

中国科学院上海光学精密机械研究所

博士研究生毕业论文

论文题目 窄线宽脉冲全固态蓝光激光器技术研究

专 业 光 学 工 程

研究生姓名 戎 善 奎

导师姓名 陈卫标 研究员

研究生入学时间 2004 年 9 月

2008 年 5 月 20 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： 戎善奎

签字日期：2008年 6月 16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： 戎善奎

签字日期：2008年 6月 16日

指导教师签名： 陈正华

签字日期：2008年 6月 15日

学位论文作者毕业去向： 进入中国科学院理化技术研究所工作

工作单位： 中国科学院理化技术研究所

电话： 13585906143

通信地址： 北京市海淀区中关村北一条2号

邮编： 10080

电子邮件地址： yasonky@163.com

窄线宽脉冲全固态蓝光激光器技术研究

戎善奎

导师：陈卫标 研究员

摘 要

全固态蓝光激光器因具有波长短、体积小、结构紧凑、效率高、运转可靠等一系列优点，不仅在数据存储、激光高速印刷等很多民用领域有着广泛的应用，而且在水下激光通信、海洋探测以及差分吸收雷达（DIAL）系统中具有较大的应用潜力。另外，与原子滤波器相匹配的单频蓝光激光器被认为是实现激光对水下目标通信的最佳波段。为此，本文重点开展了基于钛宝石的窄线宽脉冲全固态蓝光激光器的技术研究，包括钛宝石激光器特点、谐振腔设计、线宽压窄技术等基本理论阐述，以及高效率绿光泵浦源、种子注入的窄线宽全固态钛宝石激光器、非线性光学频率变换获得蓝光激光等实验研究。

论文首先对钛宝石激光器以及钛宝石激光器输出激光的非线性光学频率变换的研究作了回顾；阐述了钛宝石激光器外腔种子注入压窄线宽等相关理论，为进行钛宝石激光器以及蓝光激光的实验研究确定了方案。

第二，研制了一套全固态倍频 Nd:YAG 激光器作为钛宝石激光器的泵浦源，采用侧面泵浦、电光调 Q 和振荡放大方式。重点探讨了采用正交倍频的方法，实现 Nd:YAG 激光器高效倍频输出。在脉冲能量 125mJ，重复频率 10Hz 的基波，利用正交 KTP 倍频后，可得 94.6 mJ 的 532nm 绿光输出，转换效率达到了 75.5%。同时讨论了基波光束质量对于倍频效率的影响，并进行了实验对比。这种倍频方法对于较差的基波光束质量条件下的二次谐波转换也可获得较高的效率，同时倍频装置结构简单，不会对激光系统的结构紧凑性有太大影响，对于获得高效率，高功率的全固态蓝绿激光器具有一定的参考价值。

第三，研制了 910nm 的全固态窄线宽钛宝石激光器。分别采用全固态

Nd:YAG 激光器经倍频后获得的 532nm 绿光泵浦两镜直腔和四镜环形腔钛宝石激光器, 比较了采用不同腔型以及不同输出透过率时的输出能量、光谱以及脉宽等特性。在腔内插入双折射滤光片进行模式的粗选并结合外腔种子注入, 获得了 910nm 窄线宽激光输出。在泵浦源重复频率 10Hz, 脉宽 10ns, 单脉冲能量最高为 110mJ 时, 种子注入后, 两镜腔和环形腔钛宝石激光器可获得 6.8mJ 和 11.73mJ 的窄线宽钛宝石激光输出。另外进行了脉冲钛宝石激光器种子注入的稳频实验研究, 采用反馈信号控制压电陶瓷进而控制腔长的方式实现种子注入钛宝石激光器的长时间稳定运转。

最后介绍了全固态钛宝石激光器通过非线性光学频率变换获得蓝光输出的实验研究。论文讨论了两种蓝光生成方法: 首先利用和频方式获得蓝光激光的实验, 采用 Nd:YAG 激光器输出的 1064nm 激光与外腔种子注入的钛宝石激光器输出的 774.56nm 激光进行和频, 获得脉冲能量 6mJ 的 448nm 激光; 对种子注入的钛宝石激光器输出的 910nm 激光进行了倍频实验研究, 获得了窄线宽, 窄脉宽的 455nm 蓝光激光, 在基波 11.73mJ 时, 倍频后得到 3.43mJ 的 455nm 蓝光, 对应的倍频效率为 29.2%。虽然 910 nm 倍频产生蓝绿的方式效率较低, 但是激光运转稳定, 更加有利于研制实用化的器件。

本论文开展单频蓝光全固态激光器所取得的结果, 可以为制定高功率的、实用化器件的技术路线奠定基础, 从而发挥其在水下激光应用潜力。

关键词: 全固态钛宝石激光器, 单频蓝光激光器, 种子注入, 正交倍频, 和频

Research of Narrow Line-width Pulsed All Solid-state Blue Laser

Shankui Rong

Directed by: Prof. Weibiao Chen

Abstract

All solid-state blue lasers have been widely used in data storage, high-speed laser printing, atmospheric monitoring differential absorption lidar(DIAL) and underwater communication and detection due to the merits of short wavelength, compact structure, high efficiency, reliable operation, and so on. Single frequency blue laser which is matched with the center wavelength of atomic filter is paid attention to in the application of underwater laser communications. Therefore, a narrowband, pulsed all-solid-state blue laser with Ti:Sapphire is focused in this dissertation. This dissertation is consisted of study of the characteristics of Ti:Sapphire laser, design of resonator cavities, method of narrowing line-width, the experiment of pumped laser, performance of different cavities and blue output with nonlinear conversion.

The characteristics of Ti:sapphire lasers and its nonlinear optical frequency conversion are reviewed firstly; Theories of narrowing the linewidth of Ti:sapphire laser with the external cavity injection-seeding and other techniques are analyzed; The scenario of this study is determined.

Secondly, an all solid-state, frequency-doubled all solid-state laser used as the pump source of Ti:sapphire laser is developed with configuration of side pumped, EO Q-switched and MOPA. Quadrature frequency doubling method is emphasized in order to get high frequency doubling efficiency. Pulse energy of 94.6 mJ at 532nm wavelength is output with KTP crystal's quadrature frequency doubling at the

fundamental energy of 125mJ and repetition rate of 10Hz, which is corresponding to the conversion efficiency as high as 75.5%. At the same time, the effect of doubling efficiency for different beam quality of fundamental laser is discussed and the corresponding experimental comparison is carried out. The results show that high second harmonic conversion efficiency can be obtained even with a little poorer beam quality of fundamental laser. This method can be promoted in the developing of high energy green all solid-state laser for its simple structure.

Thirdly, an all-solid-state, narrow line-width 910nm Ti:sapphire laser's prototype is developed. It is pumped by the above all solid-state frequency doubled Nd:YAG laser. Two different lasers with linear cavity and ring cavity are studied. The output performances such as energy, pulsewidth, spectra are compared, respectively. Narrow line-width at 910nm is obtained with the combination techniques of injection seeding and birefringent filter(BF) inside cavity. Output energy of 6.8mJ and 11.73mJ with narrow line-width for linear and ring Ti:Sapphire laser is obtained at pumping laser with the energy of 110mJ, the pulse width of 10ns and the repetition rate of 10Hz, respectively. In addition, the injection-seeded Ti:sapphire laser frequency stabilization experimental is implemented for its long-term operation.

Finally, the blue laser from nonlinear optical frequency conversion of Ti:sapphire laser is studied. Two methods of frequency doubling and frequency mixing are analyzed: Experiment of frequency mixing between 1064nm laser and 774.56nm laser (Ti: Sapphire) using BBO crystal is implemented, and the pulse energy of 6mJ laser at wavelength of 448nm is obtained. While the high time synchronization between two lasers is needed; therefore, the reliability of operation is limited. Narrow line-width of 455nm blue laser can be generated through frequency doubling of the

injection-seeded Ti:sapphire laser at 910nm. 3.43mJ of 455nm laser at the fundamental energy of 11.73mJ is obtained, which is corresponding to frequency doubling efficiency of 29.2%. Though the whole efficiency is lower than that of frequency mixing, the stability is better.

The narrow linewidth, all-solid-state blue laser developed in this dissertation is very useful to determine the roadmap of developing the practical, high power blue laser. This kind of laser will have great potential application for underwater communication.

Key words: All solid-state Ti:sapphire laser, Single frequency blue laser, Injection-seeding, Quadrature frequency doubling, Frequency mixing

目录

1 概述.....	1
1.1 研究背景和意义.....	1
1.2 钛宝石激光器发展状况.....	2
1.2.1 国外脉冲运转钛宝石激光器.....	3
1.2.2 国内脉冲运转钛宝石激光器.....	5
1.2.3 大能量窄线宽钛宝石激光器的发展展望.....	6
1.3 钛宝石激光的非线性光学频率变换.....	7
1.4 本论文的研究内容.....	8
2 钛宝石激光器理论研究.....	10
2.1 钛宝石晶体物理化学性质和光谱特性.....	10
2.1.1 物化性质.....	10
2.1.2 能级结构.....	10
2.1.3 钛宝石晶体的吸收光谱, 荧光光谱及增益特性.....	12
2.2 脉冲钛宝石激光器的理论基础.....	15
2.2.1 钛宝石晶体四能级理论.....	15
2.2.2 钛宝石激光器的增益开关特性.....	15
2.3 增益波导效应.....	18
2.4 线宽压窄技术.....	21
2.4.1 干涉选模方法.....	21
2.4.2 种子注入方式压窄线宽及其理论分析.....	23
2.5 小结.....	28
3 高效绿光激光泵浦源的研究.....	29
3.1 概述.....	29
3.2 激光的正交频率变换理论与模拟.....	30
3.2.1 正交频率变换的基本原理.....	30
3.2.2 二次谐波转换效率的模拟计算.....	31
3.2.3 实验研究.....	34
3.3 小结.....	37
4 种子注入钛宝石激光器的实验研究.....	38

4.1 钛宝石激光器的实验装置	38
4.1.1 钛宝石激光系统的基本参数	38
4.1.2 脉冲钛宝石激光器动力学方程及输出特性模拟	45
4.2 种子激光器及其性能指标	48
4.2.1 种子激光器的时间光谱特性	49
4.2.2 光隔离器的构成	50
4.3 直线腔钛宝石激光器实验研究	51
4.3.1 直腔钛宝石激光器实验研究	51
4.3.2 种子注入钛宝石激光器的实验研究	55
4.4 环形腔钛宝石激光器实验研究	58
4.4.1 环形腔理论	58
4.4.2 环形腔钛宝石激光器实验研究	59
4.4.3 种子注入环形腔钛宝石激光器实验研究	62
4.4.4 两种波长的种子注入实验对比	64
4.5 钛宝石激光器的稳频	65
4.6 小结	67
5 非线性方法产生蓝光激光的实验研究	68
5.1 非线性光学频率变换的基本理论	68
5.1.1 非线性光学频率变换的基本概念	68
5.1.2 激光倍频的基本理论	69
5.1.3 激光和频的基本理论	70
5.2 BBO 晶体的性质	71
5.2.1 BBO 晶体物理和光学性质	72
5.2.2 BBO 晶体和频过程中的相位匹配和有效非线性系数	73
5.2.3 BBO 晶体倍频过程中的相位匹配和有效非线性系数	75
5.3 非线性光学频率变换获得蓝光的实验研究	76
5.3.1 钛宝石激光和频实验研究	76
5.3.2 钛宝石激光倍频实验研究	77
5.3.3 两种获得蓝光激光方案的比较	80
5.4 小结	81
6 结论与展望	82
6.1 结论	82
6.2 展望	83
参考文献	85

戎善奎在博士期间发表论文目录.....	93
戎善奎个人简历	94
致谢	95

图表目录

图 1.1 文献[14]中获得高能量激光输出的实验示意图.....	4
图 1.2 种子注入的环形腔钛宝石激光器示意图	6
图 1.3 钛宝石激光及非线性频率变换后可实现的波长范围.....	8
图 2.1 钛宝石晶体的结构示意图.....	11
图 2.2 钛宝石晶体的能级分裂图.....	11
图 2.3 钛宝石晶体的能级分布范围.....	12
图 2.4 钛宝石的蓝绿吸收光谱及红外吸收光谱.....	13
图 2.5 钛宝石晶体的荧光光谱.....	13
图 2.6 四能级激光系统的能级简图.....	15
图 2.7 增益开关脉冲的建立过程.....	17
图 3.1 正交倍频时晶体放置方式示意图.....	31
图 3.2 计算得到的不同 1064nm 基波功率密度基波入射时经过 KTP 晶体正 交频率变换后得到的 532nm 二次谐波转换效率.....	33
图 3.3 计算得到的基波光束发散角不同时经过 KTP 晶体正交频率变换 后得到的 532nm 二次谐波转换效率.....	34
图 3.4 使用 KTP 晶体正交倍频实验的装置示意图.....	35
图 3.5 不同能量基波入射时经过正交频率变换后得到的 532nm 二次谐波能 量.....	35
图 3.6 不同基波功率密度基波入射时经过 KTP 晶体正交频率变换后得到 的 532nm 二次谐波转换效率.....	36
图 3.7 不同基波功率密度基波入射时经过 KTP 晶体正交频率变换后得到 的 532nm 二次谐波转换效率（基波重复频率 30Hz）	37
图 4.1 532nm 泵浦源系统示意图.....	39

图 4.2 532nm 绿光脉冲波形.....	39
图 4.3 Ti:sapphire 晶体切割方位图.....	40
图 4.4 Ti:sapphire 上能及寿命随晶体温度的变化.....	41
图 4.5 泵浦光与振荡光模体积匹配示意图.....	42
图 4.6 不同晶体长度时,模体积重合度随偏角的变化.....	43
图 4.7 不同光斑大小时,模体积重合度随偏角的变化.....	44
图 4.8 泵浦光和振荡光相对位置.....	44
图 4.9 两镜腔钛宝石激光器泵浦脉冲与振荡脉冲的延时情况.....	47
图 4.10 四镜环形腔钛宝石激光器泵浦脉冲与振荡脉冲的延时情况.....	48
图 4.11 种子激光器的光路安排 (Littrow)	49
图 4.12 种子激光器的输出模式.....	50
图 4.13 法拉第隔离器的结构示意图.....	51
图 4.14 直腔钛宝石激光器示意图.....	51
图 4.15 不同耦合输出率的钛宝石激光器对应的输出能量.....	52
图 4.16 直腔钛宝石激光器的输出光谱图.....	53
图 4.17 不同输出耦合率的直腔钛宝石激光器输出脉冲情况.....	54
图 4.18 腔内有两片双折射滤光片的直腔钛宝石激光器的输出光谱图.....	55
图 4.19 种子注入的直腔钛宝石激光器结构示意图.....	56
图 4.20 种子注入前后直腔钛宝石激光器的输出光谱.....	56
图 4.21 种子注入前后直腔钛宝石激光器输出能量比较.....	57
图 4.22 种子注入前后直腔钛宝石激光器输出脉冲的时间特性比较.....	58
图 4.23 四镜环形腔钛宝石激光器的构成.....	60
图 4.24 环形腔钛宝石激光器输出光谱.....	61
图 4.25 环形腔钛宝石激光器输出的时间特性.....	61
图 4.26 种子注入环形腔钛宝石激光器示意图.....	62

图 4.27 种子注入前后环形腔钛宝石激光器的输出光谱.....	63
图 4.28 种子注入前后环形腔钛宝石激光器的输出能量.....	63
图 4.29 三镜环形腔钛宝石激光器种子注入前后输出光谱.....	65
图 4.30 稳频种子注入环形腔钛宝石激光器系统示意图.....	66
图 4.31 信号处理过程简图.....	66
图 4.32 压电陶瓷位移-电压关系曲线.....	67
图 5.1 BBO 晶体的色散曲线.....	74
图 5.2 BBO 晶体的相位匹配角.....	75
图 5.3 BBO 晶体在不同波长处的有效非线性系数.....	76
图 5.4 和频获得蓝光的光路示意图.....	77
图 5.5 455nm 蓝光激光器的整体结构以及钛宝石激光倍频部分示意图...	78
图 5.6 不同泵浦能量时对应的钛宝石激光及其倍频光能量.....	79
图 5.7 455nm 蓝光激光的光谱.....	79
图 5.8 455nm 蓝光激光的脉冲.....	80
表 2.1 Ti:sapphire 晶体发射截面的有关参数.....	14
表 2.2 Ti:sapphire 晶体的物理和热特性.....	14
表 2.3 Ti:sapphire 晶体的激光参数.....	14
表 4.1 模体积重合度与泵浦光偏角的关系.....	43
表 4.2 种子激光器的性能指标.....	49
表 4.3 法拉第旋光器的技术指标.....	50
表 5.1 BBO 晶体的结构和物理特性.....	72
表 5.2 BBO 晶体的线性光学特性.....	72
表 5.3 BBO 晶体的非线性光学特性.....	73

1 概述

现阶段人们对蓝光激光的研究进入白热化阶段,尤其是蓝绿激光在水下激光通信、海洋探测以及差分吸收雷达系统中应用潜力巨大。为了能够满足实际应用的需求,基于钛宝石晶体的窄线宽,脉冲全固态蓝光器的研究具有重要意义。

本章首先概述了该课题的研究背景和意义,然后简要介绍掺钛蓝宝石激光器及其频率变换技术的发展过程和近几年来国内外研究现状。

1.1 研究背景和意义

激光技术自从问世以来得到了迅猛的发展和广泛的应用。其中,对于蓝光激光的研究日益受到了重视。尤其是全固化蓝光激光器因具有波长短,体积小,结构紧凑,效率高,运转可靠等一系列优点,在民用及军事领域有着广泛的应用。

目前蓝光已经在光纤通信、光学阅读、激光高速印刷、高密度光存储、彩色激光显示、激光探测、激光医学等许多方面成为不可或缺的光源。比如,由于蓝色激光的最主要优点是波长短,光束发散角小,若再利用存储介质对短波长激光更加敏感的特点,采用新的编码技术,则可以提高存储密度近1个量级;蓝色激光光源是探测海洋水色的有力武器,可用于探测海洋渔业资源;蓝色激光可用于捕获和阻尼铯原子的热振动实现激光致冷。此外,全固态蓝色激光光源还有望在生化技术、材料科学等许多领域得到广泛的应用^{[1]-[3]}。

蓝绿波段是海水窗口,因此蓝绿激光是水下激光通信、海洋探测中的理想光源。在蓝绿激光对潜的应用中,激光器是水下激光通信的关键设备,激光水下通信能否顺利实现,是否具有可行性,关键是所选的激光器各种参数能否达到使激光束在水下传输所需的深度。一般来讲,所选激光器应主要考虑波长和功率两项技术指标。激光水下对潜通信,选择激光器的首要条件是具有适应穿透海水的波长。在深度不超过75米时,蓝绿光穿透海水的衰减率比其他波长低;当深度超过75米时,穿透窗口移向蓝光,波长在455nm,该波长的激光在海水中的衰减率相当低,有着很好的应用前景;同时,455nm波长激光恰好与Cs原子滤波器相对应,可以降低太阳背景^{[4]-[6]}。

要获得455nm蓝光,需要首先获得符合要求的基波。常用的激光工作物质有Cr:LiSAF和Ti:sapphire晶体。Cr:LiSAF晶体在相同波长处的增益低于Ti:sapphire晶体,而且其泵浦用的高功率红光激光二极管造价较高,不适合用来

作为泵浦光源。钛宝石是一种室温下调谐范围较宽的激光晶体,钛宝石激光器的可调谐范围为 670nm~1070nm,经非线性光学频率变换过程后可以获得最佳的蓝绿激光输出。同时,钛宝石(Ti:sapphire)晶体具有较宽的吸收带和较大的增益,吸收峰值在 490nm 处,可用多种泵浦源泵浦,如闪光灯、氙离子激光、铜蒸汽激光和倍频 Nd:YAG 激光等。因此,选用钛宝石晶体来作为工作物质。

另外,随着环保问题日益突出,都市的空气品质和污染防治越来越受到相关部门的重视。激光遥测是空气污染监测的重要手段,激光雷达通过发射污染气体对应的特定波长的激光,测量其吸收散射强度,确定污染气体的浓度,可以遥测几十公里范围内,不同高度层的污染气体的种类和浓度,可以为城市建立实时、准确的三维污染气体分布图。

采用半导体二极管阵列泵浦 Nd:YAG 或 Nd:YLF 激光器,再经倍频后去泵浦 Ti:Sapphire 晶体并结合种子注入等措施获得窄线宽的激光输出。这种系统结构紧凑、体积小、效率高、寿命长,可很方便的应用于差分吸收雷达系统,进行空气中各种成分(例如,水蒸气(H_2O)和臭氧(O_3)等)的监测^{[7]-[10]}。钛宝石激光器可以实现波长的连续调谐,经过非线性光学频率变换可以获得更宽范围的光谱,应用范围更加广泛。采用钛宝石激光器或经过非线性光学频率变换后获得的激光的差分吸收激光雷达可以测量多种污染气体,而且适用于车载,机载等工作环境。

因此,为了能够满足实际应用的需求,基于钛宝石晶体的窄线宽脉冲全固态蓝光激光技术研究具有重要的意义。

本课题的一项重要工作就是获得高效的钛宝石激光输出。因此首先对国内外钛宝石激光器研究进展情况进行简要的回顾。

目前,使用钛宝石晶体的激光器主要有准连续运转的钛宝石激光器,脉冲运转钛宝石激光器,锁模钛宝石激光器等。我们主要研究对象是大功率、高效率、脉宽 ns 量级的钛宝石激光器,因此主要叙述这种类型激光器的发展历史及现状。

1.2 钛宝石激光器发展状况

自从 1982 年 P. F. Moulton^[11]发现了掺钛蓝宝石晶体($Ti:Al_2O_3$)的激光作用后,人们对其研究日益深入,以其作为工作物质的各类激光器迅速发展起来。钛宝石激光器以其宽调谐范围,高输出功率,高转换效率而被广泛应用于各个领域,如激光光谱、激光化学、激光遥感、大气光学,医学,光电干扰、测距、致盲武器和大气污染监测等。目前,全固态钛宝石激光器的应用十分广泛,已经成为使用最多的可调谐固体激光材料之一。

1.2.1 国外脉冲运转钛宝石激光器

在开始阶段的大部分研究工作是使用闪光灯或者气体激光器泵浦钛宝石,产生的是脉宽为 μs 量级的脉冲,单脉冲能量可达到几个焦耳。但是,这种激光器的脉宽太宽,而且效率较低,不能满足差分吸收激光雷达以及激光通信等领域的应用。随着半导体技术的发展,以激光二极管泵浦的调 Q 脉冲固体激光器为泵浦源的全固态钛宝石激光器以其宽调谐,高功率,高光束质量,高效率,体积小,重量轻等特点成为研究的主流。这种激光系统结构紧凑,体积小,效率高,寿命长,特别适用于装置在地面及空间移动设备中,在空间技术及军事领域内有广泛的应用前景。使用调 Q 脉冲激光泵浦可以产生脉宽为几个或者十几个 ns 的激光脉冲。较早的如 1985 年, G. F. Albretch^[12]等人就开始采用 Q 开关的 Nd:YAG 激光经过倍频以后来泵浦钛宝石晶体。1986 年, P. F. Moulton^[13]在研究钛宝石的光谱和激光特性的过程中,使用重复频率为 10Hz 的 Nd:YAG 激光的倍频光来泵浦钛宝石晶体。在平凸非稳腔情况下,可以获得大约 9mJ 的单脉冲能量输出,对应斜效率为 86%,后来将能量提高到 80mJ。通过实验,作者认为,非稳腔情况下,泵浦光引起的平面腔镜的光学损坏限制了系统的能量输出。他指出,在高能量 Ti:Al₂O₃ 激光器件的研究中,为了避免高能量密度的泵浦光引起腔镜及其所镀膜层的光学损坏,应该避免使泵浦光通过输入腔镜。

以上激光谐振腔中,由于腔内光学元件的损坏,不能输出超过几十焦耳的短脉冲能量,人们便开始研究其他方式获得大能量短脉冲的钛宝石激光输出。1990 年, Glen A. Rines 和 Peter F. Moulton^[14]采用 10Hz Q 开关的 Nd:YLF 脉冲激光倍频后泵浦钛宝石激光器。这一系列实验使用的分别是驻波腔和环形的正分支聚焦非稳腔。实验过程中使用了三种输出耦合镜:高反射率点阵镜(HRDM),部分反射点阵镜(PRDM)和渐变反射率镜(GRM),结果表明,使用 GRM 作为输出耦合镜的驻波正分支聚焦非稳腔可以获得单脉冲能量输出为 430mJ,脉宽约 10ns,此时的泵浦光为 1000mJ,由泵浦绿光到输出钛宝石激光的能量转换效率大约 43%。这是目前我们看到的脉宽 ns 量级的钛宝石激光器脉冲输出中能量最高的报道。对于使用 PRDM 的四镜环形腔进行了种子注入实验,在单脉冲 500 mJ 的泵浦能量时获得了 180mJ 的输出,能量转换效率为 36%。值得注意的是,在实验中,为避免光学损坏,泵浦光未通过输入腔镜,其实验系统如图 1.1 所示。

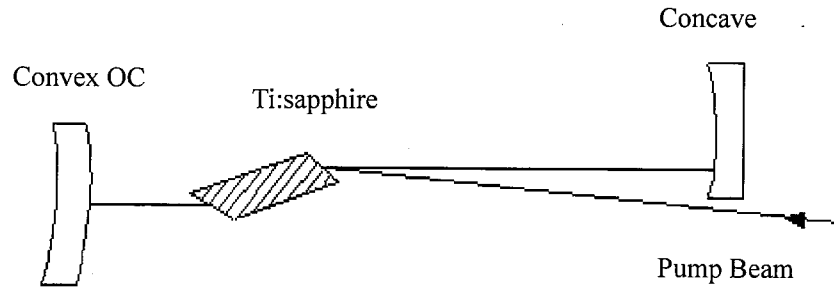


图 1.1 文献[14]中获得高能量激光输出的实验示意图

1992 年, Francois Salin^[15]等提出将增益波导的理论应用于固体激光器件, 并且通过实验得到较好的验证。在增益波导理论里, 考虑了谐振腔中激光增益介质的作用, 而不只是考虑腔的结构。这是一种新的谐振腔的类型, 能用传统光学方法产生大的基模体积的高斯光束, 特别是在全固态激光器里这是一个很重要的方法。使用工作频率为 20Hz 的 Nd:YAG 激光的倍频光来泵浦钛宝石晶体, 利用增益波导效应, 使用平平腔, 在绿光为 70mJ 时, 获得了 25mJ, 800nm 的钛宝石激光输出, 泵浦阈值为 20mJ, 斜率效率达到了 62%。1993 年, Fredrick Estable^[16]等根据增益波导效应, 设计了平平腔的钛宝石激光器。使用重复频率为 10Hz 的倍频 Q 开关 Nd:YAG 激光对钛宝石晶体进行双向泵浦, 在泵浦光脉冲能量为 410mJ 时可以获得 150mJ 的能量输出, 斜率效率大约 50%。这种方法的光学元件不需要特殊的计算和设计, 而且对于泵浦光的光束质量要求不高, 输出光束质量较好($M^2 < 1.3$)。

1995 年, Osamu Uchino^[17]等通过模拟计算设计了适用于空间差分吸收激光雷达测量水蒸气系统的全固态激光系统。使用 Nd:YLF 激光器输出 1053nm 基波倍频后的 527nm 激光泵浦 Ti:sapphire 晶体。1053nm 光能量为 550 mJ, 527nm 光为 400mJ, 钛宝石激光器输出三种波长的光, 分别对应于水蒸气的强吸收线 (ON1), 弱吸收线 (ON2) 和偏离线 (OFF), 波长由注入的种子激光来控制, 得到的每种波长激光能量均超过了 100 mJ, 最大重复频率可达 150Hz。1998 年, Edwards. W. C^[18]等人在激光雷达大气研究试验中使用了钛宝石激光器, 使用重复频率为 5Hz 的倍频 Nd:YAG 激光对钛宝石晶体进行泵浦, 获得波长为 813nm 和 819nm 的双脉冲输出, 单脉冲能量达到 150mJ。1999 年, Y. Shoji^[19]等人根据 Osamu Uchino^[17]的设计和计算, 研制了一台 Ti:sapphire 激光系统, 采用行波腔, 在 200mJ 的泵浦功率时, 获得的单脉冲输出能量为 45mJ, 重复频率为 50Hz。

2001 年, Songsheng Chen^[20]等人使用重复频率为 30Hz 的倍频 Nd:YAG 激光对两块 Ti:sapphire 晶体进行泵浦, 采用两个平镜组成的增益波导谐振腔, 获得了大于 100mJ 的单脉冲能量输出, 激光脉宽在 25ns 到 30ns 之间, 能量转换效率约为 22%。在此基础上, 2002 年, Elsayed^[21]等人研制了同样应用于机载臭氧差

分吸收雷达系统的钛宝石激光器, 获得重复频率为 20Hz, 单脉冲能量 130 mJ 的 900nm 激光输出。2003 年, Khaled A.^[22]使用重复频率为 30Hz 的倍频 Nd:YAG 激光对两块钛宝石晶体进行泵浦, 采用两个平镜组成的折叠谐振腔, 使用单频 867nm 和 900nm 的 LD 进行外腔种子注入, 可以获得 115mJ 的 867nm 激光和 105mJ 的 900nm 激光输出。与此类似的还有 2002 年 Khaled A. Elsayed^[23]等人的报道。

随着钛宝石激光在差分吸收雷达, 光通信等方面的应用日益拓展, 人们对其输出激光能量的要求也不断提高。目前在国外很多脉冲大能量钛宝石激光器已经商品化, 并且随着研究的深入, 其性能会不断提高, 应用也会越来越广泛。可以预计, 这在相当长的时间内, 仍将是研究的热点。

1.2.2 国内脉冲运转钛宝石激光器

国内对于钛宝石激光器的研究最早始于中科院安徽光机所, 1987 年, 他们在国内首次实现了脉冲钛宝石激光器的运转^[24]。上海光机所的孙旻^[25]等采用倍频的 Nd:YAG 激光泵浦钛宝石晶体获得了 66mJ 的脉冲激光输出。1994 年张强^[26]等对两块不同尺寸的 Ti:sapphire 晶体分别进行单向泵浦和双向泵浦实验, 在 $\lambda = 788\text{nm}$ 中心波长附近最大的输出能量分别为 77.3mJ(单向泵浦)和 157.8mJ(双向泵浦), 重复频率 1~10Hz, 总的转换效率(输出能量/输入能量)大于 42%。

在接下来的几年间, 国内对于钛宝石激光器的研究更加关注。1995 年, 吴路生^[27]等使用脉冲调 Q 的 Nd:YAG 的倍频激光器对一块 10.3mm 长的钛宝石晶体实行双向泵浦, 在输入功率 228mJ 时, 获得了 88mJ 的脉冲能量输出, 转换效率为 38.5%, 脉宽约为 10ns, 重复频率 1~10Hz。1995 年, 宋峰^[28]等报道了一种使用倍频 Nd:YAG 激光泵浦的小型化脉冲钛宝石激光器, 采用平平腔结构, 腔内插入色散棱镜。在泵浦 532nm 绿光为 180mJ 时, 钛宝石激光器单脉冲输出最大能量为 77.5mJ, 最小脉宽为 6ns, 重复频率最大可达 20Hz, 最高转换效率为 45%, 单片机控制波长调谐, 范围是 670~860nm, 整个激光器置于一块 800×140mm 的铝合金板上。1998 年, 王丽^[29]等根据纵向泵浦钛宝石激光器的特点, 建立了能量转换效率的数字方程, 对影响能量转换效率的物理参数进行计算机模拟理论分析得到了在其实验过程中的极限能量转换效率为 54%。使用脉冲调 Q 的 Nd:YAG 的倍频激光器对钛宝石晶体进行泵浦, 采用 ZF6 色散型布儒斯特棱镜扩束器和平面镜组成的谐振腔, 在泵浦能量为 81mJ 时, 能量转换效率为 46.5%, 输出中心波长 770nm, 重复频率为 10Hz。2001 年, 裴博^[30]等将高斯型的变反射率镜(VRM)非稳腔成功地应用于可调谐 Ti:sapphire 激光器, 有效地提高了 Ti:sapphire 激光的光束质量, 实验中采用平凸腔结构, 两个棱镜组成的棱镜组作为色散元件。Nd:YAG 激光器的工作重复频率为 10Hz, 532nm 激光单脉冲能

量约为 380mJ, 脉宽为 12ns。腔内放置两块串连的 Ti: sapphire 晶体。系统在 800nm 附近输出达到最大值, 为 118mJ。

2005 年, 上海光机所的余婷^[31]等报道了如下图 1.2 所示的一种全固态种子注入式的钛宝石激光器, 泵浦源为调 Q 的 Nd:YAG 激光器的倍频光。这是国内首次使用外腔种子注入方式获得钛宝石激光输出。钛宝石晶体置于三镜环形腔内, 使用 LD 为种子源进行种子注入, 控制输出激光模式和波长。532nm 泵浦光能量为 60 mJ, 脉宽为 7ns, 重复频率为 10Hz, 可获得接近 20mJ 的窄线宽激光输出。同时也进行了线性腔的试验, 结果表明, 环形腔在种子注入后, 其效率可以和线性腔相比拟。输出激光经过非线性光学频率变换后, 可以应用于差分吸收雷达系统, 用来测量大气中某些污染气体的浓度等。

目前我国在这方面的研究与国际上还有很大的差距, 可喜的是我国已经有越来越多的科研工作者投入到全固态钛宝石激光器件的研究中, 并且已经取得了很多成果。但要达到国际先进水平, 还有很多的工作需要我们去完成。

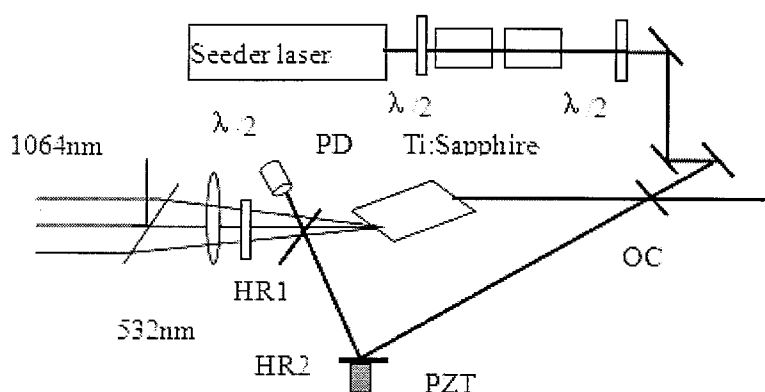


图 1.2 种子注入的环形腔钛宝石激光器示意图

1.2.3 大能量窄线宽钛宝石激光器的发展展望

目前, 用于差分吸收激光雷达系统和水下激光通信系统中的钛宝石激光器亟需提高的是脉冲能量、重复频率, 并保证具有较窄的线宽和频率稳定性。

从激光输出能量方面出发, 短脉冲 (<20 ns) 的钛宝石激光器的最高输出指标是文献[13]报道的使用渐变反射率镜(GRM)作为输出耦合镜的驻波正分支聚焦非稳腔获得的最大单脉冲能量输出 430mJ, 脉宽约 10ns。但是, 这种类型的谐振腔, 使用的输出腔镜是变反射率镜, 特定的腔镜对应特定的泵浦功率, 如要改变泵浦功率, 需要重新计算设计腔镜。这使得这种谐振腔的设计十分复杂, 限制了

其应用。文献[13]分析了将增益波导效应应用于固体激光器的优点，增大泵浦光束的尺寸，就可以在不损坏晶体和光学元件的基础上获得大能量的激光输出。Francois Salin^[15]等分析，即使是平平腔，增益波导谐振腔器件的输出效率仍然很高。许多文献^{[16]-[23]}报道的钛宝石激光器均采用了增益波导技术。综合分析，使用增益波导腔可以比较容易的获得大能量的钛宝石激光输出，在目前报道的指标上，输出能量仍有进一步提高的空间。

由于钛宝石晶体增益带宽较宽，在实际激光器件中需要将线宽压窄。在各种线宽压缩的方法中，使用外腔种子^{[18]-[23]}注入要比自种子注入、光栅，双折射滤光片等具有优势。如前文分析，采用这种方法，既不增加腔内损耗，也没有在腔内增加低破坏阈值的光学元件，不会限制输出激光的能量。同时，这种方法可以有有效的压窄线宽，使得输出激光满足应用的要求。唯一的缺点是对种子激光器的频率稳定性具有较高的要求。

实际应用中要求窄线宽全固态钛宝石激光器的重复频率尽可能提高，而目前报道的最高指标为 50Hz^[19]。但是，钛宝石晶体热导率非常高（超过了 Nd:YAG 晶体），化学性质稳定，结构坚固，因此其重复频率主要受到泵浦全固态激光器的限制。

综合分析，可以使用增益波导谐振腔，结合外腔种子注入的方式来获得大能量、窄线宽、高光束质量和高重复频率钛宝石激光输出。这种激光器在腔型设计简单、实用性强，对泵浦激光器的要求低。目前，利用这种结构的激光器已经广泛应用于激光雷达系统和激光通信领域。

1.3 钛宝石激光的非线性光学频率变换

钛宝石激光器的调谐范围在红光和近红外波段，对于其输出进行二倍频，三倍频甚至四倍频等非线性频率变换可以进一步扩展其波长范围，如图 1.3 所示，可以获得从红外到深紫外的大范围的连续可调谐激光输出，这使得其应用前景更加广阔。目前，已经有不少文献报道了对于连续、锁模以及脉冲运转的钛宝石激光器进行倍频或者其它非线性光学频率变换的报道。

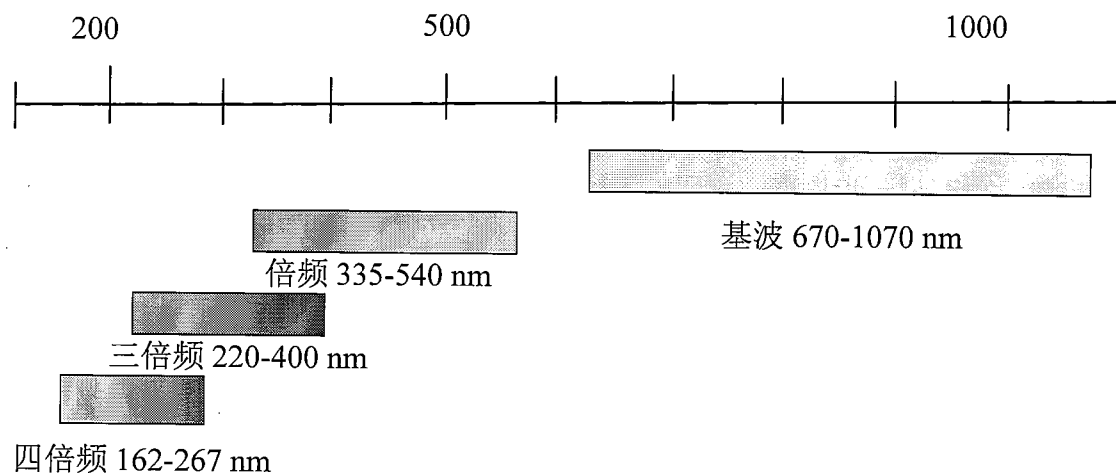


图 1.3 钛宝石激光及非线性频率变换后可实现的波长范围

1990 年, B.W.Pence^[32]等人将以布氏角切割的 LiIO_3 晶体插入连续的钛宝石激光环形腔内, 获得了 345~390nm 的调谐输出。在 370nm 处, 最大输出达 180nW。C.S.Adams, E.S.Polzik^[33]等也进行了相关的实验研究。L.S.Wu^[34]等利用 KNbO_3 对脉冲钛宝石激光倍频, 获得了 430~470nm 的调谐输出, 最大倍频效率达到了 45%。日本的 Masahiro Funayama^[35]等人通过 BBO 对脉冲钛宝石激光 (10Hz, 680~930nm, 最大能量 100mJ) 进行二倍频 (342~456nm, 最大能量 32mJ), 三倍频以及受激 Raman 散射等实验。2002 年, Elsayed^[21]使用 LBO 晶体对脉冲钛宝石激光倍频, 获得了超过 50mJ 的 433.5nm 和 450nm 蓝光激光输出; 进一步对基波三倍频, 获得了超过 30mJ 的 289nm 和 300nm 紫外激光输出。国内的郭承就^[36]等人使用 BBO 晶体对脉冲钛宝石激光倍频, 获得了 1.4mJ 的紫光输出, 倍频效率达到了 26.2%, 还比较了在宽调谐范围倍频时 BBO, KDP, LiIO_3 晶体的性能。另外, 赵尚弘^[37], 邹雷^[38]等都进行了倍频钛宝石激光器的实验研究

目前基于钛宝石激光器的非线性光学频率变换的研究成为获得蓝光和紫外激光的重要手段。利用钛宝石激光器的宽调谐范围, 可以获得各种特定波长的紫外及蓝光激光效率高、性能稳定且简单易行。

1.4 本论文的研究内容

本论文主要分为以下四个部分:

第二章详细介绍了钛宝石晶体的物理和光学性质, 钛宝石激光器谐振腔的增益波导效应, 线宽压窄等理论, 为下一步实验研究中所采用实验方案的确定提供

了理论指导。

第三章介绍了高效钛宝石激光器的泵浦源的研究,使用正交频率变换方法可以对于多模或混合模 1064nm 基波进行高效非线性光学频率变换,可以获得较高的谐波转换效率,并且可以作为很多种激光工作物质的泵浦源。

第四章介绍了种子注入的 Ti:sapphire 激光器的实验研究。首先进行了直线腔和四镜环行腔实验研究,比较了两镜腔和环形腔的输出特性。第二步是采用外腔种子激光注入的方法获得窄线宽钛宝石激光输出,并进行了谐振腔稳频的实验研究。

第五章介绍钛宝石激光和频方式获得蓝光激光以及钛宝石激光通过直接倍频获得 455nm 蓝光激光输出的实验研究,比较了两种方式的优点和不足。

最后对本文的工作内容进行了总结,并对下一步的工作进行了展望。

2 钛宝石激光器理论研究

钛宝石 ($\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$, Ti:sapphire) 激光器是固体可调谐激光器中迄今为止发展最迅速, 最成熟最实用, 应用也最广的一种。掺钛蓝宝石晶体具有优良的物理和光学性能, 它以调谐范围宽, 输出功率 (或能量) 高, 运转方式多 (长脉冲, 短脉冲, 超短脉冲以及连续等) 而著称, 并且在各个领域都有着非常广泛的应用。

2.1 钛宝石晶体物理化学性质和光谱特性

2.1.1 物化性质

钛宝石晶体 (Ti:Sapphire, $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$) 是掺有 Ti^{3+} 的氧化铝单晶, 呈红色, 空间群 $R3C-D_{3d}^6$, 属六角晶系^{[13], [39]-[42]}。它的物化性质与红宝石相似, 稳定性好, 热导率约为 Nd:YAG 的三倍, 有着较高的熔点 (约为 2050°C), 9 级硬度。晶体对称轴为 c 轴, 具有双折射现象。光在晶体内传播时, 光的振动方向垂直于 c 轴的为寻常光, 也称为 σ 分量, 振动方向平行于 c 轴的为非常光, 也称为 π 分量。在钛宝石晶体中, Ti^{3+} 离子在 $\alpha-\text{Al}_2\text{O}_3$ 晶体中置换具有三角对称的 C 位上的 Al^{3+} 离子, 位于一个正八面体的中心。图 2.1 为钛宝石晶体的结构示意图。

2.1.2 能级结构

受立方场作用, Ti^{3+} 能级首先分裂成三重简并的基态能级 T_{2g} 和二重简并的激发态能级 2E 。处在激发态的 Ti^{3+} 的位置相对于周围六个 O^{2-} 的位置发生移动时, 系统总能量会降低 (Jahn-Teller 效应), 这种位置移动使得二重简并的激发态能级 2E 分裂成 $E_{1/2}$ 和 $E_{3/2}$ 两个能级。而且当 Ti^{3+} 处于新的平衡位置时, 它对周围晶格的反冲击会激发振动 (或称为声子), 这也是钛宝石激光称为振动激光的原

因。三重简并的基态能级由于三角场的作用及轨道-自旋相互作用分裂成 ${}^2E_{1/2}$ ， ${}^1E_{1/2}$ 和 $E_{3/2}$ 三个能级，如图 2.2 所示。

基态分布较宽是钛宝石激光器可调谐运转的关键。被泵浦到激发态各振动能级上的粒子，通过快速弛豫过程(亚皮秒量级)跃迁到激发态的最低能级，此最低能级室温下的寿命为 $3.2\mu s$ ^[13]。此最低激发态能级的储存作用造成了与基态各振动能级间的布居数反转，形成激光跃迁。在激光上能级之上无能级存在，因而不存在激发态吸收，有益于激光运转，可以输出大的功率或能量。图 2.3 为钛宝石晶体的能级分布范围。

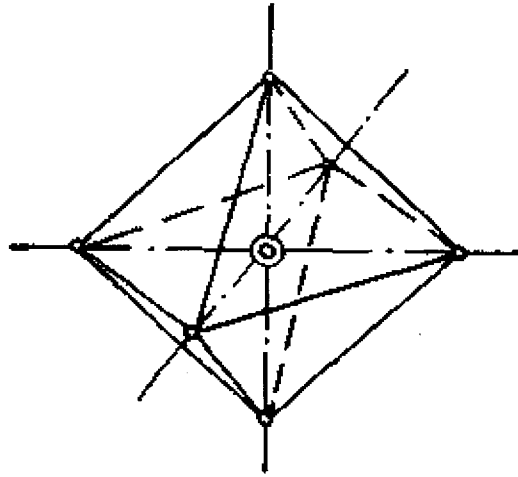


图 2.1 钛宝石晶体的结构示意图

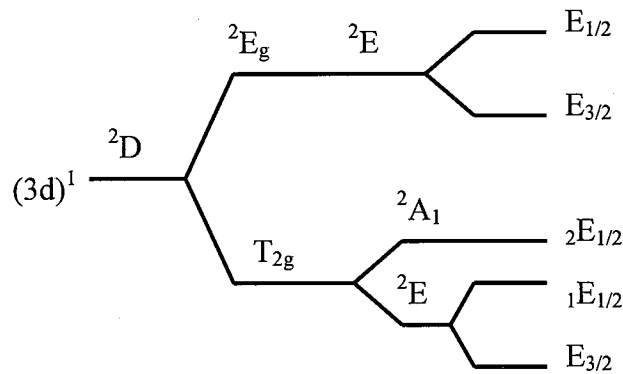


图 2.2 钛宝石晶体的能级分裂图

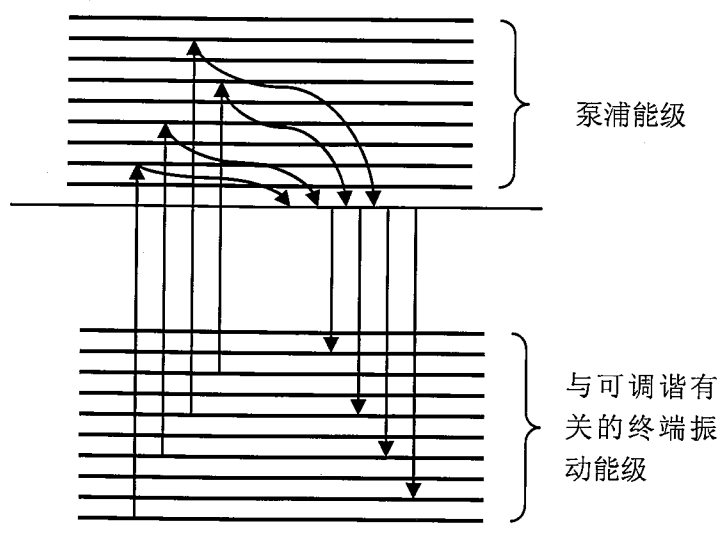


图 2.3 钛宝石晶体的能级分布范围

2.1.3 钛宝石晶体的吸收光谱，荧光光谱及增益特性

由图 2.4(a)中钛宝石晶体 (Ti_2O_3 在 Al_2O_3 中的掺杂浓度为 0.1wt%) 的蓝绿吸收光谱 (主吸收光谱) 可见, 钛宝石的主吸收带较宽 (约 $200nm$), 存在两个吸收峰, 位置在 $20500cm^{-1}$, $18000cm^{-1}$ 附近, 对应的波长分别为 $488nm$ 和 $556nm$, 其中 $488nm$ 吸收最强烈。所以用蓝绿波长的激光, 如氩离子激光、铜蒸汽激光、 $Nd:YAG$ 激光的倍频光以及某些染料激光来泵浦钛宝石比较合适。图 2.4(b)为钛宝石晶体的红外吸收光谱。这个吸收带在激光输出波段, 因而对激光运转非常不利, 要尽量抑制。对于一块好的钛宝石晶体, 其蓝绿吸收系数 α_m 应尽可能大, 而残余吸收系数 α_r 应尽可能小。定义 α_m/α_r 为晶体的品质因数 FOM 。在生长钛宝石晶体时, 应尽可能使 FOM 值大。另外, 从该图可以看出钛宝石晶体吸收光谱有较强的偏振特性、对于 π 分量的吸收远大于 σ 分量 (光偏振方向与晶体 c 轴垂直), 在峰值 $490nm$ 处对于两种偏振光的吸收比值约为 2.3。为了使钛宝石晶体最有效地吸收泵浦光, 应当使泵浦光的波矢 K 垂直于 C 轴, 让电矢量 E 平行于 C 轴 (π 偏振泵浦)。

图 2.5 是钛宝石晶体在温度为 $300K$ 时的荧光光谱, 其荧光范围在 $660 \sim 1200nm$ 之间, 中心波长在 $790nm$ 附近, 宽广的调谐范围是使钛宝石激光器具有广泛应用前景的最大优势。钛宝石晶体的发射截面服从泊松分布:

$\sigma(\nu) = \sigma_s \langle m \rangle^P / P!$ 。其中, $P = (\nu - \nu_0) / \nu_p!$; ν_0 为 626nm 处的零声子线的能量; ν 为辐射光子能量; ν_p 为平均光子能量; $\langle m \rangle$ 为辐射光子数期望值; σ_s 为常数因子。它们的值见表 2.1。表 2.2 为钛宝石晶体的一些特性和参数的汇总, 表 2.3 为其激光参量。

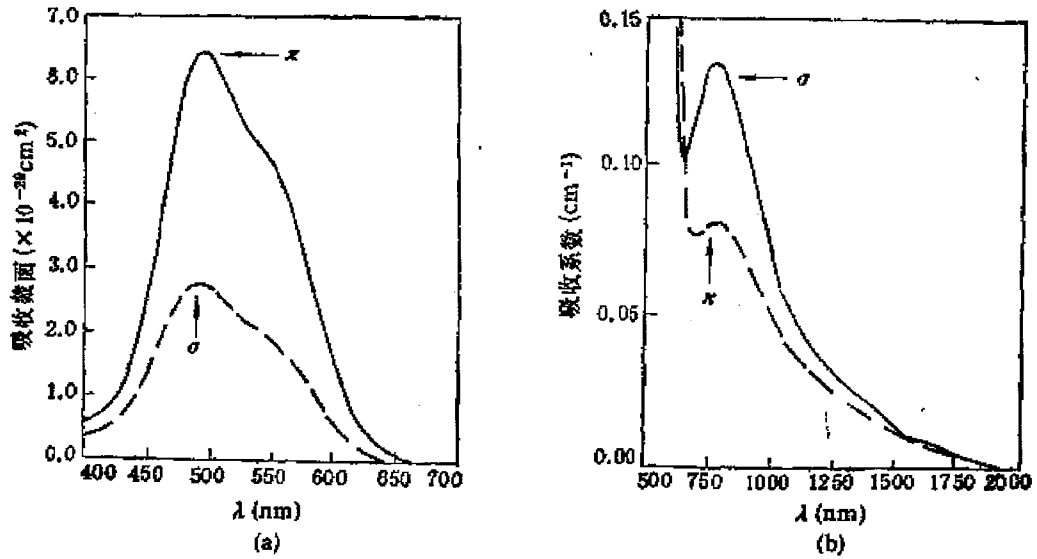


图 2.4 钛宝石晶体的蓝绿吸收光谱(a)和红外吸收光谱(b)

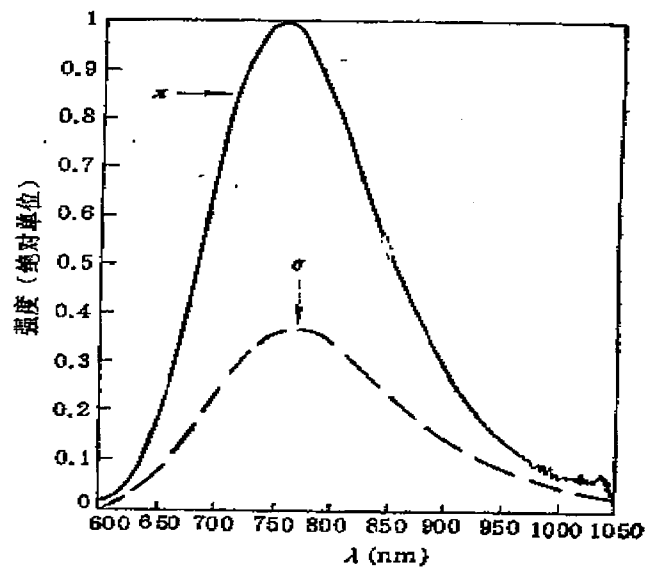


图 2.5 钛宝石晶体的荧光光谱

表 2.1 Ti:sapphire 晶体发射截面的有关参数

偏振方向	ν_0	ν_p	$\langle m \rangle$	σ_s
π	16178	543.4	7.074	1.663
σ	16147	560.2	7.221	0.735

表 2.2 Ti:sapphire 晶体的物理和热特性

物理特性			
化学式	$\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$	热传导率	0.105 cal/cm-sec- $^{\circ}\text{C}$
晶体结构	六方体	比热	0.10cal/g
单晶胞参数	A=4.758, c=12.991	热膨胀系数	$8.40 \times 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$
密度	$3.98\text{g}/\text{cm}^3$	热容量	18.6 cal/ $^{\circ}\text{C}$ -mole
硬度	9mols, 1525-2000Knoop	熔点	2050°C

表 2.3 Ti:sapphire 晶体的激光参数

激光特性			
折射率	1.76	795nm 饱和能量密度	$E_{\text{sat}}=0.9\text{J}/\text{cm}^2$
荧光寿命	$3.2\mu\text{s}$	将 $0.53\mu\text{m}$ 泵浦光子转换到反转场的量子效率	$\eta_q \approx 1$
半峰全宽 荧光宽	$\Delta\lambda \approx 180\text{nm}$	0.795 μm (//光轴) 时的 受激发射截面	$\sigma_p = 2.8 \times 10^{-19}\text{cm}^2$
峰值发射 波长	$\lambda_p \approx 790\text{nm}$	峰值受激发 射截面	//c 轴 $\sigma_{//} \approx 4.1 \times 10^{-19}\text{cm}^2$
			$\perp$ c 轴 $\sigma_{\perp} \approx 2.0 \times 10^{-19}\text{cm}^2$
激光机理	4 级电子振动	吸收波段	400-600nm (峰值 490nm)
可调范围	660-1100nm (峰值 790nm)	荧光寿命	$3.2\mu\text{s}$
波峰截面	$S3-4 \times 10^{-19}\text{cm}^2$		

2.2 脉冲钛宝石激光器的理论基础

2.2.1 钛宝石晶体四能级理论

对钛宝石晶体能级和光谱研究结果证实：其能级可近似为四能级系统，其中受激发射产生于 $E_2 \rightarrow E_1$ 能级之间，并且由于声子弛豫过程造成的无辐射跃迁几率很大，图 2.6 为四能级激光系统的能级简图。其中从 E_3 弛豫到激光上能级 E_2 的时间非常短，而从激光下能级弛豫到基态的速度也非常快，使得 $n_1 \approx n_3 \approx 0$ ，粒子处于基态 E_0 和激光上能级 E_3 上。四能级系统避免了三能级激光材料中激光跃迁发生在受激励的能级和终端能级之间（系统的最低能级）导致的效率降低的缺陷。在后面的章节中将会详细叙述钛宝石晶体的动力学方程。

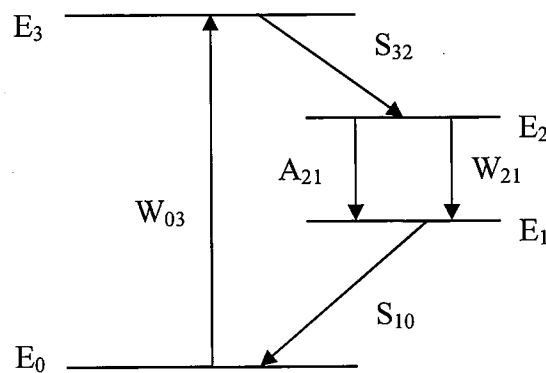


图 2.6 四能级激光系统的能级简图

2.2.2 钛宝石激光器的增益开关特性

钛宝石晶体上能级寿命为 $3.2 \mu s$ ，难以通过灯泵的 Q 突变技术实现高转换效率的巨脉冲激光。因此，大多采用其它脉冲激光作为其泵浦源，如 Nd:YAG 激光的倍频光(532nm)和铜蒸汽激光(511nm)等。这些激光具有很短的脉冲宽度(通常在 10~50ns 范围)和较高的功率密度(MW 级)，用这种 10ns 量级脉冲激光对掺钛蓝宝石晶体进行泵浦时，也可直接获得高功率的激光巨脉冲。通过参数的优化选择，其光-光转换效率可高达 40%左右。用这种工作方式获得激光巨脉冲的技术

称之为增益开关(Gain-switching)技术。

调节增益开关和调 Q 都会产生短脉冲。通过上能态寿命量级的持续时间的泵浦脉冲的在激活介质的上能态存储能量,产生 Q 开关脉冲。在建立起反转粒子数和增益之后,谐振腔内将突然停止损耗。在调节增益过程中,能量很快存储于上能态,即在从噪声中建立起辐射之前,谐振腔内就出现了增益。增益开关型激光器的激光脉冲建立过程不同于 Q 突变技术,它具有不同的机理和特性。增益开关技术可以说是一种增益突变技术,即在 10ns 量级的瞬间(突变)获得极高增益的条件下而得到激光的巨脉冲;而 Q 突变技术实为一种损耗突变技术,它在低 Q 值(高损耗)条件下先实现增益的积累,在达到高增益时由 Q 值突变释放能量而实现巨脉冲激光输出^{[43], [44]}。

与调 Q 方法相比,增益开关只适用于某些特殊固体激光器。Q 开关容许功率相对较小、持续时间相对较长的泵浦脉冲转化成持续时间非常短、峰值功率相对大的脉冲并发射出来。例如,在 Nd:YAG 激光器中,闪光灯泵浦脉冲的典型脉宽为 200 μ s, Q 开关输出脉冲在 20ns 量级,缩短了 4 个量级的时间,在增益开关中,泵浦脉冲的峰值功率、脉宽和激光输出都在同一个量级。

钛宝石晶体的上能级寿命很短,只有 3.2 μ s,它的泵浦脉冲的脉宽应该与其相当,因此很难用闪光灯来泵浦它。所以,脉冲钛宝石激光器通常的泵浦源是倍频的 Q 开关 Nd:YAG 激光器。一般作为泵浦源的在 Nd:YAG 激光器输出的 10ns 量级的脉宽明显短于钛宝石的上能级寿命(3.2 μ s),泵浦脉冲也比 50~200ns 量级的功率形成时间短的多。由于泵浦脉冲时间短,所以初始反转粒子数远远超过阈值,而钛宝石激光器则根据泵浦强度,发射出 10~40ns 脉宽的增益开关脉冲。

增益开关脉冲的持续时间很短,所以在这些方程中可以忽略自发辐射和光泵浦。根据四能级激光速率方程^[44],经过推导可以得到:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \phi \left(c \sigma n \frac{l}{L} - \frac{\varepsilon}{t_R} \right) \quad (2-1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\gamma n \phi \sigma c \quad (2-2)$$

式中以往返时间 $t_R = 2L/c$ 来表示光子寿命 τ_c , ε 为腔损耗。

在理想状况下,泵浦脉冲在脉宽(10ns)的时间内将增益介质泵浦到反转粒子数密度最大,而此时还未到达功率建立时间,腔内的辐射很小,只是有限的光子密度 ϕ_i ,激光器初始的反转粒子数为 n_i ;当到达功率建立时间后,光子密度从 ϕ_i 开始增大到峰值 $\phi_{\max}$,此时尚未得到泵浦的补充,故从初始的反转粒子数 n_i ,下降到阈值以下,这样形成了一个激光脉冲的输出,如图 2.7。

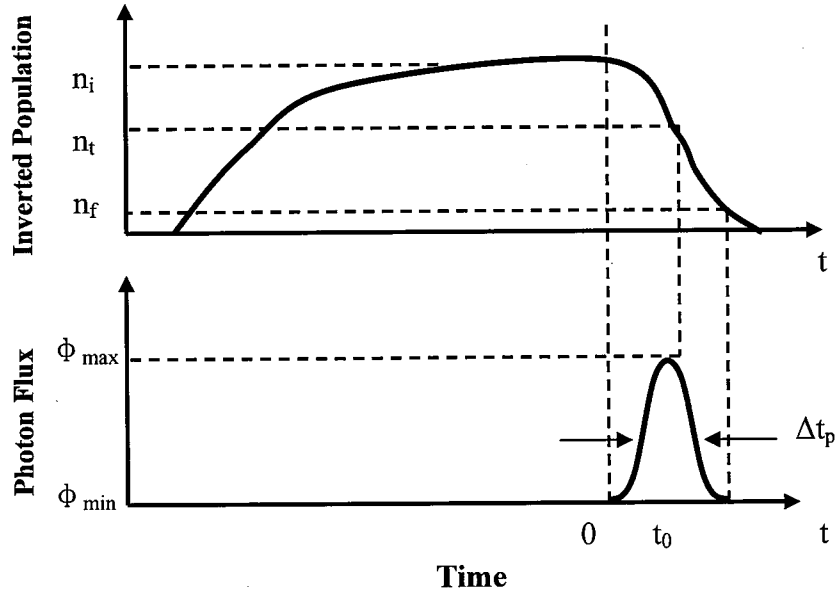


图 2.7 增益开关脉冲的建立过程

描述增益开关激光器快速运转的方程与两个联立微分方程(2-1)和(2-2)的解有关,这两个方程分别示出了谐振腔内光子密度随时间的变化和激活介质中反转粒子数密度随时间的变化。Wagne^[45]等人的著作首先推导出了速率方程的解,可以利用下式表示 Q 开关激光器的输出能量:

$$E = \frac{h\nu A}{2\sigma\gamma} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \ln\left(\frac{n_i}{n_f}\right) \quad (2-3)$$

脉冲的脉宽以反转粒子数 n_i 、 n_f 、 n_t 表示为:

$$\Delta t_p = \tau_c \frac{n_i - n_f}{n_i - n_t (1 + \ln(n_i / n_t))} \quad (2-4)$$

脉冲能量、脉宽和峰值功率方程都以初始和最终的反转粒子数密度表示,这两种反转粒子数密度不仅取决于特别选择的耦合输出器,而且它们的关系式是个复杂的超越方程。因此,为了得到最大效率而需要优化特定的激光器时,通常都需要求出这些方程式的数字解。

Degnan 推导出了优化 Q 开关激光器运转的解析解^[46]。最佳反射率、输出能量、提取效率、脉宽相峰值功率等关键参量能够用单一的无量纲变量函数 $z = 2g_0 l / \delta$ 表示,式中 $2g_0 l$ 是对数小信号增益, δ 为往返损耗。最佳反射率:

$$R_{opt} = \exp[-\delta(\frac{z-1-\ln z}{\ln z})] \quad (2-5)$$

优化系统的能量输出为：

$$E_{out} = E_{sc}(z-1-\ln z) \quad (2-6)$$

其中 $E_{sc} = Ah\nu/2\sigma\gamma$ 。

式中， A 为光束截面， $h\nu$ 为光子能量， σ 为受激发射截面， δ 为往返损耗， γ 为简并因子。

脉宽可由下式求出：

$$t_p = \frac{t_R}{\delta} \left(\frac{\ln z}{z(1-a(\ln a))} \right) \quad (2-7)$$

式中， t_R 表示腔内的往返时间，其中 $a = (z-1)(z \ln z)$ 。

钛宝石激光器设计过程中相关参数，如最佳输出耦合率，脉宽，输出能量等，可以按照该理论计算得到。

2.3 增益波导效应

最初，稳定腔钛宝石激光器输出能量的提高受限于腔内很高的光强引起的光学损坏等问题。在初始阶段的研究中，人们通常采用望远镜或者特殊设计的高斯输出镜结构来获得高光束质量和大功率的钛宝石激光输出^[14]，但是这种方式的工程化应用比较困难。1992 年，国外已经发展了固体激光增益介质的增益波导理论，并在实验上得到较好的验证^{[15]、[16]}。通常对谐振腔模式的研究是基于腔结构，而不考虑增益介质的作用。传统上把腔分为稳定腔和非稳腔两大类：稳定腔能产生高斯型基模，但是模体积通常不大；而非稳腔能提供大的基模体积，但是以牺牲光束质量来获得的。在增益波导理论里，考虑了谐振腔中存在非均匀横向增益分布的激光增益介质的情况。这是一种新的谐振腔的类型，能使用传统光学方法产生大的基模体积高斯光束，特别是在全固态激光器中是一个很重要的作用^{[147]、[48]}。1993 年，Frederick Estable^[16]等人采用双向泵浦方式研究了高能量增益波导(Gain-guided)的钛宝石激光器，获得了 150mJ 输出能量，转换效率大于 35%。1998 年 Gabnella Uota^[49]等人对钛宝石波导激光器进行了建模，得到泵浦阈值和腔长的关系等指导实验的结果。

考虑激光束在一个有横向增益梯度的介质中的传播，仅分析其中的傍轴高斯光束。假设增益介质的长度为 L ，泵浦光束为高斯光束。同时假设增益介质的泵

浦光束尺寸是一个常量，则通过增益介质的小信号放大增益为：

$$g(x) = \frac{g_0}{2} \exp\left(-\frac{2x^2}{\omega_p^2}\right) \quad (2-8)$$

其中 g_0 为小信号增益系数， ω_p 是增益介质中泵浦光强度 $1/e$ 处的光束尺寸， x 为横向的距离。则接近传播光轴 ($x=0$) 的增益可写成：

$$g(x) = \frac{g_0}{2} \left(1 - \frac{2x^2}{\omega_p^2}\right) \quad (2-9)$$

增益介质里的复杂的传播可看作一个波导：

$$k(x) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left[n_0 - i \frac{\lambda_0}{2\pi} \alpha(x) \right] \quad (2-1)$$

其中 $\alpha(x) = g(x)/L$ 为单位长度上的平均增益， λ_0 为真空中的波长， n_0 是介质的折射率。

光束的传播可用类似 ABCD 矩阵的方法来描述。对于长度为 L 的复杂的波导的矩阵为：

$$\begin{bmatrix} \cos \gamma L & \frac{1}{n_0 \gamma} \sin \gamma L \\ -n_0 \gamma \sin \gamma L & \cos \gamma L \end{bmatrix} \quad (2-2)$$

$$\text{其中:} \quad -n_0 \gamma = \frac{\lambda_0}{2\pi} \frac{\partial^2 k}{\partial x^2} \bigg|_{x=0} \quad (2-3)$$

定义泵浦光束的瑞利长度为：

$$Z_R = \frac{\pi \omega_p^2}{\lambda} \quad (2-4)$$

光束的瑞利长度指的是当光束的光斑半径的平方是束腰光斑半径的平方的 2 倍时光束传输的距离。

当 $\gamma L \ll 1$ 时，等效于 $g_0 L \ll Z_R$ ，增益介质里的传播矩阵可简化为：

$$\begin{bmatrix} 1 & L/n_0 \\ -i \frac{\lambda_0}{\pi} \frac{g_0}{\omega_p^2} & 1 \end{bmatrix} \quad (2-5)$$

在大多数的脉冲激光器中,泵浦光束直径的尺寸为毫米量级而增益介质的尺寸为厘米量级,适用于简化的公式;只有连续泵浦的激光器或者具有很长的高增益介质时才需要用初始的复杂公式。

对激光泵浦的钛宝石激光器,其增益过程可以解释成增益波导过程。如果泵浦光是高斯光束,则可看出是具有高斯口径 w_g 的增益波导,其长度 L , 折射率 n_0 , 则由上式得到的高斯口径宽度为:

$$w_g = \frac{w_p}{\sqrt{g_0}} \quad (2-6)$$

由高斯光束泵浦的增益介质可以大约的等效成为高斯口径,并且在谐振腔内起到了类似的作用。在实际应用中,可以用来从几何非稳腔中获得大的 TEM_{00} 模式。

考虑相距为 d 的两个平面镜组成的谐振腔,增益介质靠近其中一个腔镜。增益介质由另外一束激光泵浦而引起高斯增益分布。使用上述分析过程中的 ABCD 矩阵方法,谐振腔的菲涅耳数可以表示为 $N_g = \omega_g / \lambda d$, 这样谐振腔的基模半径表示为:

$$w_l^2 = w_p^2 \sqrt{\frac{2\lambda_0 d}{\pi g_0}} = w_g^2 \sqrt{\frac{2\lambda_0 d}{\pi}} \quad (2-7)$$

这种简单腔内的基模光束尺寸与等效高斯口径 w_g 的平方根成正比,近似于一个具有渐变反射率的输出耦合镜的平平腔。其根本的区别就是通过调整泵浦光束的尺寸,高斯口径尺寸也是连续可调的。当然,增益波导效应的谐振腔并不仅限于平平腔,其它形式的几何非稳腔也是类似的。

由增益波导理论可得到:当泵浦光束直径的尺寸为毫米量级而增益介质的尺寸为厘米量级时,输出光束的尺寸就与光束传播方向有关;光束的相位弯曲不再与腔镜相关;输出光束的尺寸与增益介质在腔内的位置无关,它随着谐振腔的几何放大率而变化。同时,如果使用的谐振腔菲涅耳数较小,在泵浦光是高阶横模的情况下,输出光束的模式受其影响不大。

总的来说,理论和实验^{[15], [16], [47], [48]}都证明,增益的横向分布对于谐振腔产生的光束形状有很大影响。尤其是,增益波导能够被用来设计不需要特殊光学元件的任意大基模尺寸的谐振腔。而理论和实验中都已经得到验证的高斯和超高斯激光束泵浦的有固态增益介质的几何非稳腔能输出高效率、高光束质量的高斯光束。增益波导腔具备了非稳腔的优点(大的基模尺寸、横模之间大的辨别比)并能输出高光束质量的高斯光束。这种腔相对于使用变反射率镜的谐振腔有如下几项优势:

- (1)可以使用标准的均匀反射率腔镜,这意味着输出光束保持腔内光束的质量,同时并不需要特殊设计的耦合输出镜。

(2)最重要的一点是输出光束尺寸与泵浦高斯光束的等效束腰 ω_g 的均方根成比例。这就意味着只要泵浦区域足够大,激光谐振腔中的泵浦功率就能无限提高。

(3)工作在增益波导区域可以确保腔内光束尺寸随泵浦光束尺寸而变化,而抽取效率保持常数。

在大功率激光研制中,为了使激光增益介质工作在损伤阈值下,只要在提高泵浦功率的同时增大泵浦区域就可以了。这样,就可以根据固体激光增益介质的波导理论来研究获取大功率、高光束质量、高效率的光束的简单谐振腔结构,易于实现工程化。另外,增益波导效应不限于激光介质,也可应用于光参量振荡器、拉曼振荡器,或者其他任何一种有增益的谐振腔。

2.4 线宽压窄技术

钛宝石晶体的荧光光谱很宽,从670~1070nm,约400nm左右的可调谐范围,为了得到某个特定波长的窄线宽的激光输出,需要使用线宽压窄以及波长选择技术。下面主要阐述常用的线宽压窄以及纵模选择技术及其优点和缺陷。

2.4.1 干涉选模方法

如果激光工作物质具有多条不同波长的激光谱线,那么必须先进行波长的粗选,将不需要的谱线抑制。通常是利用腔镜反射膜的光谱特性或腔内插入棱镜或光栅等色散元件,将工作物质发出的不同波长的光束在空间分离,然后设法只使得较窄波长区域内的光束在腔内形成振荡,其它波长的光束因不能反馈而被抑制。色散粗选频率包括以下几种:

(1)在激光器内使用色散棱镜

在谐振腔内插入棱镜可以起到压窄线宽和调谐波长的作用^{[20]-[23],[50]}。此时,谐振腔所选择的最小波长范围由棱镜的角色散和腔内振荡光束的发散角决定。通常采用布如斯特角度的棱镜,降低振荡光的损耗。

(2)在激光器内使用可调谐光栅

利用一个反射光栅代替谐振腔的反射镜或者在腔内加入光栅^{[51],[52]}也可以起到较好的线宽压缩作用。光栅的色散选择能力比棱镜更高,并且此种方法不存在光束的透过损耗,因此可适用于较宽广的光谱区域的激光器,并且当适当的转动光栅的角度位置,还可以改变所需要的振荡光谱区。

(3)利用双折射滤光片粗选波长

双折射滤光片(BF 片)通常由一片或多片石英晶体加工成两表面相互平行的平板,晶体光轴与表面成一定角度,并以布儒斯特角插入光路。其对激光波长的调谐是基于线偏振光透过 BF 片及偏振片产生干涉而引起透射率随波长变化这个基本原理来实现的。当一束偏振方向平行于入射平面的线偏振光入射到 BF 片上时,由于石英晶体的双折射效应,折射光被分解成 o 光和 e 光。当该光从石英晶体的另一面折射出时,由于 o 光和 e 光存在光程差,合成以后的光将不一定是水平偏振光。只有当 o 光和 e 光的光程差为波长的整数倍时,出射光才是水平偏振光。这样,只有满足条件的特殊波长的光才能形成激光振荡。一般需要两片或两片以上的 BF 片以一定规律组合起来使用,各片的光轴必须严格平行,厚度比应为整数^{[53]-[55]}。

(4)腔内标准具法

倾斜标准具具有性能稳定、结构简单、损耗小以及带宽与自由光谱区的适应性强等特点,是通用的选模器^{[56]-[59]}。使用时,标准具以一个小倾角插入谐振腔内,这样在主谐振腔的其他表面不会形成其他的谐振,标准具也只起到带通滤波的作用,在谐振腔内形成与损耗有关的机理。改变标准具的倾角或者温度,可以将透射率极大值调到增益曲线的中央部分。如果在标准具表面镀上高反射膜,可以得到一个狭窄的高透射区,但由此带来的损伤问题也影响了标准具在调 Q 激光器中的使用。与谐振反射器相似,在使用倾斜标准具做选模元件时,必须要调节标准具的温度,使其与增益曲线的中心相对应,并稳定在 0.01°C 以内^[59]。

其它的波长选择方法还有环形腔选择波长,利用 Q 开关来选择波长等等。

上述压窄线宽的方法需要在腔内插入棱镜、双折射滤光片、光栅等选模元件,可以达到压窄线宽的目的,但是这些方法实现的窄线宽激光输出并不稳定,而且存在很多方面的缺点:

- (1)选模元件增加了腔内损耗,导致激光器输出功率大大降低。选模元件既使表面镀有增透膜或者在腔内以布儒斯特角放置(如双折射滤光片),但仍然会对振荡光有一定的反射率,而振荡光在腔内反复振荡多次通过选模元件会造成比较大的损耗,导致激光器输出效率下降。
- (2)过多的腔内元件会影响谐振腔的稳定性。谐振腔内插入双折射滤光片、棱镜或者其它的元件时,在激光器工作时,引起失调的因素增加,系统稳定性下降,不利于其在车载,机载等条件下的应用。
- (3)上述光谱选择元件都要求输入光为平行光或者近平行光,而非稳腔内光场以球面波形式传输,因此这些光谱选择元件在非稳腔内没有很好的频率分辨率,而且有很大的插入损耗,这限制了这些选模手段在非稳腔内的应用。
- (4)在高能量输出激光器中采用内腔波长控制元件,效率较低而且容易产生光学损伤问题。在器件中需要经常更换元件的话,必将影响其实际应用。
- (5)波长控制元件,包括光栅、棱镜、双折射滤光片和标准具这些元件的光学损伤阈值都相当低,限制了激光器功率(或能量)的提高。

2.4.2 种子注入方式压窄线宽及其理论分析

2.4.1.1 外腔种子注入技术

种子注入是一种控制激光光谱特性的方法^{[60]-[64]}，采用种子注入钛宝石激光器首先是于 1986 年由 NASA 的 P. Brockman^[64]等人实现的。种子注入的基本思路是将一束时间和空间特性优良的低功率激光注入到从动激光器腔内，以控制从动激光器输出激光的时间和空间特性。最初类似的方法被用于连续的低增益激光器。在这种应用中，由于从动激光器增益较低，种子光会以原来的频率在从动腔内得到放大，而并不会耦合到从动腔的纵模上，因而注入锁定时输出激光的频率与种子光的频率相同，这种情况通常称之为“注入锁定”(Injection Locking)。但是在高增益的调 Q 激光器中，种子注入会产生不同的实验现象，由于从动腔的高增益，种子光在腔内经过几个来回之后会耦合到从动腔的模式上，最终会以从动腔的纵模频率输出调 Q 激光，输出激光中并不包含种子光的频率信息，这种情况通常称之为“种子注入”(Injection Seeding)。

普通高功率激光器，由于激光增益较高而产生的多模(横模、纵模)振荡、空间烧孔效应、热致透镜效应和双折射效应等都会不同程度的降低输出光束质量。同时，使用宽带输出工作物质的激光器还需要将线宽压窄以达到实际应用的要求。在产生高能量窄线宽激光器时，种子注入功率振荡器的方法比其它的方法有优势。主要优势之一是控制种子激光的输出相对容易。通常，控制低输出功率激光器的光谱比高输出功率激光器容易。高功率激光器常见的问题有空间烧孔、泵浦不均匀性、热透镜和热致双折射，其光谱特性不易控制。通过对低输出功率激光器的有效光谱控制，可以避免这些问题。

种子注入技术是获得高质量、高功率激光输出的一种简单有效的方法，可以有效地控制激光的时间特性、空间特性和方向性等。相对于上述采用腔内色散元件压窄线宽的方法，通过外腔种子激光器来控制功率振荡器的光谱特性，能提高激光系统的效率；而且，通过在低输出功率振荡器中应用波长控制元件，减少了光学损伤的可能性。

2.4.1.2 种子模和自然腔模的耦合

种子注入使用一个窄光谱线宽、低功率输出的激光器，称之为种子激光器，来控制一个有着高功率的振荡器的特性，称为功率振荡器。种子激光器的输出注入到功率振荡器的腔内，作为种子，振荡光在此基础上增长。通过模式竞争，自然模从激光腔的 0 点能量开始或从自发辐射开始。如果注入种子足够大，在自然

振荡模变大之前,注入种子模将耗尽激光材料的增益。这样,激光输出将模仿种子的特性而非自由运转激光器的特性。对于粒子数反转,种子注入或注入锁定本质上是注入种子和自然出现信号或自然种子间的竞争。竞争结果取决于注入种子和自然种子谁更快提取粒子数反转,因此,竞争主要取决于两个种子的初始尺寸。注入信号传输进腔内的一种简单的方式是通过功率振荡器的高反镜注入到腔内。为了获得满意的性能,这个镜片可能要有一个小但可测量的透过率,约 0.01^[60]。虽然这要从功率振荡器转移很小的效率,但是这种方法的优点是简单。

在进行外腔种子注入的实验中,种子模和自然腔模的耦合对于保证有效的种子注入非常重要,有必要对各种影响模式匹配的因素进行分析。

种子注入的模式匹配主要考虑的是横模匹配。如果基横模场不匹配将会降低基横模本征模式耦合效率,从而影响基横模的质量;对于能量的传输,高级本征模式往往具有较大的传输损耗,模式的不匹配将造成能量的损耗;另外,由于激光是在微弱的自发辐射噪声的基础上增长起来的,而种子注入信号强度比噪声场强度大得多,所以模式匹配的好坏将会影响到腔内种子光分布及强度,对功率激光器脉冲建立的时间特性也会有很大的影响。

由于种子激光器多数情况下都是单纵模,能很好的用高斯光束表征。对于稳定腔功率振荡器,高斯光束剖面也是一个很好的近似。另一方面,功率振荡器可能为多模结构。例如,为了获得每个脉冲的高能量,可能使用非稳腔或渐变反射率镜片。然而,即使在这种情况下,功率振荡器的腔模仍然可用高斯光束来近似,尤其是对于后者。渐变反射率镜片一般来说有一个非常数的反射率,沿腔轴上的峰值反射率向外单调减少。在这些情况里,简单定义一个非常接近腔内真实光束的等价高斯光束。从而当渐变反射率镜腔的光束剖面可能不和腔外高斯光束近似时,在腔内高斯光束剖面仍能很好的近似。如此,耦合计算将成为一个高斯种子光束和一个高斯功率振荡光束的匹配。

(1)模间耦合能用对垂直传播方向的平面上振幅求积分来计算。耦合效率 c_0 定义为:

$$c_0 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon_1^* \varepsilon_2 dx dy}{\left[\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon_1^* \varepsilon_1 dx dy \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon_2^* \varepsilon_2 dx dy \right]^{1/2}} \quad (2-17)$$

其中 ε_i 是第 i 束电场。对高斯光束 ε_1 假设为柱面坐标:

$$\varepsilon_1 \propto \left(\frac{2}{\pi \omega_1^2} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{\rho^2}{\omega_1^2} - \frac{jk_1 \rho^2}{2R_1} - jkz \right) \quad (2-18)$$

式中, ω_1 为光束半径, k_1 为波矢量, R_1 为波面曲率半径。光束半径和波面曲率半径都是传播方向上位置 z 的函数:

$$\begin{aligned}\omega_1^2 &= \omega_{10}^2 + \lambda^2(z-z_1)^2 / \pi^2 \omega_{10}^2 \\ R_1 &= (z-z_1) + \pi^2 \omega_{10}^4 / \lambda^2(z-z_1)\end{aligned}\quad (2-19)$$

用这个公式，可以把几个参数统一起来。

(2)两个不同光束半径的高斯模的耦合

假设两光束束腰纵向位置和横向位置都重合，以及两光束传播方向相同。这时，由柱面坐标表示的光束半径耦合系数为：

$$c_w = \frac{2}{\pi \omega_{10} \omega_{20}} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \exp\left(-\frac{\rho^2}{\omega_{10}^2} - \frac{\rho^2}{\omega_{20}^2}\right) \rho d\rho d\varphi \quad (2-20)$$

将指数项中共同分母合并，则积分得到：

$$c_w = \frac{2\omega_{10}\omega_{20}}{\omega_{10}^2 + \omega_{20}^2} \quad (2-21)$$

如果一高斯模光束半径已确定，可改变另一束光半径，以达到优化耦合。实际上，功率振荡器的腔模半径已由谐振腔确定，对种子模 ω_{20} 求导可得最大值，求解得： $\omega_{10} = \omega_{20}$ 。这时有 $c_w = 1$ 。若两光束半径不相等， c_w 小于 1。

(3)如果两高斯光束的束腰纵向位置不同，但横向位置和传播方向相同，则在柱面坐标中，两光束的纵向位置耦合系数计算得到为：

$$c_z = \frac{2}{\pi \omega_{10} \omega_{20}} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \exp\left(-\frac{\rho^2}{\omega_{10}^2} - \frac{\rho^2}{\omega_2^2} - \frac{j\pi\rho^2}{\lambda R^2}\right) \rho d\rho d\varphi \quad (2-22)$$

合并各项，代入 R2，积分后得到：

$$c_z = \frac{2\omega_{10}\omega_2}{\omega_{10}^2 + \omega_2^2} \left[1 - \frac{j\pi}{\lambda} \frac{\omega_{10}^2 \omega_2^2}{\omega_{10}^2 + \omega_2^2} \cdot \frac{(z_1 - z_2)}{(\pi\omega_{20}^2 / \lambda^2)^2 + (z_1 - z_2)^2}\right]^{-1} \quad (2-23)$$

$$\text{如果两光束半径相等，即：}\omega_{10}^2 = \omega_2^2 = \omega_{20}^2 (1 + (\lambda(z_1 - z_2) / \pi\omega_{20}^2)^2) \quad (2-24)$$

$$\text{这时纵向位置耦合系数为：}\left|c_z\right| = \left[1 + \left(\frac{\lambda(z_1 - z_2)}{2\pi\omega_{10}^2}\right)^2\right]^{-1/2} \quad (2-25)$$

(4)两个具有相同光束半径、传播方向和纵模位置但不同径向位置的高斯光束，这种情况，在不计一般损耗时，径向位置耦合系数决定于：

$$c_x = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{4}{\pi^2 \omega_{10}^2 \omega_{20}^2}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\omega_{10}^2} - \frac{(x + \Delta x)^2 + y^2}{\omega_{20}^2}\right) dx dy \quad (2-26)$$

式中 Δx 为注入激光束的横向位移。通过合并 x, y 系数简化该公式，积分得：

$$c_x = \frac{2\omega_{10}\omega_{20}}{\omega_{10}^2 + \omega_{20}^2} \exp\left(\frac{-\Delta x^2}{\omega_{10}^2 + \omega_{20}^2}\right) \quad (2-27)$$

若 $\omega_{20} = \omega_{10}$ ，则有：

$$c_x = \exp\left(\frac{-\Delta x^2}{2\omega_{10}^2}\right) \quad (2-28)$$

(5)两高斯光束在两正交方向上具有不同的光束半径

如果种子光束有像散时就会出现这种情况，比如激光二极管就经常发出像散光束。同上，假设纵向和横向束腰位置都相同，以及传播方向也相同，则耦合系数为：

$$c_a = 2 \left(\frac{\omega_{10}^2 \omega_{2x} \omega_{2y}}{(\omega_{10}^2 + \omega_{2x}^2)^2 (\omega_{10}^2 + \omega_{2y}^2)} \right)^{1/2} \quad (2-29)$$

显然，当光束半径相同时公式可简化为如前所述的结果。

给定一个光束半径比来优化耦合。当用球面镜来圆化激光二极管的输出来匹配功率振荡腔的光束时将出现这样的情况。若给出两正交光束的半径比为：

$\omega_{2y} = r\omega_{2x}$ ，则耦合公式变为：

$$c_a = 2 \left(\frac{\omega_{10}^2 \omega_{2x}^2 r}{(\omega_{10}^2 + \omega_{2x}^2)^2 (\omega_{10}^2 + \omega_{2x}^2 r^2)} \right)^{1/2} \quad (2-30)$$

为优化耦合，可改变光束半径 ω_{2x} 来实现，这时有： $\omega_{2x} = \omega_{10}r^{-1/2}$ ；反过来意味着： $\omega_{2y} = \omega_{10}r^{-1/2}$ ，代入公式得到像散耦合系数：

$$c_a = 2 \frac{r^{1/2}}{1+r} \quad (2-31)$$

因此，像散光束的不利影响相当小，除非像散相当严重。

(6)当两高斯光束有不同传播方向，但在纵向位置和横向位置上有相同的束腰半径和位置时，必须进行坐标变换。不计及损耗时， θ 角是两光束在 xz 平面内传播方向的夹角，其坐标变换关系为：

$$\begin{aligned} x &\rightarrow x \cos \theta - z \sin \theta \\ z &\rightarrow x \sin \theta + z \cos \theta \end{aligned} \quad (2-32)$$

在 $z=0$ 处， ε_2 变换成：

$$\varepsilon_2 \propto \left(\frac{2}{\pi\omega_{20}^2}\right)^{1/2} \exp(-jkx \sin \theta - \frac{x^2 \cos^2 \theta + y^2}{\omega_{20}^2}) \quad (2-33)$$

对电场波矢量代入 $2\pi/\lambda$ ，积分后得到方向耦合系数：

$$c_\theta = \frac{2\omega_{10}\omega_{20}}{(\omega_{10}^2 + \omega_{20}^2)^{1/2}(\omega_{20}^2 + \omega_{10}^2 \cos^2 \theta)^{1/2}} \cdot \exp\left[-\frac{\pi^2 \omega_{10}^2 \omega_{20}^2 \sin^2 \theta}{\lambda^2 (\omega_{20}^2 + \omega_{10}^2 \cos^2 \theta)}\right] \quad (2-34)$$

如果光束半径相等，可简化为：

$$c_\theta = \left(\frac{2}{1 + \cos^2 \theta}\right)^{1/2} \exp\left[-\frac{\pi^2 \omega_{10}^2 \sin^2 \theta}{\lambda^2 (1 + \cos^2 \theta)}\right] \quad (2-35)$$

$$\text{对于较小的 } \theta \text{ 值，可近似为： } c_\theta = \exp\left[-\frac{\theta^2}{2\theta_0^2}\right] \quad (2-36)$$

式中，光束发散角 $\theta_0 = \lambda/\pi\omega_{10}$ 。这表明，对小发散角的注入光，注入方向要求更严格才能实现很好的匹配。

通常，比较重要的耦合参数是注入光束和功率振荡腔的横向和角度校准。但对于功率振荡器的腔模光束半径较小时，径向（横向）校准更重要；而当功率振荡器的腔模光束半径较大时，角度校准更重要。

2.4.1.3 种子注入的光谱纯度

设 I_S 为种子模激光输出光强， I_N 为自然模输出光强，可定义光谱纯度 Q_P ，来描述注入激光系统的单色性：

$$Q_P = \frac{I_S}{I_S + I_N} \quad (2-37)$$

显然， $I_N \approx 0$ 时，光谱纯度约等于 1。光谱纯度可近似地用小信号增益来表示，在饱和前，种子模和自然模光强分别为 $T_R C_0^2 I_S G_S$ 和 $I_N G_N$ 。这里 $T_R C_0^2$ 即为种子模与自然模的光强耦合系数， G_S 和 G_N 是种子模和自然模增益的时间积分，自然模光能是所有除种子模外相关模能量之和，因此光谱纯度为：

$$Q_P = \frac{T_R C_0^2 I_S G_S}{T_R C_0^2 I_S G_S + I_N G_N} \quad (2-38)$$

如果两种模增益近似相等，则可简化为：

$$Q_P = \frac{T_R C_0^2 I_S}{T_R C_0^2 I_S + I_N} \quad (2-39)$$

可导出 I_S 的表达式：

$$I_S = \frac{Q_P I_N}{T_R C_0^2 (1 - Q_P)} \quad (2-40)$$

说明如果要求激光器的光谱纯度越高，需要的注入功率也越大。注入功率正比于自然模能量之和，反比于种子模与腔模光强耦合系数。

上述分析了影响种子光与腔模耦合的诸多因素。在进行种子注入实验的过程中，需要尽量保证种子光与腔模的耦合。而通常情况下种子光的发散角度较大，需要适当的整形；同时尽量避免种子光的反射等损耗，尽量高的注入功率有助于保证较高的注入稳定性和较高的光谱纯度。

2.5 小结

本章的主要内容是介绍了钛宝石晶体的物化特性和光谱特性，钛宝石晶体的四能级理论，增益开关特性，增益波导效应以及可调谐激光器的波长选择技术，重点介绍了外腔种子注入技术。根据这些理论的指导设计了后面实验过程中采用的高效率、窄线宽钛宝石激光器。

3 高效绿光激光泵浦源的研究

在蓝光激光系统中, 钛宝石激光器泵浦源(一般使用 532nm 绿光)效率的高低对激光系统的整体效率有直接影响。本章中对常用的多横模全固态 Nd:YAG 激光器输出基波使用正交频率变换获得 532nm 二次谐波采用正交频率变换方式进行了实验研究, 计算了频率转换效率与基波光束发散角的关系。本研究对提高全固态蓝绿激光器的整机效率, 获得高效钛宝石激光泵浦源具有积极意义。

3.1 概述

通常在非线性频率变换过程中, 每一个步骤只使用一块非线性光学晶体。这样, 转换过程只是在有限的基波强度范围内有效, 该范围受到了位相失配的制约。对于整个脉冲的高效频率转化要求入射在非线性晶体上的基波光束范围内, 无论其强度、线宽、偏振或者振幅和相位是否相同, 都能够被有效的转换。一般情况下, 使用单块晶体的时候可以对于光束质量很好的基波实现效率较高的频率变换, 很多单晶体实现高效频率变换的论文中, 其基波光束质量都要求很高, 而对于光束质量较差的基波则很难实现高效的频率变换。目前, 常用的不采用严格选模措施的小型化 1064 nm 的 Nd:YAG 的激光倍频效率一般只在 50%左右^{[65]-[68]}。

在研究高效非线性光学频率变换的过程中, David Eimerl^[69]提出了采用正交频率变换的方法。他们按照正交频率变换的方式使用两块长度为 12mm 和 44mm 的 KD*P 晶体, 对于 Nd:YLF 激光器输出光经掺 Nd 磷酸盐玻璃放大器放大后的 1053nm 激光脉冲, 在基波功率密度为 200MW/cm² 时, 倍频效率为 70%; 基波功率密度为 1-3GW/cm² 时, 倍频效率达到了 80%。Hiromitsu Kiriya^[70]等采用使 1064nm 基波多次通过正交放置的 CLBO, 在基波功率密度较低(约为 300MW/cm²)的情况下, 同样获得了超过 80%的二次谐波输出; 他们还使用 KTP 晶体进行过类似的实验工作^[71], 在 1064nm 基波功率密度 76MW/cm² 时, 二次谐波转换效率达到了 80%。

正交频率变换是提高非线性光学频率变换效率的重要手段。我们根据具体情况进行了对于光束质量较差的基波的正交倍频进行了理论计算和实验研究。

3.2 激光的正交频率变换理论与模拟

3.2.1 正交频率变换的基本原理

基波通过非线性光学晶体时的转换效率受限于其在晶体中的位相失配,而位相失配源于光束发散,光束退偏,晶体缺陷等因素。正交频率变换方法可以补偿这些因素的影响。根据 David Emire^[69]对正交频率变换的方法的分析,其基本原理是:在非线性光学频率变换过程中,每一步变换使用两块非线性光学晶体,而不是通常的一块;这两块晶体的放置方式是使得第一块晶体中产生的谐波和在第二块晶体中产生的谐波是正交偏振的,前一块晶体中产生的谐波在后一块晶体中不符合位相匹配的条件,因此不会发生从谐波向基波的转换;这样,在前一块晶体中产生的谐波经过后一块晶体时只是因为必要的反射和吸收有所损失,不会发生反转换。这种方式对于光束的不均匀性和角度走离的敏感程度较单晶体低,对强度变化范围较大的基波可以实现有效的转换。正交倍频中晶体的放置方式如图 3.1 所示。

如果适当的的选择晶体的长度,则可以使得一块晶体转换基波中强度较高的部分,而另一块晶体转换基波中强度较低的部分。一般情况下,转换效率和晶体的先后次序无关。如果第一块晶体较短,则用来转换基波中强度较高的部分;基波中强度较低的部分则会在较长的第二块晶体中得到转换。反之,如果第一块晶体较长,则基波中强度较低的部分可在其中得到充分的转换;而强度较高的部分则在后一块较短的晶体中得到转换。这种非线性晶体的放置方式对于光束的不均匀性的敏感程度较单晶体低,对强度变化范围较大的基波可以实现有效的转换。

在使用单块晶体进行非线性光学频率变换时,其切割角度以及长度等参数是固定的,只能对于基波中特定功率密度范围的基波实现高效的非线性光学频率变换。而正交频率变换方式使用两块长度不同的晶体,克服了这一缺陷;同时由于正交放置方式,不会发生谐波向基波的反转换。

高效正交频率变换是基于基横模提出的理论,但是实际的小型全固态激光器一般不采用复杂的高阶模抑制技术,更加关注的是整机的效率和体积。因此,本文在正交频率变换的理论下,分析和模拟计算对于多种横模混合或者高阶横模的全固态激光器,运用正交频率变换所能得到的倍频效率,并进行了相应的实验验证,分析了结果。

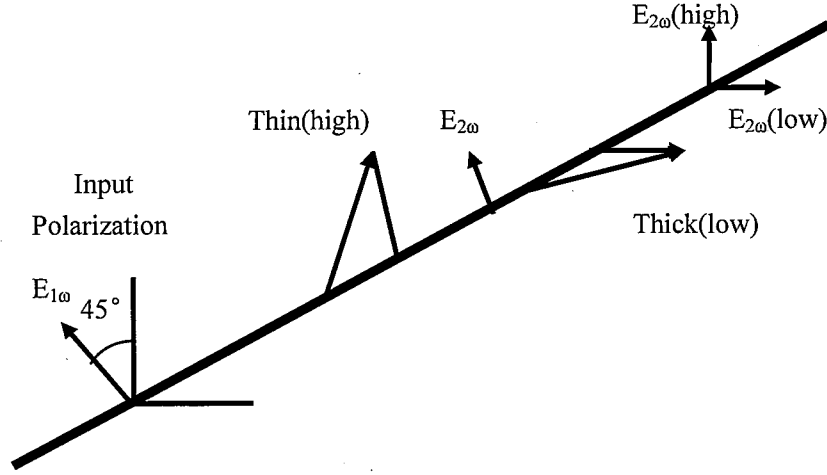


图 3.1 正交倍频时晶体放置方式示意图

3.2.2 二次谐波转换效率的模拟计算

Eimerl^[72]和 Armstrong^[73]对二次谐波转换方程进行了求解并分析了其中各个因素对频率转换效率的影响。。

$$\begin{aligned}\frac{\partial E_2}{\partial z} &= C E_1^2 \exp(i\Delta kz), \\ \frac{\partial E_1}{\partial z} &= -C E_2 E_1^* \exp(-i\Delta kz) \\ C &= 5.46 d_{eff} / \lambda_1 (n_1 n_2 n_3)\end{aligned}\quad (3-1)$$

其中，C 是正比于晶体有效非线性系数的非线性耦合常数，单位 $GW^{-1/2}$ ； Δk 是入射基波光束和输出二次谐波光束之间的位相失配； d_{eff} 是晶体的有效非线性系数，其单位为 pm/V ； λ_1 是入射基波，单位 μm ； $n_1 = n_2$ ，表示入射基波在非线性晶体中的折射率； n_3 表示二次谐波在非线性晶体中的折射率； $|E_1|^2 = I_n$ ， I_n 表示对应的光强度。谐波转换效率：

$$\begin{aligned}
\eta &= \tanh^2 \left\{ \frac{1}{2} \tanh^{-1} \left[\operatorname{sn} \left(2\eta_0^{1/2}, 1 + \delta^2/4\eta_0 \right) \right] \right\}, \\
\eta_0 &= C^2 IL^2, \\
\delta &= 1/2 \Delta k L
\end{aligned} \tag{3-2}$$

sn 是椭圆雅可比函数, I 是入射基波光强, L 是晶体长度。一般情况下, 光束发散的影响是其中最主要的因素, Δk 主要源于光束的发散^[72]。因此可以按照

$$\Delta k = \beta_\theta \Delta \theta \tag{3-3}$$

来计算。其中 β_θ 是角灵敏度, $\Delta \theta$ 为入射基波的光束发散角。

计算时可以把基波脉冲按时序分成一系列的阶段, 每一阶段经第一块非线性晶体后产生的谐波加在一起便是第一块晶体产生的总的谐波功率; 未经转换的基波经第二块晶体转换。因为在第一块晶体中产生的谐波在通过后一块晶体时不发生谐波向基波的反转换, 因此, 总的谐波功率是两步骤非线性变换产生的谐波总和。由于计算量比较大, 可以编程, 使用计算机完成。

在倍频晶体中, 虽然 KTP 晶体的破坏阈值相对于 CLBO, DKDP 等偏低, 但 KTP 晶体具有大的有效非线性系数, 大的允许角, 允许温度和小的走离角, 已经在很多实验和报道中得到了证实, 应用非常广泛。因此在本实验中选用 KTP 晶体。采用两块 II 类匹配的 KTP 晶体对基波进行倍频, 按照入射基波功率密度 $100\text{MW}/\text{cm}^2$, 经计算选用两块晶体尺寸分别为 $6 \times 6 \times 5\text{mm}^3$ 和 $6 \times 6 \times 10\text{mm}^3$, 晶体两面镀 1064nm 和 532nm 增透膜, 减少反射和吸收等损失。

如果采用的基波光束为基模高斯光束, 且光束横截面内水平和竖直方向光束发散角均为 1mrad , 同时, 基波光强、晶体的长度、折射率以及非线性系数等条件都可以确定。根据上述分析, 采用计算机编程, 计算后可以得到如图 3.2 所示的不同基波功率密度情况下采用正交倍频结构的二次谐波转换效率。

可见在基波功率密度大于 $60\text{MW}/\text{cm}^2$ 后即可得到超过 80% 的二次谐波转换效率。这个结果和文献[69][70][71]中的结果吻合。这同样表明, 高光束质量的基模高斯光束在正交频率变换时, 即使入射基波功率密度低, 也可获得较高功率的二次谐波输出, 这也正是很多实验中采用正交频率变换方式获得高效非线性光学频率变换的原因。

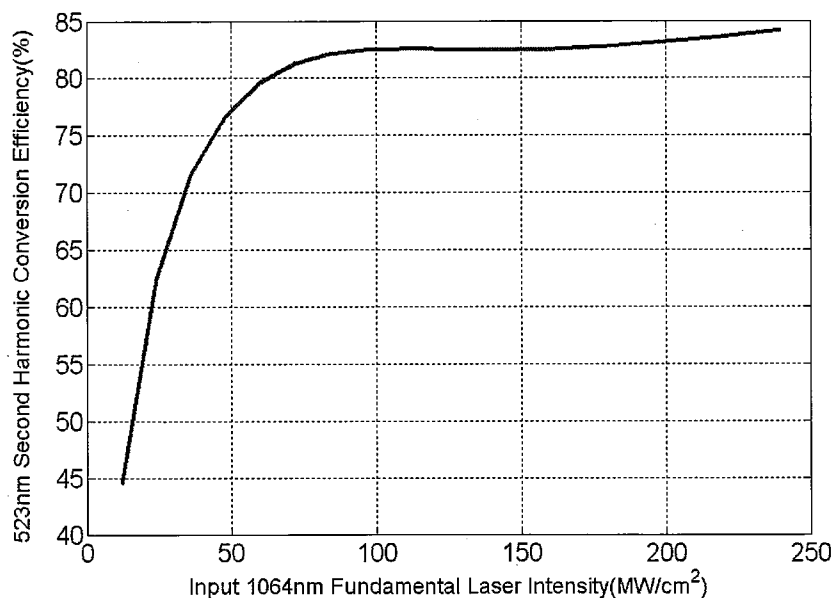


图 3.2 计算得到的不同 1064nm 基波功率密度基波入射时经过 KTP 晶体正交频率变换后得到的 532nm 二次谐波转换效率
(假设入射基波为基模高斯光束, 光束发散角 1mrad)

我们进行的实验中使用的基波光束重复频率仅为 10Hz 或者 30Hz, 热致退偏效应很小。这种情况下, 在各种引起非线性光学频率变换效率的因素中, 光束发散是其中最主要的^[72]。因此, 我们主要考虑光束发散角的变化对频率变换效率的影响。如果基波重复频率高 (达到 100Hz 或者更高), 热效应严重的话, 应该考虑热致退偏的影响。

多模激光的较大的光束发散角使得其倍频效率的提高受到了限制。如果采用的基波光束功率密度为 100 MW/cm², 通过计算可以得到如图 3.3 所示的不同光束发散角时采用正交频率变换方式的二次谐波转换效率。可见, 在基波功率密度不变的条件下, 随着光束发散角的增大, 二次谐波转换效率越来越低。在基波光束发散角接近于 0 时, 谐波转换效率超过 90%; 而在基波光束发散角为 6mrad 时, 谐波转换效率低于 45%。这足以证明, 基波激光的光束发散角对二次谐波转换效率的影响很大。

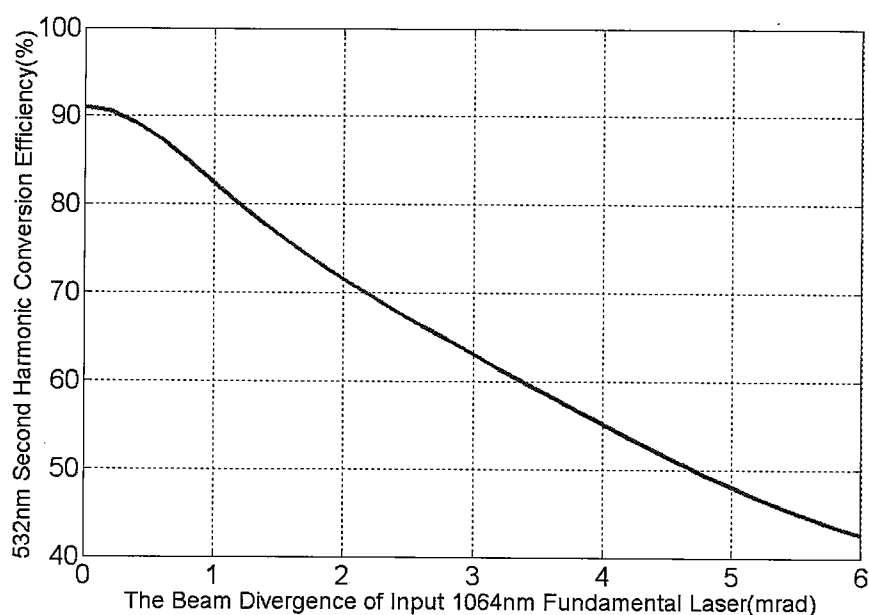


图 3.3 计算得到的基波光束发散角不同时经过 KTP 晶体正交频率变换后得到的 532nm 二次谐波转换效率
(假设入射基波功率密度 100MW/cm²)

3.2.3 实验研究

我们利用一套电光调 Q 的全固态 Nd:YAG 多模激光器进行正交频率变换的实验研究, 该激光器的重复频率为 10Hz。由于基波中包含高阶模, 光束发散角较大。在激光能量密度 120 MW/cm² 的情况下, 使用激光光束质量分析仪对其输出的 1064nm 基波分析, 其光束中包含高阶横模, 光束横截面内水平和竖直方向的发散角分别为 1.621mrad 和 1.445mrad, 其 M^2 值分别为 3.01 和 2.76。当在输入电流较小, 输出功率较低时, 光束发散角稍小。

倍频晶体放在铜质支架上, 晶体和支架之间具有高效的热传导, 整个支架通水冷却, 水温控制在 29°C。两块晶体主平面正交放置, 1064nm 基波首先通过 $\lambda/2$ 波片旋转到合适的偏振方向, 然后通过两块晶体, 倍频后经双色镜滤去剩余基波, 测量二次谐波的功率。实验装置如图 3.4 所示。

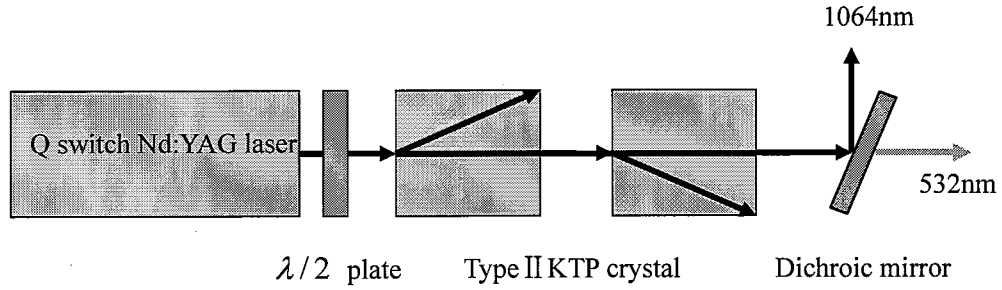


图 3.4 使用 KTP 晶体正交倍频实验的装置示意图

图 3.5 表示了实验中在不同的基波 1064nm 输入能量时, 所获得的 532nm 二次谐波的脉冲能量。结果中并没有考虑由于晶体吸收、表面反射、散射等造成的损失。由图可见在基波输入能量 125.3mJ 时, 对应的二次谐波输出能量 94.6mJ。

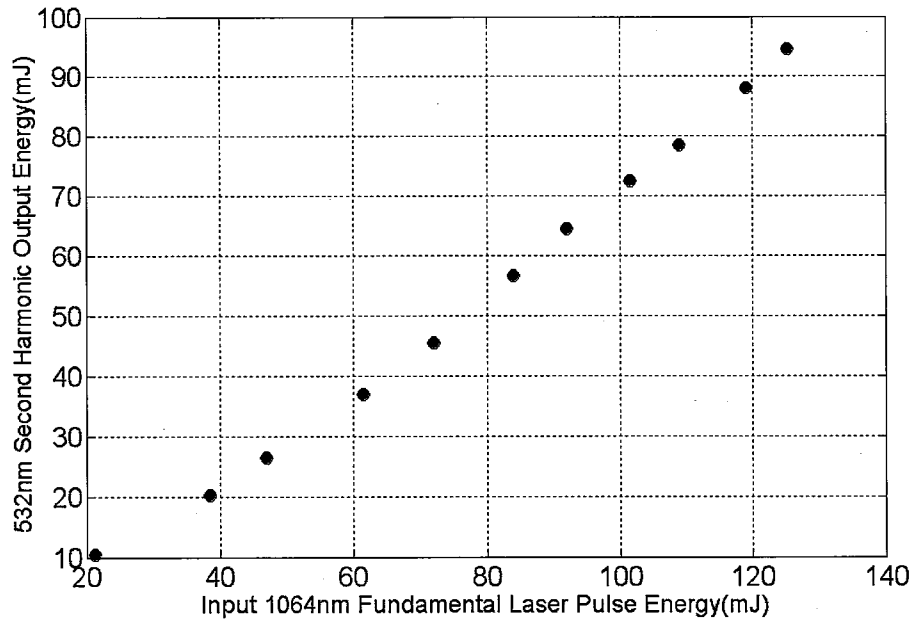


图 3.5 不同能量基波入射时经过正交频率变换后得到的 532nm 二次谐波能量

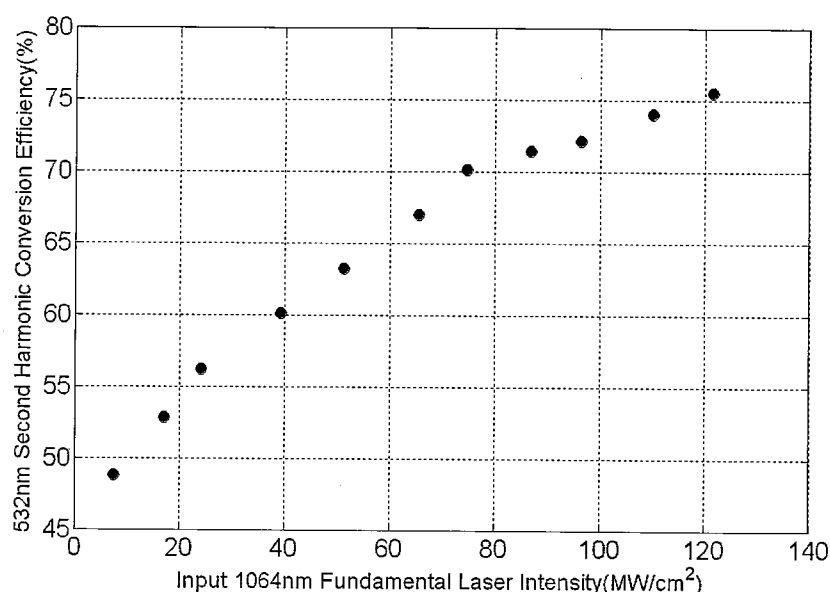


图 3.6 不同基波功率密度基波入射时经过 KTP 晶体正交频率变换后得到的 532nm 二次谐波转换效率

图 3.6 是根据实验结果计算得到的在不同的 1064nm 基波功率密度条件下的 532nm 二次谐波转换效率。由图可见，在基波功率密度 121 MW/cm^2 时获得的二次谐波转换效率达到了 75.5%。

如果把激光器的重复频率增加到 30Hz，由于激光晶体的热效应等原因，光束质量变得更差，光束发散角增加。在基波激光功率密度为 121 MW/cm^2 时，仅可以获得约 62.7% 的 532nm 二次谐波转换效率。使用 M^2 仪分析，此时的基波光束中也包含高阶横模，光束横截面内水平和竖直方向的发散角分别为 2.451 mrad 和 2.416 mrad ，其 M^2 值分别为 6.11 和 6.19。实验结果如图 3.7 所示。

比较图 3.6 和图 3.7 的结果也可以看到，含有高阶模的基波光束在倍频过程中，其二次谐波转换效率在很大程度上受到发散角的影响。发散角度越大，转换效率越低。实验中获得的结果相对于同样使用正交倍频方法的文献 [69][70][71][74][75] 所获得的二次谐波转换效率来说不高。其主要原因是虽然基波热致退偏效应很小，但是由于其质量较差（含有高阶横模，光束发散角大），且采用了简单的基波单次通过倍频晶体的结构。例如，在文献 [69]，[72] 中，基波在空间分布为接近衍射极限的高斯光束。文献 [71] 中的基波光束质量较高且四次通过晶体；文献 [70] 中的基波光束为单纵模且其空间分布为近乎平顶的光束，同时基波两次通过晶体，其倍频装置结构都比较复杂。

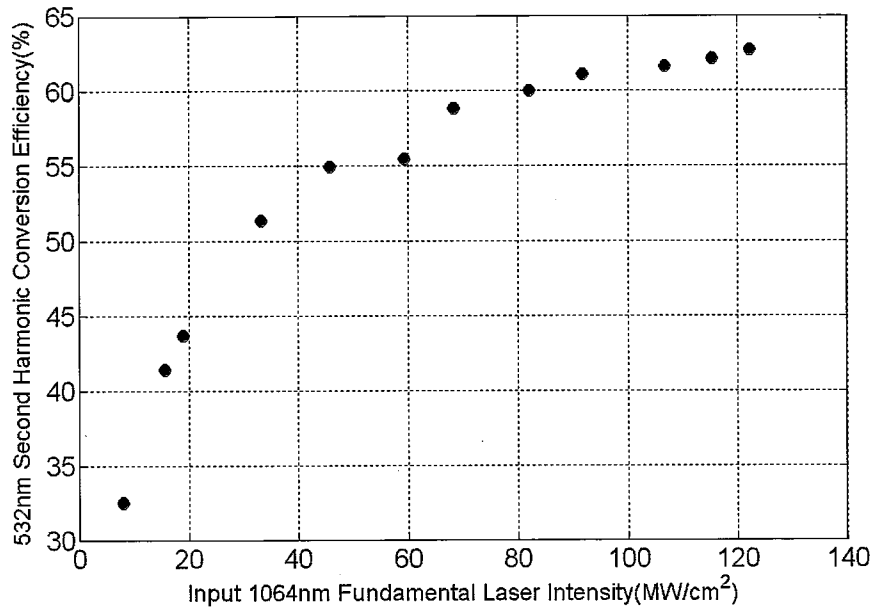


图 3.7 不同基波功率密度基波入射时经过 KTP 晶体正交频率变换后得到的 532nm 二次谐波转换效率 (基波重复频率 30Hz)

3.3 小结

对于多种横模混合的光束质量较差的 Nd:YAG 激光器输出的 1064nm 激光, 采用正交倍频的方法, 在基波单次通过 KTP 晶体时获得了较高的二次谐波转换效率。脉冲能量 125mJ, 重复频率 10Hz 的基波倍频后可得 94.6mJ 的 532nm 绿光输出; 对应于当入射的基波功率密度为 $121\text{MW}/\text{cm}^2$ 时谐波转换效率达到了 75.5%, 同时讨论了基波光束质量对于倍频效率的影响, 并进行了实验对比。这种倍频方法对于较差的基波光束质量条件下的二次谐波转换也可获得较高的效率, 同时倍频装置结构简单, 不会对激光系统的结构紧凑性有太大影响。这对于获得高效率, 高功率的全固态蓝绿激光器具有一定的参考价值。这种非线性光学频率变换的缺点是产生的二次谐波有两个正交偏振方向, 但经过适当的光路布置以及选择合适的激光偏振方向后可用作钛宝石激光器的泵浦源^[70]。同时该实验对于研制在海洋探测、水下通信等军事或者医学领域应用的高功率、小型化的全固态蓝绿激光器具具有参考意义。

4 种子注入钛宝石激光器的实验研究

在钛宝石激光器的实验研究中,比较了直线腔和四镜环形腔激光器的输出光谱、线宽、脉宽、效率、能量等特性。采用在外腔种子注入等措施获得了窄线宽的钛宝石激光输出,为下一步获得高效的蓝光激光奠定了基础。

4.1 钛宝石激光器的实验装置

4.1.1 钛宝石激光系统的基本参数

钛宝石激光系统主要由 532nm 泵浦源(Nd:YAG 激光器及其倍频晶体 KTP)和 Ti:sapphire 激光谐振腔构成。泵浦源的性能、晶体的性质以及谐振腔的参数决定了钛宝石激光器的输出特性。

4.1.1.1 泵浦源的基本参数

实验中采用最常用的 532nm 绿光泵浦钛宝石晶体。532nm 激光是通过倍频 1064nm 激光获得的,1064nm 基波由 Nd:YAG 激光振荡器加一级放大器组成,如图 4.1 所示。振荡级采用平平腔结构,LD 侧面泵浦棒状 Nd:YAG 晶体,电光调 Q 方式运转,经过放大后获得了最高输出能量 185mJ 的激光输出。在重复频率 10Hz 时使用激光光束质量分析仪对其输出的 1064nm 基波分析,光束横截面内水平和垂直方向的发散角分别为 1.621mrad 和 1.445mrad,其 M^2 值分别为 3.01 和 2.76;当激光器的重复频率为 30Hz 时,光束横截面内水平和垂直方向的发散角分别为 2.451mrad 和 2.416mrad,其 M^2 值分别为 6.11 和 6.19。

使用 KTP 晶体倍频 Nd:YAG 激光器输出的基波获得作为泵浦源的,532nm 绿光激光的主要技术指标为:

- (1)绿光(波长 532nm)单脉冲能量 110mJ;

(2) 激光脉冲重复频率 $f = 1 \sim 30 \text{ Hz}$;

(3) 激光脉冲宽度 10 ns (FWMH), 波形如图 4.2 所示。

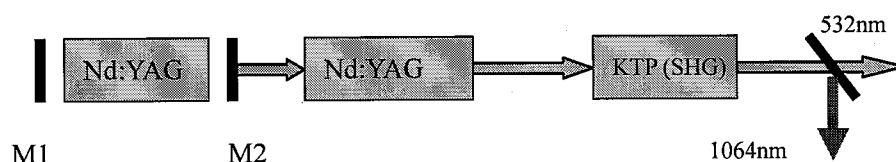


图 4.1 532nm 泵浦源系统示意图

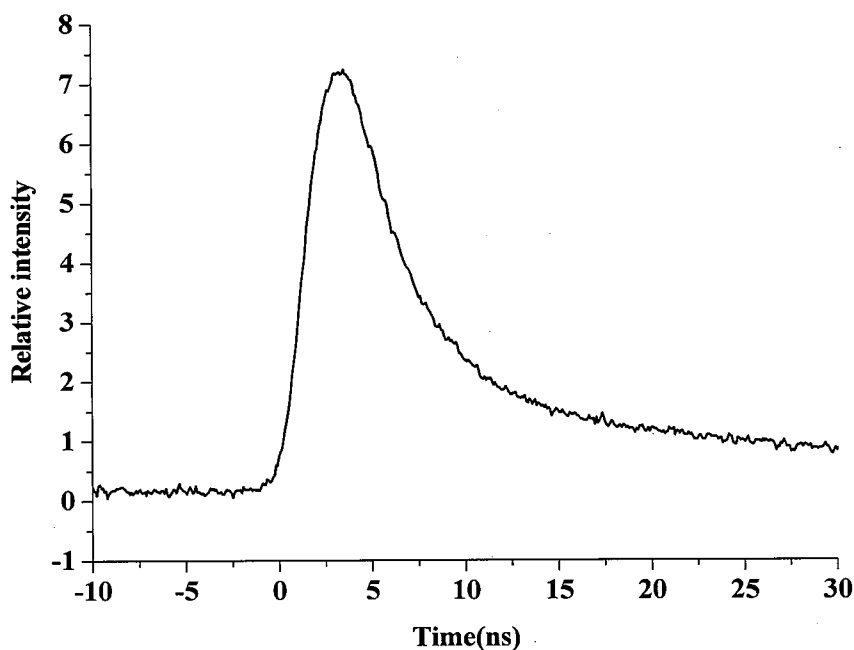


图 4.2 泵浦用 532nm 绿光脉冲波形

4.1.1.2 钛宝石晶体的参数

实验中使用的 Ti:sapphire 晶体尺寸为 $\phi 10 \times 20 \text{ mm}^3$, 其掺杂浓度 $N_0 = 3.33 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 。掺杂浓度与输出能量直接有关^[76], 一般脉冲器件选择较高浓度有利于储能, 连续器件浓度较低以获得优良的光束质量。掺杂浓度体现于吸收系数, 一般选择泵浦光透过率为 5%~10%。由于钛宝石晶体在泵浦吸收带吸收

峰处对 π 偏振光的吸收率比 σ 偏振光约大一倍，而荧光峰值处的剩余吸收又比 σ 光小一半。为提高晶体工作状态的品质因数，应使泵浦光成为线偏振光，并相对晶体取向成为 π 偏振光。为减少晶体端面上的反射损失，将所有采用的钛宝石晶体的端面加工成布儒斯特(Brewster)角，其值为 60.4° ，晶体切割方位如图 4.3 所示。

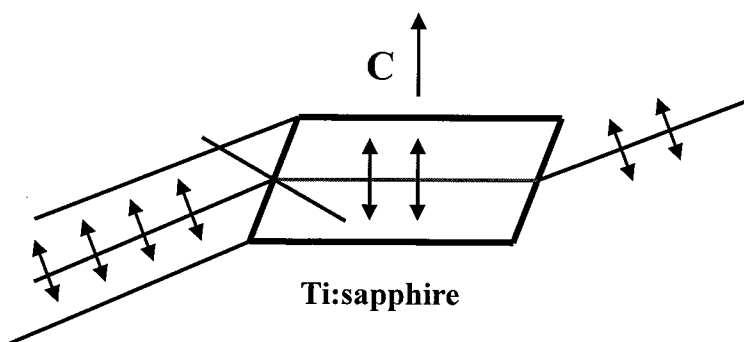


图 4.3 Ti:sapphire 晶体切割方位图

在开始研究之前，分别定义斜率效率和能量转换效率为：

斜率效率(η_{Slope})= Δ 输出能量 (Ti:sapphire laser) / Δ 泵浦能量；

能量转换效率(η_E)=输出能量 (Ti:sapphire laser) / 泵浦能量。

固体工作物质受到光泵浦时会发热使自身温度升高^[44]，荧光谱线随之加宽，量子效率降低，从而导致激光器的阈值升高和效率降低，严重时甚至产生“温度猝灭”现象；同时由于光泵浦的不均匀以及晶体冷却不均匀等原因，还会在晶体内部产生温度分布不均匀，进而导致热应力、热致应力双折射和热透镜等光学畸变。这些热效应对激光器的阈值、效率和输出光束质量影响较大。

对于钛宝石激光器来说也不例外。温度升高，钛宝石晶体荧光寿命下降，增益降低，如图 4.4 所示。因此，对于钛宝石晶体的有效的冷却对于获得高效率的激光输出十分重要。

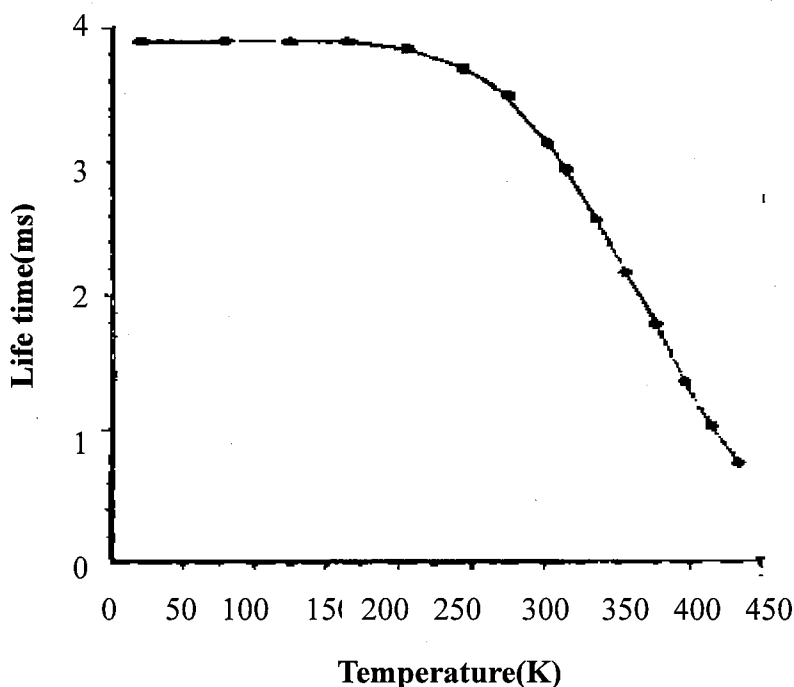


图 4.4 Ti:sapphire 上能级寿命随晶体温度的变化

实验中，将晶体固定在水冷夹具中，冷却水的温度为 20°C 。在晶体和夹具之间有一层厚度约为 0.3mm 的铜片。铜片很软，导热性能也很好，这样，既能使晶体上的热量迅速通过铜片传给晶体夹具，而且由于软的铜片与晶体之间接触极好，又能有效的防止晶体夹得太紧而破裂或者太松而滑动。整个水冷装置固定在二维调整架上，可以方便的调整晶体位置，保证晶体按照布儒斯特角入射方向及水平偏振方式放置在腔内。

4.1.1.3 泵浦光与振荡光的模体积匹配

根据分析^[77]，主要影响脉冲钛宝石激光器能量转换效率的物理机制有三类：（1）泵浦参数；（2）晶体参数；（3）谐振腔参数。泵浦源的参数是影响能量转换效率的外因，而晶体参数和谐振腔参数是决定能量转换效率的内因。这些问题在实验中需要加以注意。

另外在实验中光路布置时需要尤其注意的问题是泵浦光模式及其与振荡光的模式匹配问题。关于泵浦光模式对振荡光的影响^[78]，已经有很多相关的研究。在纵向泵浦的钛宝石激光器中，泵浦源的横模特性对于保证器件高效，稳定运转具有重要意义，这一点对于其它的纵向泵浦固体激光器也是一样的。通常用来泵

浦钛宝石晶体的激光并不是基模，这对于钛宝石激光器的运转产生一定的影响。泵浦源的横模特性是决定钛宝石激光器效率的一个关键因素，其影响主要表现在多横模的泵浦光束会使得激光器件效率明显降低，输出特性变坏。在泵浦模式不好的情况下，泵浦镜焦距的选择特别重要，合适的短焦距值会使器件效率有明显的提高。

泵浦光和振荡光的模体积匹配^[38]也是值得注意的一个问题。这里的模体积匹配是指在晶体内部，泵浦光与振荡光的模体积完全重合时，可以最大限度的利用泵浦光，提高泵浦效率。但是对于近轴泵浦的钛宝石激光器来说，由于泵浦光和振荡光之间有一个很小的角度，所以很难做到完全重合，如图 4.5 所示。此外由于泵浦光和振荡光束腰大小不同，也会影响匹配。这里我们假设泵浦光和振荡光束腰相等，而且在晶体内部不变，两束光之间的夹角为 θ ，来计算一下偏角 θ 和模体积重合度的关系。晶体长度为 l ，泵浦光束腰半径为 ω_L 。

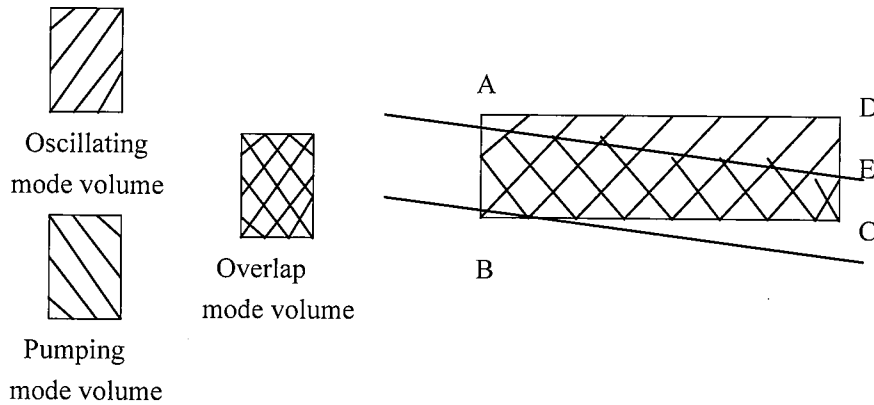


图 4.5 泵浦光与振荡光模体积匹配示意图

由上面的剖面示意图，利用几何关系很容易得到振荡光在晶体内的体积为：

$$V_L = \pi \omega_L^2 l \quad (4-1)$$

泵浦光与振荡光重合部分的体积为：

$$V_{pL} = \pi \left(\frac{4\omega_L - l \tan \theta}{4} \right)^2 l \quad (4-2)$$

定义重合度：

$$\gamma = \frac{V_{pL}}{V_L} = \frac{(4\omega_L - l \tan \theta)^2}{16\omega_L^2} \quad (4-3)$$

通过计算得到以下结论：

(1) 以振荡光为基准, 泵浦光的偏角要尽量小, 偏角大 1° , 模体积的不重合度下降 8% 以上, 从而使效率大大降低, 见表 4.1。计算中选取 $\omega = 1.5\text{mm}$, $l = 20\text{mm}$ 。可见, 当偏角为 5° 时, 有近一半的泵浦光的不到利用。

表 4.1 模体积重合度与泵浦光偏角的关系

偏角($^\circ$)	0	1	2	3	4	5
重合度(γ)	1	0.8870	0.7807	0.6811	0.5882	0.5018

(2) 晶体的长度越短, 偏角的影响越小, 见图 4.6。计算中取 $\omega = 1.5\text{mm}$ 。

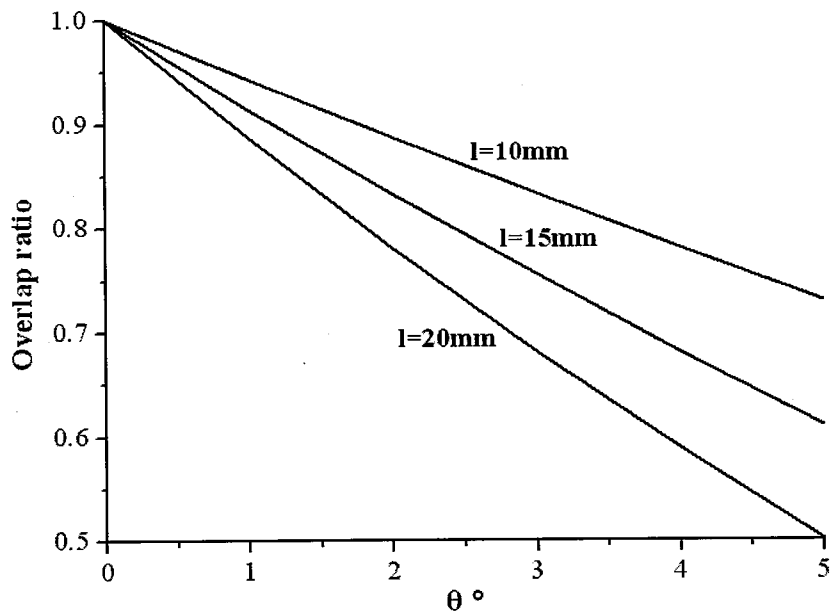


图 4.6 不同晶体长度时, 模体积重合度随偏角的变化

(3) 泵浦光的光斑半径越大, 偏角的影响越小, 见图 4.7。计算中取 $l = 20\text{mm}$

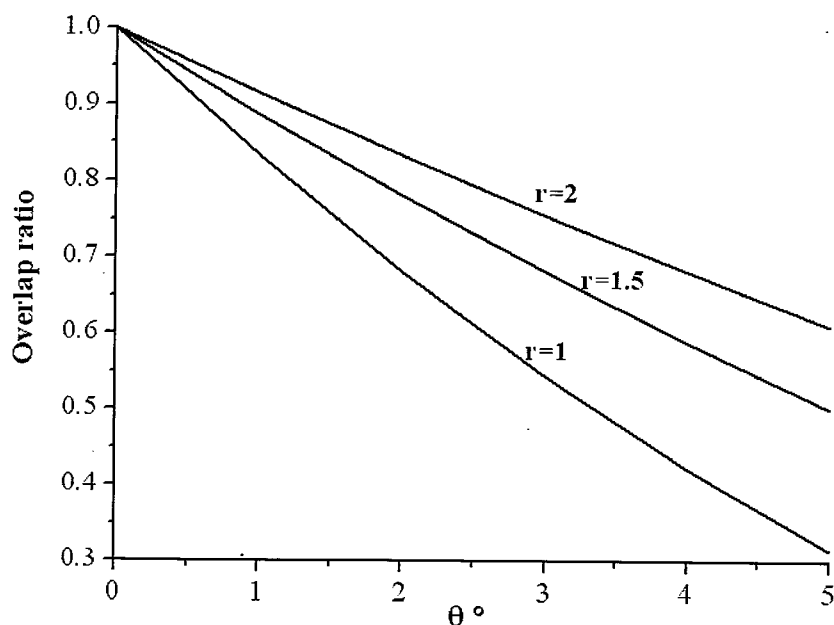


图 4.7 不同光斑大小时，模体积重合度随偏角的变化

可见，偏角对激光能否振荡以及泵浦光的利用率是很关键的一个因素，在调整光路时一定要注意尽量使泵浦光与振荡光在晶体内重合。在晶体长度一定的情况下，使泵浦光斑半径大一些，可以少为降低对光路调整的要求。根据晶体的色散方程^[79]，经过计算可以得到，在我们的实验中，振荡光（910nm）与泵浦光的夹角（532nm）应为 0.82° ，如图 4.8。在光路调整中，注意泵浦光与振荡光分开合适的角度，能够提高泵浦光与振荡光的重合度，从而使钛宝石激光系统的能量转换效率得到保证。但同时应该注意保证夹角不能太大，保证较高的泵浦光与振荡光的模体积重合度。

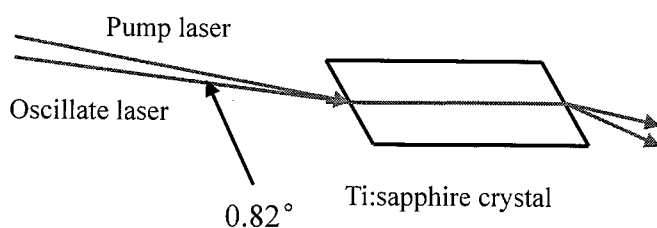


图 4.8 泵浦光和振荡光相对位置

4.1.2 脉冲钛宝石激光器动力学方程及输出特性模拟

如第二章所述, 对钛宝石晶体能级和光谱研究结果证实: 其能级可近似为四能级系统, 其中受激发射产生于 $E_3 \rightarrow E_2$ 能级之间, 并且由于声子驰豫过程造成的无辐射跃迁几率很大, 使得 $n_2 \approx n_4 \approx 0$ 。

设 n_i ($i=1, 2, 3, 4$) 为各相应能级的粒子数密度, Φ 为谐振腔内各模式光子数密度的总和。多模振荡的速率方程为^[44]:

$$\begin{aligned}\frac{d\phi}{dt} &= (n_3 - n_2)\sigma\nu\frac{l}{L}\phi - \frac{1}{\tau_R}\phi \\ \frac{dn_4}{dt} &= n_1W_{14} - n_4S_{43}/\eta_1 \\ \frac{dn_3}{dt} &= -(n_3 - n_2)\sigma\nu\phi - n_4S_{43}/\eta_2 + n_1S_{43} \\ \frac{dn_1}{dt}n_2S_{21} &= n_1W\end{aligned}\quad (4-4)$$

式中, $\eta_1 = S_{43}/(S_{43} + A_{41})$ 为 E_4 能级向 E_3 能级跃迁的量子效率, $\eta_2 = A_{32}/(S_{32} + A_{32})$ 为 E_3 能级向 E_2 能级跃迁的荧光效率。由于 $E_4 \rightarrow E_3$ 声子驰豫过程很快, $S_{43} \gg A_{41}$, 故可设 $\eta_1 = 1$; 而 S_{32} 一般远小于 A_{32} , 同样设 $\eta_2 = 1$ 。 $\sigma = \sigma_{32}$ 为荧光中心波长的发射截面, ν 为介质中的光速, l 为介质长度, L 为谐振腔长度, τ_R 为由损耗决定的光子寿命。因 $n_4 \approx n_2 \approx 0$, 则 $\Delta n = n_3 - n_2 \approx n_3 \equiv n$, 且由 $dn_4/dt = 0$, 得 $n_4S_{43} = n_1W_{14} \equiv W_p$, W_p 为泵浦速率。将自发辐射寿命 $\tau_0 = 1/A_{32}$ 及以上关系代入上述速率方程, 得:

$$\frac{dN}{dt} = W_p - \sigma\nu\phi N - N/\tau_0 \quad (4-5)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \sigma\nu\frac{l}{L}N\phi - \frac{1}{\tau_R}\phi \quad (4-6)$$

设 N_0 为钛宝石 Ti^{3+} 的掺杂浓度, 将 N , ϕ , W_p 归一化, 即 $n = N/N_0$, $\varphi = \phi/N_0$, $w_p = W_p/N_0$, 可得到归一化的四能级激光速率方程:

$$\frac{dn}{dt} = w_p - \sigma\nu\phi N_0 n - n/\tau_0 \quad (4-7)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \sigma v \frac{l}{L} N_0 n \phi - \frac{1}{\tau_R} \phi \quad (4-8)$$

式中, n 为归一化的反转粒子数密度, ϕ 为归一化的光子密度, w_p 为归一化的泵浦光强, c 为光在介质内的传播速度, L 为腔长, l 为晶体的长度, τ_R 为光子在腔内的寿命, τ_0 为自发辐射的寿命。

通过大量实验和理论分析可以证明调 Q 激光器泵浦的脉冲钛宝石激光器有如下的动力学特性^[38]:

- (1) 激光的输出脉冲宽度与泵浦强度与阈值之比成反比, 泵浦强度与阈值之比越高, 脉冲宽度越窄;
- (2) 脉冲建立时间随泵浦强度与阈值之比成反比, 该比值越大, 脉冲建立时间越短; 也就是泵浦强度与阈值之比越小, 脉冲建立时间越长, 输出延时越长;
- (4) 泵浦脉冲宽度和形状对输出脉冲宽度和形状无影响;
- (5) 腔长越短, 输出脉冲宽度越窄, 脉冲建立时间越短。

增益开关型激光器的输出脉冲宽度, 确实与泵浦光脉宽无关, 应由泵浦水平和腔长 (严格说应为光子寿命) 所决定, 而与泵浦脉宽无关。分析表明, 对于甚短腔长和高损耗的激光器, 在高泵浦水平时, 可以获得 1ns 左右的短脉冲。

经过计算, 综合考虑泵浦能量输出脉宽限制等实际情况, 在实验中所选取的两镜线性谐振腔参数为: 腔长 $l = 30\text{cm}$, 腔内单程损耗 $\alpha = 7\%$, 输出镜率 $T_1 = 10\%$, 全反镜 $T_2 = 0\%$, 往返损耗可以表示为 $2\delta = 2\alpha - \ln(1 - T_1) = 0.2019$, 光子寿命 $\tau_R = 2L/(c \cdot 2\delta) = 9.9\text{ns}$ 。工作物质参数: 晶体长度 $l = 2\text{cm}$, 掺杂浓度 $N_0 = 3.33 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$, 激光上能级寿命 $\tau_0 = 3.2\mu\text{s}$, 910nm 处的发射截面

$\sigma = 1.25 \times 10^{-19} \text{cm}^2$ 。归一化阈值反转粒子数密度计算式 $n_t = \frac{\delta}{\sigma l} \frac{1}{N_0} = 0.027$, 相当

于反转粒子数密度 $N_0 n_t = 7.992 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$, 单位体积工作物质需吸收泵浦光能量 $N_0 n_t h\nu = 0.179 \text{J/cm}^3$ 。假设晶体各点光斑大小一致, 直径为 0.2cm 。

泵浦波形为高斯型, 脉冲形式为:

$$\omega_p(t) = \frac{2E_p}{\sqrt{2\pi\Delta t} h\nu N_0 \pi r^2} (1 - \exp(-\alpha_p l)) \exp\left(\frac{-2t^2}{\Delta t^2}\right) = \frac{2bn_t}{\sqrt{2\pi\Delta t}} \exp\left(\frac{-2t^2}{\Delta t^2}\right) \quad (4-9)$$

其中 b = 泵浦能量/阈值能量, 泵浦能量为 110mJ 时, 计算得到 $b = 10.185$;

$\Delta t = 10\text{ns}$ ，为泵浦脉宽。同时假设了初始归一化光子数密度为 10^{-19} 。根据实验选取的实验参数，结合动力学方程，得到泵浦脉冲和输出脉冲的关系如图 4.9。这种情况下的输出脉宽约为 20ns ，符合差分吸收雷达以及激光通信的要求，输出脉冲相对于泵浦脉冲的延时大约 60ns 。

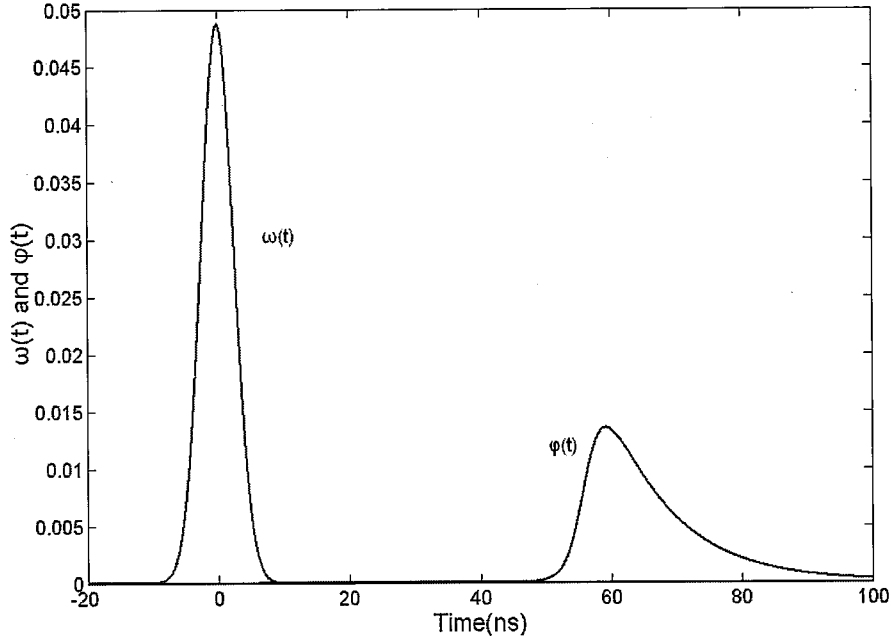


图 4.9 两镜腔钛宝石激光器泵浦脉冲与振荡脉冲的延时情况

考虑到实际的光路布置情况，经过反复计算，选取了实验中四镜环形腔中参数为：腔长 $l = 77.0\text{cm}$ ，腔内单程损耗 $\alpha = 20\%$ ，输出镜透过率 $T_1 = 6\%$ ，全反镜 $T_2 = 0\%$ ，往返损耗 $2\delta = 2\alpha - \ln(1 - T_1) = 0.5278$ ，光子寿命 $\tau_R = 2L/(c \cdot 2\delta) = 9.73\text{ns}$ 。工作物质参数：长度 $l = 2\text{cm}$ ，掺杂浓度 $N_0 = 3.33 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$ ，激光上能级寿命 $\tau_0 = 3.2\mu\text{s}$ ， 910nm 处的发射截面

$\sigma = 1.25 \times 10^{-19}\text{cm}^2$ 。归一化阈值反转粒子数密度 $n_t = \frac{\delta}{\sigma l} \frac{1}{N_0} = 0.071$ ，相当于反转

粒子数密度 $N_0 n_t = 23.643 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$ ，单位体积工作物质需吸收泵浦光能量

$N_0 n_t h\nu = 0.468\text{J/cm}^{-3}$ 。假设晶体各点光斑大小一致，直径为 0.2cm 。

泵浦波形为高斯型，脉冲形势为：

$$\omega_p(t) = \frac{2E_p}{\sqrt{2\pi}\Delta t h\nu N_0 \pi r^2} (1 - \exp(-\alpha_p l)) \exp\left(-\frac{2t^2}{\Delta t^2}\right) = \frac{2bn_t}{\sqrt{2\pi}\Delta t} \exp\left(-\frac{2t^2}{\Delta t^2}\right) \quad (4-10)$$

其中 $b = \text{泵浦能量}/\text{阈值能量}$ ，泵浦能量为 110mJ 时，计算得到 $b = 3.9$ ； $\Delta t = 10\text{ns}$ ，为泵浦脉宽。同时假设了初始归一化光子数密度为 10^{-19} 。根据实验中选取的实验参数，结合动力学方程，得到泵浦脉冲和输出脉冲的关系如图 4.10。另外，根据不同的谐振腔以及泵浦源参数可以计算各种情况下的激光器输出特性，为设计不同要求的激光器提供参考。在现行参数下，四镜环形腔的输出脉宽约为 40ns ，输出脉冲相对于泵浦脉冲的延时大约 120ns 。环形腔脉宽较宽原因是其阈值高，泵浦强度与阈值之比较小，且腔长较长。

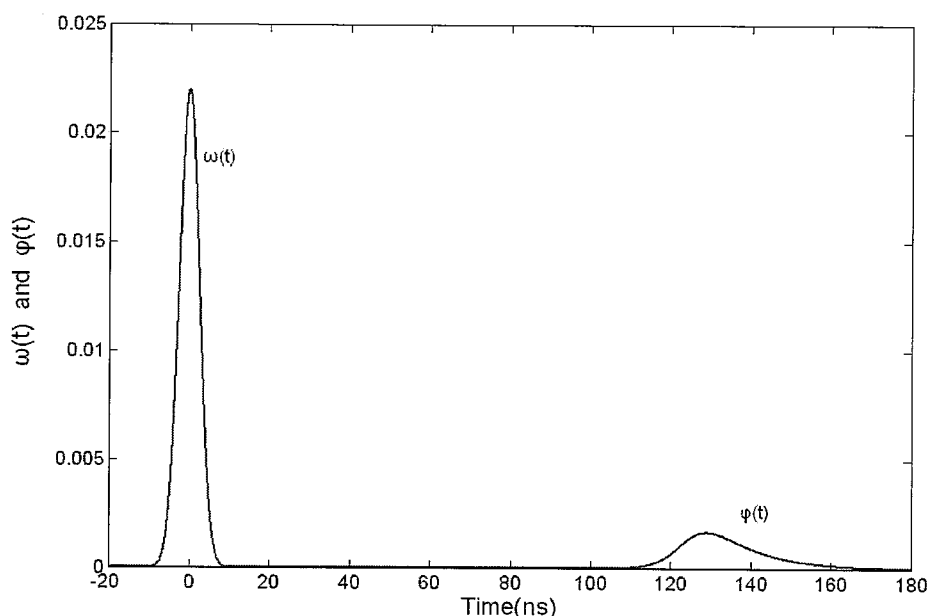


图 4.10 四镜环形腔钛宝石激光器泵浦脉冲与振荡脉冲的延时情况

4.2 种子激光器及其性能指标

种子注入已经成为对钛宝石激光器以及其它宽带激光输出进行线宽压窄以及选择特定波长的最佳方式^{[64], [79], [80]-[85]}，也是本文的主要研究内容之一。本节简要叙述了实验中采用的种子激光器的时间光谱特性以及光隔离器的构成和其相关参数。

4.2.1 种子激光器的时间光谱特性

在我们进行的实验中选用外腔激光二极管作为种子光源。外腔激光二极管利用光栅选模技术,使得激光器运转在单模状态。一般激光二极管的线宽在 100 MHz,通过外腔选模后可以达到 5MHz。种子激光器采用德国 TOPTICA 的 DL100 外腔连续激光二极管及其控制系统,图 4.11 为 DL100 的光路图。通过 18001/mm 的光栅,该激光器的各项参数如下表,输出功率可达到 100mW,表 4.2 列出了种子激光器的各项性能参数。

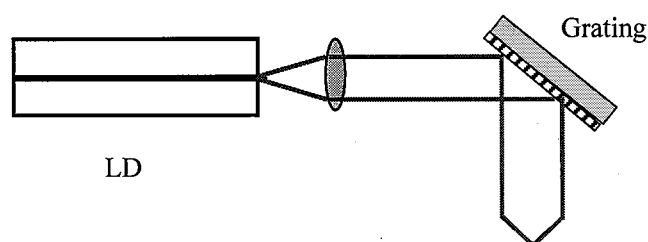


图 4.11 种子激光器的光路安排 (Littrow)

表 4.2 种子激光器的性能指标

Factory Settings:	Set Power:	89.0mW
	Set Current:	163mA
	Set Temperature:	20.0°C
	Mode Hop Free Tuning:	18GHz
	Scan Amplitude:	53V
	Scan Offset:	71V
	Linewidth	5MHz
Maximum Values:	Maximum Power:	105.4mW
	Maximum Current:	184mA
	Maximum Voltage:	1.94V

为了确认种子激光器运转在单模状态,采用 TOPTICA 的扫描控制系统扫描电流,通过 FP 干涉仪来检测激光模式。图 4.12 为种子激光器的输出模式,可以看出激光器为单纵模运转。

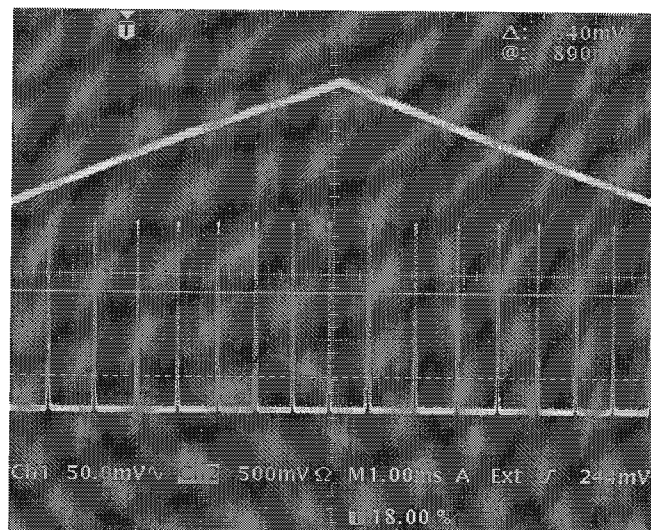


图 4.12 种子激光器的输出模式

4.2.2 光隔离器的构成

光隔离器采用了三个立方偏振棱镜 (PBS) 和北京物科光电技术有限公司生产的两个法拉第旋转器构成。法拉第旋转器的技术指标如下表 4.3。三个立方偏振棱镜镀膜以后与法拉第旋转器共同构成光隔离器,结构如图 4.13。偏振立体分光镜可将随机偏振光分为两束正交的线偏振光—S 线偏光以 90 度角反射而 P 线偏光则会透射。每个分光镜由一对高精度的直角棱镜胶合构成,并在其中一棱镜的斜面镀有金属介质膜。

表 4.3 法拉第旋光器的技术指标

Aperature:	6mm	Wavelength:	910nm
Extinction:	$\geq 30\text{dB}$	Transimission:	$\approx 97\%$
Rotation angle:	$45^\circ \pm 1$	Dimensions:	$50 \times 50 \times 75 \text{ mm}$
Weight:	1.08Kg		

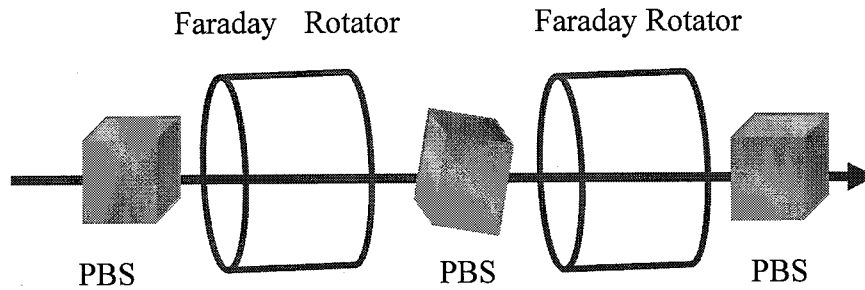


图 4.13 法拉第隔离器的结构示意图

4.3 直线腔钛宝石激光器实验研究

4.3.1 直腔钛宝石激光器实验研究

根据前面对谐振腔增益波导效应的介绍以及分析计算, 采用两平面腔镜组成的谐振腔, 如图 4.14 所示。

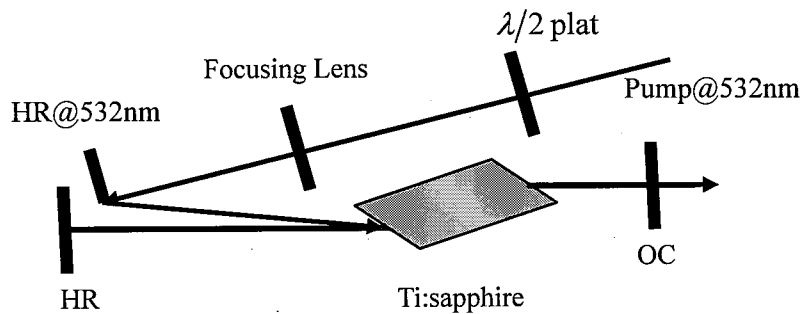


图 4.14 直腔钛宝石激光器示意图

泵浦光通过 $\lambda/2$ 波片将偏振方向调整到适合晶体吸收的状态, 通过焦距 $f = 618\text{mm}$ 的聚焦镜汇聚后由全反镜反射以合适的角度和高度进入晶体。后腔镜与晶体保持适当的距离, 保证泵浦光与振荡光分开足够的距离, 保证 532nm 全

反镜不会阻碍振荡光。这样泵浦光不必通过腔镜，避免了腔镜膜层由于泵浦光能量密度过高造成的损坏。同时晶体不能位于焦点，以免由于泵浦光功率密度过高造成晶体的损坏。钛宝石晶体放在通水的铜质热沉中实现冷却。后腔镜(OC)镀 750~850nm 增透以及 905~915nm 高反膜，用以抑制钛宝石高增益波段的起振。输出腔镜(HR)镀 750~850nm 增透以及 905~915nm 合适透过率的双色膜。

根据计算，实验中采用了 10%，20%和 30%三种不同输出耦合率的输出腔镜。由于腔镜镀膜在 850nm 到 905nm 波段有一定的反射率和透过率（约为 50%），而且该波段的增益较高（相对于要获得的 910nm 波段），因此在不采取模式选择措施的时候获得的激光输出中心波段在 895nm 附近。

实验得到，腔镜输出率为 10%，20%和 30%时钛宝石激光器的阈值分别为 9.8mJ，22.6mJ 和 29mJ；同时，不同泵浦能量时对应的输出能量如图 4.15 所示。可见，使用耦合输出率 10%的腔镜最佳，可以获得最高效率的激光输出。在最高泵浦能量 110mJ 时，钛宝石激光输出 21.74mJ，效率为 19.8%，脉宽 20ns，泵浦能量越低，输出脉宽越宽。图 4.16 为使用光谱仪监测得到的输出光谱图，其全宽约为 20nm。

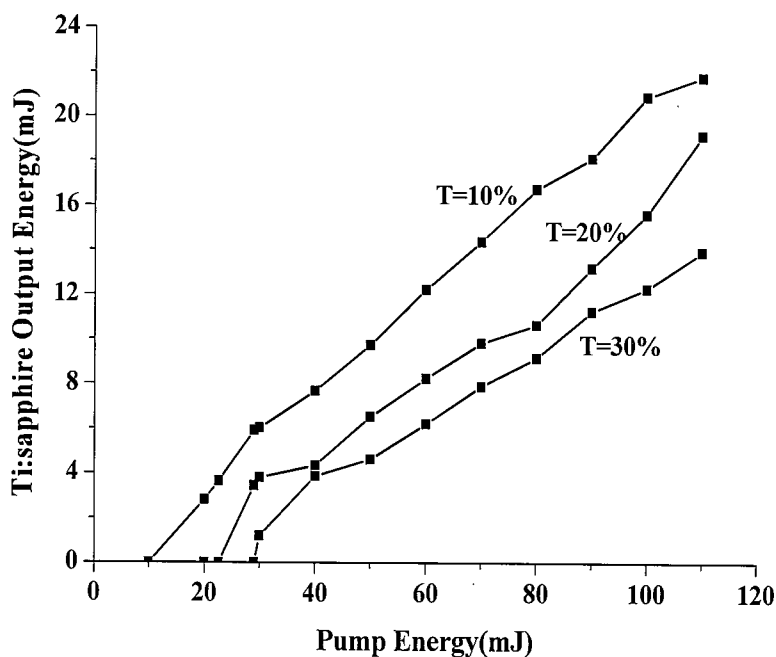


图 4.15 不同耦合输出率的钛宝石激光器对应的输出能量

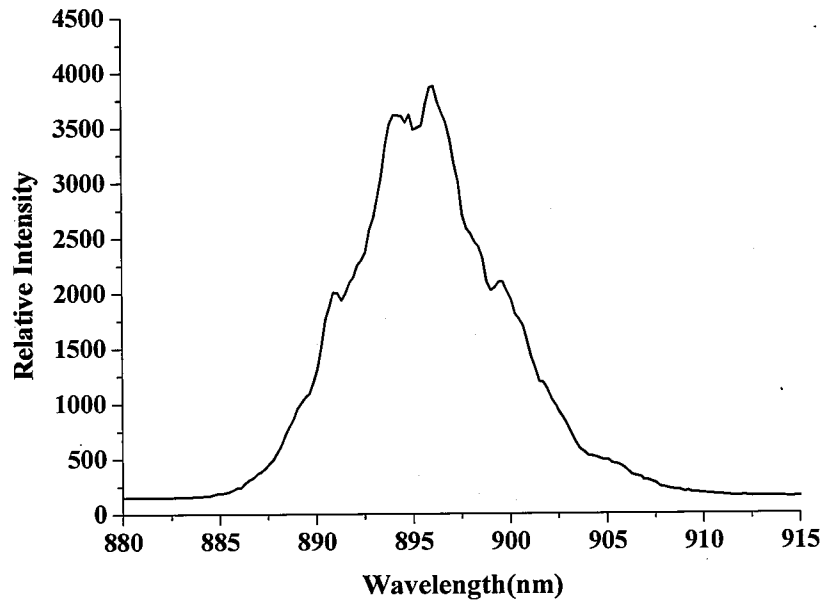
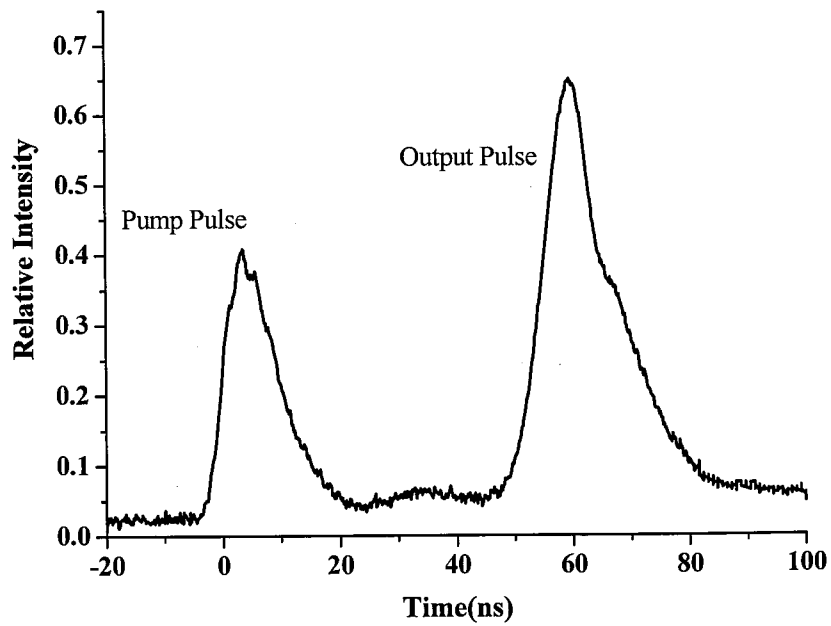
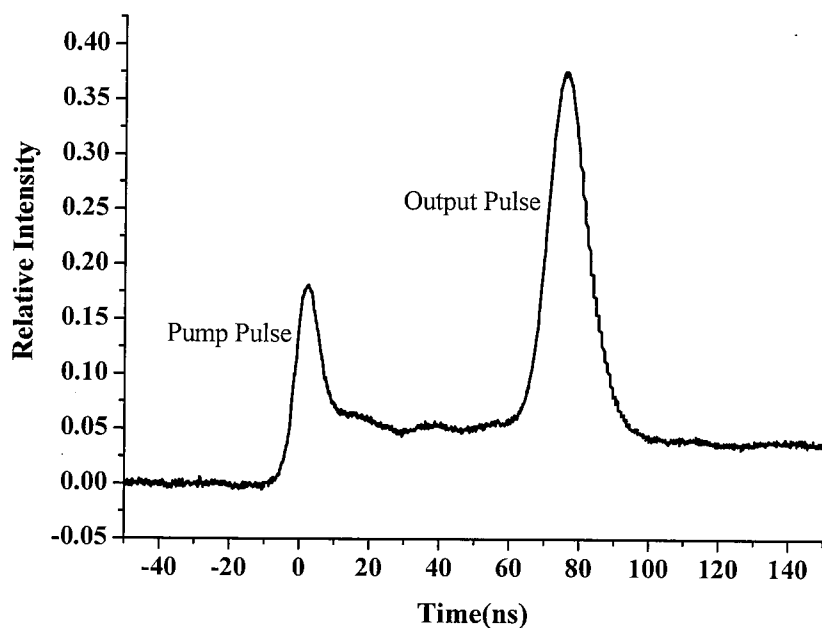


图 4.16 直腔钛宝石激光器的输出光谱

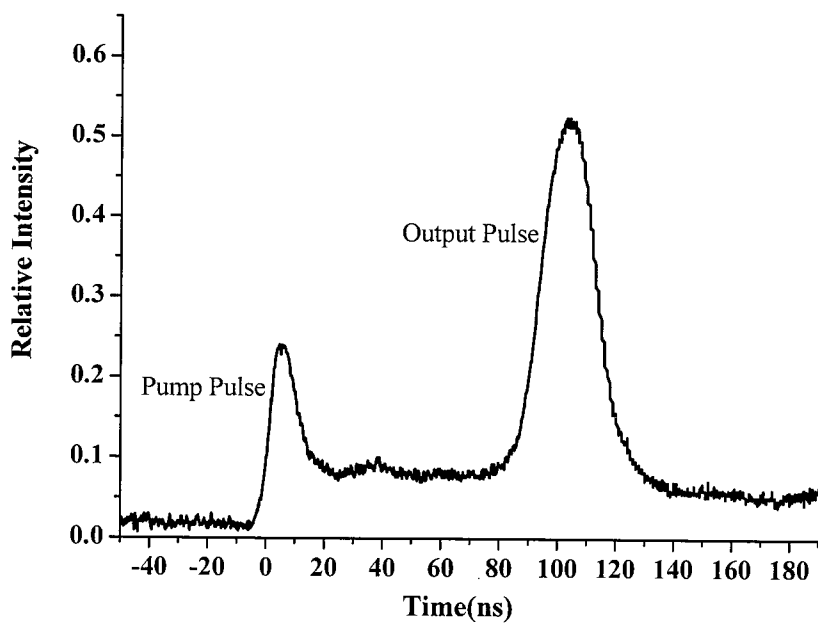
同时使用示波器检测到输出脉冲相对于振荡脉冲的延时。此时输出激光脉宽约 20ns，与前面计算的结果基本相符合。不同输出透过率腔镜的谐振腔，其脉冲延时情况略有差别，如图 4.17 所示，大约为 60ns，80ns 和 100ns。



(a)



(b)



(c)

图 4.17 不同输出耦合率的直腔钛宝石激光器输出脉冲情况
(a) $T=10\%$ (b) $T=20\%$ (c) $T=30\%$

4.3.2 种子注入钛宝石激光器的实验研究

为了实现初步压窄线宽和选模的目的,在腔内插入两个布儒斯特角放置的双折射滤光片(BF)作为色散元件^{[86]-[90]}。双折射滤光片具有插入损耗小、抗损伤阈值高、操作方便等特点,可以进行粗略的模式选择以及线宽压窄。在腔内插入两片双折射滤光片后可以获得910nm钛宝石激光输出,线宽也得到了有效的压窄,约为1.5nm,如图4.18。同时,腔内插入的两片双折射滤光片引入的损耗较大,使得激光输出效率很低。

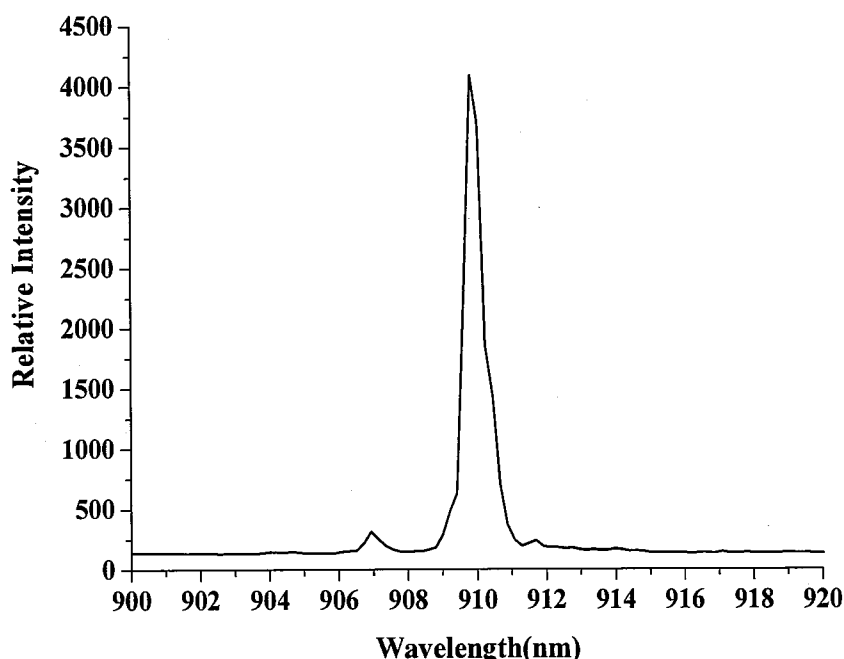


图 4.18 腔内有两片双折射滤光片的直腔钛宝石激光器的输出光谱

通过实验,在腔内插入一片双折射滤光片以后,进行初步的模式选择和线宽压窄,结合外腔种子注入可实现单纵模的钛宝石激光输出。种子注入钛宝石激光系统如图4.19所示。LD种子激光器输出的单纵模种子光首先经过法拉第隔离器,保证种子光通过而反向激光被隔离无法通过,以免种子激光器被损坏。然后种子激光经过两个透镜整形后从后腔镜注入到腔内,而且此时采用的后腔镜镀膜不再是对于910nm激光的全反,而是约有1%的透过率。通过前面的实验确定采用10%透过率的耦合输出腔镜较为合适。

种子注入后,钛宝石激光器实现了窄线宽激光输出,光谱仪监测到的910nm激光光谱如图4.20所示。空腔以及种子注入前后的能量比较如图4.21所示,可见

种子注入时，由于双折射滤光片等的损耗，输出单模910nm激光能量较之空腔振荡时下降很多：泵浦能量110mJ时，输出激光仅为11.73mJ，效率为10.7%。

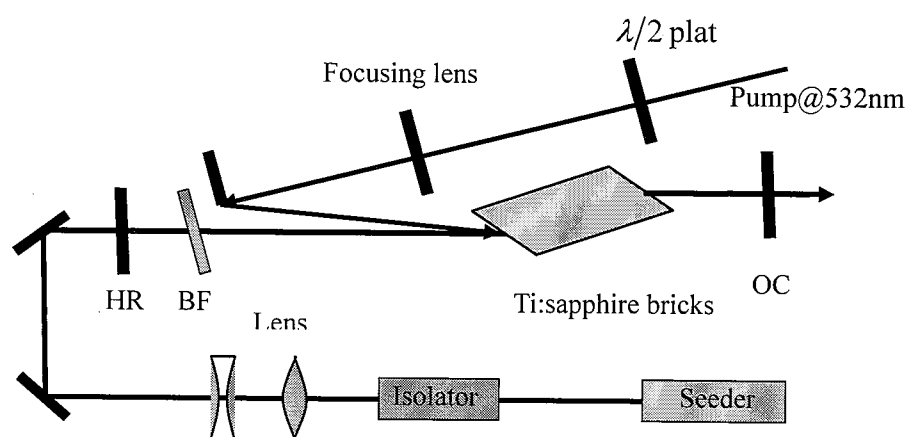


图 4.19 种子注入的直腔钛宝石激光器结构示意图

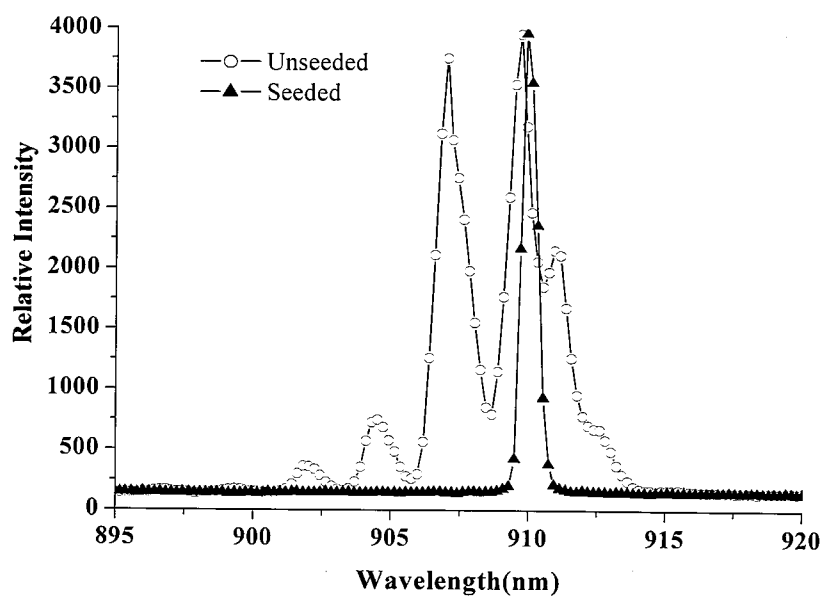


图 4.20 种子注入前后直腔钛宝石激光器的输出光谱

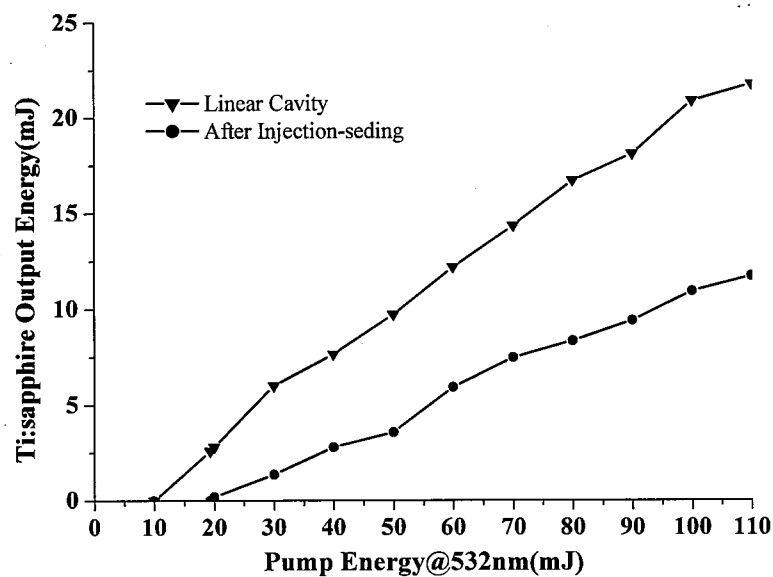
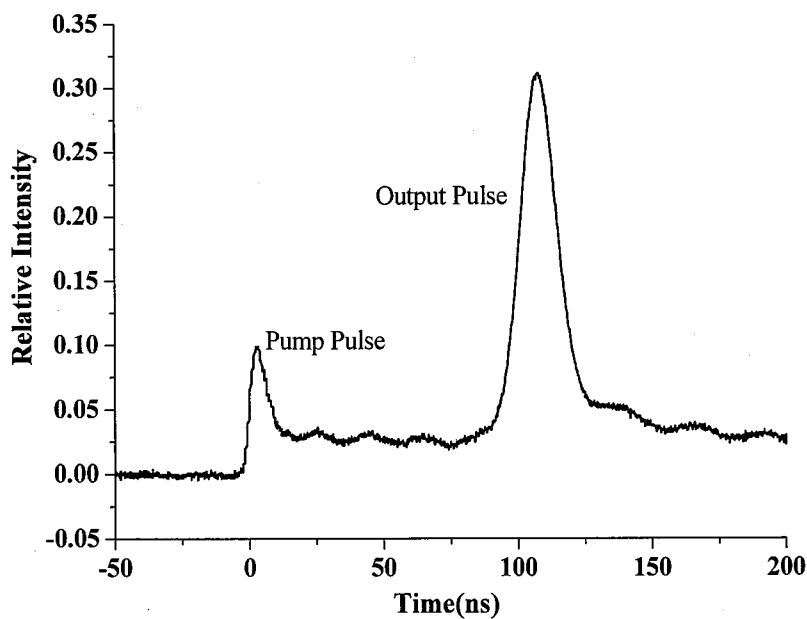
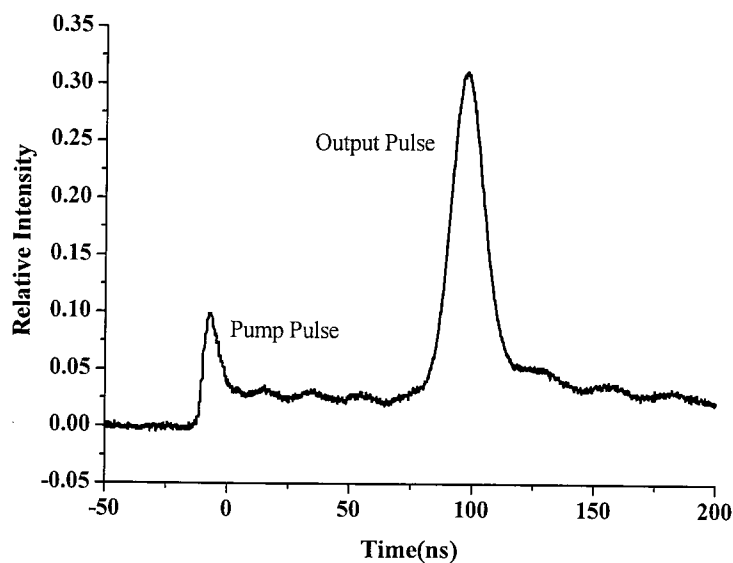


图 4.21 种子注入前后直腔钛宝石激光器输出能量比较

使用示波器可以检测到种子注入前后泵浦和输出脉冲之间延时情况的变化, 如图4.22所示, 种子注入前(腔内有一片双折射滤光片)输出脉冲相对泵浦脉冲的延时约110ns, 种子注入后成为约100ns。



(a)



(b)

图 4.22 种子注入前后直腔钛宝石激光器输出脉冲的时间特性比较

(a) 种子注入前 (b) 种子注入后

4.4 环形腔钛宝石激光器实验研究

相对于线性腔, 环形腔激光器具有输出激光线宽易于压窄、种子注入方便以及稳定性高等优点。本节简要介绍了环形腔激光器的相关原理以及应用于钛宝石激光器的实验结果。

4.4.1 环形腔理论

环形腔激光器的谐振腔可以由三个或者三个以上的反射镜构成, 并能够提供多边形往返振荡回路。当环形腔的几何参数(镜面曲率半径, 间距等)满足一定条件时, 光束可在腔内往返足够的次数而不会横向偏折出腔外, 此时可称环形腔处于稳定工作状态。环形激光器腔中的模式是成对的, 即若在腔内存在一个顺时针方向的行波模, 则可以同时存在一个与之对应的逆时针方向的行波模。由于顺逆两个方向行波的叠加一般不能形成驻波, 在环形激光器的反射镜面处两列相反方向的行波不再叠加形成波节, 所以反射镜面上的场不恒为零。

环形腔激光器中, 顺时针方向传播和逆时针方向传播的两列行波的振幅、频率和位相可能互不相关, 而整个腔内的场则为这两列行波的叠加。若用 E_+ 、 ω_+ 、 ϕ_+ 、 E_- 、 ω_- 、 ϕ_- 分别表示沿顺时针方向传播的行波的振幅、频率、位相和沿逆时针方向传播的行波的振幅、频率、位相, 则环型腔激光器的腔内电场可以表示为^{[91]-[95]}:

$$E(z, t) = \frac{1}{2} \sum_n \{ E_{+n} \exp[-i(\omega_{+n}t + \phi_{+n} - k_{+n}z)] + E_{-n} \exp[-i(\omega_{-n}t + \phi_{-n} - k_{-n}z)] \} + c.c. \quad (4-11)$$

式中 E_{+n} 、 ϕ_{+n} 、 E_{-n} 、 ϕ_{-n} 与驻波型激光器一样, 均为时间 t 的缓变函数, z 是描述腔内场位置的坐标, 其坐标轴的方向与逆时针行波的传播方向一致。

腔内的电场必将引起介质的极化, 极化强度可以写成与电场相应的形式。即:

$$P(z, t) = \frac{1}{2} \sum_n \{ P_{+n}(t) \exp[-i(\omega_{+n}t + \phi_{+n} - k_{+n}z)] + P_{-n}(t) \exp[-i(\omega_{-n}t + \phi_{-n} - k_{-n}z)] \} + c.c. \quad (4-12)$$

式中 $P_{+n}(t)$ 、 $P_{-n}(t)$ 是复极化强度, 也是时间 t 的缓变函数。

在环形腔激光器中, 两个相反方向传播的波是独立的, 其振幅、位相、频率均相互无关, 一般不形成驻波。由于在其增益曲线上的烧孔不是成对出现, 所以单模输出功率相对于频率的曲线上不出现兰姆凹陷。当环形腔激光器绕着垂直于光路平面的一个轴转动时, 两列行波谐振频率发生符号相反的频移。若转动是顺时针的, 则使顺时针方向的行波频率发生向下的多普勒移动, 而使逆时针方向的行波频率发生向上的多普勒移动, 两列行波之间的拍频与转动角速度成正比。

与直腔激光器相比, 环形腔激光器的行波运转方式可以抑制空间烧孔效应, 使得激光介质的增益更加均匀。这充分增加了相邻纵模之间的模式竞争, 使得泵浦在超过阈值很多的情况下仍然能够保持激光器的单频运转。对于使用宽带可调谐工作物质的激光器, 采用环形腔时, 其线宽易于压窄、种子注入方便以及稳定性高等优点。这有利于获得高效率, 窄线宽, 高光束质量的激光。国内外已经有很多关于环形腔钛宝石激光器的研究报道^{[96], [101]}。

4.4.2 环形腔钛宝石激光器实验研究

脉冲钛宝石激光器是一种高增益激光器, 腔损耗的大小在设计中可不予考虑, 主要问题在于尽可能获得大的模体积并与泵浦光实现模式匹配, 根据钛宝石

晶体的增益波导效应，实验中仍然使用平平腔结构获以得大的基模体积，保证高效的激光输出。为抑制空间烧孔效应，获得窄线宽的单纵模激光，本实验中采用了四镜环形腔结构，通过在环形腔中插入双折射滤光片或采用外腔种子注入的方式获得窄线宽的单纵模输出并实现行波运转。

实验中建立的四镜环形腔如图 4.23 所示，考虑到输出脉宽以及泵浦阈值随腔长增加而增加，因此在现有条件下，尽量缩短腔长（约 700mm）。M1、M2、M3 和 M4 是环形谐振腔的四个平面腔镜，均按照相应的角度镀有 750nm~850nm 高透膜和 905nm~915nm 高反膜。M4 作为输出腔镜，镀有 750nm~850nm 高透膜和 905nm~915nm 透过率 6% 的膜层。

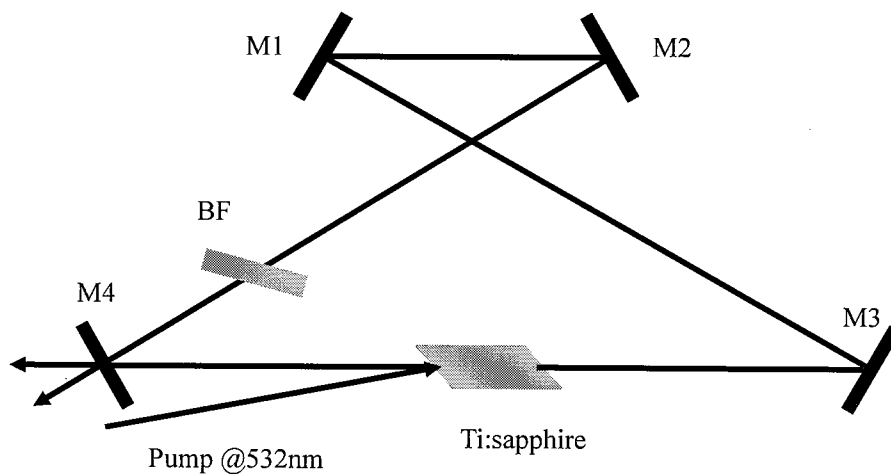


图 4.23 四镜环形腔钛宝石激光器的构成

仍然使用上述泵浦直线腔所用的 532nm 泵浦源。同样，由于所镀膜系在 850nm~900nm 处于过渡段，既有一定的反射率又有一定的透过率，而且该波段的增益相对于 910nm 处要高，因此，当不采取模式选择措施的时候，激光器输出波段位于 890nm 附近。

在腔内插入两片双折射滤光片进行模式的粗选，可以实现 910nm 激光输出，线宽约 1.5nm，如下图 4.24 所示。激光输出的时间特性如图 4.25 所示，由于腔长较长，泵浦能量有限，输出脉冲相对于泵浦脉冲的延时也较长，约为 200ns，与前面计算的结果基本相符合。

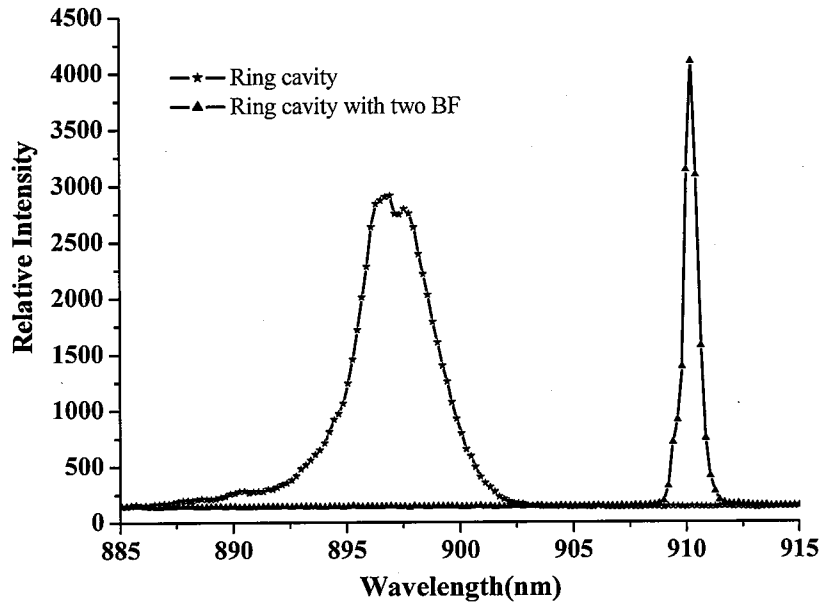


图 4.24 环形腔钛宝石激光器输出光谱

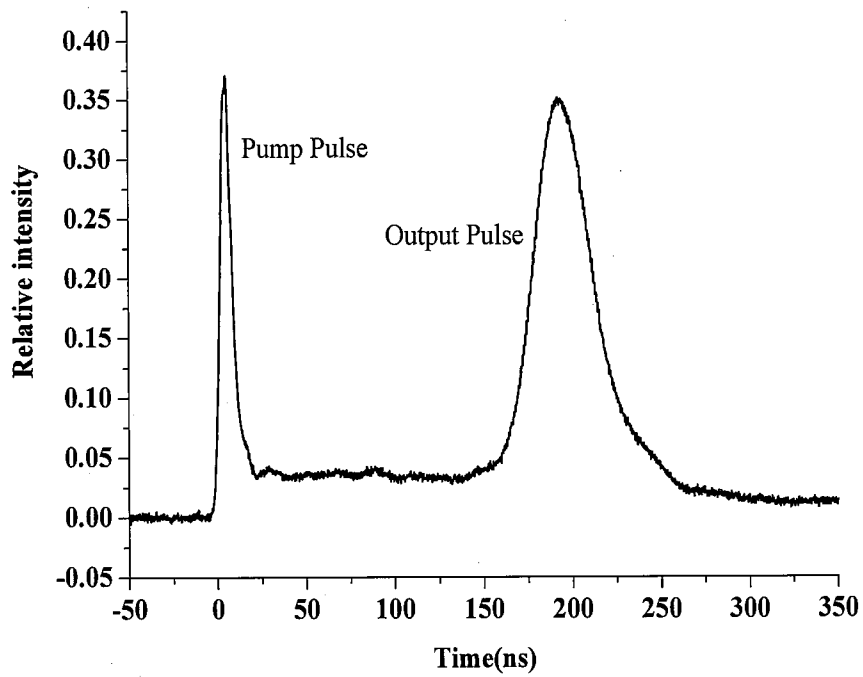


图 4.25 环形腔钛宝石激光器输出的时间特性

4.4.3 种子注入环形腔钛宝石激光器实验研究

环形腔的钛宝石激光器进行种子注入比较方便,种子激光通过输出耦合镜耦合到谐振腔内。通过调整种子激光和振荡激光的光路,使之能够完全重合,这样基本可以实现种子注入。另外,种子注入前,需在腔内插入一片双折射滤光片进行模式的粗选,才能保证实现 910nm 外腔种子注入的成功。对环形激光器来说,注入成功后,激光器单向运转,因此输出能量增加一倍,激光输出纵模也从多模向单模转换。种子注入的钛宝石激光系统如图 4.26 所示。种子注入前后光谱和输出能量特性如图 4.27 和 4.28 所示。

泵浦能量 110mJ 时,空腔钛宝石激光器和种子注入后的振荡阈值分别为 29mJ 和 40mJ;输出能量分别为 12.66mJ 和 6.80mJ,对应的输出效率分别为 9.7%和 6.2%。可见,其输出效率低于两镜腔的钛宝石激光器,但是自由运转(未采取任何压窄线宽的措施)时,线宽(约 15nm)低于后者(约 20nm);环形腔钛宝石激光器输出脉宽较宽,约为 40ns。要从环形腔获得更窄脉宽的激光输出,需要增加泵浦能量或者采取措施缩短腔长。

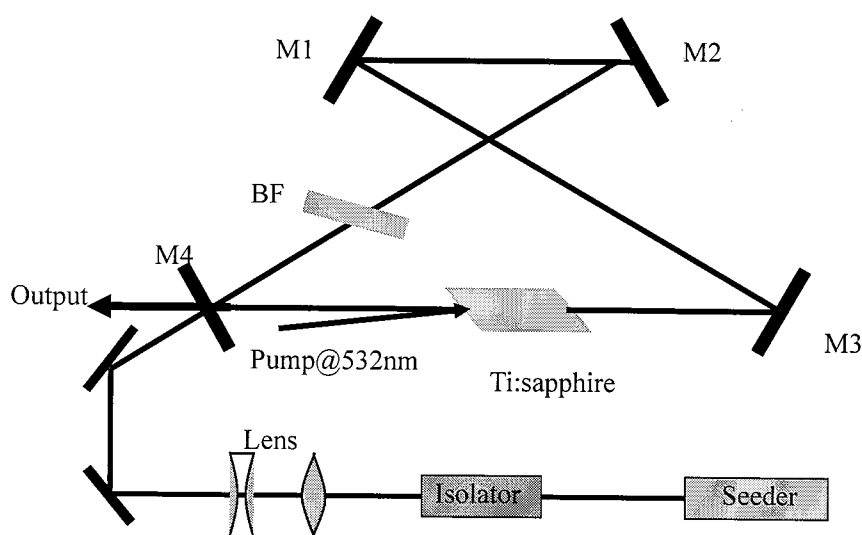


图 4.26 种子注入环形腔钛宝石激光器示意图

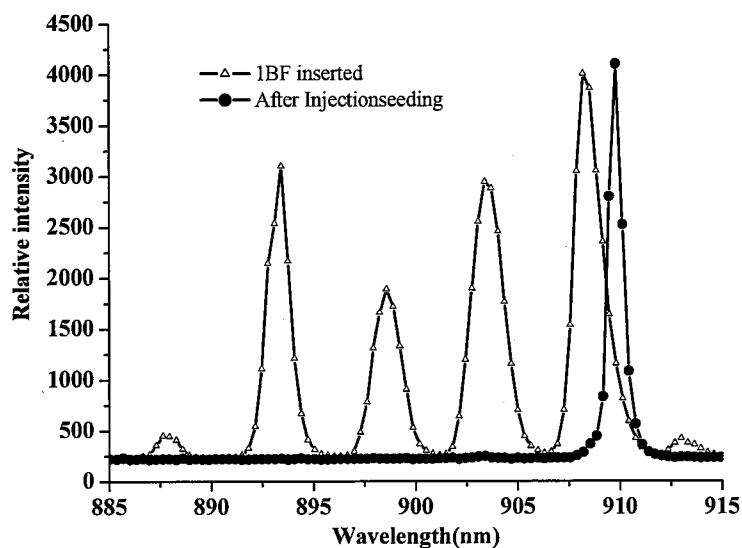


图 4.27 种子注入前后环形腔钛宝石激光器的输出光谱

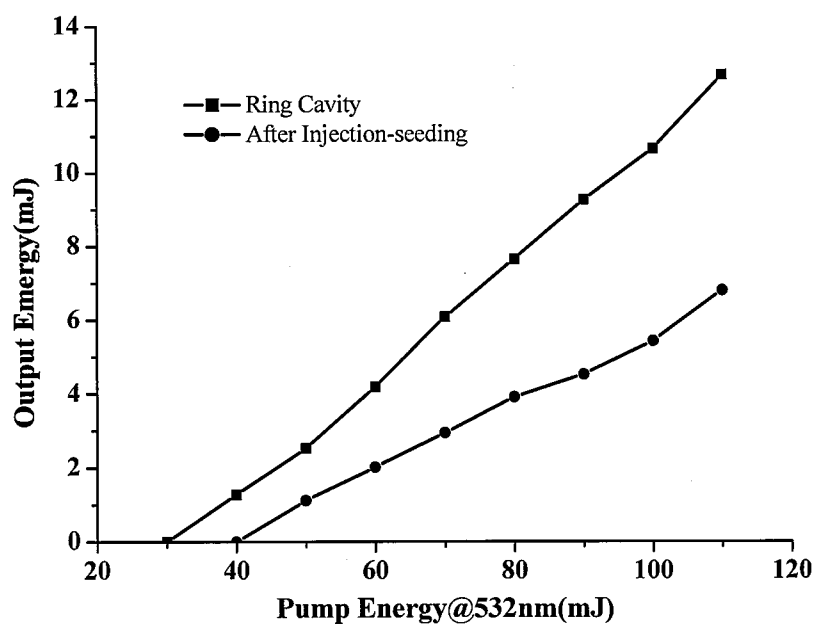


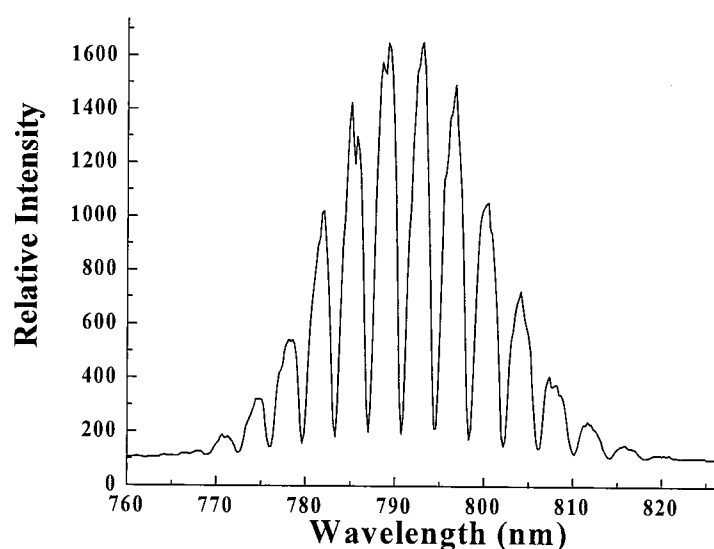
图 4.28 种子注入前后环形腔钛宝石激光器的输出能量

4.4.4 两种波长的种子注入实验对比

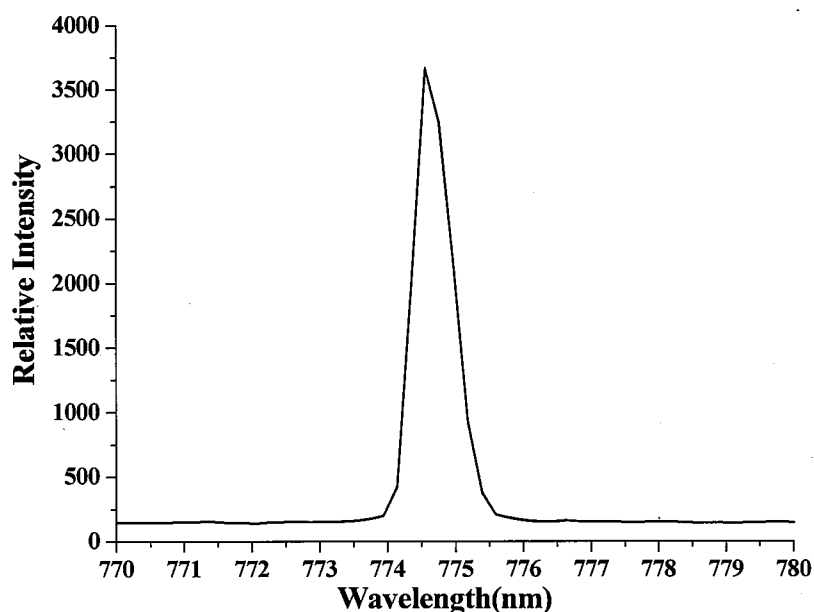
前期的实验中进行过外腔种子注入三镜环形腔钛宝石激光器的实验研究。其中使用的外腔种子注入的激光器与现在使用的 910nm 种子激光器都是德国 TOPTICA 公司的 DL100 外腔连续半导体激光器，工作原理相同，区别在于其输出波长为 774.56nm。如下图 4.29(a) 和 4.29(b) 所示三镜环形腔钛宝石激光器种子注入前后的输出光谱对比。

由于该波段位于钛宝石晶体荧光谱线的峰值附近，增益较高，因此可以直接采用外腔种子注入方式，而不需要采取其他模式粗选措施（腔内放置双折射滤光片、棱镜等），即可实现 774.56nm 的单频钛宝石激光输出，因此避免了在我们上述实验中由双折射滤光片引起的插入损耗，保证了钛宝石激光器的效率。泵浦用 532nm 绿光能量为 110mJ 时，种子注入后获得 774.5nm 钛宝石激光输出为 35.2mJ，脉宽 20ns，能量效率 31%，斜率效率约 49.5%。

在我们进行的四镜环形腔以及两镜直腔钛宝石激光器 910nm 种子注入的实验中，由于钛宝石晶体在该波段的增益较低，要实现有效的种子注入，必须首先采取模式粗选措施（本实验中采用了双折射滤光片）引起了较大的损耗，使得钛宝石激光系统效率下降；同时，这些元件破坏阈值较低，对于使用功率或能量较大的泵浦源以及其他措施提高谐振腔内的功率或能量不利。而且，在这种情况下在种子注入时对于种子光的功率要求也比较高。



(a)



(b)

图 4.29 三镜环形腔钛宝石激光器种子注入前后输出光谱

(a) 种子注入前 (b) 种子注入后

4.5 钛宝石激光器的稳频

对于脉冲钛宝石激光, 利用主动调腔技术实现激光器长时间与种子激光器匹配^{[102]-[108]}。腔镜 M2 粘在一个压电陶瓷 (PZT) 上, 用于稳定谐振腔长与种子激光器之间的匹配, 如图 4.30 所示。

为了得到有价值的反馈信号, 首先需要提供一个扰动信号, 通过电压放大之后提供给压电陶瓷; 在腔镜 M2 之后放置滤光片和光电探测器探测特定频段的光强, 得到反馈信号; 计算机对该信号进行分析处理, 根据分析结果对扰动信号进行调整, 放大之后将电压加在 PZT 两端对腔长进行相应调整, 直至维持光强在最大值。从腔镜 M2 透过的激光经过一带通滤光片之后由光电探测器接收, 光电探测器根据光信号强弱, 产生 0-5V 之间变化的电压信号, 提供给数据采集卡。探测器得到的信号通过数据采集卡进行模数转换, 该数字信号被传送给计算机; 计算机对该信号一定的程序处理, 根据处理结果对扰动信号进行合适的调整, 通过数据采集卡进行 D/A 转换之后传送至放大电路, 由放大电路给压电陶瓷提供电压, 控制腔长。信号处理过程如图 4.31 所示。

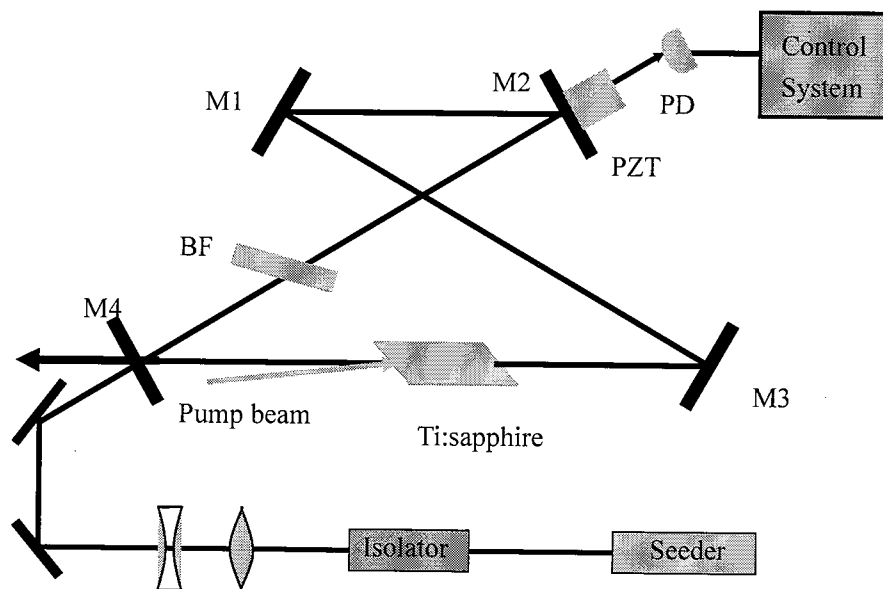


图 4.30 稳频种子注入环形腔钛宝石激光器系统示意图

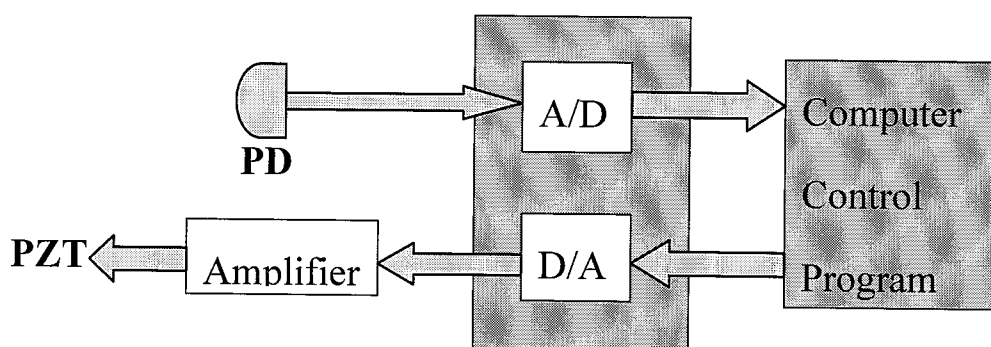


图 4.31 信号处理过程简图

在本系统中，数据采集卡采用宏拓测控 PCI-7489，输入利用其 0-5V 的 A/D 转换通道；输出则是利用其 0-10V 的 D/A 转换通道。A/D 与 D/A 通道的转换精度均为 16 位。电压放大采用 Apex 的集成高压放大模块 PA85，辅以一定的外围电路，将 PCI-7489 的输出的 0-10V 信号放大 20 倍，达到 0-200V 范围。

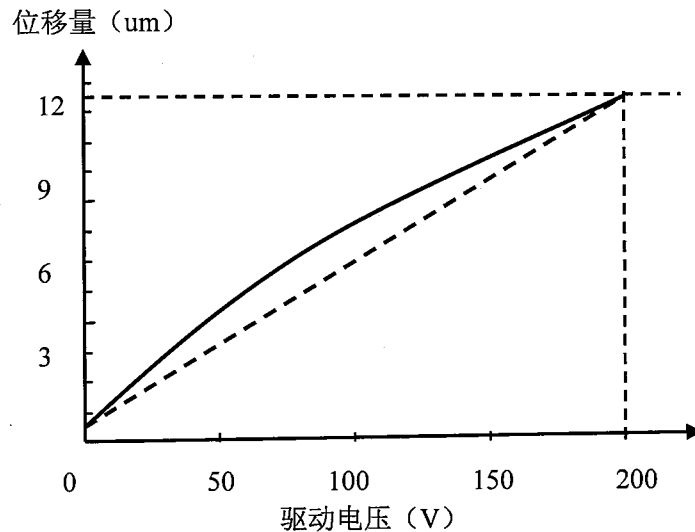


图 4.32 压电陶瓷位移-电压关系曲线

压电陶瓷采用四川压电与声光技术研究所 (SIPAT) 的 WTYD 1605015 陶瓷微位移器, 其驱动电压为 0-200VDC, 最大位移可以达到 $11\mu\text{m}$, 位移-电压转换关系约为 $0.055\mu\text{m}/\text{V}$, 两者之间近似为线性关系如图 4.32。

4.6 小结

本章对于种子注入的 Ti:sapphire 激光器进行了细致的研究。进行了直腔和四镜环形腔 Ti:sapphire 激光器实验研究, 比较了不同输出透过率的腔镜输出能量、光谱、脉宽等特性。对于直腔钛宝石激光器, 输出线宽较宽 (约 20nm), 但是腔长较短, 脉宽较窄 (约 20ns); 环形腔激光器输出线宽相对较窄 (约 15nm), 但是由于腔长较长, 脉宽较宽 (40ns), 而且输出效率较低。在腔内插入一片双折射滤光片, 同时结合外腔种子注入获得单纵模的钛宝石激光输出。同时与前期进行的 774.56nm 外腔种子注入实验进行了对比。另外进行了脉冲钛宝石激光器种子注入的稳频实验研究, 采用反馈信号控制压电陶瓷进而控制腔长的方式实现种子注入钛宝石激光器的长时间稳定运转。

种子注入钛宝石激光器输出窄脉宽, 窄线宽 910nm 激光是本实验中最为重要的一个环节, 为下一步的非线性光学频率变换获得高效的蓝光激光奠定了基础。

5 非线性方法产生蓝光激光的实验研究

利用钛宝石激光的非线性光学频率变换得到了蓝光激光。通过使用 BBO 晶体倍频以及和频方式获得了窄线宽的蓝光激光输出,比较了两种方式的优点以及不足。

5.1 非线性光学频率变换的基本理论

5.1.1 非线性光学频率变换的基本概念

当光波在非线性介质中传播时,会引起非线性电极化,导致光波之间的非线性作用,高强度的激光所导致的光波之间的非线性作用更为显著。这种与光强有关的光学效应,称为非线性光学效应。非线性光学效应^{[44]、[109]}反映了光学介质与强光场之间相互作用的基本规律,可以用介质内部电荷受强电场感应重新分布而产生的非线性电极化强度来分析研究。一般能够在介质内感应起非线性响应的场强大约为 1kV/cm , 这相当于 2.5kW/cm^2 的光束强度。显然普通的光源强度太弱,只有利用激光,才能产生这么强的光场。在强场情况下,必须考虑电极化强度的非线性项,此时介质的电极化强度 $\vec{P}$ 与入射辐射的电场强度 $\vec{E}$ 的关系是:

$$\vec{P}_i(\omega_j) = \varepsilon_0 [\chi^{(1)} \vec{E}_m(\omega_j) + \chi^{(2)} \vec{E}_m(\omega_r) \vec{E}_n(\omega_s) + \chi^{(3)} \vec{E}_m(\omega_r) \vec{E}_n(\omega_s) \vec{E}_p(\omega_t) + \dots] \quad (5-1)$$

式中 ε_0 为真空介电常数, $\chi^{(n)} (n=1,2,\dots)$ 为材料的 n 级非线性极化率, P 为介质的非线性极化, E 为场强, 高级极化率一般比低一级的极化率小 7~8 个数量级; 脚标 j, r, s, t 分别表示不同的频率分量; l, m, n, p 分别为笛卡尔坐标, 取值由 1 到 3。 $\chi^{(1)}$, $\chi^{(2)}$, $\chi^{(3)}$... 分别为二次项、三次项... 的非线性极化系数 (或称非线性极化率), 式中的线性项 $\chi^{(1)}$ 导致折射、反射等线性光学现象; 二阶非线性极化张量 $\chi^{(2)}$ 产生二次谐波 (SHG)、和频、差频、光学整流、线性电光效应、法拉

第效应、光参量振荡 (OP0) 等非线性现象；三阶非线性极化强度 $\chi^{(3)}$ 则是三次谐波产生 (THG)、双光子吸收、光束的自聚焦现象、克尔效应以及受激拉曼散射、受激布里渊散射、四波混频等非线性光学效应的直接原因。

我们在实验中使用了和频及倍频两种非线性光学频率变换方式，因此主要就这两方面的理论进行阐述。

5.1.2 激光倍频的基本理论

利用非线性晶体在强激光作用下的二次非线性效应，使频率为 ω 的激光，通过晶体后，变成频率为 2ω 的倍频光，即 $\omega + \omega = 2\omega$ ，称为倍频技术，或二次谐波技术 (SHG)。倍频技术是最早在实验上发现的非线性光学效应。激光倍频是将激光向短波长方向变换的主要方法，已经达到实用化的程度，有商品化的器件和装置，获得非常广泛的应用。

从量子化的概念来说，光学倍频相当于两个光子在非线性介质内发生湮没，并产生一个倍频光子的现象，在倍频过程中应满足能量守恒和动量守恒定律，即：

$$\begin{cases} h\nu_1 + h\nu_1 = h\nu_2 \\ k_1 + k_1 = k_2 \end{cases} \quad (5-2)$$

式中 k_1 ， k_2 分别为基波和倍频光波的波矢。

由频率 ω 、功率 $P(\omega)$ 的单色平面波在平行平面薄板非线性晶体内产生的二次谐波功率为：

$$P(2\omega) = \frac{8(\mu_0)^{3/2} \varepsilon_0^{1/2} \omega^2 d_{ij}^2 P^2(\omega) L^2}{\pi^2 n(2\omega) n^2(\omega)} \left[\frac{\sin(L\Delta k/2)}{L\Delta k/2} \right]^2 \quad (5-3)$$

式中 s 为基波入射光束的光斑直径， $n(\omega)$ 为晶体对基波的折射率， $n(2\omega)$ 为晶体对二次谐波的折射率， d_{ij} 为晶体的二次谐波产生系数， μ_0 为真空磁导率， ε_0 为真空电容率， Δk 为基波与二次谐波波矢差 $\Delta \vec{k}$ 的量值，波矢差 $\Delta \vec{k} = \vec{k}_1(\omega) + \vec{k}_2(\omega) - \vec{k}_3(2\omega)$ ，这里 $\vec{k}_1$ ， $\vec{k}_2$ 分别为基波波矢， $\vec{k}_3$ 是二次谐波波矢， L 为晶体厚度（通光长度）。

光倍频效率为：

$$\eta_{SHG} = \frac{P(2\omega)}{P(\omega)} = 2 \left(\frac{\mu_0}{\varepsilon_0} \right)^{3/2} \frac{\omega^2 d_e^2 L^2}{n^3} \frac{\sin^2(\Delta k L/2)}{(\Delta k L/2)^2} \frac{P(\omega)}{\pi \omega_0^2} \quad (5-4)$$

若 $\Delta k=0$ ，则因子 $\sin^2(\Delta kL/2)/(\Delta kL/2)^2$ 趋于 1，这个条件称为相位匹配条件。

欲提高倍频效率^[44]，对基波的要求：

(1)基波功率密度要大；(2)基波光束发散角度要小；(3)基波线宽要窄。

而对于晶体则需注意以下几点：

(1)晶体在工作时的温度；(2)晶体的相位匹配角；(3)晶体的吸收；(4)晶体的光学均匀性；(5)晶体的有效非线性系数；(6)晶体的品质因数。

5.1.3 激光和频的基本理论

上面讨论的光倍频是更普遍的和频过程的特例 ($\omega_1 = \omega_2$)。和频过程可以表示为

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2 \quad (5-5)$$

也就是说，一个 ω_1 的光子与一个 ω_2 的光子通过非线性介质产生一个 ω_3 的光子。式(5-5)就是光学和频的能量守恒式，如果要使和频过程有效发生，三个光波还必须满足动量守恒条件，即三个光波的波矢应满足

$$k_1 + k_2 = k_3 \quad (5-6)$$

从量子力学的观点看，和频的实质是具有两个不同频率的两个光子湮没的同时产生一个新光子的过程。在无限大平面波近似下的和频输出强度可表示为：

$$P_3 = \frac{8\pi^3 \omega_3^2 d_{eff}^2}{C^3 \sqrt{\varepsilon(\omega_1)\varepsilon(\omega_2)\varepsilon(\omega_3)}} \cdot l^2 P_1 P_2 \cdot \sin^2(\Delta kl/2) \quad (5-7)$$

其中 P_1 、 P_2 和 P_3 分别表示泵浦光束及和频光束的强度； $\varepsilon(\omega_1)$ 、 $\varepsilon(\omega_2)$ 和 $\varepsilon(\omega_3)$ 代表它们的频率； d_{eff} 为有效非线性系数； Δk 为波矢的失配量； l 是晶体的长度。式中的 $\sin^2$ 因子等于 1 时，即做到最佳相位匹配，则和频产生最大输出。

和频过程的转换效率和两和频光束的共线匹配、时间匹配以及两光束在和频晶体上的功率密度之比值有关。对于两光束的能量比对输出效率的影响，当两输入光束的强度很接近，即两光波的光子数近似相等时，可产生一一对应的转换，原则上说，这时可获得最大的和频输出能量。当两输入光波的光子数不相等时，其中一个较小的输入光的光子数将首先消耗尽，而另一个较大的输入波还有剩余的光子，因此，这剩余的光波将与已形成的和频光波产生差频作用，导致和频的

逆过程,使得和频光强大大减小。所以,在产生和频的实验中,对参与和频的两输入光波的强度做适当地选取是非常重要的。

5.2 BBO 晶体的性质

激光频率转换晶体在当代光电子技术中的应用占有重要地位。它们是固体激光技术、红外技术、光通信与信息处理等领域发展的重要支柱,在科研、工业、交通、国防和医疗卫生等方面发挥越来越重要的作用。

当前,直接利用激光晶体所能获得的激光波段有限,从紫外到红外谱区,尚存有激光空白波段。利用频率转换晶体,可将有限激光波长的激光转换成新波段的激光,这是获得新激光光源的重要手段。实现激光波长的高效率转换的关键问题是能否获得高质量、性能优良的频率转换晶体。优良的激光频率转换晶体应具有如下的性质^[110]

- (1)晶体的非线性光学系数要大;
- (2)晶体能够实现相位匹配,最好能够实现 90° 最佳相位匹配;
- (3)透光波段要宽,透明度要高;
- (4)晶体的激光损伤阈值要高;
- (5)晶体的激光转换效率要高;
- (6)物化性能稳定、硬度大、不潮解,温度变化带来的影响要小;
- (7)可获得光学均匀的大尺寸晶体;
- (8)晶体易于加工、价格低廉等。

评价和选用激光频率转换晶体时,对晶体性能要进行综合分析。实际上,全面符合上述各项条件的晶体很少,要根据制作器件的具体要求来加以选择,尽量满足某些最基本的要求。

一般使用 LBO 晶体或者 BBO 晶体实现钛宝石激光的倍频^{[17]-[23], [37], [38], [111]},这两种晶体都具有透光性好,光学损伤阈值高等特点。BBO 的优点是非线性系数大,转换效率高,透光范围宽,光损伤阈值高,化学稳定性好和易于机械加工,而且价格相对较低;缺点是双折射率过大,从而使接收角太小,对光源的质量要求特别高,另外这种晶体还易于潮解。LBO 的倍频系数合适,且具有 BBO 的所有优点,其中一个突出的优点是可实现 90° 相位匹配,但 LBO 的双折射率太小,从而限制了它的相位匹配范围;而且这种晶体目前价位较高。最终,我们选择了 BBO 晶体作为下一步非线性光学频率变换的晶体。

5.2.1 BBO 晶体物理和光学性质

BBO 晶体是迄今为止可用于短波长（紫外波段）最优良的非线性晶体之一，它已广泛用于固体激光的非线性频率转换。BBO 晶体属于三角晶系^{[112]-[116]}，R3C 空间群，熔点 $1095 \pm 5^\circ\text{C}$ ，密度为 3.85 g/cm^3 ，透光波段为 189–3500nm。表 5.1 为晶体的结构和物理特性；表 5.2 为晶体的线性光学特性；表 5.3 为晶体的非线性光学特性。

表 5.1 BBO 晶体的结构和物理特性

晶体结构	三方晶系，空间群 R3c
单胞参数	$a=b=12.532\text{\AA}, c=12.717\text{\AA}, Z=7$
熔点	$1095 \pm 5^\circ\text{C}$
相变点	$925 \pm 5^\circ\text{C}$
光学均匀性	$\delta n \approx 10^{-6}/\text{cm}$
莫氏 (Mohs) 硬度	4
密度	3.85 g/cm^3
吸收系数	$< 0.1\%/ \text{cm} (\text{at } 1064\text{nm})$
比热	$1.91 \text{ J/cm}^3 \times \text{K}$
潮解性	低
热膨胀系数	$a, 4 \times 10^{-6}/\text{K}; c, 36 \times 10^{-6}/\text{K}$
热导率	$\perp c, 1.2 \text{ W/m/K}; //c, 1.6 \text{ W/m/K}$

表 5.2 BBO 晶体的线性光学特性

透光范围	189–3500nm
折射系数 at 1064 nm at 532 nm at 266 nm	$n_e=1.5425, n_o=1.6551$ $n_e=1.5555, n_o=1.6749$ $n_e=1.6146, n_o=1.75711$
热光系数	$dn_o/dT = -9.3 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}; dn_e/dT = -16.6 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$

表 5.3 BBO 晶体的非线性光学特性

相位匹配输出波长	189-1750nm
非线性光学系数	$d_{11}=5.8 \times d_{36}(\text{KDP})$ $d_{31}=0.05 \times d_{11}$ $d_{22}<0.05 \times d_{11}$
光电系数	$\gamma_{11}=2.7\text{pm/V},$ $\gamma_{22}, \gamma_{31}<0.1 \gamma_{11}$
半波电压	48KV(at 1064 nm)
损伤阈值 at 1064nm at 532nm	0.5GW/cm ² (10ns, 10HZ, AR-coated) 0.3GW/cm ² (10ns, 10HZ, AR-coated)

5.2.2 BBO 晶体和频过程中的相位匹配和有效非线性系数

BBO 晶体是负单轴晶体，即它的色散特性为^{[112]-[116]}：

$$n_o^2(\lambda) = 2.7359 + 0.01878/(\lambda^2 - 0.01822) - 0.01354 \times \lambda^2 \quad (5-8)$$

$$n_e^2(\lambda) = 2.3753 + 0.01224/(\lambda^2 - 0.01667) - 0.01516 \times \lambda^2 \quad (5-9)$$

上式中波长的单位为 μm 。根据折射率计算得的色散曲线如图 5.1 所示。

我们前期实验中采用了 Nd:YAG 激光器输出的 1064nm 基波与钛宝石激光器输出的 774.56nm 激光和频获得蓝光激光的实验。因此简要分析在此和频过程中 BBO 晶体的参数。

和频过程中可以采用两种相位匹配方式：I 类匹配 (o+o→e)，II 类匹配 (o+e→e)。和频时的相位匹配条件是：

$$\Delta k = \omega_1 n_1 + \omega_2 n_2 - \omega_3 n_3 = 0 \quad (5-10)$$

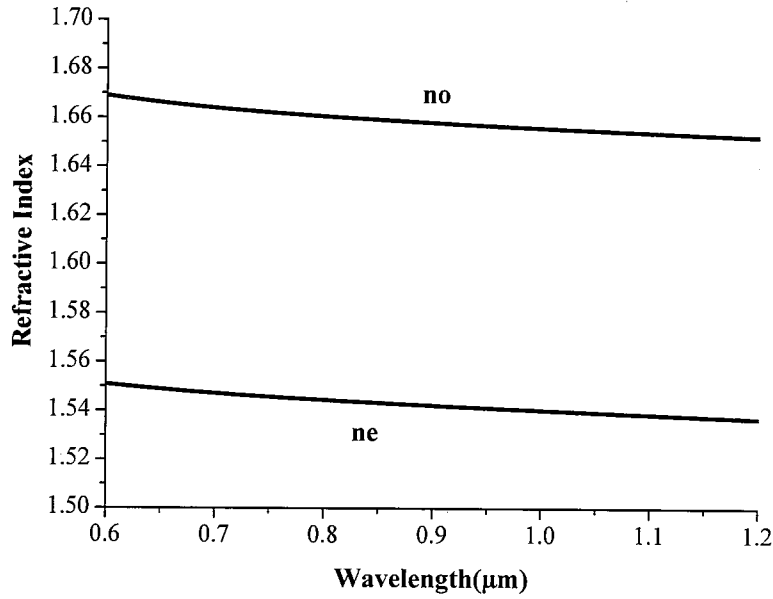


图 5.1 BBO 晶体的色散曲线

非线性频率的转换效率还和有效非线性系数有关, BBO 晶体在 I 类匹配和 II 类匹配时, 晶体的有效非线性系数分别为:

$$\text{I 类: } d_{\text{eff}} = d_{31} \sin(\theta) + (d_{11} \cos 3\phi - d_{22} \sin 3\phi) \cos \theta \quad (5-11)$$

$$\text{II 类: } d_{\text{eff}} = (d_{11} \sin 3\phi + d_{22} \cos 3\phi) \cos^2 \theta \quad (5-12)$$

由晶体光学知, 负单轴晶体的 n_e 与方向的关系为:

$$n_e(\theta) = \frac{n_o n_e}{(n_o^2 \sin^2 \theta + n_e^2 \cos^2 \theta)^{1/2}} \quad (5-13)$$

得到 I 类匹配的相位匹配角计算公式:

$$\sin^2 \theta_m(I) = \left[\frac{\lambda_1^2 \lambda_2^2 n_o^2(\omega_3) n_e^2(\omega_3)}{\lambda_3^2 (n_o(\omega_2) \lambda_1 + n_o(\omega_1) \lambda_2)^2} - n_e^2(\omega_3) \right] / (n_o^2(\omega_3) - n_e^2(\omega_3)) \quad (5-14)$$

5.2.3 BBO 晶体倍频过程中的相位匹配和有效非线性系数

BBO 晶体用作倍频时也有 I 类和 II 类两种相位匹配方式，角度调谐时，两种方式的相位匹配角的计算公式如下：

I 类

$$\sin^2 \theta_m(I) = \frac{[n_o(\omega)]^2 - [n_o(2\omega)]^2}{[n_e(2\omega)]^2 - [n_o(2\omega)]^2} \quad (5-15)$$

II 类

$$\left\{ \frac{\cos^2 \theta_m(II)}{[n_o(2\omega)]^2} + \frac{\sin^2 \theta_m(II)}{[n_e(2\omega)]^2} \right\}^{-\frac{1}{2}} = \frac{n_o(\omega)}{2} + \frac{1}{2} \left\{ \frac{\cos^2 \theta_m(II)}{[n_o(\omega)]^2} + \frac{\sin^2 \theta_m(II)}{[n_e(\omega)]^2} \right\}^{-\frac{1}{2}} \quad (5-16)$$

结合公式(5-8)、(5-9)晶体的色散特性，可计算得到不同波长时有 I 类和 II 类相位匹配角度，如图 5.2 所示。可见，在 910nm 波段，BBO 晶体通过角度调谐可获得 I、II 类的相位匹配。两种相位匹配方式在不同的波长处有效非线性系数可使用公式(5-11)、(5-12)计算得到，如图 5.3 所示。

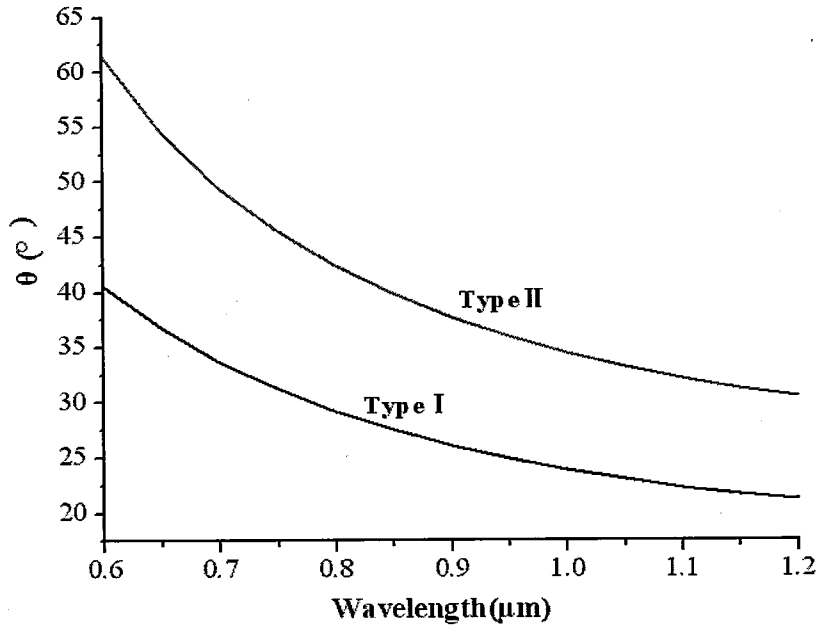


图 5.2 BBO 晶体在不同波长处的相位匹配角

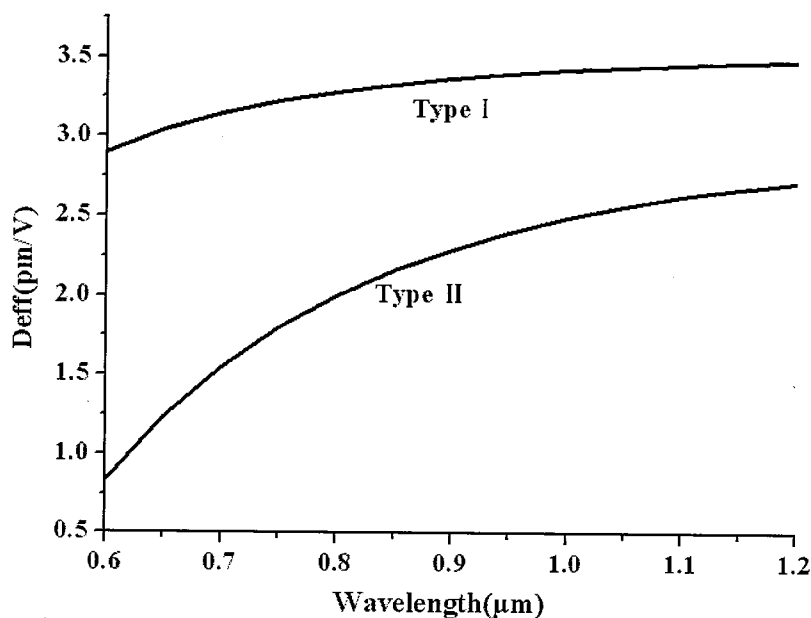


图 5.3 BBO 晶体在不同波长处的有效非线性系数

5.3 非线性光学频率变换获得蓝光的实验研究

5.3.1 钛宝石激光和频实验研究

采用钛宝石的激光脉冲和 Nd: YAG 激光器的输出激光进行和频来实现蓝光输出^{[31],[111]}也是一种比较有效的方式。我们在前期进行的研制监测污染气体的差分吸收雷达所需蓝光光源的过程中, 采用了 Nd: YAG 激光器的 1064nm 基波与钛宝石激光器输出的 774.56nm 激光和频, 获得 448nm 蓝光激光输出。

经过计算比较 BBO 晶体在我们所用的波段中应用于和频过程时采用 I 类匹配的有效非线性系数比 II 类匹配大。因此实验中采用的是 I 类匹配方式。对 1064(o)nm+774.56(o)nm=448.2(e)nm 这个非线性变换过程, 根据色散方程计算得到折射率参数, 代入公式(5-14)可得到匹配角为 24.4°。

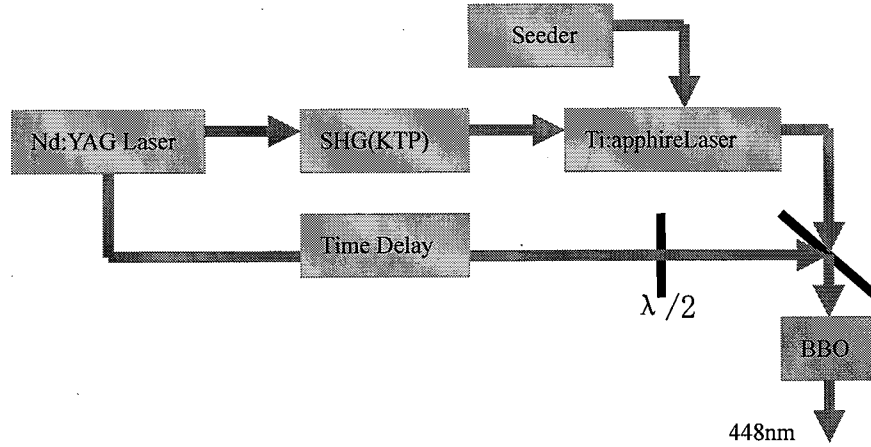


图 5.4 和频获得蓝光的光路示意图

图 5.4 是和频方式实现 448nm 波长的非线性过程光路示意图。钛宝石输出光为 0 光，通过旋转 $\lambda/2$ 片使 1064nm 光转为 0 光，使两束光在 BBO 晶体实现 I 类匹配，达到较高的非线性转换效率；两光束的时间匹配我们通过一台脉冲信号/函数发生器对两路光电源的调 Q 触发信号进行时间精确延迟（精度可达到 0.1ns）。

实验中，采用 532nm 激光泵浦三镜环形腔钛宝石激光器，采用外腔种子注入技术获得窄线宽的 774.56nm 激光，然后将其与 Nd:YAG 激光器输出的 1064nm 激光在 BBO 晶体中进行和频获得蓝光激光。

当 774.56nm 为 20mJ, 1064nm 为 86mJ 时，获得 448nm 输出 4.5mJ；当 774.56nm 为 26mJ, 1064nm 为 86mJ 时，获得 448nm 输出 6mJ。目前，其和频效率低于 30%。这是由于泵浦到 BBO 晶体上的钛宝石光功率密度太低所致。

5.3.2 钛宝石激光倍频实验研究

由上述分析以及计算可知，BBO 晶体在两类相位匹配时的有效非线性系数分别为：

$$\text{I 类: } d_{\text{eff}} = 3.3692 \text{ pm/V}$$

$$\text{II 类: } d_{\text{eff}} = 2.3140 \text{ pm/V} \quad (3.3692 \text{ pm/V})$$

I 类相位匹配时的有效非线性系数大于 II 类，因此选择 I 类切割的 BBO 晶体进行实验，切割角度 25.8° ，晶体尺寸 $6 \times 6 \times 6 \text{ mm}^3$ ，两端面镀 455nm 和 910nm 增透膜。

在倍频过程中非线性光学频率变换晶体的热效应会引起很多问题^{[117]-[119]}，因此晶体的冷却是十分必要的。由于我们实验中的钛宝石激光功率较低，而且是腔外倍频方式，晶体的热效应较低小，因此将其放置在可以旋转的铜质夹具中，夹具通水（水温保持 20°C ）冷却，未采取其它措施。

455nm 蓝光激光器的整体结构以及钛宝石激光倍频部分构成如图 5.5 所示。910nm 激光通过一个 1/2 波片调整到合适的偏振方向后入射到 BBO 晶体，倍频后的激光经过镀有 455nm 高反和 910nm 高透膜的平面镜分光，可以测量蓝光的能量。

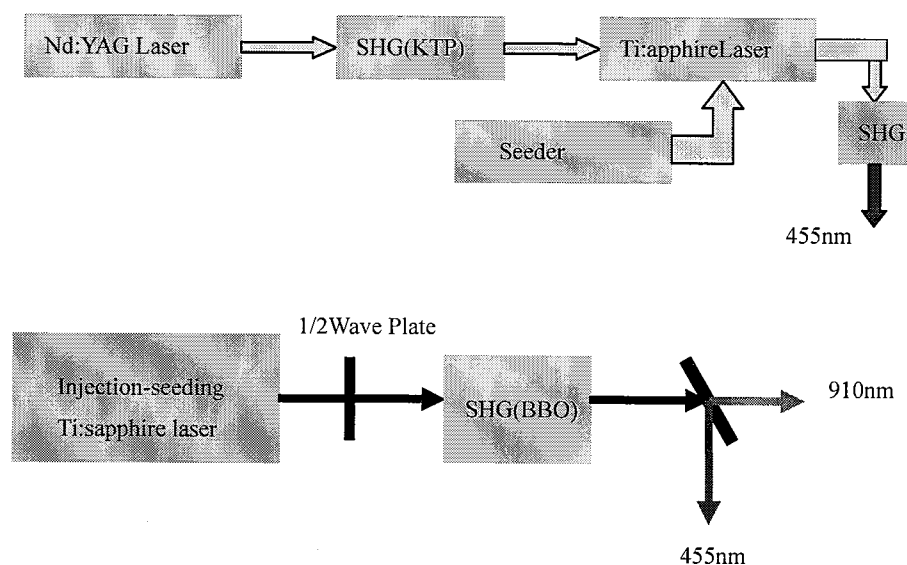


图 5.5 455nm 蓝光激光器的整体结构以及钛宝石激光倍频部分示意图

首先对未采取任何选模措施的空腔输出激光进行倍频实验研究。由于此时输出激光线宽较宽（直线腔为 20nm，环形腔为 15nm），倍频效率较低。对于直线腔的激光输出，在基波能量 21.74mJ 时，倍频后得到的 455nm 蓝光激光仅为 3.08mJ，对应的转换效率约为 13%。采取种子注入后，由于输出激光线宽得到了压缩，转换效率得到了提高。如图 5.6 所示，在基波 11.73mJ 时，倍频后得到 3.43mJ 的 455nm 蓝光，对应的倍频效率为 29.2%。455nm 激光的光谱和脉冲如图 5.7 和 5.8 所示。

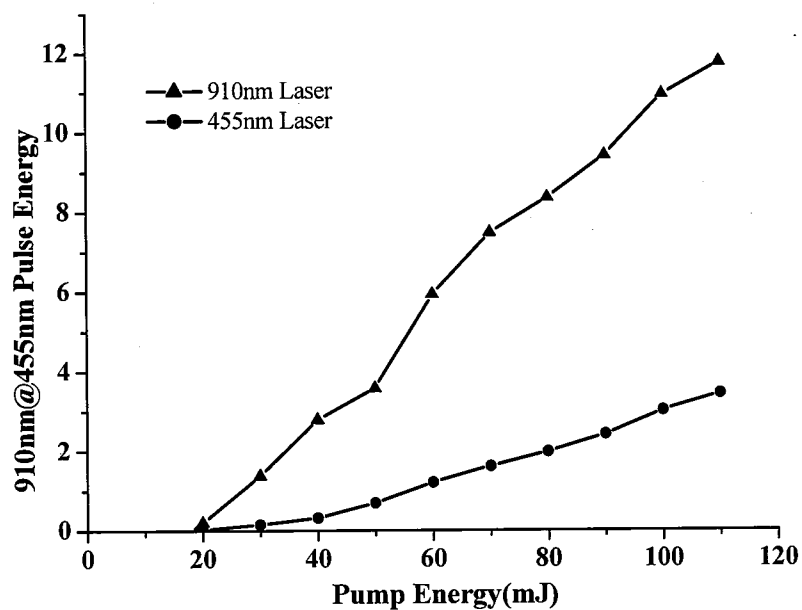


图 5.6 不同泵浦能量时对应的钛宝石激光及其倍频光能量

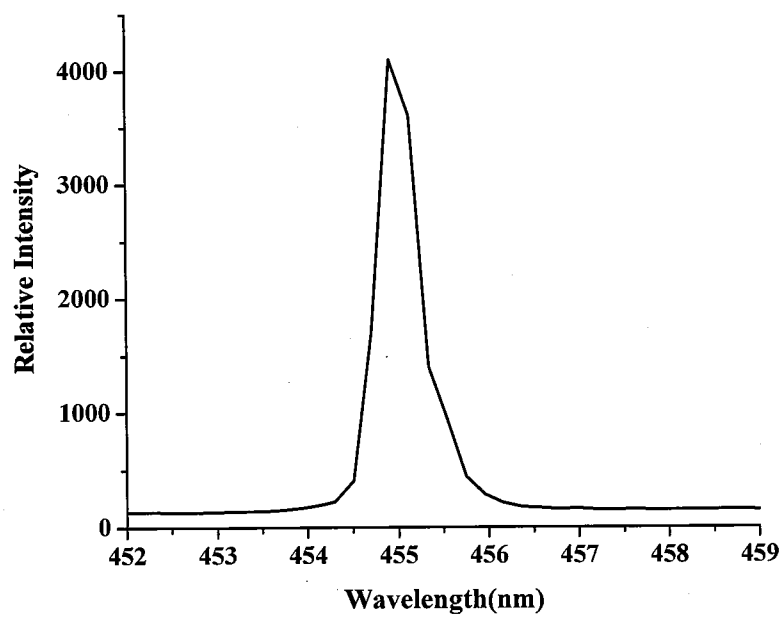


图 5.7 455nm 蓝光激光的光谱

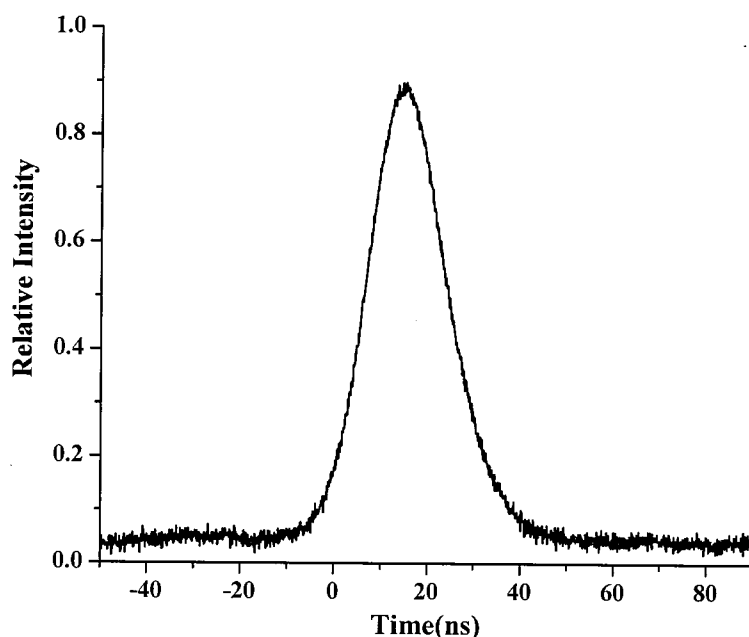


图 5.8 455nm 蓝光激光的脉冲

5.3.3 两种获得蓝光激光方案的比较

通过实验认为和频与倍频两种获得蓝光激光的方式相比较,可见倍频获得蓝光激光方案相对于和频方案的优势在于:

(1)倍频过程中只需要一束激光(钛宝石激光)通过非线性光学倍频晶体即可获得蓝光激光,不需要考虑它与其它激光的时间重合性^{[20]-[23]}。而和频方式中,由于钛宝石激光器的输出脉冲与泵浦脉冲之间的延时关系受到诸多因素如泵浦能量、泵浦光脉宽、激光器腔长等的影响,容易产生较大范围的波动^{[31],[38],[109]},导致了两束激光脉冲的时间重合性不易控制。比如,在泵浦能量变化时,输出的钛宝石激光脉冲相对于泵浦脉冲的延时可能会从十几个 ns 到超过几百 ns,我们在实验中也可以观察到。

(2)由于钛宝石激光器输出脉宽会随着腔长、泵浦能量(或功率)等因素发生较大的变化^{[31],[38],[109]},一般在泵浦水平情况下,其脉宽从10ns左右到几十ns。在和频过程中,钛宝石激光的脉宽不一定能够与和频用1064nm激光的脉宽(一般10ns左右)相同,降低了其和频效率。而在倍频过程中钛宝石激光的脉宽变化对于倍频过程的影响并不明显,只需保证钛宝石激光满足所需的脉宽即可。

(3)倍频过程中,只要保证基波以合适的方向入射到非线性光学晶体即可。而采用和频方式时,两束激光的空间重合性受到多种因素(光束的方向、光斑尺寸等)的影响,相对来说不容易保证。工程化的系统在移动以及环境温度、湿度变化的过程中仍要求工作稳定,显然,和频工作方式不是最佳选择。

但是,和频方案获得蓝光激光也有其优势:

(1)钛宝石激光器输出波段位于晶体增益的峰值波段,易于实现种子注入^[31],而且避免了由于在腔内插入色散元件所导致的系统稳定性下降。

(2)和频方案中可以在和频时使用泵浦源中未能转换为 532nm 绿光的 1064nm 激光,保证了较高的整体效率,倍频方案中则不能。

(3)和频获得蓝光激光的技术方案中,需要采取相对于倍频方式更加繁琐的控制措施才能够保证系统稳定的运行,不利于实现工程化的应用。

(4)要获得大能量的蓝光激光输出,钛宝石激光能量的提高是其中的关键因素。倍频方案中,钛宝石晶体在 910nm 波段附近的增益较低,输出效率也相应的低于其峰值波段(790nm 附近),获得大能量的钛宝石激光需要提高泵浦源的能量,并考虑种子注入等因素。而和频方式时,钛宝石激光器输出光位于其峰值附近,容易获得高功率或较大能量的输出;同时,和频用的 1064nm 激光光源比较成熟,成本较低,并可以通过提高 1064nm 激光的能量来获得较高的和频效率,最终获得符合要求的蓝光激光输出。从这个角度分析,和频方式相对于倍频方式更容易获得高功率或大能量的蓝光激光。

总体来说,两种工作方式各有其优势及缺陷,具体要采用哪种工作方式需要根据具体情况来综合考虑。

5.4 小结

本章的主要内容是对于钛宝石激光通过非线性光学频率变换手段获得蓝光的实验研究。首先介绍了选用的非线性晶体 BBO 的物理化学、光学和非线性光学特性;介绍了和频方式获得蓝光激光的实验,采用 Nd:YAG 激光器输出的 1064nm 激光与外腔种子注入的钛宝石激光器输出的 774.56nm 激光进行和频,获得脉冲能量 6mJ 的 448nm 激光;对种子注入的钛宝石激光器输出的 910nm 激光进行了倍频实验研究,获得了窄线宽,窄脉宽的 455nm 蓝光激光,在基波 11.73mJ 时,倍频后得到 3.43mJ 的 455nm 蓝光,对应的倍频效率为 29.2%。并对比了两种产生蓝光激光的方案优点和缺陷。

6 结论与展望

6.1 结论

随着蓝光激光在医疗、通信、光存储等领域的应用日益广泛,对于蓝光激光的研究成为激光技术界的热点之一,尤其是蓝绿激光在水下激光通信、海洋探测中是最合适的光源;同时,全固态,窄线宽的钛宝石激光器其基波经过非线性光学频率变换后获得的蓝光激光是差分吸收雷达的理想光源,应用非常广泛。因此,为了能够满足实际应用的需求,开展了基于钛宝石晶体的窄线宽脉冲全固态蓝光的研究。

文中对于蓝光激光器的研究目的在于研制出实用化的器件,要求其运行稳定,结构紧凑,效率高。在前期进行过采用和频方式获得蓝光激光的实验研究,针对和频方式的一些缺陷,对倍频方式获得蓝光激光的技术路线进行了探索。本论文的主要工作如下:

- 通过分析,确定了获得窄线宽、高效率的蓝光激光的实验方案。介绍了钛宝石晶体的物化特性和光谱特性,同时介绍了钛宝石晶体的四能级理论,增益开关特性,增益波导效应以及可调谐激光器的波长选择技术。根据这些理论的指导设计了实验过程中使用的高效率、窄线宽钛宝石激光器。
- 进行了高效率绿光泵浦源的实验研究。对于多种横模混合的光束质量较差的 Nd:YAG 激光器输出的 1064nm 激光,采用正交倍频的方法,当入射的基波功率密度为 $121\text{MW}/\text{cm}^2$ 时谐波转换效率达到了 75.5%,同时讨论了基波光束质量对于倍频效率的影响,并进行了实验对比。绿光激光是多种激光器的泵浦源,该研究对于获得高效率,高功率的全固态蓝绿激光器具有一定的参考价值。
- 进行了外腔种子注入的钛宝石激光器实验研究。研制了实用化的 910nm 全固态窄线宽钛宝石激光器,为进一步通过非线性光学频率变换获得蓝光激光奠定了基础。该器件采用全固态 Nd:YAG 激光器经倍频后获得的 532nm 绿光泵浦两镜直腔和四镜环形腔钛宝石激光器,比较了两种腔型输出激光的脉宽,线宽以及效率等性能;在腔内插入双折射滤光片进行模式的粗选并结合外腔种子注入,获得了 910nm 窄线宽激光输出。种子注入后,两镜腔和环形腔钛宝石激光器可获得 11.7mJ 和 6.8mJ 的窄线宽激光输出。另外与外腔种子注入

获得 774.56nm 钛宝石激光的实验进行了对比。同时进行了采用从动腔腔长控制方案进行了种子注入，成功实现了稳定运转的 Ti:sapphire 激光器。

- 前期实验中采用 Nd:YAG 激光器输出的 1064nm 激光与外腔种子注入的 Ti:sapphire 激光器输出的 774.56nm 激光使用 BBO 晶体和频，获得了全固态、窄线宽的 448nm 蓝光激光。在获得单纵模的 910nm 钛宝石激光的基础上，将其作为基波，使用 BBO 晶体进行倍频，获得了窄线宽，窄脉宽的 455nm 蓝光激光输出，在基波 11.73mJ 时，倍频后得到 3.43mJ 的 455nm 蓝光，对应的倍频效率为 29.2%。对于倍频与和频两种获得蓝光激光的方案各自的优劣及缺陷进行了比较。

6.2 展望

本论文对种子注入的钛宝石激光器进行了充分的原理性实验，非线性频率变换技术，研制了全固态，窄线宽蓝光激光发射源。下一步需要改进或者开展的工作包括：

- 钛宝石激光器效率的提高。首先需要进行的是从泵浦源的方面考虑，实验中使用的泵浦源输出的是基模和高阶模混合的激光。而泵浦源的模式对于钛宝石激光器的效率以及输出光束质量影响很大，用基模激光作为泵浦源最好，可以进一步提高钛宝石激光器的效率，并可以获得光束质量较好的激光。
- 在钛宝石激光器种子注入的过程中，为了有效的实现种子注入，腔内插入了双折射滤光片，降低了输出效率。采用双折射滤光片的原因是钛宝石激光谐振腔在自由运转时输出波长偏离了 910nm（中心在 895nm 附近），必须采取措施进行模式粗选。而谐振腔在没有采取选模措施时输出偏离 910nm 和腔镜镀膜有一定的关系，如能在镀膜时使得 910nm 附近波段相应的透过率或反射率降低，则可保证 910nm 激光输出，而不一定需要腔内插入双折射滤光片，激光器的输出效率可以得到提高。
- 在对钛宝石激光倍频获得蓝光激光过程中，倍频效率约 29%，效率偏低。其原因主要是基波能量小，功率密度低，使得倍频效率偏低。如果能够增加泵浦源能量，得到更高能量的钛宝石激光输出，则倍频过程效率能够得到提高，进而整个系统效率提高。
- 通过在第五章分析的两种获得蓝光激光方式的比较，和频获得蓝光激光的方案相对于倍频方案在提高激光系统效率方面有一定的优势；针对于实用化的器件，倍频方式则在系统的稳定性方面有优势。要研制实用化的大能量全固态蓝光激光器，具体的方案应根据实际情况综合考虑。
- 本研究的最终目的在于获得高功率/大能量（脉冲能量 100mJ 左右）的蓝光激光。我们在实验中获得的蓝光激光能量较低，要进一步提高输出蓝光能量需要提高钛宝石激光器的输出指标。根据文中分析的钛宝石晶体的增益波导

效应，可以通过增加泵浦光斑半径使其功率密度低于晶体破坏阈值的方式提高泵浦源能量，从而获得大能量的钛宝石激光输出，进而获得大能量的蓝光激光输出。这种方法在很多报道中已经进行了理论分析及实验验证，其操作简单易行。