_4 + 1) G_1; \\ \tau_c \frac{dI_2}{dt} &= (G_2 - \alpha_2 - \varepsilon I_2 - 2\varepsilon I_1) I_2, & \tau_f \frac{dG_2}{dt} &= G_2^0 - (\beta I_2 + \beta_{21} I_1 + \beta_{23} I_3 + \beta_{24} I_4 + 1) G_2; \\ \tau_c \frac{dI_3}{dt} &= (G_3 - \alpha_3) I_3, & \tau_f \frac{dG_3}{dt} &= G_3^0 - (\beta I_3 + \beta_{31} I_1 + \beta_{32} I_2 + \beta_{34} I_4 + 1) G_3; \\ \tau_c \frac{dI_4}{dt} &= (G_4 - \alpha_4) I_4, & \tau_f \frac{dG_4}{dt} &= G_4^0 - (\beta I_4 + \beta_{41} I_1 + \beta_{42} I_2 + \beta_{43} I_3 + 1) G_4. \end{aligned}$$

按倍频过程中的纵模间的能量转移理论，对Nd:YAG/LBO I类临界相位匹配的激光器模拟的数据如下：腔的光学长度取20mm， $\alpha_i = 0.015$ ， $\beta_i = 1$ ， $\beta_{ij} = 0.666$ ， $\varepsilon = 5E-5$ ， $G_{1,2}^0 = 0.1$ (约4.5倍阈值)， $G_{3,4}^0 = 0.08$ (约4.0倍阈值)，差0.02，模拟得到基频光两个偏振方向上的强度随时间的变化关系曲线，如图39所示。

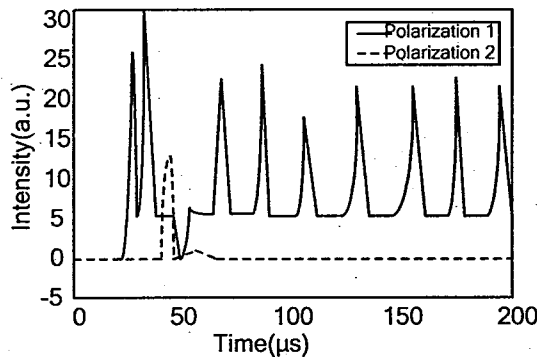


图39 近阈值 I 类倍频时基频光偏振情况

其它参数不变，进一步提高泵浦功率，则小信号增益系数要增加，取 $G_{1,2}^0 = 0.15$ (约 9.0 倍阈值)， $G_{3,4}^0 = 0.13$ (约 7.6 倍阈值)，设两者差仍为 0.02，而阈值倍数之比大于前面的情况，结果如图 40 所示。

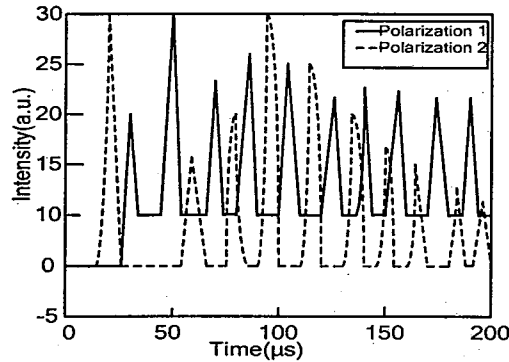


图40 远高于阈值 I 类倍频时基频光偏振情况

从数值模拟可以看出:方程组中,四个纵模的线性损耗相同,1,2纵模比3,4纵模要多出非线性损耗(倍频及和频项),但1,2纵模的小信号增益由于倍频过程中的能量扩散却要大于3,4纵模的小信号增益,初始时不同偏振的光场互相竞争后逐渐达到稳定,最终导致前两个纵模的净增益要高于后两个的净增益,使得在以各向同性晶体为工作物质的激光器中,采用 I 类临界角度匹配,使基频光的偏振变成与倍频光的偏振垂直,且从图 39 中可以看出低泵浦功率时倍频光偏振方向的基频光几乎不起振,也就是说输出与倍频光的偏振相垂直的极高偏振比的基频光。但是,随着泵浦功率的提高,基频光两个方向的偏振比将要减小,从图 40 中可以明显地看出这一点,在图 39 中几乎无输出的偏振方向有了一定的输出。

另外,由于偏振泵浦使得激光器开始时就使倍频方向的光增益强于非倍频方向,这样,在放入倍频晶体后,更有利于基频光的偏振输出;但即使这时将倍频晶体旋转 90 度,输出的基频光还是与倍频光的偏振相垂直高偏振比的偏振光。

因此在 I 类临界角度匹配激光器中,低泵浦功率时,即使是各向同性的工作物质,输出的基频光仍是高度偏振的,但随着泵浦强度的增加,两个方向的净增益差减小,使得在高功率下两个方向都要起振,实验中,在泵浦功率范围内,可以测出基频光的偏振随泵浦功率的增加有下降的趋势,但不是十分明显。另外,对比两图可以看出,随着泵浦功率的增加,基频光的噪声随泵浦功率的增加也有所增加,这必然导致倍频光的噪声的增加。

4.3 标准具的选频原理

腔内插入 F-P 标准具选频,这种方法的装置如图 41 所示。它是在激光器腔内插入用透过率很高的材料,如熔融石英材料制成的平行平板,两介面镀上反射率较低的反射膜(反射率一般小于 20%或 30%),从而起着平面 F-P 标准具的作用。标准具插入腔内,激光器振荡频率发生很大的变化,因为产生振荡的频率不

仅要符合谐振腔共振条件，还要对标准具有最大的透过率。

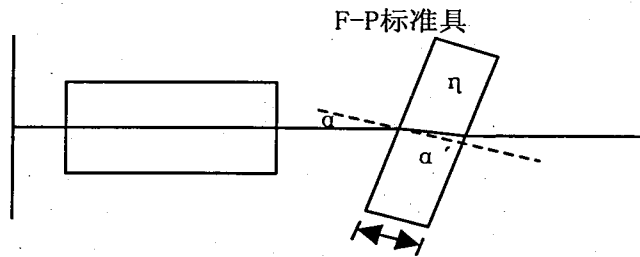


图41 腔内有标准具时的示意图

入射角为 α 的平行光束，由于干涉效应所决定的平板组合透过率为入射光波长（频率）的函数，故有如下形式

$$T(\nu) = \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2(\delta/2)} \quad (3.18)$$

式中 δ 为平行平板内参与多光束干涉效应的相邻二出射光线的相位差，表示式为

$$\delta(\nu) = \frac{2\pi\nu}{c} 2nd \cos \frac{\alpha}{\eta} \quad (3.19)$$

式中 η 为平板材料的折射率， d 为厚度。图42表示当反射率取不同值时，板的透过率变化曲线。两相邻透过率极大值之间的频率间隔（亦称自由光谱区）为

$$\Delta\nu_m = \frac{c}{2\eta d \cos \frac{\alpha}{\eta}} \approx \frac{c}{2\eta d} \quad (3.20)$$

由式 (3.18) 还可以求出F-P标准具的透射谐振峰频率为

$$\nu_m = \frac{cm}{2d \cos \theta} \quad (3.21)$$

由式 (3.21) 可知，调节角度 θ 可以移动谐振峰频率到合适的位置。图 43 是标准具的选频原理图。由于透过率峰值曲线宽度随平板反射率 R 的增大而变窄，因而选择适当的 R 和板的厚度 d ，以及光入射角度 α ，可以使增益线宽内只含有一个透过率极大值，且只含有一个谐振频率，这样就有可能实现单频（即单纵模）振荡。

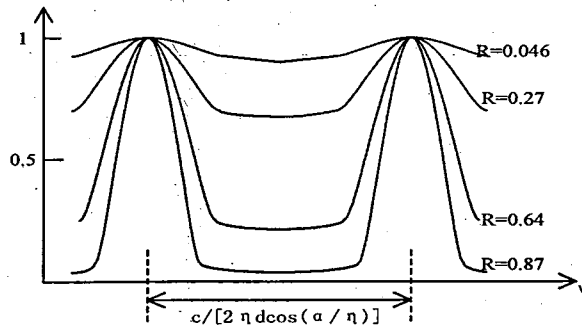


图 42 标准具的组合透过率

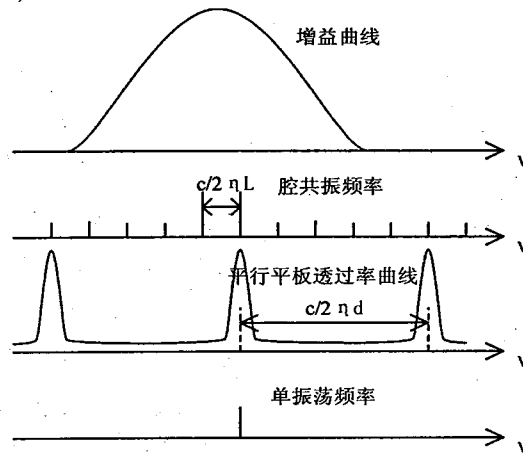


图 43 标准具的选频原理图

通常使用斜置 F-P 标准具选纵模，应使 F-P 标准具的波长—透过峰基本和增益线宽的峰重合，以获得最佳选纵模效果。此时，可通过改变倾角 α ；或采用温度调节 F-P 标准具的光学长度 ηd 方法，在实验中仔细调整获得该效果。如要求有稳定的选模效果，应对标准具采用恒温措施；或者采用温度膨胀系数较小的石英、蓝宝石等材料制作 F-P 标准具平板或隔环。此外，为了避免子腔振荡，标准具必须根据增益的大小以及腔的实际情况，仔细调整倾斜角 α 。倾斜安置在腔内的标准具，由于光在 F-P 平板内的多次反射，产生横向位移，这对有限口径振荡的谐振腔造成插入损耗。如果不考虑吸收、散射损耗，仅由 α 角引入的单程损耗为

$$\delta_{\alpha} = \frac{2R}{(1-R)^2} \left(\frac{2d\alpha}{\eta D} \right)^2 \quad (3.22)$$

式中， D 是光束的光斑尺寸。式 (3.22) 说明在 TEM_{00} 模运转的谐振腔内斜置高反射率的厚 F-P 标准具，将存在着相当大的插入损耗。而在蓝光激光器中由于工作物质增益线宽较大的特点，应用标准具法时需要在腔内同时采用两个或两个

以上厚度不同的平板以加强选模效果，这样造成的损耗是较大的。这也是应用该方法于蓝光激光器中的主要缺点之一。另外还有一个缺点在于应用了两个标准具的激光谐振腔的调整难度较大，不利于蓝光激光器的批量生产。

4.4 一种新的双选频降噪方法

将低噪声激光器中双折射滤光片的选频原理和 F-P 标准具选频原理进行比较可以知道两者有不少的相似之处，该比较结果系统地总结于表 4。表中符号物理意义如下：T 是偏振器中对有损耗的偏振方向的单程强度透过率，R 是标准具对不同波长频率的单程强度透过率， Δn 是晶体的双折射，l 是双折射晶体的几何长度，h 为标准具的几何厚度，c 是真空中光速， λ 是基频光波长， θ 是标准具的倾斜角度即光的入射角度。从表中可以看出，自由光谱区和带宽的表达式很相似，双折射滤光片和 F-P 的自由光谱区都与通光长度有关，且通光长度越大，

自由光谱区越小；当引入 $N' = \frac{\pi}{2 \arccos(\frac{2\sqrt{T}}{1+T})}$ 后两者的带宽的相位表达式具有了

完全相同的形式。从自由光谱区、带宽和峰值透过率的改变方式可以看出双折射滤光片的 l, T 和 Δn 分别对应着 F-P 的 h, R 和 $\Delta \theta$ 。但是，低噪声激光器中 F-P 标准具仅起到纵模控制的作用，而双折射滤光片除起到纵模控制的作用外，由于其构成中含有偏振器，因此它还兼起到偏振控制的作用。

表 4 双折射滤波片和 F-P 标准具的比较

	双折射滤波片			F-P 标准具		
自由光谱区的相位、波长和频率表示	2π	$\frac{\lambda^2}{2\Delta n l}$	$\frac{c}{2\Delta n l}$	2π	$\frac{\lambda^2}{2nh \cos \theta}$	$\frac{c}{2nh \cos \theta}$
带宽的相位、波长和频率表示	$\frac{2\pi}{N'}$	$\frac{\lambda^2}{2\Delta n l} * \frac{1}{N'}$	$\frac{c}{2\Delta n l} * \frac{1}{N'}$	$\frac{2\pi}{N}$	$\frac{\lambda^2}{2nh \cos \theta} * \frac{1}{N}$	$\frac{c}{2nh \cos \theta} * \frac{1}{N}$
自由光谱区的改变	$\Delta n l$ 越大自由光谱区越小			nh 越大自由光谱区越小		
带宽的改变	N' (或 T)、T 越大带宽越小			N (或 R)、R 越大带宽越小		
峰值位置的改变	长度 l 的微小变化			角度 θ 的微小变化		

前文已经提及,双折射滤光片法抑制多纵模的能力有限,单频运转的稳定性欠佳。而标准具法由于需要引入两个或多个标准具来选模,损耗太大。基于两者选模原理的相似,考虑同时在腔内应用一个双折射滤光片和一个标准具,在损耗和单频稳定运转之间取得更好的平衡。主要的技术途径如下:腔内有了起到偏振器的元件,并且 I 类倍频晶体 LBO 起着主要的作用,可将其看成双折射滤光片中的偏振器,再在腔内引入一个起到全波片的双折射晶体就可与 LBO 组合构成双折射滤光片,另外再插入一个标准具就构成了一种新的双选频方法。该方法优点在于:同时考虑了结构较为简单,腔内损耗不能过大和单纵模稳定工作等低噪声激光谐振腔设计需求,提供了一种新的半导体激光泵浦腔内倍频的低噪声全固态蓝光激光谐振腔模式。

(1) 相对于行波腔法来说,结构较为简单,总共只插入两个额外光学元件,且同样能圆满完成低噪声长期稳定输出要求,这使得激光器的批量生产成为可能;

(2) 相对于短腔法来说,由于对腔长没有要求,故而能够放置更多光学元件,更长的激光晶体和倍频晶体等,从而提高了输出功率;

(3) 相对于正交偏振法和双折射滤波法来说,结构上面并没有复杂多少,但因为该方法结合了标准具和双折射滤波片的选频效果,使得单纵模输出更加稳定,能够满足实际需要;

(4) 相对于 F-P 标准具法来说,由于只采用 1 个标准具,在选频效果类似的情形下有效降低了损耗,而且降低了激光器调整难度,这就体现出更好的综合效果。

该双选频方法的工作原理如下:选取一定厚度,表面反射率和倾斜角度的标准具插入腔内,其选频曲线可与各向同性工作物质 Nd:YAG 增益曲线配合选取两个基频光纵模,其余纵模皆因相对损耗大而被滤除。而当再插入其快轴与起着偏振片作用的 I 类相位匹配倍频晶体 o 光方向夹角成 45° 角的全波片时,则可通过双折射滤波片的选频曲线通过选择性损耗的差异滤除这两个纵模中的一个,最终达到单纵模低噪声输出。其选频原理图如图 44 所示。图中 L 为谐振腔长, l 为全波片厚度, d 为标准具厚度, n 为标准具材料折射率, Δn 为全波片的双折射大小, c 为真空中光速。

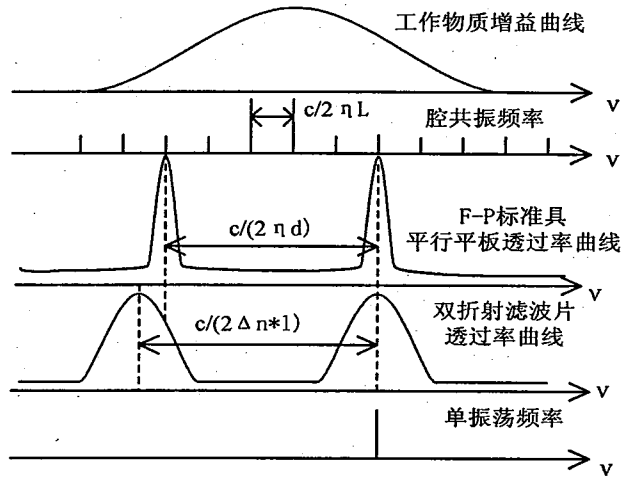


图 44 腔内插入标准具和全波片的选频原理图

4.5 抑制噪声实验及结果分析

综合前文的分析，设计了如图 45 所示的低噪声蓝光激光器实验装置。最大输出功率为 1.5W 的 LD 经耦合效率为 80% 左右的焦距为 3.45mm 的准直聚焦透镜后聚焦在工作物质 Nd:YAG ($3 \times 3 \times 3 \text{mm}^3$ ，一面镀 808nm 减反膜和 946nm 高反膜构成谐振腔的一个腔镜，另一面镀 946nm 减反膜) 内的平均光斑半径约为 $100 \mu\text{m}$ ，Nd:YAG 的掺杂为 1atm%，实验中测量其对 808nm 泵浦光的吸收约为 65%，吸收系数为 7.0cm^{-1} ；输出镜的曲率半径为 50mm，凹面镀 946nm 高反膜和 1064nm, 1320nm, 473nm 减反膜，平面镀 473nm 减反膜；I 类临界相位匹配倍频晶体 LBO ($2 \times 2 \times 10 \text{mm}^3$) 的两端面镀 946nm 和 473nm 的减反膜；对基频光表面反射率为 10%，厚度为 $l=1 \text{mm}$ 的标准具，其倾斜角度在 25° 左右微调以取得最佳选模效果；厚度为 $l=0.4 \text{mm}$ 的石英晶体全波片 (946nm 波长处的双折射为 $\Delta n=0.00881$) 的两表面镀 946nm 的减反膜，将其放在紧靠工作物质一侧以减少对倍频光反射的损耗，而 LBO 则尽可能地靠近石英晶体全波片以利用小的光斑提高倍频效率，在机械上满足的情况下谐振腔腔长取 24mm 以最大限度地增加纵模间隔来减少纵模数目。

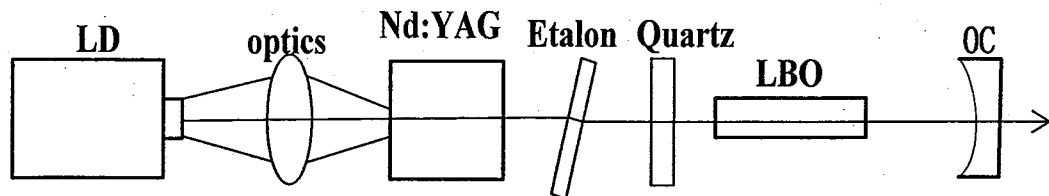


图 45 双选频低噪声蓝光激光器基本结构图

在没有插入标准具和石英晶片进行选频时，注入泵浦功率为1.2W时获得了约35mW的蓝光输出，用示波器测得的功率起伏即蓝光噪声情况如图46所示，从图中可以看出，在不采取任何措施的情况下，输出的倍频蓝光有大的功率起伏。

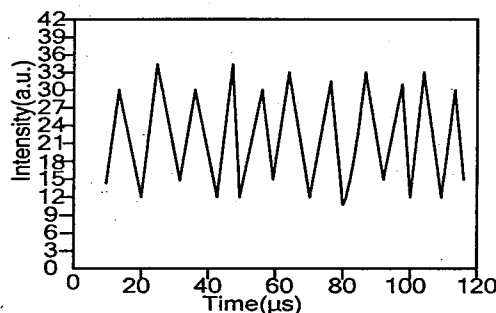


图46 蓝光输出功率起伏示意图

当插入标准具和石英晶体全波片后，由前述两者的选频理论分析：当标准具倾斜角度为 25° ，厚度为 1mm 时其与 Nd:YAG 增益曲线配合可选取两个基频光纵模，其余纵模皆因损耗大而被滤除。而全波片则滤除这两个纵模中的一个，最终达到单纵模输出。因全波片快轴方向与偏振器的通光方向成 45° 角时具有最佳的选频效果，所以须仔细调节全波片的快轴与 LBO 的 o 光偏振方向的相对位置，满足选频要求。在同样 1.2W 的注入泵浦功率下，获得了约 20mW 的单频蓝光输出。图 47 为利用 F-P 共焦干涉仪观察到的单纵模情况，图 48 为相应的时域噪声情况。可以看出加入标准具和全波片后激光器获得了稳定运转。测得激光器的 4 小时稳定度小于 5%，其 rms% 噪声小于 1%。测得激光器的光束质量因子 $M^2 < 1.2$ 。

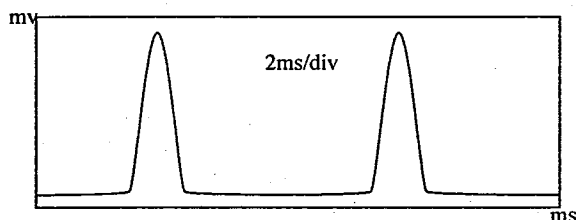


图47 蓝光单频（纵模）示意图

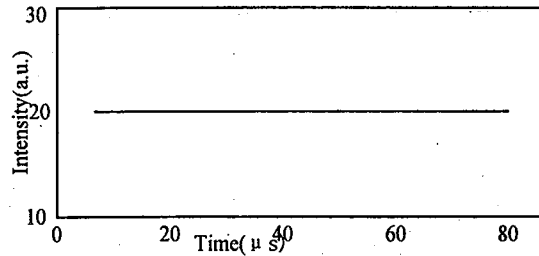


图48 蓝光单频运转时的时域噪声情况

实验中用 LP-3B 激光功率计测量了随 LD 电流变化导致的蓝光功率变化过程。因为 LD 电流最大值不能超过 2.1A,故电流在 0~2.1A 范围内变动。阈值为 0.65A 附近。图 49 为蓝光输出功率与输入电流的关系图:

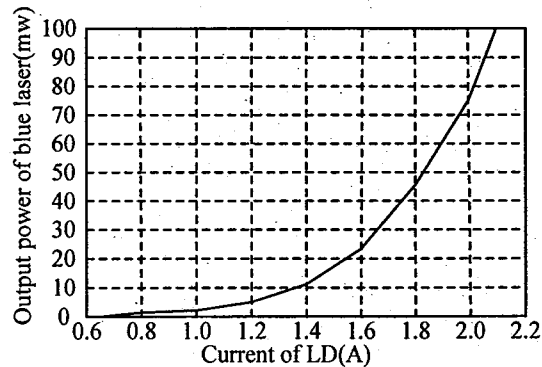


图49 蓝光输出功率与输入电流关系曲线图

前文所述无选频元件插入时候蓝光 35mw 即为 LD 电流 1.75A 时的输出功率。观察图 49 的蓝光输出功率与输入电流的关系曲线,可以看出蓝光的输出功率和输入电流的关系曲线近似分成两段:

第一段, 0.65A~1.4A 蓝光的输出功率增加缓慢;

第二段, 1.4A~2.1A 蓝光的输出功率增加速度显著大于第一段, 而且该功率曲线近似于抛物线形状。

分析蓝光激光器工作物质的能级结构, 它的输出功率和输入电流的关系有这样的特点是源于准三能级的再吸收损耗的饱和特点。

准三能级的再吸收损耗为

$$\delta = \sigma f_l N_{ion} l_c R = kR \quad (3.23)$$

定义再吸收损耗衰减因子为

$$R = \frac{I_s}{I} \ln\left(1 + \frac{2I}{I_s}\right) \quad (3.24)$$

其中设 $k = \sigma f_l N_{ion} l_c$ ，当工作物质选定时，该值为常数； σ 为受激发射截面； f_l 为参与激光作用的下分量能级粒子数占整个下能级粒子数的比例； N_{ion} 为工作物质的离子掺杂浓度； l_c 为工作物质的几何长度。

根据式 (3.24) 可作出再吸收损耗衰减因子与激光功率密度的关系曲线如图 50 所示。开始时，工作物质内的激光功率密度低，再吸收损耗大，激光器输出随输入的增加缓慢，对应图 49 的第一段；而随着腔内功率密度的增加，再吸收损耗迅速地变小，激光输出功率增加的速度加快，近似一般的四能级结构的腔内倍频输出与输入的抛物线关系，对应着图 49 的第二段。由此可以想象，四能级系统本质上可以看成是准三能级系统的再吸收损耗趋向于零时的一种近似。

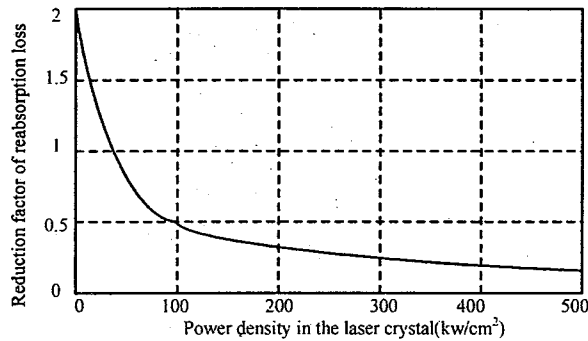


图50 再吸收损耗衰减因子与功率密度关系曲线图

4.6 本章小结

结合琼斯矩阵理论和 James 的含偏振的速率方程理论分析了双折射滤波片的选频原理和 I 类倍频晶体 LBO 对基频光的起偏作用，同时介绍了标准具的选频原理，在此基础上，提出一种新设想，通过在谐振腔内引入全波片与标准具，构成一种标准具和双折射滤波片同时起作用进行双选频选单纵模的新谐振腔结构，从而有效抑制蓝光噪声，获得长期稳定输出。在 1.2W 的泵浦功率下获得了约 20mW 的低噪声的稳定激光输出，功率稳定度小于 5%，rms% 噪声小于 1%，光束质量因子小于 1.2。

第五章 总结和展望

5.1 全文总结

LD 端面泵浦的小功率 473nm 全固态蓝光激光器, 与传统激光器相比, 以其高效率、长寿命、结构紧凑、高稳定性等优点引起人们极大的研究兴趣, 近年来发展迅速, 广泛应用于光存储、数字视频技术、科学研究、水下通讯等领域。如何获得低噪声且高效率的蓝光激光器, 是当前该领域的研究热点所在。为此, 本文在理论和实验基础上, 做了如下工作:

(1) 回顾了全固态蓝光激光器发展的历史, 系统总结了蓝光激光器的研究现状, 最后概述了蓝光激光器的发展趋势。

(2) 从准三能级速率方程理论出发, 讨论了影响激光阈值及输入输出特性的主要因素, 对腔内基频光和倍频光特性进行了分析。在此理论基础上, 详细的分析了激光器的单元和总体设计思路, 对工作物质和倍频晶体等的选取, 倍频效率和最佳耦合的权衡进行了系统的介绍, 为激光器的优化设计提供了借鉴。

(3) 对噪声现象进行了实验观察, 并结合噪声理论分析激光器的噪声来源, 最后总结了噪声测试的方法和已有的各种降噪方案。

(4) 在腔内插入 I 型临界相位匹配 LBO 倍频晶体后基频光偏振度达到将近 400: 1, 表明 LBO 在激光器中起着偏振片的作用。根据这个结论以及各种降噪方案的比较, 提出了自己的一种新方案, 即在腔内同时插入一个全波片和一个标准具进行双选频降噪的方案, 其中全波片和 LBO 构成双折射滤波片。实验中, 在 1.2w 泵浦功率情况下获得了约 20mw 的低噪声蓝光输出, 光光转化效率为约 1.67%, 4 小时功率稳定性小于 5%, rms% 噪声小于 1%, 光束质量因子小于 1.2。

本文创新点在于: 比较系统的论述了速率方程理论在蓝光激光器的单元和整体设计中的应用, 并通过对蓝光噪声来源理论的分析和各种降噪方案优缺点的分析, 提出了一种新的由标准具和双折射滤波片组成的双选频降噪方案, 获得了可长期稳定工作的低噪声蓝光激光器, 功率稳定性小于 5%。

5.2 进一步的工作展望

由于时间和实验条件所限,还有许多工作没有完成,包括:

(1)系统的比较 546nm 全固态绿光激光器和 473nm 全固态蓝光激光器的噪声原理和降噪方案的异同,从而更好的了解蓝光激光器的噪声本质。

(2)在速率方程理论中考虑温度对准三能级系统再吸收损耗等的影响,以及在中等以上功率工作时的工作物质热透镜效应对激光器输出的影响,并系统的比较和探讨激光器的温度控制方案。

(3)考虑其他不插入腔内任何损耗性器件而获得蓝光稳定输出的方案的可能性,例如改变腔内元件的相对位置,选用新发展的倍频晶体,以减小纵模在倍频晶体内的和频作用,从而减小噪声;或者采用其他腔型结构如折叠腔,以尽可能减小纵模的和频作用,增大输出功率等等。