

分类号 理学
UDC

密级
编号 928014009

学 位 论 文

二极管激光泵浦固体单频激光器

及其频率稳定的研究

林岳明

指导教师姓名 王育竹 研究员

申请学位级别 博士 专业名称 光 学

论文提交日期 1995.10.10 论文答辩日期 1995.11.2

学位授予单位和日期 中国科学院上海光学精密机械研究所 1996.5.21

答辩委员会主席 王文澄教授

评阅人 王文澄教授 陈英礼教授

汤星里研究员

1995 年 5 月 27 日

中国科学院上海光学精密机械研究所

研究生毕业论文

论文题目 二极管激光泵浦固体单频激

光器及其频率稳定的研究

专 业 光 学

研究生姓名 林岳明

导师姓名 王育竹、何慧娟研究员

研究生入学时间 一九九二年九月

一九九五年 八 月十八日

二极管激光泵浦固体单频激光器及其频率稳定的研究

申请理学光学
博士学位论文

指导老师
王育竹研究员
何慧娟研究员

林岳明

1995年8月18日

致 谢

本论文工作的完成离不开许多人的帮助,尤其是上海光机所激光技术开放实验室和量子光学开放实验室的老师们的同事们,我得感谢每一位。

首先,也是最重要的,是我的两位导师——王育竹研究员和何慧娟研究员。正因为有了他们的悉心指导、热情鼓励、热心帮助和积极支持,才使我能顺利完成论文。他们创造性的学术思想、敏锐的洞察力以及严谨的学风,对我以后的工作、学习和生活将会产生很大的影响。他们为我顺利完成学业和论文工作倾注了大量的心血,借此机会,表示我最衷心的感谢。

其次,我得感谢激光技术开放实验室的老师们的。在他们的关心和帮助下,论文的器件部分工作得以顺利完成。在他们温馨的大家庭里,那种有求必应和和睦相处的风气令我终生难忘。感谢陆雨田老师在二极管激光泵浦固体激光器实验上的帮助,李永春和顾圣如老师在实验过程中提供各种光学元件,钱林兴老师在电子线路方面提供的帮助和方便以及赵隆兴老师提供的各种方便。

也要感谢量子光学开放实验室的老师们的。周善玉老师帮助制作 Cs_2 吸收池,赵家铭老师提供稳频方面的设备及有益的讨论,蔡惟泉老师在学术上有益的讨论,倪国权老师提供激光频率噪声谱测试的一些设备,许达民在机械加工上提供的帮助和方便。孙顺娣、周汝枋和王常生诸位老师在工作上尽力提供协助。在此期间也得到李佛生、翟华金、刘勋铭等热情的帮助,在此一并表示感谢。

感谢半导体光电子实验室的一些老师。方祖捷老师提供锁相放大器,丁浩博士在激光频率线宽测量中提供的有益讨论,陈新之老师提供线宽测量中的光纤。

感谢光学镀膜室李庆国和罗妙宏两位老师。他们在激光晶体和光学元件镀膜方面提供的方便。

感谢高功率激光联合实验室机械加工组梁永满师傅们。他们提供机械部件加工的方便。

感谢研究生部的老师们在学习期间给予的帮助。

最后要感谢我的爱人王红梅和爱女林婧,她们给予我的理解、支持和爱是完成论文的基础,没有这些,一切将是没有意义。

本论文工作得到国家自然科学基金委和量子光学开放实验室的资助。

摘 要

二极管激光泵浦固体激光器是近几年来激光技术领域相当热门的研究课题。二极管激光取代灯泵,单线选择激发替代了宽光谱激发,解决了固体激光器中不可克服的热畸变效应和热骚动引起的不稳定性,从而使固体激光器产生了一场革命,并将促进全固态激光器的发展。半导体激光泵浦的全固态激光器具有小型、紧凑和稳定可靠的特点,为实现单频激光创造条件。本文在总结近几年二极管激光泵浦固体激光器获取单频运转及稳频技术的基础上,研究了二极管激光泵浦的扭摆模(TWC)Nd:YAG和短吸收深度增益介质Nd:YVO₄激光器的单频运转、频率调谐特性、频率稳定、激光频率噪声以及1064nm附近Cs₂吸收谱线。主要工作如下:

- (1) 研究了二极管激光泵浦的扭摆模Nd:YAG激光器的单频运转。取得线宽小于10MHz(测量仪器分辨率),阈值276mW,斜率效率23%,单频输出功率55mW。这是国内首次单频运转的二极管激光泵浦的激光器,在国际上,继德国K.Walleroth和J.Mlyneck两研究小组后,第三个运行的二极管激光泵浦TWC器件。
- (2) 研究了二极管激光泵浦的短吸收深度增益介质Nd:YVO₄激光器单频运转。泵浦阈值功率226mW,斜率效率33.8%,最大单频功率155mW。这是目前国内二极管激光泵浦固体单频输出功率最高的器件。
- (3) 研究了二极管激光泵浦Nd:YVO₄单频激光器的各种频率调谐特性。用压电陶瓷PZT控制腔长,调谐激光频率,调谐系数209.4MHz/V,调谐范围6.6GHz。泵浦功率调谐激光频率,调谐系数-10.14MHz/mW。用加热的方法调谐,调谐系数-1.04GHz/°C,扫描范围可达47.4GHz。
- (4) 研究了用F-P调制方法的主动稳频Nd:YVO₄激光器。在自由运行下频率慢漂移88.6MHz/s,锁定情形下75.75KHz/s,锁定时间可达21分钟。未见国内有关的文章报道。
- (5) 利用自差法研究了激光频率的噪声。用光纤作1064nm激光的延时进行自差拍频测量线宽,在国内外期刊杂志上未见报道。测得Nd:YVO₄激光器在1秒时间内拍频线宽小于25KHz,这个激光线宽与国外同类器件相当。还研究了激光线宽与泵浦功率和激光腔长的关系。
- (6) 理论上计算了1064nm附近Cs₂分子的吸收光谱,用实验验证了计算结果的正确性。详细计算Cs₂分子的吸收光谱,对指导1064nm激光直接稳频实验,具有重要的参考价值。有关这方面的计算,国内外期刊杂志上未见报道。

Diode-Laser Pumped Solid-State Lasers: Single Frequency Operation and Frequency Stability

Lin Yueming

*Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica
P.O.Box 800-211, Shanghai*

Abstract

Recent advances in the development of high-power semiconductor laser diodes as pump sources for all-solid-state lasers have led to a revolution in solid-state laser technology. Diode laser pumping has been used to develop highly efficient, compact, reliable and intrinsically stable all-solid-state laser devices. It also provides for single frequency operation of solid-state lasers. In this thesis, we review techniques for single frequency operation of diode-laser pumped solid-state laser and frequency stabilization. The designs and performance of the single frequency operation of solid-state lasers have been accomplished by two methods. One is end-pumped twisted-mode cavity (TWC) Nd:YAG and the other is end-pumped Nd:YVO₄ crystals which have short absorption depth at the pump band and a narrow emission band. Frequency tuning, stabilization and noises of a Nd:YVO₄ laser have been demonstrated, and the absorption spectrum of Cs₂ near 1064nm was calculated and measured.

We have designed, built and tested a compact, integrated, single-mode solid-state Nd:YAG laser pumped by a semiconductor laser array. The laser's major components are mounted on a single aluminum base, and the diode laser and its beam shaping optics are mounted on a separate stage. This compact and stable structure provides good frequency stability. The slope efficiency was 23%, a instrument-limited linewidth is 10MHz, the threshold is 276mW. The output power is 55mW. To our knowledge, this is the first diode-laser pumped single-frequency solid-state laser in China and also is the third TWC device after K. Walleröth's research group and J. Mlyneck's in Germany.

Single-frequency output power of 155mW has been observed in 2% Nd: YVO₄ pumped with 1W diode laser. The single-frequency operation is due to the spatial overlap of longitudinal modes at the surface of a mirror in the laser cavity where the material is pumped. The strong absorption coefficient at 809nm and narrow bandwidth of the YVO₄ only allow a single laser mode to operate rather than short overall length. Continuous-wave threshold of 226mW has been observed with slope efficiency of greater than 33.8%.

The frequency tuning of the Nd:YVO₄ laser has been observed. By using a piezoelectric transducer (PZT) to vary the cavity length, the laser emission frequency

can be scanned. The tunable coefficient is 209.4MHz/V, the maximum tunable range is 6.6GHz. Pump-power fluctuation is often responsible for a large portion of the frequency fluctuation of the laser output. Pump-power modulation coefficient is -10.1MHz/mW, which is in good agreement with the theoretical result. The tunable range is 3.3GHz. By heating the laser crystal, the laser can be tuned over 47.4GHz, without mode hopping, the tunable coefficient is -1.04GHz/°C.

The Nd:YVO₄ laser has been frequency stabilized to a confocal Fabry-Perot interferometer. In such approach, the reference cavity is modulated and the amplitude modulation of the transmitted light is monitored with a phase sensitive detector. In the free running case, the slow shift of the center frequency is 88.6MHz/s and the jitter is 5MHz. In the locking case, the slow shift of the center frequency and the jitter are 75.75KHz/s and 2MHz, respectively.

The behaviour of the power spectrum of diode-laser pumped Nd:YVO₄ laser has been studied using a delayed self-heterodyne interferometric technique. The linewidth is 25KHz in one second sweep time. The relationship between the linewidth and the cavity length was measured and 3dB spectral width as a function of laser cavity length was also measured.

Molecular cesium has been studied for frequency-stabilization. The potential for molecular cesium $X^1\Sigma_g^+$ and $A^1\Sigma_u^+$ states have been calculated by RKR method. A set of Frank-Condon factors for X state ($V''=0-30$) $\longleftrightarrow$ A state ($v'=0-30$) have been obtained by solving radial Schrödinger equation of nuclei. The absorption spectra is demonstrated near 1064nm. We made Doppler-broadened absorption measurement. The theoretical result is in excellent agreement with experimental one.

目 录

第一章 文献综述	(1)
§1.1 引言	(1)
§1.2 发展动态	(1)
§1.3 二极管激光泵浦单频固体激光器	(3)
§1.3.1 非平面环形激光器(NPRO)	(3)
§1.3.2 扭摆模腔(TMC)	(5)
§1.3.3 微片激光器(Microchip)	(6)
§1.4 二极管激光泵浦单频固体激光器的稳频	(7)
§1.4.1 Pound-Drever 技术	(7)
§1.4.2 偏置锁频技术(Offset-Frequency Locking)	(9)
§1.4.3 绝对稳频	(10)
§1.5 二极管激光泵浦与常规灯泵的比较	(11)
§1.6 国内发展动态	(11)
参考文献	(11)
第二章 半导体激光泵浦的固体激光器单频运转原理	(15)
§2.1 半导体激光泵浦固体激光器的基横模运转	(15)
§2.1.1 引言	(15)
§2.1.2 速率方程	(16)
§2.1.3 阈值功率	(19)
§2.1.4 斜率效率	(20)
一、近阈值输出的斜率效率公式	(20)
二、强泵浦输出的斜率效率	(21)
§2.1.5 端面泵浦	(22)
§2.2 半导体激光泵浦固体激光器的单纵模运转	(22)
§2.2.1 引言	(22)
§2.2.2 扭摆模法(TWC) 原理	(23)
§2.3 微型激光器原理	(24)

参考文献.....	(26)
第三章 半导体激光泵浦的固体激光器单频运转实验.....	(28)
§3.1 扭摆模法(TWC).....	(28)
§3.1.1 实验设计.....	(28)
一、二极管激光的泵浦方式.....	(28)
二、泵浦光束的光学系统设计.....	(28)
三、激光腔的设计.....	(30)
§3.1.2 实验及讨论.....	(31)
§3.2 激光二极管泵浦单频运转的Nd:YVO ₄ 激光器.....	(38)
§3.2.1 激光器的基本特性.....	(38)
§3.2.2 器件的频率调谐特性.....	(42)
一、压电陶瓷PZT 频率调谐.....	(42)
二、泵浦功率频率调谐.....	(45)
三、加热晶体频率调谐.....	(47)
§3.2.3 加热对器件性能的影响.....	(48)
§3.3 结论.....	(50)
参考文献.....	(51)
第四章 半导体激光泵浦的固体激光器稳频研究.....	(53)
§4.1 引言.....	(53)
§4.2 激光稳定性的基本限制—自发辐射噪声.....	(55)
§4.3 激光频率的稳定.....	(55)
§4.3.1. 控制理论.....	(56)
§4.3.2 主动控制减小激光频率噪声原理.....	(57)
§4.3.3 Fabry-Perot 作为鉴频器的原理.....	(58)
§4.4 稳定激光频率的实验.....	(59)
§4.5 结论.....	(62)
参考文献.....	(64)
第五章 半导体激光泵浦的固体激光器频率噪声研究.....	(65)
§5.1 引言.....	(65)

§5.2 频率噪声的描述及测量.....	(65)
§5.3 用自差法研究激光器的线宽.....	(69)
§5.3.1 原理.....	(69)
§5.3.2 实验及结果.....	(71)
§5.4 激光频率功率谱密度的测量.....	(74)
§5.5 结论.....	(75)
参考文献.....	(78)
第六章 1.06 μm 区域的Cs ₂ 分子吸收光谱研究.....	(79)
§6.1 引言.....	(79)
§6.2 吸收光谱计算原理.....	(79)
§6.2.1 分子势能曲线.....	(81)
§6.2.2 径向波函数.....	(81)
§6.2.3 吸收谱的获得.....	(82)
§6.2.3 计算结果.....	(82)
§6.3 吸收光谱的测量.....	(83)
§6.4 结论.....	(92)
参考文献.....	(92)
第七章 总结和展望.....	(94)
附 录 A.....	(96)
论文发表情况.....	(110)
作者情况简介.....	(111)

第一章 文献综述

§1.1 引言

早在60年代, GaAs 二极管激光(LD)发明不久, 就出现了第一台二极管激光泵浦的固体激光器^[1]。当时虽然已认识到二极管激光作泵浦源有许多优点, 但LD在功率和可靠性方面均达不到泵浦源的要求, 因此LD泵浦固体激光器的技术发展相当缓慢。近几年来, 随着半导体工艺的成熟和量子阱新型结构的问世, 二极管激光器正朝着高功率高效率方向迅猛发展。用二极管激光器作为固体激光器的泵浦源, 替代闪光灯泵浦, 单线选择激发替代了宽光谱激发, 解决了固体激光器中不可克服的热畸变效应和热骚动引起的不稳定性。从而使固体激光器产生了一场更新换代的革命, 并促进了全固态激光器的发展。

半导体激光泵浦的全固态激光器具有小型、紧凑和稳定可靠的特点, 为实现激光器的单频运转创造了条件。本章概述半导体激光泵浦的单频固体激光器的发展动态, 介绍实现半导体激光泵浦固体激光器单频运转的方法以及稳频技术。

§1.2 发展动态

1958年Schawlow和Townes提出单色激光输出量子极限线宽即Schawlow-Townes方程以来^[2], 为获得极窄的激光光谱, 减小输出激光的线宽, 许多研究工作者作了极大的努力。固体激光器的二极管激光器泵浦使其激光输出线宽非常接近于Schawlow-Townes极限, $\Delta\nu = h\nu / (2\pi\delta^2 P)$, 式中 $\Delta\nu$ 为线宽, δ 为腔内光子寿命, P 为输出功率, $h\nu$ 为光子能量。

固体激光器在单色性和波长稳定性方面比半导体激光器都好。1982年K.Kubodera等人研制成二极管GaAlAs激光泵浦的单频运转LNP激光器, 输出功率为1.4mW, 非常适合于作相干光纤传输和超大容量远距离传输端机系统所需的高性能光源^[3]。他们先把七个半导体激光器的输出激光分别耦合进七根光纤, 然后通过放在光纤另一端上的棒状透镜, 聚焦在晶体LNP同一端面区域上。此器件采用平凹稳腔, LNP晶体厚300 μ m, 输出耦合率为 $T = 0.25\%$ 。

1985年美国斯坦福大学用二极管激光泵浦单块Nd:YAG激光器获得成功^[4]。如图Fig.1.1所示, 激光腔是由直径 $\phi 2$ mm长5mm的Nd:YAG棒的两个镀膜端面组成。两个端面加工成凸面, 组成了一个凹-凹激光稳腔。激光器线宽小于10KHz, 阈值2.2mW, 斜率效率25%。但不久人们认识到, 由于空间烧孔效应这种全固态激光器只有在非常低的功率下(小于1mW)维持单频工作。J.J.Zayhowski等人采用缩短腔长的方法使激光纵模间隔大于增益带宽, 消除空间烧孔效应引起的多模振荡, 实现Nd激光器低阈值高效率的单频运转^{[5][6]}。面积1mm $\times$ 1mm长730 μ m的微片Nd:YAG

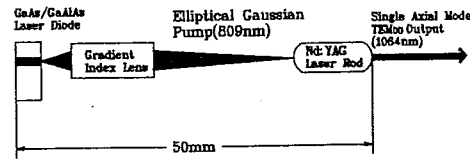


Fig.1.1 Schematic of the laser diode, gradient-index lens, and monolithic Nd:YAG oscillator.

激光器, 阈值小于1mW, 斜率效率大于30%, 自由运行线宽小于5KHz(仪器分辨率)。T.Taira 等人为了克服微片单频运转Nd:YAG 激光器由于增益介质吸收系数小(1.1% Nd, $\alpha = 8.5\text{cm}^{-1}$) 输出功率受限制的不足, 采用吸收系数大的Nd:YVO₄(1.1% Nd, $\alpha = 31.1\text{cm}^{-1}$) 晶体作增益介质, 晶体大小为 $3\text{mm} \times 3\text{mm} \times 0.5\text{mm}$ Nd:YVO₄, 取得激光器阈值5.3mW, 最大单频功率103mW, 斜率效率32.4%。通过加热晶体, 激光器在无跳模条件下频率调谐大于107GHz。^[7]

早在1985 年为满足相干光雷达和全球风速测量中需要稳定的单频本机振荡光源, T.J.Kane 等人发明了二极管激光泵浦的非平面环形振荡器(NPR), 它是获取二极管激光泵浦的高功率单频固体激光器最成功的方法之一^[8], 也是目前唯一商品化的二极管激光泵浦单频运转的固体激光器。该器件把光二极管元件组合进单块环形结构中实现激光器的单向行波工作, 从而保证其单模运转。1987 年T.J.Kane 等人用实验证实了NPRO 固有的短期频率稳定性^[9]。把NPRO 和单块驻波型单频激光器之间进行偏置锁定, 偏置频率为17MHz, 5 分钟内拍频线宽小于 $\pm 40\text{KHz}$ (频率计数器分辨率), 自由运行短期线宽小于3KHz。目前, 这种结构的二极管激光泵浦Nd:YAG 单频商品化器件最大功率为500mW(Lightwave Electronics Model 122-1064-500)。^[10]

利用扭摆模腔(TMC) 技术, 消除空间烧孔效应, 实现固体激光器单频工作, 也是非常有效的方法之一^[11]。K.Wallmeroth 等人把 $\phi 3\text{mm} \times 8\text{mm}$ 的Nd:YAG 放在两 $\lambda/4$ 波片之间, 一波片的快轴与另一个波片的快轴成 90° 角, 并与腔内的Brewster 角偏振器成 45° 角。另外, 一个波片的一个平面同时作为泵浦光的入射面和谐振腔的高反射面, 凹面镜作为谐振腔的输出耦合器, 构成一个TMC 激光器。在1W 二极管激光泵浦下, 最大单频输出功率255mW, 斜率效率27%, 线宽小于1MHz^[12]。1990 年K.Wallmeroth 利用光胶技术把TWC 激光器的各个元件集成在一起, 实现半导体激光泵浦Nd:YAG 激光器单频运转^[13]。在310mW 泵浦下, 单频输出功率82mW, 斜率效率33%, 自由运行线宽小于10KHz。目前, 二极管激光泵浦的TMC 单频Nd:YAG 激光器最大输出功率可达700mW^[14]。

上述各类二极管激光泵浦的单频激光器在自由运行状态下, 由于外界噪声、温度、机械振动以及泵浦功率的变化引起激光器输出频率的变化, 限制了该器件的短期或长期频率稳定性。为此, 许多学者采用主动锁频、锁相和绝对稳频等许多方法解决这个问题。

T.J.Kane 等人用偏置锁频的方法, 把二极管激光泵浦的单块Nd:YAG 激光器

锁定到二极管泵浦的较稳定的Nd:YAG NPRO 激光器上。在偏置频率17MHz 情形下8 分钟内频率涨落小于 $\pm 40\text{KHz}$ [9]。J.A.Keszenheimer 等人通过调整二极管激光的电流, 控制从属激光器的频率, 实现两个二极管激光泵浦的 $1.32\mu\text{m}$ Nd:YAG 微片激光器的相位锁定, 达到稳频的目的。两激光器拍频线宽小于14Hz(频谱分析仪分辨率)^[15]。

D.Schoemaker 等人利用 Pound-Drever 技术^[16], 把一个二极管激光泵浦的Nd:YAG 主动稳频到一个参考F-P 腔上^{[17][18]}。至今, 获得最好的结果为: 一个二极管激光泵浦的20mW $1.06\mu\text{m}$ Nd:YAG 单频激光器锁定到精细度 $\mathcal{F}=813$, 光通带 $\Delta\nu_c = 1.1\text{MHz}$ 的F-P 参考腔, 线宽达1mHz^[17]。但这些激光器线宽参数是通过闭环误差信号计算分析而得, 因而它们有一定的误差。T.Day 等人把两个激光器锁定到F-P 干涉仪的相邻纵模上, 取得很好的两个激光器频率的相对稳定^{[19][20][21]}。两个40mW 的Nd:YAG NPRO 激光器锁定到自由光谱范围 $\text{FSR}=6.327\text{GHz}$, 光通带 $\Delta\nu_c = 288\text{KHz}$, 精细度 $\mathcal{F}=2200$ (Newport Supercavity Model SR-150-c)F-P 干涉仪上, 它们的拍频线宽为330mHz。^[21]

但上述锁住外腔的方法不能保证激光器长期稳定。因为F-P 参考腔受外界温度等因素影响, 谐振频率本身会发生漂移。因此在需要高纯光谱的应用如光频标、计量、空间测量和空间相干光通信中, 必须改善激光器频率的长期稳定性即需要绝对稳频。

89 年A.A.Mak 等人用加热到 220°C Cs_2 的分子饱和吸收谱线直接作为 $1.06\mu\text{m}$ Nd:YAG 激光器的参考频率进行稳频, 获得频率稳定度 6×10^{-11} (1 秒钟内)^[22]。92 年A.Arie 等人先把二极管激光泵浦Nd:YAG 输出倍频, 然后锁定到 $^{127}\text{I}_2$ 分子无多普勒加宽吸收线上^[23], 两个 I_2 吸收锁定的300mW Nd:YAG NPRO 激光器(光波电子公司Model 122)拍频小于650Hz, 长期频率稳定度 2.3×10^{-12} 。95 年E.Inbar 等人把二极管激光泵浦的Nd:YAG NPRO 激光器直接锁定到利用饱和吸收FM 光谱技术得到的亚多普勒 $^{133}\text{Cs}_2$ 吸收谱线上, 与锁定到 I_2 较稳定的激光器拍频, 取得在0.5~50 秒时间内拍频线宽小于10KHz 的结果。^[41]

§1.3 二极管激光泵浦固体激光器单频工作

激光器单频运转的首要条件是限制其运转在单横模(通常 TEM_{00}) 状态, 在灯泵固体激光器中, 通常用小孔光阑获得单横模。而在二极管激光泵浦的固体激光器中, 则用端面泵浦的方式使泵浦光束与固体激光器 TEM_{00} 模体积在空间上相匹配, 可保证激光器运转在 TEM_{00} 模状态。下面着重介绍在以前闪灯泵浦基础上发展起来的获取半导体激光泵浦固体激光器单纵模运转的几种方法。

§1.3.1 非平面环形激光器 (NPRO)

行波环形腔已成功地应用于染料激光器^[25]和灯泵的单频固体激光器^[26]中。它的特点是输出功率大, 转换效率高。因为行波均匀地充满在增益区中, 不再存在空间烧孔效应。单块Nd:YAG晶体组成的谐振腔具有极好的频率稳定性^[4]。T.J.Kane等人把环形激光器和单块激光器的优点组合在一起, 发明了二极管激光泵浦的非平面环形激光器(NPRO)^[8]。Fig.1.2所示, 它有四个反射面作反射镜。为

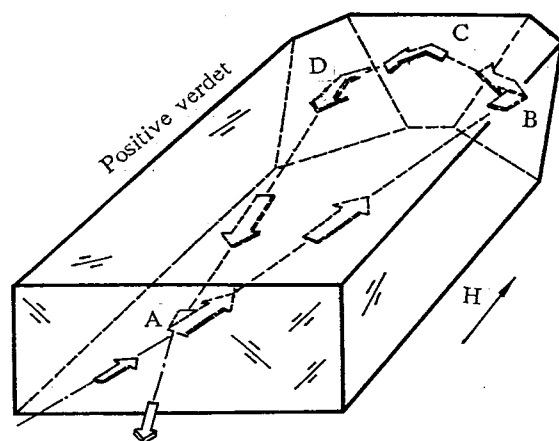


Fig.1.2 The NPRO laser design. Polarization selection takes place at the curved, partially transmitting face (point A). At points B, C, and D, total internal reflection occurs. A magnetic field H is applied to establish unidirectional oscillation. Magnetic rotation takes place along segments AB and DA. The focused pump laser beam emerges at the same point.

了使谐振腔稳定, 正面加工成凸面, 蒸镀1064nm部分透过膜作为输出耦合镜; 其它三个面均是全内反射的平面。用Nd:YAG晶体本身作法拉第旋转器, 当沿Nd:YAG晶体的长度方向加磁场时, 法拉第旋转在谐振腔AB部分(从正面到第一角锥)和DA部分(从第二角锥到正面)出现。

抛光的Nd:YAG晶块大小 $38\text{mm} \times 13\text{mm} \times 3\text{mm}$, 输出耦合镜的入射角为 7.8° , 输出耦合镜的入射平面与角锥面的入射平面间的夹角为 20° , 所有角公差为 $0.08^\circ(5'')$ 。在所述入射角情况下, 输出耦合镜镀膜, 在S偏振时其反射率99.2%, P偏振的反射率为98.8%, 输出耦合镜的曲率半径110mm。在单模工作时, 晶体放在平均强度0.27特斯拉的永久磁场中。

NPRO结构有两个优点: 一是三组光路允许各反射面间角度的公差相当大($\pm 5''$), 便于光学加工; 二是各后倾面上的反射改变了光偏振的方向^[27]。这种结构1064nm Nd:YAG激光器最大单频输出功率已达0.91W, 最高斜率效率60%^[28]。自由运行线宽 $3 \sim 10\text{KHz}$ ^{[9][29]}。

这种非平面单块环形激光器用于远距离光纤传感。如果频率极稳定, 可作紧凑坚固环形激光陀螺, 也用于注入锁定较高功率振荡器; 还用于远距离相干多普勒风速计、相干光雷达、惯性传感器及相干通信。

NPRO 的不足之处是低阈值运转所需磁场强度大到不实用的程度, 它的改进型为准平面单块环形激光器^[30]。其特点是阈值和磁场强度均较低。已取得这种 Nd:YAG 结构在 $1.319\mu\text{m}$ 和 $1.338\mu\text{m}$ 波长运转, 其阈值为 4.5mw , 磁场强度 100 高斯。

国际上, 美国 Stanford 大学 R.L.Byer 和德国 Hannover 激光中心 H.Willing^{[42][43]} 为首的研究小组从事这种器件结构的研究; 美国 Lightwave Electronics 公司生产商品化的这种器件。

§1.3.2 扭摆模腔 (TMC)

TMC 技术最早由 V.Evtuhov 和 A.E.Siegman 提出^[11]。根据不同的纵模具有不同的驻波图象和能量分布即不同纵模利用不同区域的增益。反过来, 如果保证增益介质整个空间内能量分布均匀饱和, 那么可以获得单纵模运转。在两个 $\lambda/4$ 波片间放置激光棒, 并在一腔面镜前放一个 Brewster 角板, 可实现粒子反转在空间均匀分布^{[11][31][32]}。四分之一波片的作用就把在腔面处线偏振光转换成激光棒内的圆偏振光, 使沿激光棒的轴向的光场在空间上均匀分布。

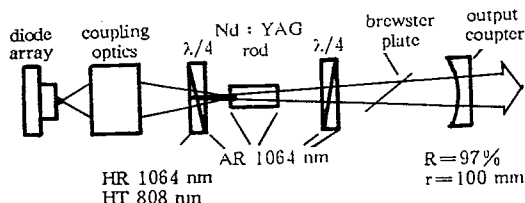


Fig.1.3 Schematic diagram of diode-laser- pumped twisted-mode cavity Nd:YAG lasers.

K.Wallmeroth 等人把 TMC 原理应用于二极管激光泵浦的单频固体激光器^[12]。如 Fig.1.3 所示, 两波片快轴互成 90° , Brewster 起偏器与一波片快轴成 45° 角。Nd:YAG 大小为 $\phi 3\text{mm} \times 8\text{mm}$ 。耦合输出器反射率 $R=97\%$, 曲率半径为 100mm 。在 1W 二极管激

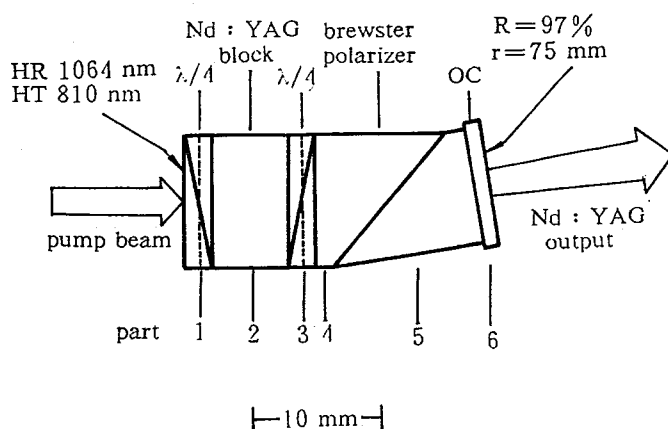


Fig.1.4 Optical layout of the MITMC laser. All parts are fixed by optical contact. HR, highly reflecting; HT, highly transmitting; parts 1 and 3, sapphire; part 2, Nd:YAG; part 4, SF11 glass; parts 5 and 6, BK7 glass.

光泵浦下, 激光器的单频输出功率为255mW, 斜率效率27%, 线宽小于1MHz。1990年K.Wallmeroth 在分立元件TMC基础上, 通过光胶把各个功能元件集成一体^[13]。如图Fig.1.4所示, 线宽小于10KHz, 泵浦功率310mW, 最大单频输出82mW, 斜率效率33%。目前这种结构最大输出功率可达700mW^[14]。1993年C.S.Adams等人用该方法研制成可调谐单频Nd:LNA激光器, 调谐范围从1.054 μm 到1.059 μm 和从1.077 μm 到1.088 μm 。在1.083 μm 处, 单频输出达150mW^[39]。该方法的优点是腔内可插入许多元件, 允许多种组合; 允许大的泵浦功率, 可获得较大的单频功率; 加工精度比NPRO低得多。但由于腔内插入元件多, 因此激光腔的损耗较大, 泵浦阈值较高。

国际上, 德国的K.Walleroth 和J.Mlyneck 及日本的M.Ohtsu 研究小组从事这种器件结构的研究。

§1.3.3 微片激光器 (Microchip)

我们知道由激光腔决定的纵模间隔 $\Delta\nu$ 为 $c/2ln$, 式中 c 为光速, l 为激光几腔长, n 为腔内介质折射率。如果腔长 l 足够短时, 那么纵模间隔 $\Delta\nu$ 将大于固体介质增益带宽, 从而保证激光器只有一个纵模运转。在这种情况下, 只要适当调整腔长使激光器频率运转在激光增益区内。

大多数单模微片激光器是利用曲面镜形成稳定腔的, 如图Fig.1.1所示^{[3][4][33]}。近年来, 发展了依靠增益导引或非线性光学效应限制受激模的横向大小的平-平腔微片激光器^{[5][6][7]}。已报导大小0.73mm $\times$ 1mm $\times$ 1mm的1.06 μm Nd:YAG微片激光器, 其阈值小于1mW, 斜率效率为23%, 线宽小于5KHz^[5]。

典型微片激光器腔长小于1mm, 对于吸收系数小的Nd:YAG微片激光器输出功率将受到限制。若采用吸收系数大的Nd:YVO₄晶体, 可以解决这个问题(1.1%Nd:YAG, $\alpha = 8.5\text{cm}^{-1}$; 1.1%Nd:YVO₄, $\alpha = 31.1\text{cm}^{-1}$)。如图Fig.1.5所示, Nd:YVO₄晶体大小为3mm $\times$ 3mm $\times$ 0.5mm。在500mW二极管激光泵浦下, 取得激光器的单频输出功率103mW 泵浦阈值5.3mw, 斜率效率32.4%。

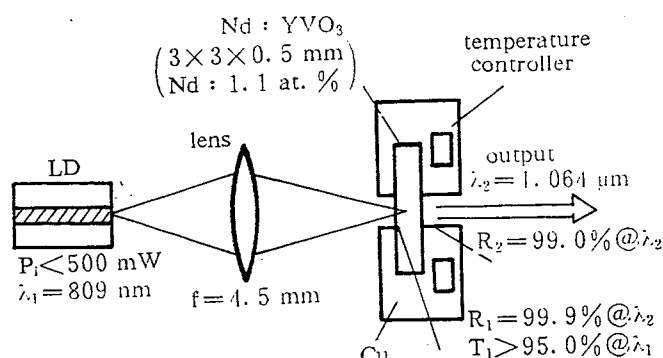


Fig.1.5 Schematic of the diode-laser-pumped Nd:YVO₄ microchip laser with single-longitudinal mode oscillator. LD, laser diode.

微片激光器特点: 制作简单, 成本低, 适合大批量生产; 泵浦阈值低, 效率高; 可在室温下大于40倍阈值功率下单模工作; 可以在很宽范围内利用应力调谐激光频率; 也可应用于光纤陀螺激光注入锁定系统中。

另外, 还有用腔内插入标准具选模的方法使半导体激光泵浦的固体激光器单纵模运转^[38]。但是由于腔内插入标准具会引入相当大的插入损耗, 因此该类激光器的泵浦阈值高, 斜率效率低。如Ti Chuang 等人把此法应用于二极管激光泵浦的Nd:LNA 激光器中, 该器件阈值为 $\sim 230\text{mW}$, 斜率效率 $\sim 4\%$ 。

以上主要介绍了三种二极管激光泵浦单频运转固体激光器的原理、结构及特点。现把它们归纳如表一所示。

表一: 二极管激光泵浦的单频运转各类固体激光器

激光器类型	材料	波长(μm)	最小阈值	斜率效率	自由运行线宽	输出功率
NPRO	Nd:GGG	1.319	4.5mW ^[30]	60% ^[28]	3~10KHz ^{[9][29]}	0.91W ^[28]
	Nd:YAG	1.064				
		1.338				
TWC	Nd:YAG	1.064	59mW ^[13]	33% ^[13]	<10KHz ^[13]	700mW ^[14]
	LNA	1.083				
Microchip	Nd:P ₅ O ₁₄	1.3	1mW ^[5]	32.4% ^[5]	5KHz ^[5]	103mW ^[5]
	Nd:YAG	1.064				
	Nd:GSGG					
	Nd:YVO ₄					

§1.4 二极管激光泵浦单频运转固体激光器的稳频

由于泵浦功率变化、机械振动、环境温度变化和声振噪声将引起激光器腔内光程的起伏, 光程的变化又造成频率漂移如1064nm Nd:YAG 激光器温漂频移达 $-3.1\text{GHz}/^\circ\text{C}$ 。因此, 必须采取措施稳定激光腔长, 阻止激光器频率漂移。

§1.4.1 Pound-Drever 技术

Pound-Drever 技术具有精度高、噪声低和响应时间不受光学谐振腔限制的性能。已应用到染料^[34]、氩离子^[35]和氮—氦^[36]稳频激光系统中, 成为激光器短期稳频最成功的技术, 它的工作原理如图1.6所示^[27]。相位调制晶体(ADP)用来产生相位调制边频带, 并保证边频带在参考腔光通带以外。边频带在参考腔输入耦合镜处基本上完全被反射, 然后经Faraday 旋转器和Thompson 棱镜共同作用使调制边频带入射到快速光探测器上。激光载波频率近似匹配参考腔谐振频率, 在激光频率处建立了内腔驻波场。这个驻波场可沿入射光场相反的方向泄漏, 产生所谓的泄漏场。泄漏场的相位基本上与入射光场被耦合入射镜直接反射产生的光场反相, 这两个场近似抵消产生了一个小的纯反射光场, 其相位在腔谐振附近强烈地依赖于频率。纯反射光场与完全被反射的边频带在快速光电二极管上拍频, 拍频信号经一系列低频放大, 通过低频信号(这个低频信号为偏置频率, 它是驱动调制晶体的“载波”和本机振荡边频带间的差频)相敏检波器把FP 参考腔反射系数与

频率的对称性转换成人们所期望的非对称频率甄别曲线。再经过伺服放大电路, 把误差信号反馈到激光器稳频控制元件上如压电陶瓷PZT。

D.Shoemaker^[17] 和 Feng Zhou^[18] 等人把这个技术应用到二极管激光泵浦固体激光器的稳频系统中。如图1.7所示^[38], 二极管激光泵浦固体激光器被锁定到参考FP腔上。F.Zhou 等人将10mW 1.3 μm 二极管泵浦Nd:YAG 单频激光器锁定到自由光谱范围FSR=300MHz, 光通带 $\Delta\nu_c = 5\text{MHz}$ 的FP腔上, 取得激光器线宽88KHz的结果。D.Shoemaker 等人用精细度 $\mathcal{F}=813$, 光通带 $\Delta\nu_c = 1.1\text{MHz}$ 的FP参考腔, 锁定20mW 1.06 μm 二极管泵浦Nd:YAG 单频激光器, 取得线宽1mHz的结果。

上述方法的不足是通过闭环误差信号分析得到激光频率稳定的参数。因为激光输出功率的起伏噪声会引入到激光频率的误差信号中, 因此这些参数往往不能反映真实激光器的频率起伏, 更为可靠的方法是通过两个独立稳频激光系统间的拍频, 获得每个激光器的频率稳定参数。美国Stanford大学R.L.Byer为首的研究小

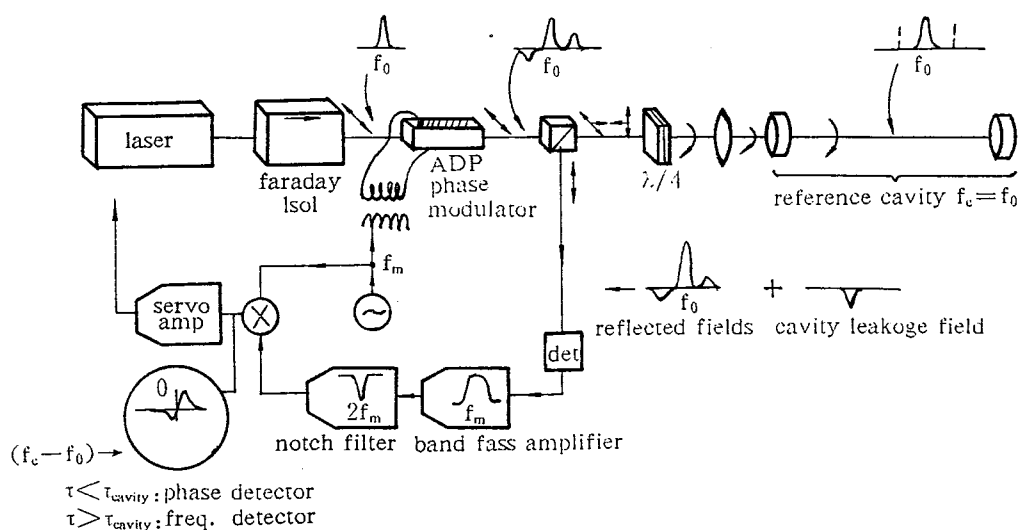


Fig.1.6 The optical stabilizer. The ADP phase modulator produces phase-modulation sidebands offset by $\pm f_m$ from carrier frequency f_c . Sidebands and some carrier, reflected from reference cavity, are steered by quarter-wave plate and polarizer to detector. Phase-sensitive detector against modulation source f_m gives bipolar error signal proportional to frequency offset $f_0 - f_c$ in the adiabatic regime. In transient regime, the system functions as an optical phase detector.

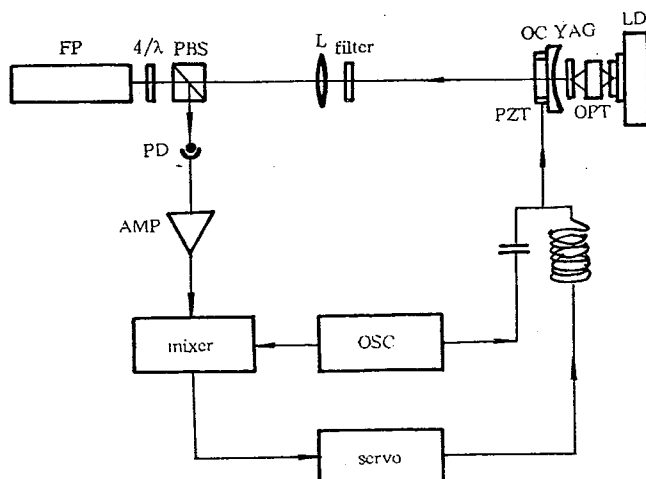


Fig.1.7 Schematic diagram of the frequency-stabilized diode-laser-pumped microchip Nd:YAG laser system. LD, laser diode; OPT, optics.

组为了弥补上述不足,采用二个二极管激光泵浦的Nd:YAG 各自锁定到同一个高精度FP腔相邻纵模上的技术方案,获得相当成功,如图Fig.1.8所示^{[19][20][21]}。另外这个改进技术还具有共模抑制的性能,避免了隔绝地面震动和声振动带来的工程困难和昂贵费用。目前,日本电通信大学的Noboru Uehara 等人将Model 120-01A 和Model 122-1064-200-F 两个Nd:YAG NPRO 激光器(美国光波电子产品),其功率分别为3.8mW 和200mW,锁定到精细度 $\mathcal{F}=19,400$,光通带 $\Delta\nu_c = 38\text{KHz}$ 的FP参考腔,取得拍频线宽193mHz 的结果^[40],这是至今为止最好的相对激光频率稳定的结果。

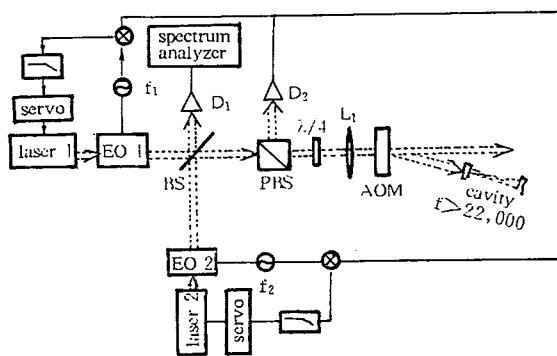


Fig.1.8 Schematic diagram of the dual laser-locking experiment using two 40mW, 1064nm, Lightwave Electronics Model 120-03 NPRO's independently Pound-Drever locked in reflection to adjacent axial modes (spaced 6.327GHz apart) of a 22,000 Finesse Newport Inc. Model SR-150-C interferometer.

§1.4.2 偏置锁频技术 (Offset-Frequency Locking)

偏置锁频技术具有简单方便的特点,而且可以避免两激光器由于零拍带来线宽测量的困难,非常适合于要求本机振荡锁频于接收信号的应用如相干光通信。

T.J.Kane^[9] 和 J.A.Keszenheimer^[15] 等人把这个技术应用到二极管泵浦Nd:YAG 激光器的稳频系统中。他们把两个二极管泵浦Nd:YAG 激光器输出分别聚焦进入两单模光纤,然而通过定向光纤耦合器进行外差测量和偏置锁定,如图Fig.1.9所示^[9]。

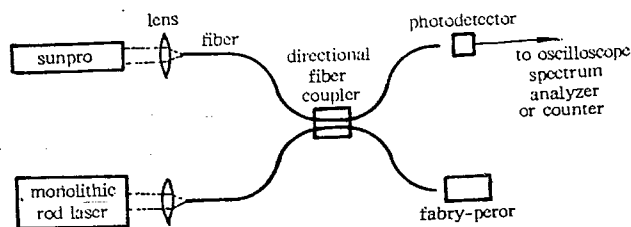


Fig.1.9 Experiment setup for heterodyne measurements and offset locking.

T.J.Kane 以SUNPRO(Solid-State Unidirectional Nonplanar Ring Oscillator) 激光器作为参考光源(主光源)并保持其恒温,单块Nd:YAG 激光器作从光源。通过温度控制,调节单块激光器的工作频率。经光电二极管测得两激光器的拍频信号与偏置频率比

较, 产生误差信号。误差信号经放大处理, 反馈到单块激光器控温仪上。最终取得单块激光器频率涨落在8分钟内小于40KHz的结果^[9]。

J.A.Keszernheimer 用两个10mW1.32 μ m 二极管泵浦Nd:YAG 微片单频激光器作为主从光源, 改变从激光器泵浦源即二极管激光器的驱动电流调整从激光器的频率。同时, 采用锁相环路实现精确的频率锁定。在偏置25MHz 情况下, 取得两激光器拍频小于14MHz(仪器分辨率)的结果^[15]。

K.Wallmeroth 等人采用这个技术, 把二极管激光泵浦TMC 锁定于SUNPRO 激光器, 并成功地应用到相干光通信中^[14]。

§1.4.3 绝对稳频

上面提到的两种技术都是相对稳频, 不能保证激光器的长期稳定。因为参考腔的谐振频率或参考光源受外界影响本身会发生漂移。对于要求激光频率高精度稳定的光频标、计量和空间测量等应用, 需采用把激光频率锁定到气体原子或分子吸收跃迁谱线上的绝对稳频技术, 以改善激光频率漂移。

$^{127}\text{I}_2$ 在1064nm 固体激光器的二次谐波532nm 处有较强的饱和吸收跃迁, 而且这个饱和吸收跃迁具有线宽窄(几个MHz) 精度高的特点。如图Fig.1.10 所示, A.Arie 等人先把两台300mW 二极管激光泵浦Nd:YAG NPRO 激光器的输出倍频, 然后把它们各自锁定到碘的532nm 附近精细吸收线上。取得了拍频线宽小于650Hz, 稳定度 2.3×10^{-12} 的结果。^[23]

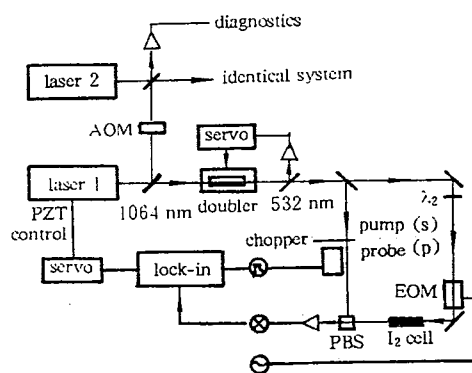


Fig.1.10 Experimental setup for locking the lasers to the Doppler-free transition of iodine. PBS, polarizing beam splitter; AOM, acousto-optic modulator; EOM, electro-optic modulator.

近几年, 随着半导体激光泵浦固体激光技术的成熟, 直接绝对稳频技术日益显得重要了。虽然在双原子 Cs_2 ^{[22][44][45][46]}、乙炔 C_2H_2 、氘乙炔 C_2HD ^[47]和 CO_2 ^[48]中已观察到同1064nm Nd:YAG 激光波长相一致的跃迁, 但至今只有 CS_2 已成功地作为频标。A.A.Mak 等人^[22]利用饱和吸收技术, 把两个灯泵的Nd:YAG 激光器锁定到220°C CS_2 分子线宽40MHz 的精细吸收线上。取得两Nd:YAG 环形激光器的拍频线宽为16KHz, 稳定度 6×10^{-10} 。近来, E.Inlar 等人已成功地把二极管激光泵浦的Nd:YAG NPRO 激光器直接稳频到 CS_2 吸收线上, 取得拍频线宽小于10KHz的结果。^[41]

§1.5 二极管激光泵浦与常规灯泵的比较

二极管激光泵浦固体激光器是目前国内外很热门的研究领域, 为了解二极管激光泵浦固体激光器的优越性, 有必要与灯泵概括比较一下:

与灯泵浦的激光器相比, 二极管激光泵浦的固体激光器主要优点是效率高。固体激光器中用得最广泛的是钕离子激光器, 泵浦弧灯辐射谱与钕离子吸收谱匹配很差, 大约只有5%的泵浦能量落在吸收带内, 因此大部分能量转化为激光介质中的热量。此外, Nd:YAG的灯泵体积与腔模体积在空间上匹配差, 导致激光转换效率低。因此, 灯泵的Nd:YAG激光器总光电效率只有百分之几。二极管激光器与弧光灯的差别在于辐射谱线窄, 实际上可以完全保证二极管激光器的辐射光谱完全与增益介质的吸收谱相匹配。二极管激光器光电效率通常为30%, 因而二极管激光泵浦的固体激光总光电效率可达15%。对于采用新工艺的二极管激光器光电效率可达50%, 那么可以预计二极管激光泵浦的固体激光将获得更高的光电效率。

与灯泵相比, 二极管激光泵浦的固体激光器最大优点是频率稳定性好。灯泵中由于水冷的波动及泵浦体积与受激模体积的不匹配造成的热量起伏, 使激光输出频率很不稳定。在高效的二极管激光器泵浦过程中, 低密度的热损耗以及二极管激光泵浦本身固有的稳定使固体激光器的频率稳定性改善几个数量级。通常灯泵连续输出100~200mW情况下, 频率短期稳定 $\pm 30\text{MHz}$ ^[49]; 采取一定措施后, 自由运行下激光频率抖动仍为15MHz。^[50]

另外, 二极管激光泵浦的固体激光器不需大的电源和冷却系统, 可使传统灯泵激光器的结构从根本上得到简化, 从而使其原来庞大的体积显著地缩小, 成为新一代的全固化激光器。因而有人把二极管激光泵浦取代灯泵对激光技术所产生的影响比喻成晶体管取代电子管在微电子领域中产生的影响。

§1.6 国内发展动态

据我们所知, 国内从事固体激光器单频和稳频研究的主要是山西大学彭^{方方}士^士堉领导的研究小组。他们已取得频率稳定性小于0.7MHz、单频输出1.2~1.5W的稳频灯泵的Nd:YAG激光器^[51]。还未见国内期刊杂志上有关二极管激光泵浦的固体激光器单频及稳频方面的研究报道。因此我们有系统地开展二极管激光泵浦的固体激光器单频运转及其稳频研究, 具有重要的现实意义和应用价值。

参考文献

1. R.J.Keyes and T.M.Quist, "Injection Luminescent Pumping of $\text{CaF}_2 : \text{U}^{3+}$ with GaAs Diode Lasers," Appl.Phys.Lett., 4, 50(1964).
2. A.L.Schawlow and C.H.Townes, "Infrared and Optical Masers," Phys.Rev. 112, 1940(1958).

3. K.Kubodera and J.Noda, "Pure Single-Mode $\text{LiNdP}_4\text{O}_{12}$ Solid-State Laser Transmitter for $1.3\mu\text{m}$ fiber-Optic Communications," Appl.Opt. 21, 3466(1982).
4. B.Zhou, et al, "Efficient, Frequency-Stable Laser-Diode-Pumped Nd:YAG Laser," Opt.Lett. 10, 62(1985).
5. J.J.Zayhowski and A.Mooradian, "Single-Frequency Microchip Nd Lasers," Opt.Lett. 14, 24(1989).
6. J.J.Zayhowski and A.Mooradian, "Frequency-Modulated Nd:YAG Microchip Lasers," Opt.Lett. 14, 618(1989).
7. Takunori Taira, Akira Mukai, et al, "Single-Mode Oscillation of Laser-Diode-Pumped Nd:YVO₄ Microchip Lasers," Opt.Lett. 16, 1955(1991).
8. T.J.Kane and R.L.Byer, "Monolithic, Unidirectional Single-mode Nd:YAG Ring Laser," Opt.Lett. 10, 65(1985).
9. T.J.Kane, et al, "Frequency Stability and Offset Locking of a Laser- Diode-Pumped Nd:YAG Monolithic Nonplanar Ring Oscillator," Opt.Lett. 12, 175(1987).
10. The Laser Focus World, Buyers Guide'95, vol.30, pp133.
11. V.Evtuhov and A.E.Siegman, "A Twist-Mode Technique for Obtaining Axially Uniform Energy Density in a Laser Cavity," App.Opt. 4, 142(1965).
12. K.Wallmeroth, et al, "High Power, CW Single-Frequency, TEM₀₀, Diode-Laser-Pumped Nd:YAG Laser," Electron.Lett. 24, 1086(1988).
13. K.Wallmeroth, "Monolithic Integrated Nd:YAG Lasers," Opt.Lett. 15, 903(1990).
14. Ken'ichi Nakagawa, Yukitaka Shimizu and Motoichi Ohtsu, " High Power Diode-Laser-Pumped Twisted-Mode Nd:YAG Laser", IEEE Photon.Tech.Lett., Vol.6, 499(1994).
15. J.A.Keszenheimer, et al, "Phase Locking of $1.32\mu\text{m}$ Microchip Lasers through the Use of Pump-Diode Modulation," Opt.Lett. 17, 649(1992).
16. R.W.P.Drever, et al, "Laser Phase and Frequency Stabilization Using an Optical Resonator," Appl.Phys. B31, 97(1983).
17. D.Shoemaker, et al, "Frequency-Stabilized Laser-Diode-Pumped Nd: YAG Laser," Opt.Lett. 14, 609(1989).
18. Feng Zhou, et al, "Frequency Stabilization of a Diode-Laser-Pumped Microchip Nd:YAG Laser at $1.3\mu\text{m}$," Opt.Lett. 16, 79(1991).
19. T.Day, et al, "30-Hz Linewidth, Diode-Laser-Pumped, Nd:GGG Nonplanar Ring Oscillators by Active Frequency Stabilization," Electron.Lett. 25, 810(1989).
20. T.Day, et al, "Active Frequency Stabilization of a $1.062\mu\text{m}$, Nd:GGG, Diode-Laser-Pumped Nonplanar Ring Oscillator to less than 3Hz of Relative Linewidth," Opt.Lett. 15, 221(1990).
21. T.Day, et al, "Sub-Hertz Relative Frequency Stabilization of Two- Diode Laser-Pumped Nd:YAG Lasers Locked to a Fabry-Perot Interferometer," IEEE J.Quantum.Electron. QE-28, 1106(1992).
22. A.A.Mak, et al, "New Laser for Interferometry with Long-Term Frequency Stabilization at $1.06\mu\text{m}$ onto Molecular Cesium Standard," SPIE vol.1121, Interferometer'89, p478.
23. Ady Arie, et al, "Absolute Frequency Stabilization of Diode-Laser- Pumped Nd:YAG Lasers to Hyperfine Transitions in Molecular Iodine," Opt.Lett. 17, 1204(1992).
24. K.-C.Peng, et al, "Frequency -Stabilization Nd:YAG Laser with High Output Power," App.Opt. 24, 938(1985).
25. Product Literature for Spectra-Physics 380 Series Ring Dye Laser and Coherent 699 Series Ring Dye Lasers.

26. A.R.Clobes and M.J.Brienza, "Single-Frequency Travelling-Wave Nd:YAG Laser," *App.Phys.Lett.* 21, 265(1972).
27. I.Schütz, et al, "Diode-Pumped Solid State Lasers," *Laser and Optoelektronik*, 20(3), 39(1988).
28. E.A.P.Cheng and T.J.Kane, "High-Power Single-Mode Diode-Pumped Nd:YAG Laser Using a Monolithic Nonplanar Ring Resonator," *Opt.Lett.* 16, 478(1991).
29. S.P.Bush, et al, "Studies of Conherence Properties of a Diode-Pumped Nd:YAG Ring Lasers," *Appl.Phys.Lett.* 53, 646(1988).
30. W.R.Trutna, et al, "Unidirectional Diode-Laser-Pumped Nd:YAG Ring Laser with a Small Magnetic Field," *Opt.Lett.* 12, 248(1987).
31. J.M.Brush, "Design of Resonators," in *Quantum Electronics III*. New York: Columbia Univ. Press, 1964, pp.1187-1202.
32. David A.Draegert, "Efficient Single-Longitudinal-Mode Nd:YAG Lasers," *IEEE J.Quantum Electron.* QE-8, 235(1972).
33. F.Zhou and A.I.Ferguson, "Tunable Single Frequency Operation of a Diode Laser Pumped Nd:YAG Microchip at $1.3\mu\text{m}$," *Electron.Lett.* 26, 490(1990).
34. J.Helmcke, et al, "Dye Laser Spectrometer for Ultrahigh Spectral Resolution: Design and Performance," *Appl.Opt.* 21, 1686(1982).
35. D.Shoemaker, et al, "Noise Behavior of the Garching 30-Meter Prototype Gravitation-Wave Detector," *Phys.Rev.D* 38, 423(1988).
36. C.Salomon, et al, "Laser Stabilization at the Millihertz Level," *J.Opt.Soc.Am.B5*, 1576(1988).
37. R.C.Steele, "Optical Phase-Locked Loop Using Semiconductor Laser Diodes," *Electron.Lett.* 19, 69(1983).
38. Ti Chuang and Harold J.Metcalf, "Tunable Diode-Laser-Pumped Solid State LNA Laser for Helium Spectroscopic Experiments," *Appl.Opt.*, vol.30, 2495(1991)
39. C.S.Adams, J.Vorberg, and J.Mlyneck, "Single-Frequency Operation of a Diode-Pumped Lanthanum-Neodymium-Hexaaluminate Laser by Using a Twisted- Mode Cavity", *Opt.Lett.*, Vol.18, 420(1993).
40. Noboru Uehara and Ken-ichi Ueda, "193-mHz Beat Linewidth of Frequency- Stabilized Laser-Diode-Pumped Nd:YAG Ring Lasers", *Opt.Lett.*, Vol.18, 505(1993).
41. E.Inbar, V.Mahal and A.Arie, "Frequency Stabilization of Nd:YAG Lasers to Molecular Cesium Lines near 1064nm", *Twelfth International Conference on Laser Spectroscopy (TWICOLS'95 Digest)*, Island of Capri, Italy, June 11-16, 1995, pp PI-41.
42. C.C.Harb, M.B.Gray, H.-A.Bachor, et al, "Suppression of the Intensity Noise in a Diode-Pumped Neodymium:YAG Nonplanar Ring Laser," *IEEE J.Quantum Electron.*, QE-30, pp2907-2913(1994).
43. I.Kröpke, "Frequenzstabile Diodengepumpte Nd:YAG Minitur Ringlaser," *Ph.D. dissertation*, Universität Hannover, Institut für Quantenoptik, Hannover, 1990
44. O.A.Orlov and V.I.Ustyugov, "Molecular cesium reference for frequency stabilization of a $1.06\text{-}\mu\text{m}$ Nd:YAG laser," *Sov.Tech.Phys.Lett.*, vol.12, 120(1986).
45. Klaus Wallmeroth and Rudolf Letterer, "Cesium frequency standard for lasers at $\lambda = 1.06\mu\text{m}$," *Opt.Lett.*, vol.15, 812(1990).
46. Ady Arie and Eran Inbar, "Laser spectroscopy of molecular cesium near 1064 nm enhanced by a Fabry-Perot cavity," *Opt.Lett.*, vol.20, 88(1995).
47. K.Nakagawa, T.Katsuda, et al, "Highly sensitive detection of molecular absorption using a high finesse optical cavity," *Opt.Comm.*, vol.107, 369(1994).

48. Peter Fritschel and Rainer Weiss, "Frequency match of the Nd:YAG laser at $1.064\mu m$ with a line CO_2 ," Appl.Opt., vol.31, 1910(1992).
49. H.G.Danielmeyer, "Stabilized efficient single-frequency Nd:YAG laser," IEEE J.Quantum Electron., QE-6, 101(1970).
50. Y.L.Sun and Robert L.Byer, "Submegahertz frequency-stabilized Nd:YAG oscillator," Opt.Lett., vol.7, 1408(1982).
51. 彭^方士^方 李瑞宁 黄茂全 刘晶 靳少征 李军, "稳频环形Nd:YAG 激光器," 中国激光, vol.16, pp449-451.

第二章 半导体激光泵浦的固体激光器单频运转原理

单频振荡激光器的充要条件是激光器的输出不但是单横模而且是单纵模, 一个理想的激光器输出应该只包含单横模和单纵模, 然而多数实际的激光器工作状态总是多模的。多模中各纵模之间的差别仅在于它们的振荡频率; 各横模则不仅振荡频率不同, 而且在垂直于其传播方向的平面内场分布也不相同。对应于一个给定的横模, 可有许多纵模。这些纵模与该横模有相同的场分布但频率各不相同。

§2.1 半导体激光泵浦固体激光器的基横模工作

§2.1.1 引言

在所有横模中, 基横模(TEM_{00})最为理想。因为 TEM_{00} 模的光束发散角最小, 功率密度最高, 因而亮度最高, 而且这种模的径向强度分布均匀, 相位相等。若用光学系统聚焦基模光束将产生一个衍射极限的光斑, 其单位面积上的功率最大。因此通常实用的激光器均希望设计成基横模(TEM_{00})运行的器件。

在灯泵的大多数实用激光器中不仅高阶横模振荡, 而且许多模同时参与振荡。因为高阶模所占的空间大于基模, 所以在谐振腔中放置一个一定尺寸的光阑, 将首先限制较高阶的模, 结果激光器是否工作在基模将取决于基模的尺寸以及谐振腔中最小光阑的直径。若光阑远小于 TEM_{00} 模的尺寸就将产生很大的衍射损耗, 不能形成激光振荡; 若光阑远大于 TEM_{00} 模的尺寸, 则高阶模的衍射损耗也非常小, 因而足以振荡。

大家知道固体激光器的振荡是激励源、增益介质和谐振腔三者共同作用的结果。半导体激光泵浦替代灯泵使泵浦效率大大提高, 更重要的是泵浦几何方式可以灵活变化, 如端面泵浦、侧向泵浦和紧凑折叠式泵浦(Tightly Fold Pumping)^[1]。但目前获取单频工作的激光器均采用端面泵浦, 原因是端面泵浦结构简单, 泵浦光束与谐振腔的模体积在空间上匹配很好, 增益介质充分吸收泵浦光, 提高了转换效率, 使激光器易以 TEM_{00} 模运转。Fig.2.1所示, 与谐振腔模很好匹配的泵浦光束在增益介质中产生一个增益导引的机制, 在泵浦光束以外的区域没有增益, 这就是半导体泵浦所特有的优越性。用它作泵浦源, 不需腔内放置光阑可实现激光器 TEM_{00} 模工作。对于其它两种侧面泵浦和紧凑折叠式泵浦方式, 其泵浦光束与腔模在空间上匹配差, 因此激光效率低, 输出模式差。

但端面泵浦由于固有的特点使输出功率受到一定的限制。其一, 难于把大量的激光二极管或列阵器件聚集在激光增益介质端面上。因为可利用的区域受腔模横向尺寸的限制; 其二, 由小的泵浦空间产生的无用热量, 在激光增益介质中

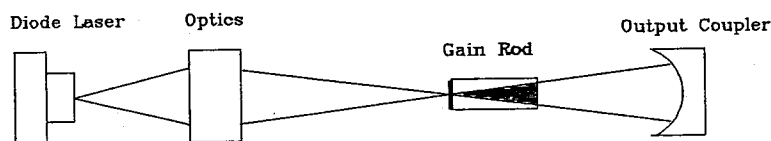


Fig.2.1 Schematic diagram of the match between pumping diode-laser beam and laser cavity mode.

产生大的光畸变。这些畸变使激光光束质量降低, 而且很难修正。另外与过去固体激光器相比, 二极管激光泵浦固体激光器对设计要求更高。因为既要保持它的紧凑、可靠和长寿命的优点, 又要对其光谱波长和几何光路作精确的调节。同样理论模型也比普通固体激光器复杂一些。过去在速率方程中不考虑激光棒中辐射场的纵向和径向变化。现在作泵浦源的二极管激光几乎可以全部被吸收, 只要它足够长且泵浦光束的聚光足够好, 但泵浦光没有充满整个增益介质而且不是均匀分布。因此需要考虑泵浦光束在增益介质内与激光光束的空间交叠问题, 也就是说要考虑辐射场在棒中的纵向和径向分布。泵浦速率密度 $R(x, y, z)$ 是空间的函数, 光子数密度 $S_i(x, y, z, t)$ 是时间空间的函数, 而且对不同横模 i 有不同的时空分布。为此必须引入二极管激光泵浦固体激光器情况下的速率方程、阈值功率和斜率效率, 为器件的优化设计提供理论依据。

§2.1.2 速率方程

速率方程对泵浦光与三能级或四能级增益介质之间的相互作用进行了近似描述。泵浦光把基态的离子抽运到激发态, 启动了离子在增益介质内的各种辐射和非辐射过程。速率方程主要对受激发射过程进行近似计算。

同以往闪灯泵浦固体激光器一样, 主要考虑粒子数反转密度和光子数在泵浦作用下的变化。但由于泵浦光的波长对准了吸收波长, 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, 粒子数布居的能级范围很窄, 窄到必须考虑能级的Stark分裂, 如Fig.2.2表示 Nd^{3+} 离子在YAG中的Stark分裂能级。但在外部谐振腔和“滤波”元件选择下, 一般激光作用只发生在一部分Stark分量之间。粒子在各Stark分量之间的分配为Boltzman分布, 不过在室温下(300K)作各种概算估值时可以假定是平均分配的。单独考虑上下能级各Stark分量的跃迁, 其简并度均为1。

假设在单位时间内从b能级中任一Stark分量受激跃到a能级中任一Stark分量能级的几率为 $C_n \sigma S(x, y, z)$ 。其中 C_n 为介质中的光速 $C_n = c/n$, n 为介质折射率, c 为真空中光速, σ 相对受激辐射截面, $S(x, y, z)$ 就是谐振腔内的激光光子密度, 因为 $C_n \sigma S(x, y, z, t) = B_{ba} \rho(x, y, z, t)$, ρ 为腔内能量密度函数, B_{ba} 为爱因斯坦系数。受激吸收从a能级中任一Stark能级到b能级中任一Stark能级单位时间几率是相同的。因

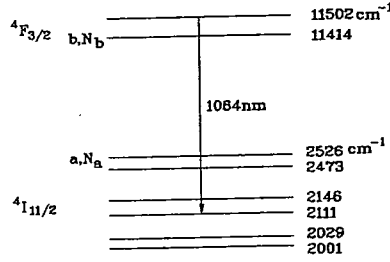


Fig.2.2 Energy level diagram of the 1064nm Nd:YAG laser. The levels of the upper and lower manifolds and their energies are shown. The laser transition is noted by the heavy line. The population of the upper and lower laser level, b and a, are given by N_b and N_a , respectively.

为上文假设Stark 能级简并度为1。

但实际激光跃迁由于发生了在部分限定的Stark 能级之间, 那么上述几率还要乘上配分数 f_b 和 f_a 。 f_b 为b 能级中参与激光作用的Stark 能级上粒子数占整个b 能级的比例数, 它可用能级内的 Boltzman 分布决定; 同样 f_a 为a 能级中的比例数。

泵浦速率密度 $R(x, y, z)$ 可写成

$$R(x, y, z) = Rr(x, y, z) \quad (2.1)$$

其中 $r(x, y, z)$ 为归一化泵浦速率空间分布函数, R 是整个谐振腔内的泵浦速率, 即每秒钟由于泵浦能量的吸收而泵浦到激光上能级的粒子数。这个数是整个谐振腔也就是模体积内的泵浦速率。它等于增益介质吸收的功率除以泵浦光子能量

$$R = \eta_p P_{abs} / h\nu_p \quad (2.2)$$

式中 h 为普朗克常数, ν_p 为泵浦光频率, P_{abs} 为增益介质吸收的泵浦光功率。 η_p 是量子效率, 表示一个泵浦光子平均激发的离子数, 一般情形下 $\eta_p \leq 1$ 。而增益介质吸收的泵浦功率表示为:

$$P_{abs} = P_p [1 - \exp(-\alpha L)] \quad (2.3)$$

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, L 是增益介质长度。

光子密度函数 $S(x, y, z, t)$ 也可以写成

$$S(x, y, z, t) = S(t)S(x, y, z) \quad (2.4)$$

式中 $S(t)$ 是 t 时刻谐振腔内的总光子数, $S(x, y, z)$ 为归一化光子数空间分布函数。 $S(t)$ 要经历零、瞬态增长到稳定的一个自洽过程。

根据上述参数, 我们很容易写出准三能级系统上下两能级上粒子数随时间的变化率。

$$\frac{dN_b(x, y, z, t)}{dt} = -\frac{N_b(x, y, z)}{\tau_f} + f_b Rr(x, y, z) - C_n f_b \sigma [N_b(x, y, z, t) - N_a(x, y, z, t)] S(t) S(x, y, z) \quad (2.5)$$

$$\frac{dN_a(x, y, z, t)}{dt} = \frac{N_b(x, y, z)}{\tau_f} - f_a Rr(x, y, z) + C_n f_a \sigma [N_b(x, y, z, t) - N_a(x, y, z, t)] S(t) S(x, y, z) \quad (2.6)$$

(2.5) 式右边第一项是自发辐射衰减率, τ_f 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。(2.6) 式是下能级的相应项。在准三能级情况下 $dN_b(x, y, z)/dt \neq dN_a(x, y, z)/dt$ 。定义 $\Delta N(x, y, z) \equiv N_b(x, y, z, t) - N_a(x, y, z, t)$ 代表粒子数反转密度。用(2.5)式减去(2.6)式可得

$$\frac{d\Delta N(x, y, z)}{dt} = -\frac{2N_b(x, y, z)}{\tau_f} + (f_b + f_a) Rr(x, y, z) - (f_b + f_a) C_n \sigma \Delta N(x, y, z, t) S(t) S(x, y, z, t) \quad (2.7)$$

其中

$$\begin{aligned} 2N_b(x, y, z, t) &= N_b(x, y, z, t) + N_a(x, y, z, t) + \Delta N(x, y, z, t) \\ &= N + \Delta N(x, y, z, t) \end{aligned} \quad (2.8)$$

N 是与激光作用有关的上下能级粒子总和, 这并不等于掺杂浓度 N_0 , 但在一定环境温度下 N 是一个常数。当 $t = 0$ 时没有泵浦, 系统处于平衡态 $N_b(x, y, z, 0) = 0, N_a(x, y, z, 0) = N = f_a N_0$ 。用 ΔN^0 代表平衡时粒子数反转

$$\Delta N^0 = N_b|_{t=0} - N_a|_{t=0} = -N \quad (2.9)$$

所以

$$2N_b(x, y, z, t) = \Delta N(x, y, z, t) - \Delta N^0 \quad (2.10)$$

另外在多模运转中, 光子数密度 $S(x, y, z, t)$ 实际是 M 个谐振腔横模光子数密度之和。

$$S(x, y, z, t) = \sum_i^M S_i(x, y, z, t) = \sum_i^M S_i(t) S_i(x, y, z) \quad (2.11)$$

基模时 $i = 0$, 那么每一个模的总光子数 S_i 随时间的变化率为

$$\frac{dS_i(t)}{dt} = C_n \sigma \int_{cavity} \Delta N(x, y, z, t) S_i(t) S_i(x, y, z) dV - \frac{C_n \delta_i}{2L} S_i(t) \quad (2.12)$$

右边第一项是粒子反转所引起的受激辐射使第 i 模光子数增加的速率, 第二项是整个谐振腔的各种损耗引起光子数减少的速率, 故不涉及分布。 δ_i 是第 i 模的全程损耗, 包括耦合输出率 T 。

由于我们感兴趣的是 TEM_{00} 模, 故令 $i = 0$ 得基模工作时的速率方程。

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta N(x, y, z, t)}{dt} &= -\frac{\Delta N(x, y, z, t) - \Delta N^0}{\tau_f} + (f_a + f_b) Rr(x, y, z) \\ &\quad - (f_b + f_a) C_n \sigma \Delta N(x, y, z, t) S_0(t) S_0(x, y, z) \end{aligned} \quad (2.13)$$

$$\frac{dS_0(t)}{dt} = C_n \sigma \int_{cavity} \Delta N(x, y, z, t) S_0(t) S_0(x, y, z) dV - \frac{C_n \delta_0}{2L} S_0(t) \quad (2.14)$$

其中 $\delta_0 = \delta_{0e} + 2\alpha_0 L = T + \delta_{0f} + 2\alpha_0 L$ 。 δ_{0e} 表与长度无关的损耗如输出耦合、元件界面散射和腔的费涅耳衍射等等, α_0 与长度有关的损耗如杂质吸收和体散射。 $f_a = 0, \Delta N^0 = 0$ 表示激光下能级的快速驰豫使下能级随时处于“倒空”状态。上述方程组便自然变成描述四能级系统的方程组。

值得说明的是, 方程(2.14)右边忽略了自发辐射引起的光子数增加的速率, 因为当激光器达到稳定运行时, 自发辐射速率远小于第一项受激发射。虽然在起初时刻或到达阈值的过程中自发辐射起着引发受激辐射的关键作用。

§2.1.3 阈值功率

在没有激光输出时粒子数反转密度正在增加, 虽然泵浦功率增大使上能级粒子数增加的速率变大, 但到发射激光时上能级粒子数达到相对稳定值, 再增加泵浦功率, 虽然这个值略大有变化, 但主要通过快速的受激辐射, 部分用于增大输出部分被损耗, 所以让方程(2.13) 等于零时求解稳定输出功率或求解腔内稳态光子总数 S 是正确的。令 $\frac{d\Delta N(x,y,z,t)}{dt} = 0$ 得到 $\Delta N(x,y,z,t)$ 的缓变近似。

$$\Delta N(x,y,z,t) \approx \frac{\tau_f(f_b + f_a)Rr(x,y,z) + \Delta N^0}{1 + (f_b + f_a)C_n\sigma\tau_f S_0(t)S_0(x,y,z)} \quad (2.15)$$

缓慢变化的条件是

$$(f_b + f_a)C_n\sigma\tau_f S_0(t)S_0(x,y,z) \ll 1$$

根据上式, 表达式(2.15) 进一步近似简化

$$\Delta N(x,y,z,t) = \tau_f(f_b + f_a)Rr(x,y,z) + \Delta N^0 \quad (2.16)$$

把(2.16) 式代入(2.14) 式

$$\frac{dS_0(t)}{dt} = C_n\sigma \int_{cavity} [\tau_f(f_b + f_a)Rr(x,y,z) + \Delta N^0]S_0(t)S_0(x,y,z)dV - \frac{C_n\delta_0}{2L}S_0(t) \quad (2.17)$$

定义

$$J \equiv \int_{cavity} r(x,y,z)S_0(x,y,z)dV \quad (2.18)$$

它表示泵浦光归一化空间分布函数 $r(x,y,z)$ 与激光归一化空间分布函数 $S_0(x,y,z)$ 的空间重叠程度, 称为交叠积分。这个积分对激光二极管泵浦固体激光器来讲十分重要。

归一化条件

$$\begin{cases} \int_{cavity} r(x,y,z)dV = 1 \\ \int_{cavity} S_0(x,y,z)dV = 1 \end{cases} \quad (2.19)$$

利用式(2.18) 和(2.19), 把(2.17) 式重新写成

$$\frac{dS_0(t)}{dt} = S_0(t) \left[R(f_a + f_b)\sigma C_n\tau_f J + C_n\sigma\Delta N^0 - \frac{C_n\delta_0}{2L} \right] \quad (2.20)$$

解得上式

$$S_0(t) = \exp\{[R(f_a + f_b)\sigma C_n\tau_f J + C_n\sigma\Delta N^0 - C_n\delta_0/2L]t\} \quad (2.21)$$

实际测量不可能精确判定输出刚好为零的位置, 但用上式可以表达一个特定的初始瞬态, 即腔内只有1个受激自发辐射光子的状态。此时

$$R(f_a + f_b)\sigma C_n\tau_f J - C_n\sigma\Delta N^0 + C_n\delta_0/2L = 0 \quad (2.22)$$

利用(2.2) 式和(2.21) 式, 让 $f_a = 0, \Delta N^0 = 0, f_b\sigma = \sigma_e$, 便得到四能级阈值泵浦功率

$$P_{th} = \frac{\delta_0 h\nu_p}{2L\sigma_e\tau_f\eta_p} J^{-1} \quad (2.23)$$

表达式突出了交叠积分。上述阈值公式适合于端面泵浦、侧向泵浦和紧凑折叠式泵浦。

§2.1.4 斜率效率

光—光斜率效率公式定义为

$$\eta \equiv P_{out}/(P_{abs} - P_{th}) \quad (2.24)$$

斜率效率描述激光器在阈值以上运行的情况, 此时研究稳定连续(CW) 或准连续(Q-CW) 输出, 腔内光子数 $S_0(t)$ 已是常数。满足以下条件:

$$\frac{\partial \Delta N(x, y, z, t)}{\partial t} = 0 \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial S_0}{\partial t} = 0 \quad (2.26)$$

$$S_0(t) = S_0 \quad (2.27)$$

方程(2.25) 的解已由(2.15) 式给出, 代入(2.27) 式得

$$\Delta N(x, y, z) = \frac{\tau_f(f_b + f_a)Rr(x, y, z) + \Delta N^0}{1 + (f_b + f_a)C_n\sigma\tau_f S_0 S_0(x, y, z)} \quad (2.28)$$

令(2.14) 式等于零, 再利用(2.27) 式可得方程(2.26) 的解:

$$\sigma \int \Delta N(x, y, z) S_0(x, y, z) dV = \delta_0/2L \quad (2.29)$$

(2.28) 式代入(2.29) 式, 利用四能级系统 $\Delta N^0 = 0$, 得隐含 S_0 的方程

$$\sigma \int_{cavity} \frac{\tau_f R(f_b + f_a)r(x, y, z) S_0(x, y, z)}{1 + (f_b + f_a)C_n\sigma\tau_f S_0 S_0(x, y, z)} dV = \frac{\delta_0}{2L} \quad (2.30)$$

具体从(2.30) 解出 S_0 很困难, 我们考虑两种特殊情况。

一、近阈值输出的斜率效率公式

此时满足关系式 $(f_b + f_a)C_n\sigma\tau_f S_0 S_0(x, y, z) \ll 1$, 且 $R \approx R_{th}$ 。根据上面假设

$$\frac{1}{1 + (f_b + f_a)C_n\sigma\tau_f S_0 S_0(x, y, z)} \approx 1 - (f_b + f_a)C_n\sigma\tau_f S_0 S_0(x, y, z) \quad (2.31)$$

把(2.31) 式代入(2.30) 式得到

$$S_0 = \frac{\sigma\tau_f R(f_b + f_a)J - \delta_0/2L}{(f_b + f_a)^2 C_n R \sigma^2 \tau_f^2 J'} \quad (2.32)$$

其中

$$J' = \int_{cavity} r(x, y, z) [S_0(x, y, z)]^2 dV \quad (2.33)$$

对四能级的情况, $f_a = 0$, $f_b\sigma = \sigma_e$, S_0 为:

$$S_0 = \frac{\sigma_e \tau_f R J - \delta_0/2L}{C_n \sigma_e^2 \tau_f^2 R J'} \quad (2.34)$$

利用(2.23)式把 J 表示成 R_{th} 的等式

$$J = \frac{\delta_0}{2L\sigma_e\tau_f R_{th}} \quad (2.35)$$

上式代入(2.34)式可得到

$$\begin{aligned} R - R_{th} &= (2L\sigma_e^2\tau_f^2 C_n/\delta_0) R R_{th} S_0 J' \\ &\approx (2L\sigma_e^2\tau_f^2 C_n/\delta_0) R_{th}^2 S_0 J' \end{aligned} \quad (2.36)$$

再用(2.35)式

$$R - R_{th} = \frac{C_n \delta_0}{2L} \left(\frac{J'}{J^2} \right) S_0 \quad (2.37)$$

所以四能级的斜率效率为

$$\eta_4 \equiv \frac{P_{out}}{P_{abs} - P_{th}} = \frac{S_0 T h \nu_l C_n / 2L}{(R h \nu_p / \eta_p) - (R_{th} h \nu_p / \eta_p)} = \frac{\eta_p S_0 T C_n h \nu_l}{h \nu_p (R - R_{th}) 2L} \quad (2.38)$$

(2.37)式代入(2.38)式

$$\eta_4 = \eta_p (T/\delta_0) (h \nu_l / h \nu_p) (J^2 / J') \quad (2.39)$$

它适合于各种泵浦几何形式。

二、强泵浦输出的斜率效率

当激光束腰足够小(如 $w_0 = 100\mu m$)而泵浦功率足够大(如大于1.5W)泵浦聚焦效果比较理想($w_p < w_0$)的条件下就可以保证下式成立

$$(f_b + f_a) C_n \sigma \tau_f S_0 S_0(x, y, z) \gg 1 \quad (2.40)$$

此时称为强泵浦。设模体积为 V , 则(2.30)式可简化为

$$\frac{R}{C_n S_0} = \frac{\delta_0}{2L} \quad (2.41)$$

由此得泵浦速率 R 为

$$R = \delta_0 C_n S_0 / 2L \quad (2.42)$$

同样 $R \gg R_{th}$, 故此时斜率效率

$$\eta = \frac{P_{out}}{P_{abs} - P_{th}} \approx \frac{P_{out}}{P_{abs}} = \eta_p \frac{P_{out}}{R h \nu_p} \quad (2.43)$$

代入 P_{out} 和 R 的表达式

$$\eta = \eta_p (h \nu_l / h \nu_p) (T / \delta_0) \quad (2.44)$$

这个公式一直被认作端面泵浦情形下近阈值运行的斜率效率公式。事实上, 无论四能级或准三能级系统, 无论何种泵浦几何只要 R 足够大激光 w_0 相对足够小, 且 $w_p < w_0$ 。公式(2.44)式就可以用来求解固体激光器的斜率效率。

§2.1.5 端面泵浦

用增益介质内的基模高斯光束代替经光学系统聚束后进入增益介质端面的二极管激光泵浦光束即

$$r_0(x, y, z) = \frac{2\alpha \exp(-\alpha z)}{\pi w_p^2 [1 + \exp(-\alpha L)]} \exp\left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{w_p^2}\right] \quad (2.45)$$

同样在激光腔内光子分布函数, 以平凹腔为例, 其基模光束为

$$S_0(x, y, z) = \frac{2}{\pi L w_0^2} \exp\left[-\frac{(x^2 + y^2)}{w_0^2}\right] \quad (2.46)$$

那么交叠积分

$$J = \int_{cavity} r(x, y, z) S_0(x, y, z) dV = \frac{2}{\pi L (w_0^2 + w_p^2)} \left\{ 1 - \exp\left[-2\left(1 + \frac{w_0^2}{w_p^2}\right)\right] \right\} \quad (2.47)$$

代入(2.23)式便可得端面泵浦下四能级增益介质的阈值公式

$$P_{th,4} = \frac{\pi \delta_0 h \nu_p (w_0^2 + w_p^2)}{4 \sigma_e \tau_f \eta_p \{1 - \exp[-2(1 + w_0^2/w_p^2)]\}} \quad (2.48)$$

为了求得端面泵浦的斜率效率必须先求出 J' 的值。

$$J' = \frac{4[1 - \exp(-4 - 2w_0^2/w_p^2)]}{\pi^2 L^2 w_0^2 (w_0^2 + 2w_p^2)} \quad (2.49)$$

四能级系统的近阈值运行的斜率效率为

$$\eta_4 = \eta_p (T/\delta_0) (h\nu_l/h\nu_p) \frac{\beta(2+\beta)[1 - \exp(-2-2\beta)]^2}{(1+\beta)^2[1 - \exp(-4-2\beta)]} \quad (2.50)$$

其中 $\beta = w_0^2/w_p^2$ 。 β 参数直接表达了泵浦光和受激模的重合程度。

§2.2 半导体激光泵浦固体激光器的单纵模工作

§2.2.1 引言

我们知道一个激光器腔内存在着许多纵模, 它们的频率间隔 $\delta\nu = c/2nl$, 处于增益曲线中心附近的模先达到阈值如 Fig.2.3 所示。虽然固体增益介质的谱线是均匀加宽的, 不存在类似气体激光器中的光谱烧孔效应, 但由于固体激活介质中反转粒子间能量扩散速率很慢, 不可避免引起空间烧孔效应。Fig.2.4 所示, 当泵浦功率增加时, q 模首先振荡, 由于波节处驻波振荡的场强为零, 因此在各节点附近增益介质并不发生增益饱和现象, 只有在驻波波腹附近才发生强烈的增益饱和, 并且在达到稳定振荡时其饱和增益恰好等于腔的损耗, 这种现象就称空间烧孔效应。因此除波腹以外的其它位置上, 增益仍将高于阈值。由于不同纵模相对

应的驻波场的波腹和波节的位置不同, 因而满足阈值条件的各个纵模可以各自利用不同空间区域的反转粒子数而形成多纵模振荡, 而且泵浦功率越高, 被激发的模越多, 输出谱线加宽越厉害。据上分析, 为了确保固体激光器的单频工作,

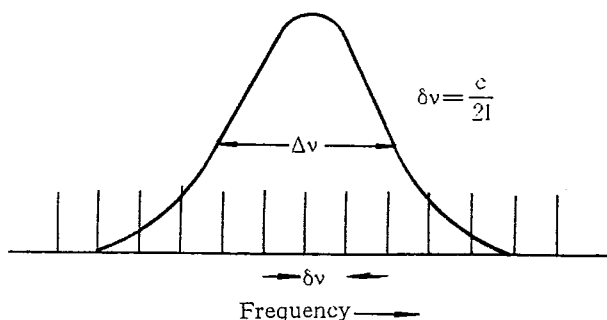


Fig.2.3 Longitudinal cavity modes of a cavity of length l . The mode spacing is $\delta\nu$, while the gain bandwidth is $\Delta\nu$.

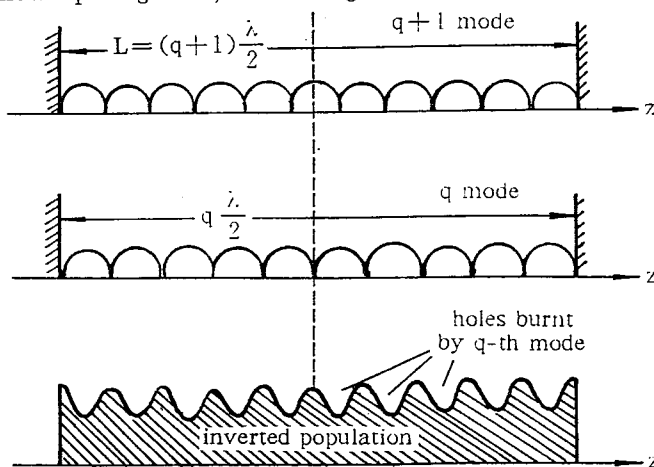


Fig.2.4 The schematic diagram of spatial hole burning.

必须消除空间烧孔效应。为此, 许多研究人员在常规灯泵获取单频运转的行波环形腔、扭摆模腔(TWC)、移镜法和电光相位调制法的基础上, 提出适合于二极管激光泵浦固体激光器单频运转的方法, 如非平面环形激光器、扭摆模腔和微型激光器。我们根据实验条件对二极管激光泵浦的扭摆模腔和微型激光器实现单频作了详细研究, 下面具体介绍这些方法实现单频运转的理论根据。

§2.2.2 扭摆模法(TWC)原理

早在1965年A.E.Siegman等人提出扭摆模腔技术^[5]把激光棒放在两个四分之一波片之间, 并在一腔镜前放置一个起偏器, 可实现反转粒子数的空间均匀分布, 也就是说可以消除空间烧孔效应。

如Fig.2.5所示, 激光腔由 M_1 、 M_2 、四分之一波片 P_1 、 P_2 、激光棒和起偏器 B 组成。 P_1 、 P_2 的快轴相互垂直, 并与起偏器 B 的偏振方向成 45° 角, 假定X、Y轴

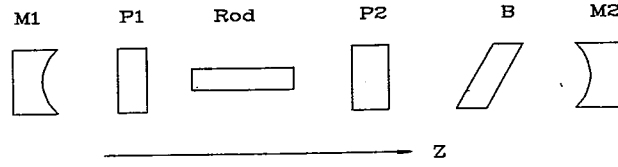


Fig.2.5 The diagram of a "twisted-mode" laser resonator.

方向分别同 P_1 四分之一波片的快慢轴重叠, P_1 处入射线偏振表示为:

$$\begin{cases} E_{x1} = E \sin(\omega t - kz) \\ E_{y1} = E \sin(\omega t - kz) \end{cases} \quad (2.51)$$

其中 ω 为激光角频率, $k = 2\pi/\lambda$, λ 为激光波长。通过 P_1 后, 线偏振光变为圆偏振光。

$$\begin{cases} E_{x2} = E \sin(\omega t - kz + \pi/2) \\ E_{y2} = E \sin(\omega t - kz) \end{cases} \quad (2.51)$$

圆偏振光通过 P_2 四分之一波片后, 在Y方向延迟 $\pi/2$, 成为线偏振光。经过 M_2 反射后, 再次通过 P_2 , 线偏振光又变为圆偏振光:

$$\begin{cases} E_{x3} = E \sin(\omega t - 2kL + kz + \pi/2) \\ E_{y3} = E \sin(\omega t - 2kL + kz + \pi) \end{cases} \quad (2.52)$$

其中 L 为腔长, 第二次通过 P_1 , 经 M_1 反射, X、Y方向的相位差又变为零。因此, 在激光腔内可以存在稳定的模。在激光棒内, 两传播方向相反的圆偏振光叠加后的总光场为:

$$\begin{cases} E_x = 2E \cos(\omega t - kL) \cos k(L - z) \\ E_y = 2E \cos(\omega t - kL) \sin k(L - z) \end{cases} \quad (2.53)$$

因此, 激光棒内光强为:

$$E_x^2 + E_y^2 = 4E^2 \cos^2(\omega t - kL) \quad (2.54)$$

由(2.54)式可知, 激光棒内的光强同激光棒轴方向 z 无关, 能量均匀分布, 因而不存在反转粒子数空间烧孔效应, 激光器可以单纵模工作。

§2.3 微型激光器原理

微型激光器为驻波型激光器, 对于驻波型激光器, 人们一直认为只有腔长短到纵模间隔大于或等于增益带宽时, 才能实现激光器单纵模运转。其实不然, A.E.Siegman曾提到当增益介质放在腔面附近比放在中心时可获得更高的单频功率^[7]。原因是所有腔纵模的波节均固定在腔面处。J.J.Zayhowsi考虑固体增益介质中的空间烧孔效应和能量扩散推导了激光器最大单模反转粒子密度与阈值反转粒子密度的比值同增益长度、增益带宽和能量扩散长度乘积的关系^[8]。Gregory J.Kintz等人提出了具有短吸收长度增益介质单频运转的模型^[9], 我们认为这个模型物理图象比较清楚, 现介绍如下:

Fig.2.6 表示均匀加宽增益介质处于一腔面处的纵模情况, 所有的激光纵模在腔面处有节点即腔模固定在腔面上。假定激光器为端面泵浦方式, 泵浦光在增益介质很小的区域内完全被吸收, 那么所有的纵模将共享同样的反转粒子分布。因为它们驻波图象在这个区域内是同相位的, Fig.2.6(a)-(c) 所示。具有最大受激发射截面的纵模首先受激, 反转粒子数的饱和使介质增益保持在该受激模的阈值附近 [Fig.2.6(b)]。这个反转粒子饱和修正减小了其它纵模可获得的增益。因为其它受激发射截面小的纵模与高增益的纵模是利用同样区域的反转粒子, 所以受激发射截面小的纵模不能达到阈值。但离腔面较远处, 各纵模间在空间上开始错开产生相移, 每个模开始获取不同区域的反转粒子。在一定的泵浦功率下, 这个相移区域所产生的增益足够允许其它模振荡 [Fig.2.6(d)], 这就产生多模振荡。但是, 对于短吸收深度的增益介质第二个模振荡阈值高出第一个振荡模许多倍。这个倍数与吸收深度、跃迁带宽和波长有关。

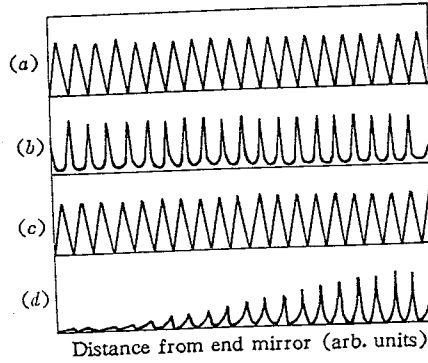


Fig.2.6 Multimode spatial hole burning at the end mirror of a laser cavity:
(a) Intensity as a function of distance from the first oscillating cavity mode;
(b) modified population inversion in the laser medium at 10 times above threshold;
(c) intensity of a second cavity mode; (d) differential gain as a function of position in the laser medium. The gain of the second laser mode is obtained by integrating (d) over the absorption depth of the laser medium.

文献[6]已讨论在小增益近似下四能级系统中单纵模与均匀加宽增益介质激光跃迁间相互作用的方程。饱和强度的倒数 $S = \sigma \tau_f / \hbar \omega$ 和腔内光强的乘积在增益峰处满足:

$$\begin{cases} SI(r) = \frac{4r-1-(8r+1)^{1/2}}{8} \\ r = I_p / I_{th} \end{cases} \quad (2.55)$$

式中 I_p 为泵浦功率, I_{th} 为阈值泵浦功率。利用稳态情形下的速率方程, 可以计算出考虑空间烧空效应后的反转粒子数分布。其它纵模的增益可以通过归一化的模强度分布和修正后的反转粒子数分布乘积积分获得。对于首先振荡的腔纵模, 其附近的其它模的波长可表示成:

$$\lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda \quad \text{且} \quad \Delta\lambda \ll \lambda_0 \quad (2.56)$$

这两模在空间产生的相位差为 $\eta = 2n\pi\Delta\lambda Z/\lambda^2$, Z 是离开腔面的距离, n 增益介质折射率。腔模在 η 相位处的增益用其附近一个波长增益区域内的平均增益近似, 它

与泵浦功率有关。可以求得任一 η 处的增益与腔损耗之比为:

$$\frac{G_0(\lambda, \eta)}{T} = \frac{\lambda_0}{l} \frac{\left\{ \cos^2(\eta) + \sin^2(\eta) 2r \left[\frac{(4SI(r)+1)^{1/2}-1}{4SI(r)} \right] \right\}}{1 + \left[\frac{2(\lambda-\lambda_0)}{\Delta\lambda_0} \right]^2} \quad (2.57)$$

上式中 l 是吸收深度。在整个吸收深度内, 不同相位 η 下求和(2.57)式可获得第二个腔模的增益。

假定在整个吸收深度内 η 很小即 $\Delta\lambda \ll \lambda_0^2$, 那么在 l 范围内认为激光增益介质均匀泵浦。忽略二次以上项, (2.57)式按 η 展开。取 η 平均值为 $\eta = 2\pi\Delta\lambda l/\lambda^2$ 求和得第二模的增益。最后可得到单频工作的条件

$$\left(\frac{\pi n \Delta\lambda_0 l}{\lambda_0^2} \right)^2 \left\{ 2r \left[\frac{(4SI(r)+1)^{1/2}-1}{4SI(r)} \right] - 1 \right\} \leq 1 \quad (2.58)$$

它同增益介质的光谱参数和相对泵浦功率 r 有关。定义函数 $f(r)$ 为

$$f(r) \equiv 2r \left[\frac{(4SI(r)+1)^{1/2}-1}{4SI(r)} \right] - 1 \quad (2.59)$$

当 $r=1$ 时, $f(r)=0$ 。那么单频条件表示成:

$$\left(\frac{\pi n \Delta\lambda_0 l}{\lambda_0^2} \right) f(r) \leq 1 \quad (2.60)$$

式中函数 $f(r)$ 表示了单频运转与泵浦功率的依赖关系, 其它变量是由激光晶体光谱参数决定, 重要的光谱参数是跃迁带宽 $\Delta\lambda_0$ 和吸收深度 l 。跃迁带宽越窄, 吸收深度越短, 越能拉大第二个模受激的阈值, 也就是说越能获取较大的单频功率。但上述关系式不足的是没有体现与腔长的关系。考虑3.0% Nd:YVO₄在808.7nm处吸收系数 111cm^{-1} , 跃迁带宽0.95nm, 折射率 $n=2.1652$, 代入方程(2.60)算得 $r=14$, 也就是说泵浦功率到达14倍的阈值功率时第二个模开始振荡。实验测得 $r=15.3$, 这说明这个模型能较精确预示第二个模振荡的阈值。

参考文献

1. Thomas M.Baer, David F.Head, et al, "Performance of Diode-Pumped Nd:YAG and Nd:YLF lasers in a Tightly Folded Resonator Configuration", IEEE J.Quant.Electron. QE-28, 1131(1992).
2. T.Yee Fan and Robert L.Byer, "Diode Laser-Pumped Solid-State Laser", IEEE J.Quant.Electron. QE-24, 895(1988).
3. M.J.F.Digonnet and C.J.Gaeta, "Theoretical Analysis of Optical Fiber Laser Amplifiers and Oscillators", Appl.Opt., 24, 333(1985).
4. T.Y.Fan and R.L.Byer, "Modeling and CW Operation of a Quasi-Three- Level 946nm Nd:YAG Laser", IEEE J.Quant.Electron. QE-23, 605(1987).
5. V.Evtahov and A.E.Siegman, "A 'Twisted-Mode' Technique for Obtaining Axially Uniform Energy Density in a Laser Cavity", Appl.Opt. 4, 142(1965).
6. Lee W.Casperson, "Laser Power Calculations: Sources of Error", Appl. Opt. 19, 422(1980).

-
7. A.E.Siegman, Laser, Mill Valley, CA, University Science, 1986.
 8. J.J.Zayhowski, "The Effects of Spatial Hole Burning and Energy Diffusion on the Single-Mode Operation of Standing-Wave Lasers", IEEE J.Quantum Electron. QE-26, 2052(1990).
 9. Gregory J.Kintz and Thomas Baer, "Single-Frequency Operation in Solid-State Laser Materials with Short Absorption Depths", IEEE J.Quantum Electron. QE-26, 1457(1990).

第三章 半导体激光泵浦的固体激光器单频运转实验

§3.1 扭摆模法(TWC)

第二章推导了扭摆模腔实现固体激光器单频运转的原理。从原理可知, 激光腔内插入两个四分之一波片可以使增益介质中腔模能量均匀分布, 但要让激光保持线偏振就得在腔内放置 Brewster 角板。因此, 欲获取低阈值高效率运行的单频激光器就得尽可能减小各插入元件的损耗。另外, 扭摆模腔技术是从灯泵固体激光器中发展起来的, 用半导体激光泵浦取代灯泵产生了一些新的特点。我们将对 TWC 激光器的这些特点作一些探讨。

§3.1.1 实验设计

上章已提到一个单频工作的激光器首先必须是单横模(通常为 TEM_{00} 基横模)。在半导体激光泵浦的固体激光器中, 要高效地实现基横模运转, 在设计器件时必须考虑以下几个方面:

一、二极管激光的泵浦方式。

半导体激光泵浦固体激光发展到现在已有三种几何泵浦方式。它们是端面泵浦、侧向泵浦和紧凑折叠式泵浦。从实现基横模来说, 端面泵浦最为容易方便, 而且效率最高。因为对端面泵浦的泵浦光束, 也就是半导体激光光束, 通过光学系统准直聚焦极易满足与激光腔模体积的空间匹配, 形成增益导引机制。增益导引机制的作用类似于一个常规灯泵固体激光器中光阑的作用, 如 Fig.2.1 所示。其它两种泵浦方式较适合于获取大功率固体激光器。

二、泵浦光束的光学系统设计

所有二极管激光器都具有一个本身结构造成的输出光束非对称性即在平行和垂直于发射结平面方向上的发散角不一样。由于衍射效应, 输出端面较窄的垂直方向比平行方向引起更大的发散, 典型的角度比在 2:1~6:1 范围内变化。正因为这样, 很难直接应用二极管激光器。为了把二极管激光输出光束尽可能有效地耦合入固体增益介质中, 已经发展了许多耦合技术, 如成像光学系统^[1]、柱面透镜系统^[2]、椭圆模腔^[3]、微棱镜线阵^[4]、自聚焦微透镜(GRIN Lens)^[5]、多束光合成^[6]、光纤束端面泵浦^[7]等, 但在单频运行激光器中最有效的方式为准直-像质补偿-聚焦系统, 因为这种方式易获得最大的交叠积分(J), 使器件效率最高阈值最低。下面介绍这种系统的设计思想: ^{[8][9]}

1. 准直系统。它的性能决定着激光耦合系统其它部分的光斑大小、发散角

等等性能, 一个高质量的准直镜先得考虑收集角即数值孔径($NA = \sin(\theta/2)$, θ 是收集角)。垂直于二极管激光结平面方向的发散角可高达 60° (FWHM), 典型值在 $40^\circ \sim 60^\circ$ 范围。对于高斯强度分布的光束, $1/e^2$ 强度处的发散角大约是FWHM 值的1.7 倍。准直系统的设计还需在数值孔径与焦距、工作距离和输出光束直径之间作平衡。若在 $1/e^2$ 点处取得1mm 直径的光束, 准直系统的数值孔径为 $NA = \sin(1.7 \times 50/2) = 0.676$, 因为输出光束的半径等于数值孔径乘以焦距, 那么可以算出焦距 $f=0.74\text{mm}$ 。如果设计如此短的焦距而保持合理的工作距离, 那么这是相当复杂和困难的工作。由于目前大多数二极管激光封装在带有窗口的管壳里, 窗口玻璃通常为 $0.17\text{mm} \sim 0.30\text{mm}$ 厚, 而二极管激光器的发射腔面与窗口相距 $0.7\text{mm} \sim 1.5\text{mm}$ 。所以器件窗口限制了准直镜靠近二极管激光器发光面的最小距离, 也就是决定了准直系统的最小工作距离。

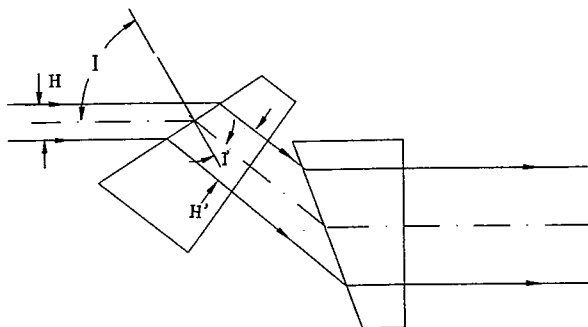


Fig.3.1 Anamorphic prism pair beam expander.

2. 像质补偿系统。经过准直透镜系统, 使椭圆形光斑转换成圆形光斑一种简单经济的方法是用一对相同的楔形棱镜, 如图Fig.3.1 所示。当然用一个棱镜也可以达到同样的目的, 但棱镜对的优点是使入射光束沿相同的方向出射, 而且椭圆度的修正范围加大。如果楔形棱镜的出射面垂直于入射光束, 那么一个棱镜的放大率 M 为

$$M = H'/H = \cos I' / \cos I \quad (3.1)$$

这样, 一对棱镜的放大率就是 M 的平方。如果两个具有一定楔形角的棱镜对以一定角度倾斜, 那么可产生相当大范围的放大率。上述方程适合于棱镜的任一面, 它表明当棱镜倾斜放置时对放大率的主要影响发生在入射角较大的一边, 即使倾斜时棱镜出射边的角度相当小, 余弦值仍然接近于1, 因而此面放大率很小。棱镜对倾斜角在 10° 范围内变化, 放大率可以从2:1 到6:1 变化。由于这个入射角变化很小, 不会影响减反膜的效果, 因此很适合于批量生产。

另一个方法是两对正交的望远柱面透镜系统组成的像质补偿系统, 如图Fig.3.2 所示^[3]。两对柱面透镜沿二极管激光器结平面的一组是倒用望远镜, 平行光束扩束。横向放大率 $M_{tel} = 6.3$, 准直非球面透镜 $f_{col} = 8.18\text{mm}$, 聚焦非球面透镜 $f_{foc} = 50.0\text{mm}$, 该平面内总放大率

$$M = f_{foc} / (f_{col} M_{tel}) = 1 \quad (3.2)$$

在该平面内, 二极管激光发射结长 $100\mu\text{m}$, 成像后仍 $100\mu\text{m}$, 发散角 10° ; 在垂直于结平面的平面内, 另一对柱面透镜是正用望远镜, 平行光变窄, 横向放大率为 $1/6.3$, 故总放大率约40倍。恰好这个方向结厚 $2\mu\text{m}$, 放大后的像为 $80\mu\text{m}$ 而最大发散角缩小40倍。从光程上分析, 它并不能清晰成像, 只能保证泵浦光进入模体积, 因此只适用于阈值泵浦功率较低的四能级系统。

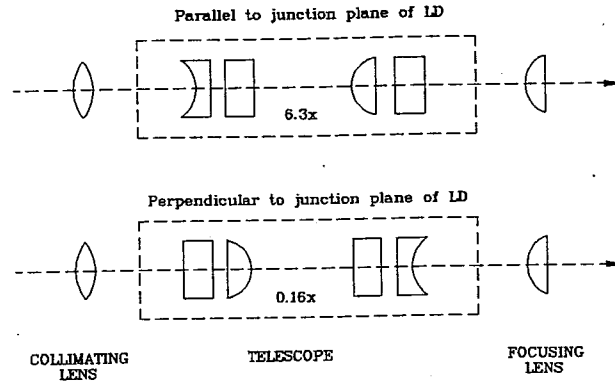


Fig.3.2 Schematic of the imaging system: view parallel to the plane of the diode-laser junction (upper), and view perpendicular to the junction plane (lower).

3. 聚焦系统。聚焦透镜主要作用是通过聚焦, 将准直和椭圆度修正后的光束耦合进入激光增益介质, 使泵浦光束与模体积尽可能好的匹配。因此, 它的设计准则是在增益介质的吸收深度内泵浦光束的大小尽可能等于或接近于振荡模的大小。

三、激光腔的设计

有关激光腔的设计无论从理论上还是实验上均相当成熟。在二极管激光端面泵浦固体激光器中, 大多数采用平-凹腔。这种腔具有结构简单损耗低易于调整等一系列优点, 还有增益介质的泵浦入射面作为一个腔镜, 与凹面镜形成了一个稳定的腔。同时加工简单, 端面镀膜也易实现。

根据文献[10], 平-凹腔的稳定条件:

$$R > L \quad (3.3)$$

式中 R 为凹面镜的曲率半径, L 为腔长。平-凹腔中基模光斑半径公式为

$$w(z) = \left[\frac{\lambda^2 L(R-L)}{\pi^2} \right]^{1/4} \sqrt{1 + \frac{z^2}{L(R-L)}} \quad (3.4)$$

以 $z_1 = 0$ 和 $z_2 = L$ 代入上式, 就可得出谐振腔镜面上的基模光斑半径为

$$w_{s1} = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi}} [L(R-L)]^{1/4} \quad (3.5a)$$

$$w_{s2} = \sqrt{\frac{\lambda R}{\pi}} \left(\frac{L}{R-L} \right)^{1/4} \quad (3.5b)$$

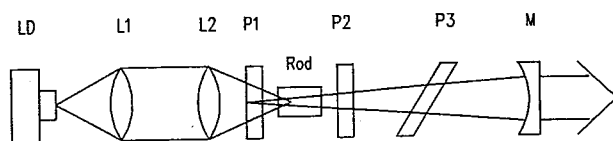


Fig.3.3 Schematic diagram of diode-laser pumped Nd:YAG TWC laser with end-pump geometry.

w_{s1} 表示平面镜上的光斑尺寸, 它就是平-凹腔基模的腰斑半径; w_{s2} 表示凹面镜上的光斑尺寸。可以证明当 R 保持一定而改变 L 时, 在半共焦情况下 w_{s1} 达到极大值; 而 w_{s2} 随 L 的增大而单调地增大。反之, 当 L 保持一定而改变 R 时, 在半共焦情况下, w_{s2} 取极小值而 w_{s1} 却随 R 的增大而单调地增大。

考虑上述因素, 结合实际情况, 建立了 Fig.3.3 所示实验装置。LD 为二极管激光器, 型号 SDL-2462-P1 (美国 Spectra Diode Labs 公司产品), 在 808nm 波长附近运转, 连续输出功率 1W, 内带半导体电致冷器 (TEC), 可以很方便地控制温度, 调节二极管激光器的工作波长。驱动电源为 SDL-820 二极管激光电流驱动器。泵浦光束的耦合光学系统由两个同样的非球面透镜组成。一个作准直镜, 另一个为聚焦镜。非球面镜通光孔径 $\phi 65\text{mm}$, 焦距 $f=80\text{mm}$, 两面蒸镀 808nm 减反膜 ($T < 0.1\%$)。200 $\mu\text{m} \times 1\mu\text{m}$ 二极管激光发射结面经光学系统成像后, 用读数显微镜测得, 光斑大小为 300 $\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$ 左右。为了保持腔的机械稳定性, 我们把 P_1 、 P_2 、 P_3 、增益介质和输出耦合镜安装在同一块铝合金架子上。 P_1 、 P_2 为四分之一波片, 直径 $\phi 20\text{mm}$, 厚度 $d=2.64\text{mm}$ 。 P_1 的泵浦入射面蒸镀 1064nm 高反 ($R=99.8\%$) 808nm 增透 ($T=90\%$) 的双色膜, 另一面为 1064nm 增透 ($R < 0.2\%$)。 P_2 两面均镀 1064nm 增透 ($R \leq 0.2\%$); 激光棒为 1%Nd:YAG 晶体, 大小 $4\text{mm} \times 4\text{mm} \times 5\text{mm}$, 两端蒸镀 1064nm 减反膜 ($R < 0.1\%$)。 P_3 为起偏器, 它是由直径 $\phi 30\text{mm}$ 厚度 $d=4.12\text{mm}$ 的平板上蒸镀 60° 的偏振膜 ($T_p=99\%$, $T_s=1.5\%$) 构成。M 为输出耦合镜, 直径 $\phi 30\text{mm}$, 曲率半径等于 100mm, 1064nm 处的反射率 $R=87\%$ 。 P_1 入射端面与 M 镜组成稳定的平凹腔, 谐振腔几何长度为 97.6mm。

§3.1.2 实验及讨论

用作泵浦固体激光器的二极管激光器通常用 GaAs 材料做成, 发射波长在 800nm 波段附近, 并以 $0.25 \sim 0.3\text{nm}/^\circ\text{C}$ 的速度温漂。这个漂移是由于温度变化引起半导体材料能带间隙和折射率的变化引起的。尽管二极管激光发射的谱宽为 1nm 左右, 但为了把二极管激光波长调到固体激光器泵浦吸收带的中心, 使其尽可能吸收二极管激光的泵浦能量, 在实验中应控制二极管激光器的温度。由于二极管激光器在不同工作电流下, 有不同的结温升, 故每一个工作电流下有一个最佳温度。为优化二极管激光泵浦固体激光器的泵浦效率, 我们对二极管激光器的一些性能和泵浦效率作了测量研究。

Fig.3.4 表示不同工作电流下二极管激光的热沉温度 (T) 与输出波长 (λ) 的关系。它是利用 Fig.3.5 实验装置测得的。热沉温度控制和读数是利用二极管激光器的驱

动电源SDL-820的基本功能, 光谱仪是由苏州大学研制的。光谱仪输出经光电二极管接收记录在X-Y记录仪上。测量前先用He-Ne光校准光谱仪。图中三条直线的斜率几乎一致, 平均斜率为 $0.26\text{nm}/^\circ\text{C}$, 这个测量结果同预期完全一致。因为不同工作电流会产生不同的结温升, 而且工作电流越大结温升越高, 因而 $T-\lambda$ 的关系曲线只会产生平移。

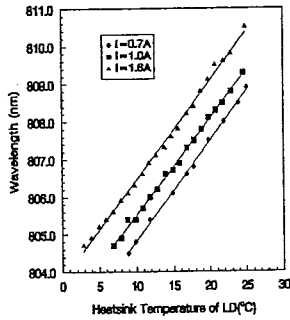


Fig.3.4 The center wavelength of LD versus the temperature with different operating currents. The temperature coefficient is $0.26\text{nm}/^\circ\text{C}$

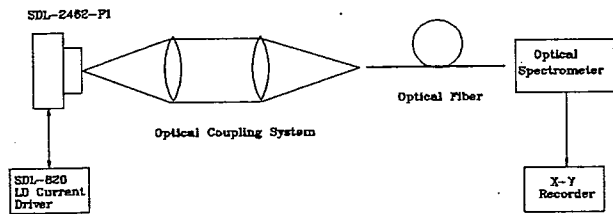


Fig.3.5 The schematic diagram of setups for measuring the wavelength of LD.

Fig.3.6 表示激光输出波长处于 808nm 附近时不同工作电流与二极管激光热沉温度的关系。以后的实验就依据这个数据曲线设置二极管激光的工作温度。Fig.3.7 表示不同工作电流下波长与吸收系数的关系。Fig.3.8 表示不同泵浦功率下的吸收系数。Fig.3.7 和 Fig.3.8 告诉我们吸收系数随泵浦功率增大而增大, 最大吸收系数为 $\alpha = 4.9\text{cm}^{-1}$ 。值得一提的是因为二极管激光器的输出光谱宽为 1nm 左右, 这个吸收系数为平均吸收系数, 不同于一般报导的用窄线宽钛宝石激光器测量的吸收系数。上述结果同理论一致, 根据文献[11], 线性吸收系数 $\alpha_m(\omega)$ 定义为

$$\alpha_m(\omega) \equiv \frac{1}{2} \Delta N_{12} \sigma_{21}(\omega) \quad (3.6)$$

式中 ΔN_{12} 是产生吸收的跃迁能级之间的粒子数差, $\sigma_{21}(\omega)$ 为两能级间吸收跃迁截面。而 ΔN_{12} 与泵浦强度有关, 满足:

$$\Delta N_{12} = \frac{\eta_p P_{abs}}{h\nu_p} \quad (3.7)$$

式中 P_{abs} 为泵浦吸收功率, η_p 为量子效率。故 α_m 正比于 P_{abs} 。从Fig.3.8也可推知, 当泵浦功率 720.5mW 时, Nd:YAG 吸收还未达到饱和。

Fig.3.9 表示通过光学系统耦合后激光二极管工作电流与输出功率的关系曲线, 此时二极管激光的热沉温度是按照Fig.3.6设置的。用自制的自由光谱范围 $FSR =$

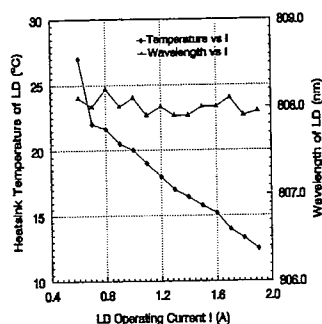


Fig.3.6 The operating current of LD versus temperatures with the center wavelength 808nm.

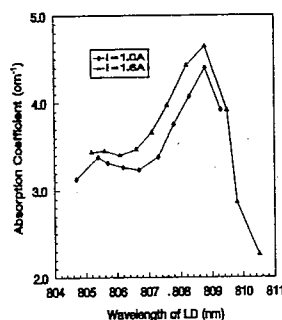


Fig.3.7 The absorption coefficient of Nd:YAG versus the wavelength of LD with different operating current.

1.07GHz, 精细度 $\mathcal{F}=41$ 的扫描共焦腔干涉测量仪测量激光器纵模谱。当二极管泵浦光功率375mw, F-P 扫描周期20ms 时, 测得Fig.3.10 所示纵模光谱。Fig.3.10a 为 P_3 起偏器偏振方向与 P_1 、 P_2 成 45° 时的纵模谱。两透射峰间的距离为1.07GHz。Fig.3.10b 为无起偏器时激光器的纵模谱。对两种情形进行比较, 证实了激光器的单纵模运转。根据第二章原理的分析, 起偏器的作用是保证波片与腔镜区域内光束是线偏振, 从而保证增益介质内光束是圆偏振。这个结果同理论预计完全一致。泵浦功率达到最大时, 固体激光器仍保持Fig.3.10a 的单模光谱, 此时输出功率为55mw。

实验中我们发现TWC 激光器的腔内起偏器很重要, 为此作了深入的研究。先用Brewster 角板作起偏器。由于平板具有一定的厚度, 因而会产生光轴平移, 如Fig.3.11 所示。偏移量

$$\begin{cases} h = \frac{d}{\cos \beta} \sin(\alpha - \beta) \\ \sin \alpha = n \sin \beta \end{cases} \quad (3.8)$$

式中 α 为入射角, β 为出射角, n 为玻璃折射率, d 为其厚度。取 $\alpha = 60^\circ$, $n = 1.52$, $d = 4.12\text{mm}$, 得到偏移量 $h = 2.14\text{mm}$ 。因此调整光路时需要把输出腔板的光轴平移 h 。

实验中还发现1064nm 激光不仅从输出耦合镜出射而且也从Brewster 角板反射出来, 这两束激光的阈值一样, 如Fig.3.12 所示。当然它们的偏振方向互相垂直, 测得当激光二极管工作电流 $I = 1.9\text{A}$ 时, Laser_1 输出功率30.6mW, Laser_2 的功率为24.4mw。由于Brewster 角板对S 偏振光为高透, 对P 偏振光为高反, 因此对P 偏振光来说, P_1 四分之一波片的高反膜面与Brewster 角板上组成一个谐振腔, 产生了振荡。

实验中我们测量了不同条件下阈值泵浦时二极管激光的工作电流 I_{th} , 如表3.1 所示; 用1064nm 脉冲激光平均采样30 个点测得四分之一波片(P_2) 和蒸镀偏振膜的Brewster 角板的损耗, 如表3.2 所示。从两表结果看出, Brewster 角板起偏器在腔内

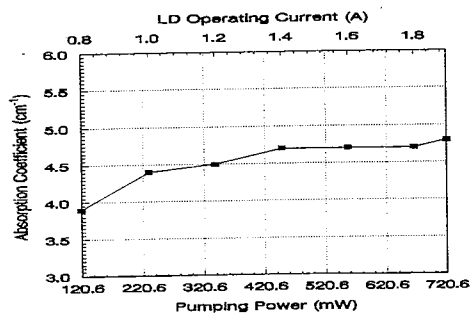


Fig.3.8 The absorption coefficient of Nd:YAG versus LD pumping power.

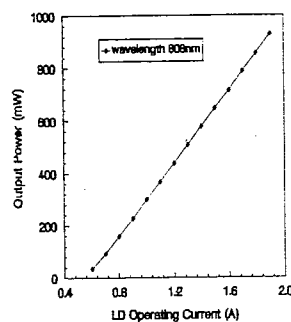
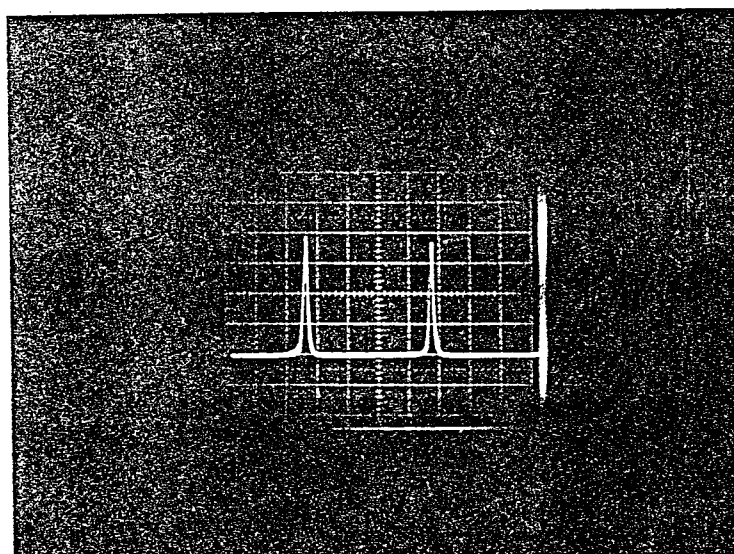
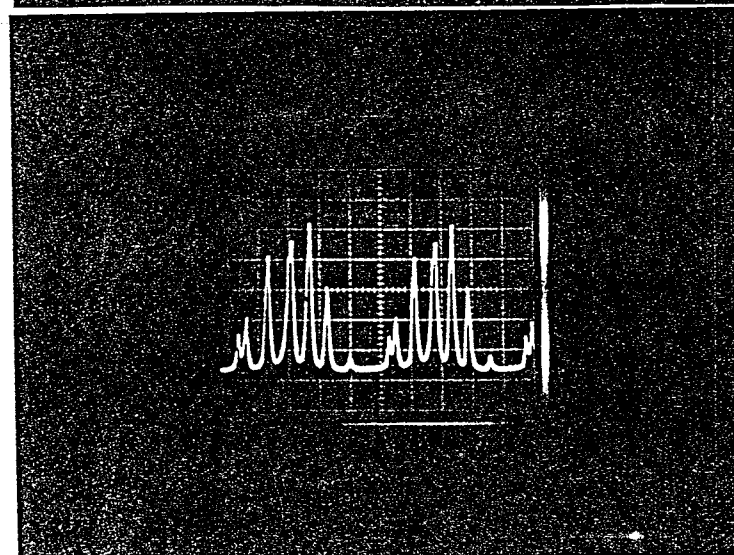


Fig.3.9 Diode laser output power vs current with the center wavelength 808nm.



a.



b.

Fig.3.10 Optical spectrum of the diode-laser pumped Nd:YAG twisted-mode cavity laser measured by a scanning confocal interferometer with 41 fineness and 1.07 GHz free spectral range. a) with a polarizer; b) without a polarizer.

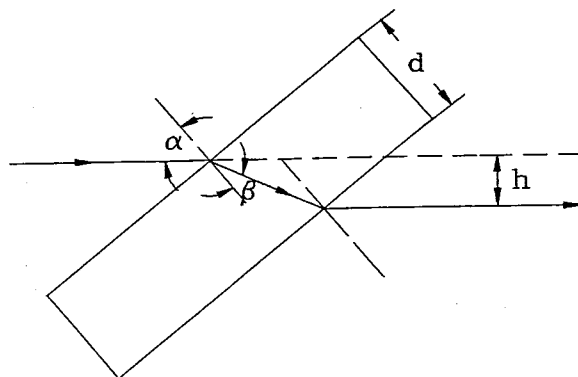


Fig.3.11 The optical path offset by Brewster plates.

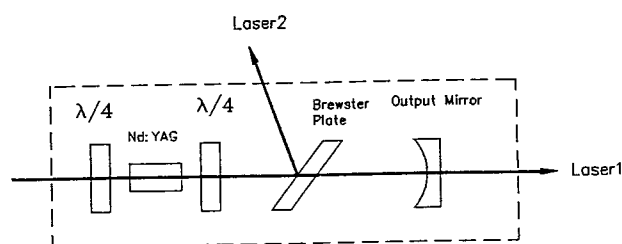


Fig.3.12 The schematic diagram of two beam laser's coming out from the cavity.

的损耗很大。

然后用Glan 棱镜作起偏器。此时不再出现Brewster 角板的光轴偏移和两束激光受激的现象，因此以后的实验中就采用Glan 棱镜作起偏器。

在扭摆模腔激光器中，激光二极管泵浦不同于灯泵的一个重要特点是二极管激光为偏振光，因此二极管激光器结平面与P1 光轴间有一个最佳放置角度。如Fig.3.13 所示，假设入射二极管激光光场($\vec{E}_{in}$) 的偏振方向同Brewster 角起偏器的偏振方向一致，那么通过P1 四分之一波片后光场 E_1 为

$$E_1 = \sqrt{E_{in}^2 + 2E_{in}^2 \cos \beta \sin \beta \cos \delta} \quad (3.9)$$

Table 3.1 激光腔长 $L=94\text{mm}$ 输出耦合率 $R=3.5\%$ 时，不同条件下的泵浦阈值。

测试条件	无 P_2 和 B	有 P_2 , 无 B	有 P_2 和 B
I_{th}	0.77A	0.78A	1.08A

Table 3.2 1064nm 脉冲激光测 P_2 四分之一波片和 Brewster 角板的损耗。

条件	1064 激光透射率
$P_2(\lambda/4)$	T=96%
Brewster 角板	T=90%
$P_2(\lambda/4)$ +Brewster 角板	T=86.6%

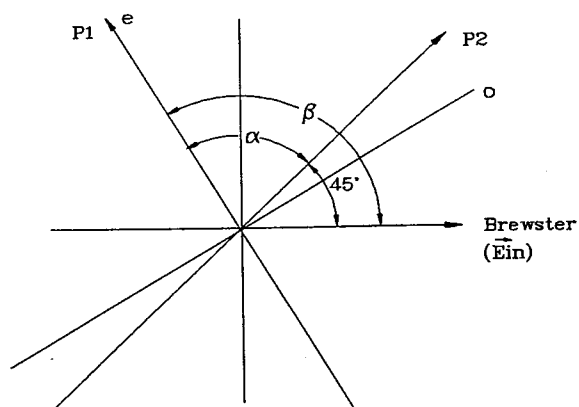


Fig.3.13 Schematic of the relative position between pumping laser and the quarter-wave plate(P1).

式中 E_{in} 为偏振光振幅, δ 为 1064nm 四分之一波片产生的相位差。因为四分之一波片是由石英材料制成, 对 1064nm 激光 δ 为 90° , 而对 808nm 激光 δ 大于 90° , 故有:

$$\cos \delta < 0, \text{ 对 } 808\text{nm 激光} \quad (3.10)$$

方程(3.9)式可简化为

$$E_1 = E_{in} \sqrt{1 + \sin 2\beta \cos \delta} \quad (3.11)$$

根据(3.10)和(3.11), 我们可得

(a) 若 $\sin 2\beta = 1$, 那么 E_1 最小。此时

$$\beta = \frac{\pi}{4} + n\pi, n = 0, 1, 2, \dots \quad (3.12)$$

因为 $\beta = \frac{\pi}{4} + \alpha$, 所以 $\alpha = n\pi$, 即 $\alpha = 0, \pi$ 时, E_1 最小。也就是通过 P_1 四分之一波片的泵浦功率最小, 在其它条件相同的情况下, 此时阈值最高。

(b) 若 $\sin 2\beta = -1$, 那么 E_1 最大。同样也可推出 $\alpha = \pm \frac{\pi}{2}$ 时, E_1 最大。此时泵浦阈值最小。

(c) 其它情形就介于(a)和(b)之间。实验证实了这些理论的预期结果, 见表3.3。

Table 3.3 角度 α 与二极管泵浦阈值工作电流的关系

α	0°	45°	90°	135°	180°
$I_{th}(A)$	1.51	1.11	0.99	1.28	1.49

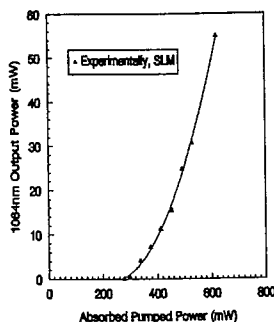


Fig.3.14 Output power versus absorbed pump power.

通过上述优化考虑后, 我们得到 Fig.3.14 所示的泵浦功率同单模输出功率的关系曲线。激光器斜率效率为 23%, 泵浦阈值为 276mw。

§3.2 激光二极管泵浦单频运转的 Nd:YVO₄ 激光器

上面介绍了利用扭摆模腔技术实现 Nd:YAG 单纵模运转, 但由于腔内插入许多元件, 腔的结构较大, 造成下一步稳频工作的复杂性。为此我们寻找高吸收系数的激光晶体, 利用第二章介绍的短吸收深度的原理实现单纵模运转。

Nd:YVO₄ 晶体的早期光谱研究已预示其激光增益高, 吸收光谱宽($\Delta\nu_a$) 于 Nd:YAG。Nd:YVO₄ 晶体属于四方空间群结构, 单轴晶系, 存在 a 轴和 c 轴两种切割方式^[12]。泵浦光在平行(α) 和垂直(π)c 轴方向上有不同的吸收系数。Nd:YVO₄ 具有很短的吸收深度 l_a , 较大的受激发射截面 σ , 如表 3.4 所示, $\Delta\nu_g$ 表示增益带宽。因此用 YVO₄ 晶体可望获得低阈值和高转换效率的单频激光器。

Table 3.4 Laser Properties of Nd:YVO₄ crystals

Laser Material	Nd ³⁺ Density (at %)	α (cm ⁻¹)	l_a (mm)	$\Delta\nu_g$ (GHz)	$\Delta\nu_a$ (nm)	σ (1×10^{-19} cm ²)
a-cut Nd:YVO ₄ (π polarization)	3	110	0.091	257	21	21 ~ 30
	2.02	72.4	0.1426			
	1.5	50	0.20			
	1.1	31.1	0.32			
Nd:YAG	1.1	8.5	1.176	177.5	10	6.8

§3.2.1 激光器的基本特性

为优化激光器性能, 我们先对激光谐振腔作了研究。实验装置如 Fig.3.15 所示, 激光器和光学耦合系统同 Fig.3.3。Nd:YVO₄ 是 a 轴切割晶片, 尺寸是 3mm×3mm×1mm。实验中采用吸收系数大的 π 方向即激光二极管输出光的偏振方向与 c 轴垂直。Nd 离子在 YVO₄ 晶体中掺杂浓度为 2%(重量比)。在晶体泵浦入射的 a 面上镀有 809nm 增透($T_{809nm} > 90\%$)1064nm 高反($R_{1064nm} > 99.9\%$) 的双色膜, 并把它作为激光谐振腔的一个腔板。晶体的 b 面镀有 1064nm 增透膜; M 为激光谐振腔的输出耦合板。泵浦光经过 L_1, L_2 光学耦合系统聚焦在晶体的 a 面上。因为 Nd:YVO₄ 的最大吸收峰处于 809nm 上, 因此在实验过程中 LD 的工作温度设置是根据 Fig.3.6 测得的曲线数据再加 4°C。

首先采用稳定的平凹腔。此时输出耦合板 M 是直径 $\phi 30mm$ 曲率半径 100mm 的平凹镜, 它在 1064nm 处的反射率为 90.3%, 激光腔长可以变化。用自由光谱范围 $FSR = 1.07GHz$, 精细度 $\mathcal{F} = 100$ 的扫描共焦干涉仪(即 F-P 腔) 检测激光输出的模式。激光输出为多模, 单纵模的输出功率最多只有几十 mW。如 Fig.3.16 所示, 激光腔长 10mm, 泵浦功率 660mw, 最大多模输出功率可达 281mw, 斜率效率 49.8%。单纵模输出功率小的原因是泵浦光束与腔基模体积不匹配造成的。因为即使半共焦腔的束腰半径最大, 由式(3.5a) 得 $w_{s1} = 130\mu m$, 而发光面积 $200\mu m \times 1\mu m$ 激光二极管经过光学耦合系统后光斑为近似 $300\mu m \times 100\mu m$ 。

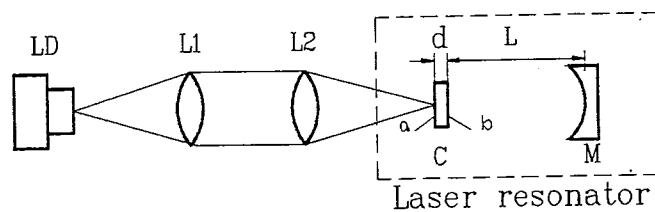


Fig.3.15a The schematic diagram of diode-laser pumped Nd:YVO₄ laser. LD: phase-locked CW 1W diode laser array. L₁ and L₂ are collimating and focusing lens, respectively. C: 2% doped Nd:YVO₄ crystal with dimension 3mm × 3mm × 1mm. M is a output coupler.

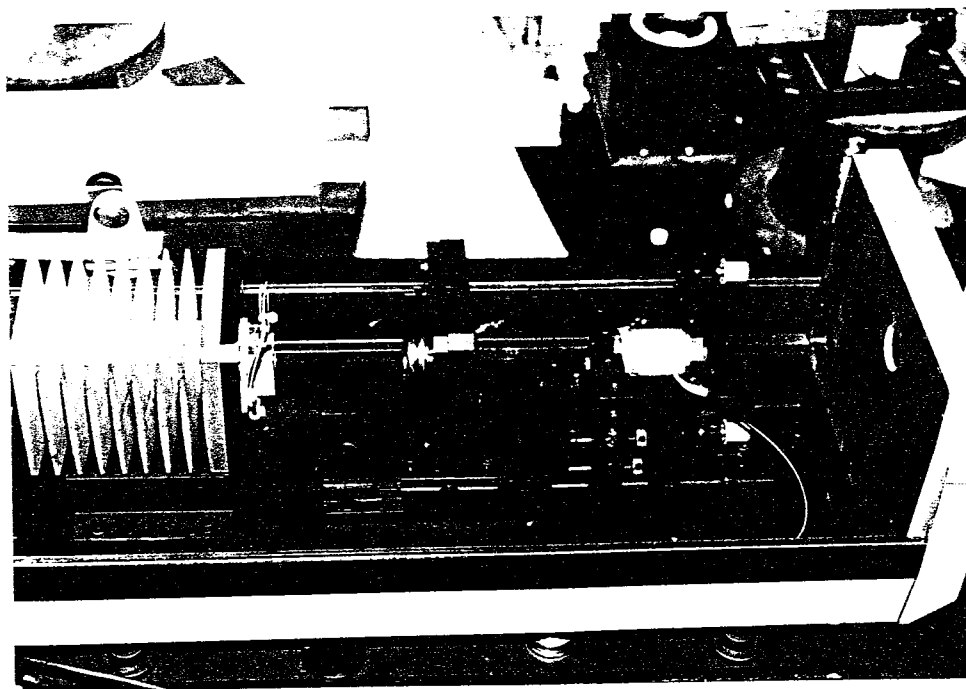


Fig.3.15b The photograph of the setup.

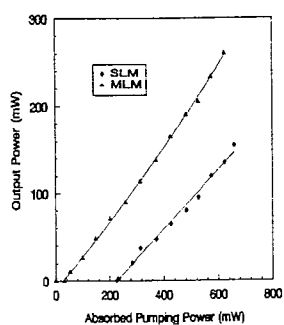


Fig.3.16 Output power of Nd:YVO₄ laser at 1064nm as a function of absorbed pumping power. MLM: in plane-concave cavity case; SML: in plane-plane cavity case.

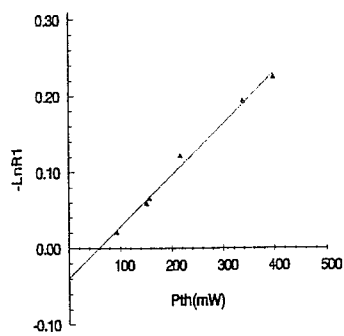


Fig.3.17 The relationship between the reflectivity of output cavity mirror and absorbed pumping threshold power. In the case of plane-plane cavity, cavity length is 35.42mm.

其次, 用平面镜作为输出耦合板, 构成平-平激光谐振腔。实验中采用不同激光腔长, 当腔长35mm左右时, 可得到最大的单频输出。为了确定激光器输出耦合板的最佳透过率, 使激光器工作在最佳状态即最大的输出功率, 我们测量了激光器的不同输出耦合率与泵浦阈值功率的关系。如图3.17所示, 激光几何腔长35.42mm。由文献[13]可知, 泵浦阈值功率 P_{th} 与输出腔面反射率 R_1 的关系满足:

$$-\ln R_1 = 2KP_{th} - L_t \quad (3.13)$$

Fig.3.17 中曲线拟合得到泵浦系数 $K = 3.377 \times 10^{-4}$, 腔内光学损耗和晶体内的总损耗 $L_t = 3.93 \times 10^{-2}$ 。最佳输出耦合关系为^[13]:

$$R_{1opt} = 1 - \frac{(2KP_{in}L_t)^{1/2} - L_t}{1 + L_t} \quad (3.14)$$

其中 P_{in} 输入功率。当 $P_{in}=600\text{mW}$, K 和 L_t 值代入上式得 $R_{1(opt)} = 91.7\%$ 。实验中, 我们用现有的接近于此值的输出耦合板 $T=6.3\%$ 。从Fig.3.16可知, 连续泵浦功率660mw下, Nd:YVO₄ 单频输出功率155mw, 阈值226mw, 斜率效率33.8%。

为了把实验结果与理论估算相比较, 重新写出(2.48)式的泵浦阈值功率 P_{th} 的表示式

$$P_{th,4} = \frac{\pi\delta_0 hc(w_0^2 + w_p^2)}{4\sigma f_b \lambda_p \tau_f \eta_p \{1 - \exp[-2(1 + w_0^2/w_p^2)]\}} \quad (3.15)$$

其中 h 是普朗克常数, c 是光速, w_0 是 TEM_{00} 模的半径, δ_0 是腔的全部损耗, σ 是Nd:YVO₄的激光发射截面, τ_f 是晶体的上能级寿命, λ_p 是泵浦光波长, η_p 是晶体量子效率, f_b 是 $^4F_{3/2}$ 能级中激光工作能级的配分数。根据(2.44)式, 斜率效率与激光腔内的全部损耗的关系式如下:

$$\delta_0 = \left(\frac{T}{\eta_s}\right) \left(\frac{\lambda_p}{\lambda_l}\right) \eta_p \quad (3.16)$$

式中 T 是激光谐振腔输出耦合镜的透过率, η_s 是斜率效率, λ_p 和 λ_l 分别是泵浦光和输出激光的波长。

为了得出激光晶体的吸收系数 α_0 我们进行了实际测量。因为

$$I = I_0 e^{-\alpha_0 d} \quad (3.17)$$

式中 I_0 是晶体的入射光强, I 是泵浦光经过晶体吸收后剩余的光, d 是晶体厚度, α_0 是晶体吸收系数。所以测量 I 和 I_0 可得出 $\alpha_0 d$ 。实验中测得其平均值是1.95, 当 $d = 0.1\text{cm}$ 时, $\alpha_0 = 19.5\text{cm}^{-1} \approx 20\text{cm}^{-1}$ 。因此, 当激光腔的透过率 $T=6.3\%$, $\delta_0 = T + L_t = 10.23 \times 10^{-2}$, $\eta_s = 33.8\%$, $\lambda_p = 809\text{nm}$, $\lambda_L = 1064\text{nm}$, 由式(3.16)得出 $\eta_p = 0.72$ 。

Nd:YVO₄晶体的上能级寿命 $\tau_f = 90\mu\text{s}$, 激光发射截面 σ 是Nd:YAG的2.7倍, Nd:YAG是 $4.6 \times 10^{-19}\text{cm}^2$, 所以Nd:YVO₄的 $\sigma = 12.42 \times 10^{-19}\text{cm}^2$ 。 $w_p = 150\mu\text{m}$, 根据平-平腔模的特点在吸收深度 $l_a = 0.1426\text{mm}$ 内可推得 $w_0 = 202\mu\text{m}$ 。再由文献[14], 得 $f_b = 0.52$ 。以上各参数代入(3.15), 得出阈值功率的计算值228mW, 这与实验结果226mW相当符合。

仔细调整平-平腔, 用变象管直接观察看输出激光的横模分布, 保证其基横模工作。然后用扫描F-P腔, 测量纵模谱。在Nd:YVO₄激光最大输出情形下, 其纵模谱如图3.18所示。F-P腔扫描时间周期20ms, 激光线宽小于10MHz。纵模谱证实了Nd:YVO₄激光器在单纵模状态下运转。图3.19为CCD摄像头得到的在809nm激光二极管450mW泵浦功率下激光输出远场强度分布。

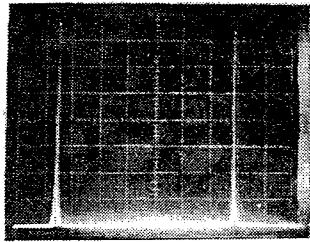


Fig.3.18 Optical spectrum of single-mode operation at 1064nm measured by using a scanning confocal interferometer.

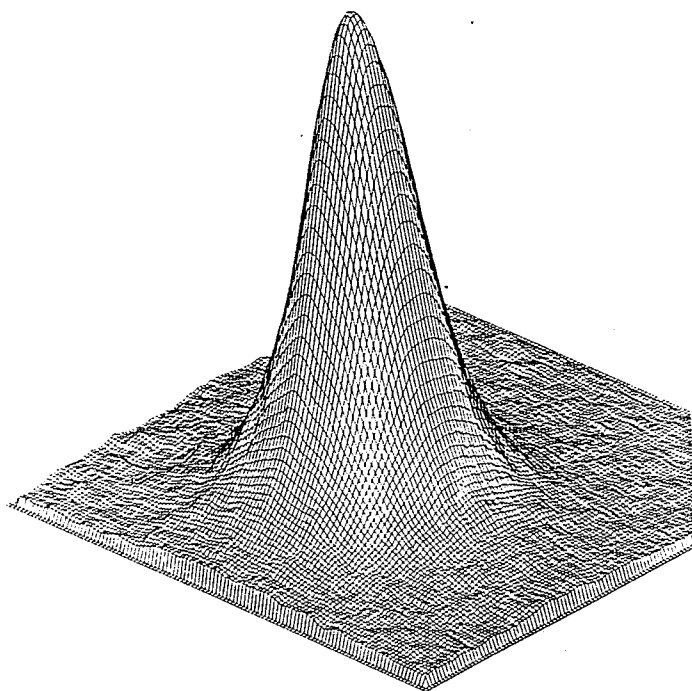
§3.2.2 器件的频率调谐特性

在许多单频激光器的应用领域如光谱测量、量子光学、光雷达和相干光通信等等中, 往往需要激光器的输出频率可调。实现固体激光器输出频率可调的方法有: 加热法^[15]、应力法^{[16][17]}、腔内标准具选模调谐^[18]和电光调制法^[19]。其中最简单方便的方法为加热法。它是利用改变增益介质的温度, 使其增益峰和光学长度发生变化, 从而实现输出激光频率调谐。它的特点是调谐速度慢, 不足之处是加热会引起激光器性能退化, 阈值上升, 输出功率和效率下降。因此, 常常应用于调谐范围不大、调谐速度要求低的场合如激光稳频技术, 激光拍频等等。下面利用加热法、泵浦功率和压电陶瓷PZT调腔的方法, 使二极管激光泵浦单频运转Nd:YVO₄激光器的频率调谐, 研究了加热影响器件性能的情况。

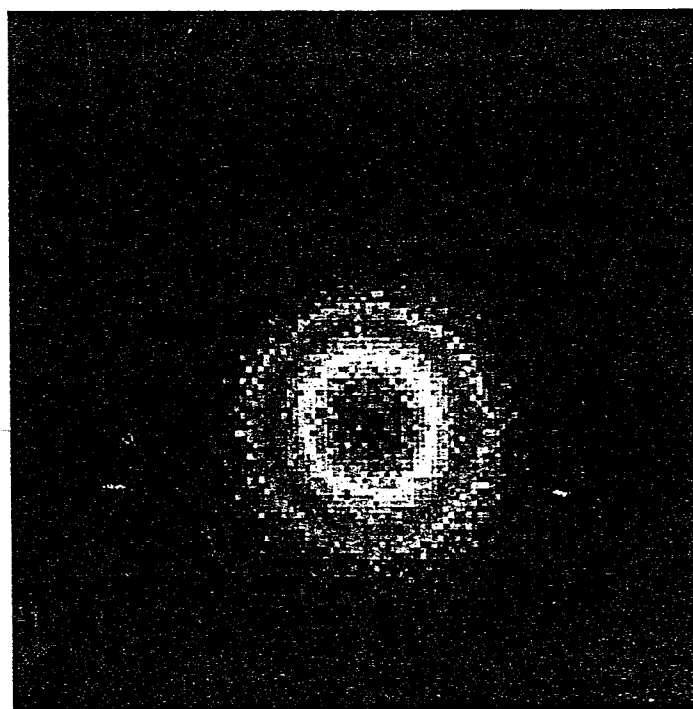
实验时, 我们在图3.15所示单频运转Nd:YVO₄激光器基础上作了一些修改, 建立如图3.20所示的实验装置。用镍铬电热丝加热, 热敏电阻测温, 控制晶体温度。为了获得高的单频输出, 我们用平面镜作输出耦合板。在它的上面粘上压电陶瓷PZT, 可调节激光腔长, 精细调谐输出激光频率。输出激光束经分束板一分为二。一束经自制的精细度 $\mathcal{F}=100$ 、自由光谱范围 $FSR=1.07GHz$ 共焦扫描干涉仪测量激光纵模谱, 检测激光单频运转情况。另一束经Burleigh公司的WA-20型波长计测量激光输出波长, 记录调谐情况。用美国Newport公司的Model F-IRC1 IR检测卡检测1064nm激光输出情况, 并用它判断激光阈值状态。

一、压电陶瓷PZT调谐激光频率

图3.21表示在室温几何腔长34.92mm, 泵浦功率367mW条件下, 压电陶瓷PZT所加电压与输出激光频率的关系曲线。在扫描过程中, 输出激光频率的变化有一

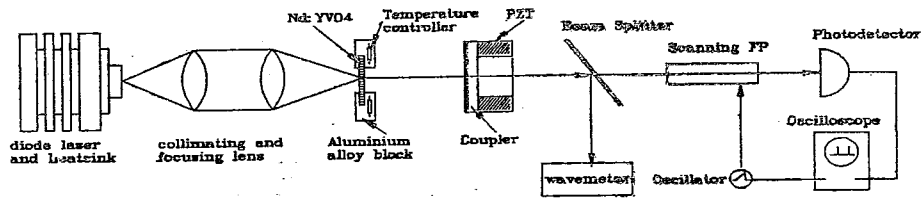
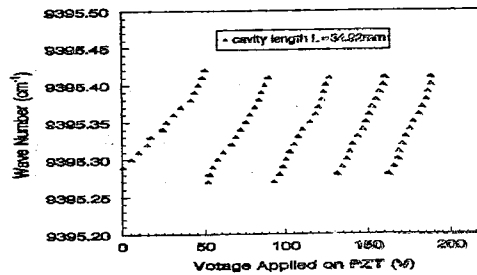


A.



B.

Fig.3.19 Intensity profiles of the single-mode output from Nd:YVO₄ lasers. A. a 3-D contour of the intensity; B. a 2-D contour of the far-field spatial profile.

Fig.3.20 The experimental setup for frequency tunable Nd: YVO₄.Fig.3.21 The relationship between oscillation frequency and the voltage applied on PZT at ambient temperature. Cavity length $L=34.92\text{mm}$. Tuning coefficient is 142MHz/V and tuning range up to 4.2GHz without mode hopping.

个稳定区和非稳区即跳模区。图中表示的实验数据均为稳区。由于PZT的非线性在每个周期中调谐系数略有差异,最大达 142.12MHz/V ,平均为 123MHz/V 。最大调谐范围 4.2GHz 等于一个纵模间隔,正如下文分析,这是合理的。从图可知,随着电压增加,输出激光频率从小到大周期性变化。这是很易理解的,因为对于驻波型激光器,满足:

$$\frac{\lambda}{2}q = nL \quad (3.18)$$

其中 λ 为激光波长, q 为整数, nL 为激光腔光学长度。而对压电陶瓷PZT在一定电压范围内满足:

$$\Delta L = d_{31}V \quad (3.19)$$

ΔL 压电陶瓷长度变化量, d_{31} 为压电常数, V 为PZT上所加电压。由(3.19)式可知,当电压 V 增加时, ΔL 线性增加,但对激光器来说激光腔的光学长度减小 ΔL 。此时(3.18)式变为

$$\frac{cq}{2} \frac{1}{\nu} = nL - d_{31}V \quad (3.20)$$

不妨假设增益峰处于腔模 ν_q 和 ν_{q+1} 之间,如Fig.3.22所示。当 V 增大时,由(3.20)式可知 ν 也增大。但当 V 增大到 $\nu = \nu_{q+1}$ 时,由于增益的限制——均匀加宽增益介质最邻近增益峰的模最先受激, ν 被拉回到 ν_q 的位置,只不过对腔模来说此时 q 为其它值了,但仍满足(3.20)式。因此随着电压 V 的增大,激光输出频率从小到大周期性地变化,变化大小为一个纵模间隔 $\Delta\nu = c/2nl = 4.2\text{GHz}$ 。

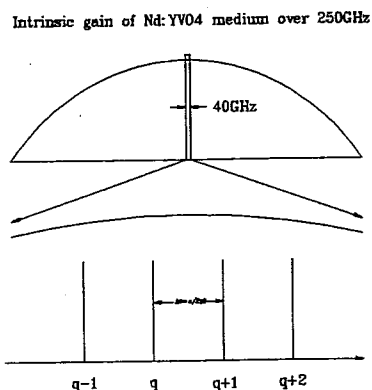


Fig.3.22 The schematic of the relative position between gain peak and cavity modes.

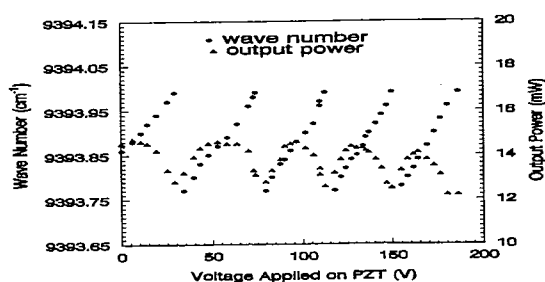


Fig.3.23 The oscillation frequency and output power versus the voltage applied on the PZT. Cavity length $L=18\text{mm}$.

Fig.3.23 表示腔长 $L=18\text{mm}$ 时的振荡频率和输出功率与施加在压电陶瓷PZT上电压的关系。PZT调谐系数最大达 209.4MHz/V ,最大调谐范围 6.6GHz 。输出功率随着电压变化周期性地变化,在跳模区输出功率最小,两跳模区的中间输出功率最大。这是我们意料之中的,其物理机制从Fig.3.22看一目了然。另外Fig.3.21和Fig.3.23的结果比较说明,在其它条件相同的情况下腔长越短,PZT的调谐系数和调谐范围越大。

二、泵浦功率调谐激光频率

泵浦功率变化引起二极管泵浦固体激光器输出频率的变化^{[20][21]},当泵浦功率增加时很多的热量沉积在增益介质中,产生增益介质温度升高,折射率和腔长发生变化。这些效应都会使谐振频率发生变化。 Nd:YVO_4 导热较差,泵浦功率变化引起的频率变化影响更大。J.J.Zayhowski等人已从理论上计算分析了微片激光器泵浦功率调制激光频率的关系^[22]。下面我们推导二极管激光泵浦功率对输出激光频率影响的关系式。

假设泵浦光束和振荡模在Nd:YVO₄增益介质中以高斯光束传播; 因为增益介质的热导比其上蒸镀介质膜和周围空气大得多, 所以假定所有热流在垂直于光轴的平面内流动, 三维问题可简化为二维的问题, 而且假定增益介质横向为无穷大。

由式(3.18)可推出激光谐振频率与腔长变化的关系式:

$$\frac{d\nu}{\nu} = -\frac{dL_{opt}}{L_{opt}} \quad (3.21)$$

式中 ν 是激光频率, L_{opt} 为激光器的光学腔长, $L_{opt} = nd + L_{cavity}$, L_{cavity} 为除去晶体厚度的几何光学腔长。泵浦功率引起光学腔长变化主要有三个因素: 增益介质长度的变化、温度使增益介质折射率的变化和温度应力引起折射率变化。应力是由于泵浦光的不均匀和热传导过程中存在的温度梯度造成的, 但这个因素比前者小得多, 因此在下面计算中忽略不计。通过上述近似, 温度同光学长度变化的关系表示为

$$dL_{opt} = nd \left(\alpha_e + \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T} \right) dT_{ave} \quad (3.22)$$

式中 α_e 为增益介质的热膨胀系数, d 为增益介质的厚度, n 为增益介质的折射率, $\partial n / \partial T$ 为增益介质折射率的温度变化系数, T_{ave} 为激光模体积内的平均温度。

$$T_{ave} = \frac{2}{\pi w_0^2 d} \int_0^d \int_0^{2\pi} \int_0^\infty T \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) r dr d\theta dz \quad (3.23)$$

其中 w_0 为激光振荡模的腰斑半径。

在增益介质内, 温度分布 T 满足热导方程:

$$\frac{dT}{dt} = \alpha \Delta^2 T + \frac{Q}{\rho c} \quad (3.24)$$

式中 c 是增益介质的比热, ρ 为密度, α 为热扩散系数, 且 $\alpha = k / \rho c$, k 为热导系数, Q 为单位体积内热沉积速率。对于高斯分布的泵浦功率 P

$$Q(r) = \frac{2\eta_{hg}P}{\pi w_p^2 d} \exp\left(-\frac{2r^2}{w_p^2}\right) \quad (3.25)$$

式中 η_{hg} 是泵浦光的热产生效率, w_p 为泵浦光束的半径。

考虑稳态情形下, 令 $dT/dt = 0$; 认为离光轴 r_b 处为无穷远, 温度为 T_b 。把(3.25)式代入(3.24)式, 可解得

$$T(r) = T_b + \frac{\eta_{hp}P}{4\pi kd} \left[\text{Ei}\left(-\frac{2r^2}{r_p^2}\right) - \text{Ei}\left(-\frac{2r_b^2}{r_p^2}\right) - \ln\left(\frac{r^2}{r_b^2}\right) \right] \quad (3.26)$$

式中Ei为指数积分, 满足:

$$\text{Ei}(z) \equiv \int_{-\infty}^z \frac{e^u}{u} du, \quad z < 0 \quad (3.27)$$

$$\text{Ei}(z) = \gamma + \ln(-z) + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{z^k}{k!k} \quad (3.28)$$

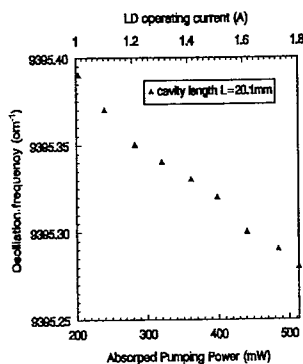


Fig.3.24 The pumping power versus oscillation frequency. The cavity length L is 20.1mm. The tunable coefficient is -10.1MHz/mW .

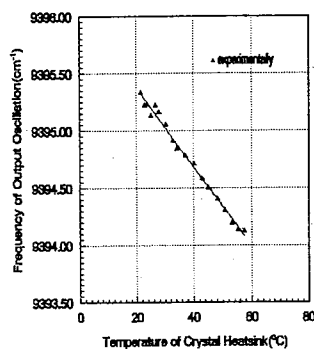


Fig.3.25 The oscillation frequency versus temperature of crystal heatsink for Nd:YVO₄ laser. Temperature coefficient of output frequency is $-1.04\text{GHz}/^\circ\text{C}$. At this time, cavity length L is 10.48mm. The axial mode spacing is 12.9GHz . The maximum tuning range is up to 47.4GHz without mode hopping.

式中 γ 为欧拉常数。把(3.23)式的径向上限改为 r_b ,那么振荡模体积内的平均温度

$$T_{ave} = T_b + \frac{\eta_{hg}P}{4\pi kd} \times \left\{ \gamma + \ln \left(\frac{2r_b^2}{w_0^2 + w_p^2} \right) + \text{Ei} \left[-\frac{2r_b^2(w_0^2 + w_p^2)}{w_0^2 w_p^2} \right] - \text{Ei} \left(-\frac{2r_b^2}{w_0^2} \right) - \text{Ei} \left(-\frac{2r_b^2}{w_p^2} \right) \right\} \quad (3.29)$$

那么联立(3.21)(3.22)和(3.29)式,可得泵浦功率变化引起的频率变化为

$$\frac{d\nu}{dP} = -\frac{\nu \eta_{hg} n}{4\pi k(nd + L_{cavity})} \left(\alpha_e + \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T} \right) \times \left\{ \gamma + \ln \left(\frac{2r_b^2}{w_0^2 + w_p^2} \right) + \text{Ei} \left[-\frac{2r_b^2(w_0^2 + w_p^2)}{w_0^2 w_p^2} \right] - \text{Ei} \left(-\frac{2r_b^2}{w_0^2} \right) - \text{Ei} \left(-\frac{2r_b^2}{w_p^2} \right) \right\} \quad (3.30)$$

当 $r_b \gg w_0, w_p$ 情形下,上式可简化为

$$\frac{d\nu}{dP} = -\frac{\nu \eta_{hg} n}{4\pi k(nd + L_{cavity})} \left(\alpha_e + \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T} \right) \times \left[\gamma + \ln \left(\frac{2r_b^2}{w_0^2 + w_p^2} \right) \right] \quad (3.31)$$

考虑Nd:YVO₄晶体 $n=2.165$, $\alpha_e = 4.43 \times 10^{-6}/K$, $\partial n/\partial T = 8.5 \times 10^{-6}/K$, $k = 0.051\text{W/cm} \cdot K$, $d=0.1\text{cm}$, $L_{cavity} = 20.1\text{mm}$, $\eta_{hg} = 0.765$ (从Fig.3.16推得, $P_{abs} \approx P_{laser} + P_{heat}$), 欧拉常数 $\gamma \approx 0.7772$, 上述参数代入(3.31)式得到 $\partial\nu/\partial P = -7.4\text{MHz/mW}$ 。这与Fig.3.24所示实验中测得的激光频率随泵浦功率的变化率 $\partial\nu/\partial P = -10.1\text{MHz/mW}$ 非常接近, 两者的差异是由于计算模型中没有考虑温度对增益峰的影响。频率扫描范围为 3.3GHz 。

三、加热晶体调谐激光频率

当Nd:YVO₄晶体加热时,晶体架和晶体由于热膨胀,一方面它们的厚度发生变化,晶体折射率也发生变化,因而导致激光腔光学长度发生变化;另一方面,

温度升高会导致增益峰的移动。两者共同作用可使激光输出频率调谐即

$$\frac{\partial \nu}{\partial T} = \left. \frac{\partial \nu}{\partial T} \right|_{\text{gain}} + \left. \frac{\partial \nu}{\partial T} \right|_{\text{cavity}} \quad (3.32)$$

$$\left. \frac{\partial \nu}{\partial T} \right|_{\text{cavity}} = -\frac{\nu}{n_{YVO_4} d_{YVO_4} + L_{\text{cavity}}} \left(n_{YVO_4} \frac{\partial d_{YVO_4}}{\partial T} + d_{YVO_4} \frac{\partial n_{YVO_4}}{\partial T} + \frac{\partial L_{Al}}{\partial T} \right) \quad (3.33)$$

其中 $\left. \frac{\partial \nu}{\partial T} \right|_{\text{gain}}$ 是增益峰漂移引起的输出激光频率温度系数, $\left. \frac{\partial \nu}{\partial T} \right|_{\text{cavity}}$ 是激光腔光学长度的变化引起的输出激光频率温度系数, $\partial L_{Al}/\partial T$ 为铝合金的温度膨胀系数。根据前面的分析可知, 光学长度的变化最多只能使输出激光频率改变一个纵模间隔 $\Delta \nu = c/2nl$ 。为了确定激光晶体增益峰漂移的温度系数, 每改变一次温度就用 PZT 扫描输出激光频率, 把扫描区域的中心认作增益峰, 就得到 Fig.3.25 所示不同晶体温度下激光输出振荡频率的变化曲线。虽然如 Fig.3.22 所示增益峰较宽很平坦, 用上述方法不能确定实际的真正峰值位置, 但由于固体激光器属均匀加宽发光机制, 故用峰值附近点的温度系数作为实际增益峰的温度系数是合理的。实验中为扩大 PZT 扫描激光频率的范围, 提高实验数据的精度, 采用短的激光腔长 $L=10.48\text{mm}$, 此时纵模间隔为 12.9GHz 。在加温测量激光输出频率的过程中, 始终保持一个模振荡, 并避免模式跳变。可连续扫描激光输出频率的范围达 47.4GHz , 增益峰温度漂移系数 $\partial \nu / \partial T = -1.04\text{GHz}/^\circ\text{C}$

§3.2.3 加热对器件性能的影响

Fig.3.26 表示不同温度下激光输入输出关系曲线。需要说明的是在实验中我们侧重于温度对输出功率的影响, 忽略了优化激光器获得最大的输出功率。从图可知, 温度对器件性能影响最大的是输出功率和斜率效率。在 584mW 泵浦下, 温度从 24°C 变化到 58°C , 激光输出功率下降 48% , 斜率效率下降 42% 如 Fig.3.27 所示。这是因为随着温度的升高, 激光晶体的荧光线宽 $\Delta \nu_H$ 增加, 自发辐射荧光寿命 τ_f 和量子效率 η_p 降低, 而 $P_{th} \propto \Delta \nu_H / \eta_p \tau_f$, $P_{out} \propto \eta_p (P_{in} - P_{th})$, 所以温度的升高, 斜率效率下降, 激光器阈值 P_{th} 升高如图 Fig.3.28 所示。因此为了获得大的激光频率扫描范围而不影响器件性能, 最好采用降温的方法。

我们还用频浦分析仪 Tektronix495P 测量了不同温度下相对泵浦功率与驰豫振荡的关系, Fig.3.29 所示。由关系式^[23]

$$2\pi f = \left[\frac{(W-1)c(L_i + L_o)}{2l_c \tau_f} - \frac{W^2}{4\tau_f^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.34)$$

其中 f 驰豫振荡频率, W 相对泵浦功率, L_i 腔内损耗, L_o 腔面输出损耗, l_c 激光腔长。不同温度下 τ_f 的变化不大, 这同文献^[24]报道的一致。

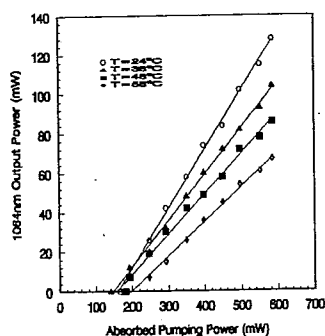


Fig.3.26 The output characteristics of LD pumping Nd:YVO₄ for several crystal temperature. The transmission of output coupler $T=6.3\%$, cavity length L is 35.42mm, plane-plane cavity is used.

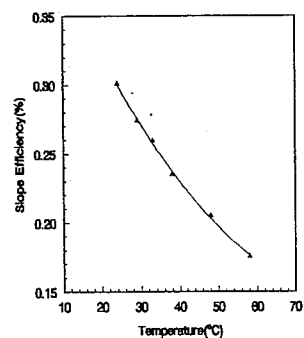


Fig.3.27 The slope efficiency temperature dependence of Nd:YVO₄.

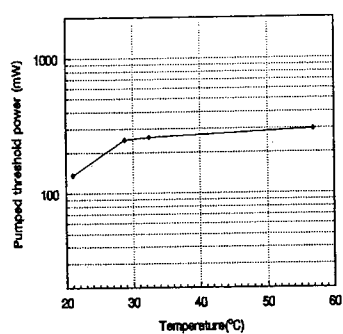


Fig.3.28 Oscillation threshold temperature dependence of Nd:YVO₄ lasers.

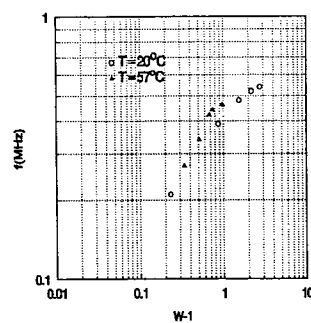


Fig.3.29 Relaxation frequency f as a function of relative pump level W for different temperature.

§3.3 结论

本章系统地研究了二极管激光泵浦的扭摆模Nd:YAG激光器和短吸收深度增益介质Nd:YVO₄激光器的单频运转。为优化器件性能,首先提出了端面泵浦最佳光学耦合系统为准直-像质补偿-聚焦系统。研究了泵浦源——二极管激光器在不同工作电流和热沉温度下的其输出波长、增益介质吸收系数以及它们间的关系。结果表明: 808nm GaAlAs/GaAs 二极管激光器的波长随温度的变化系数为 $0.26\text{nm}/^{\circ}\text{C}$, 1%Nd:YAG 的最大吸收系数 $\alpha = 4.9\text{cm}^{-1}$, 当泵浦功率为720.5mw 时, 1%Nd:YAG 还未达到饱和吸收。研究了在TWC激光器中腔内起偏器的作用, 腔内起偏器是保证增益介质内能量均匀分布的必要条件, 它的损耗大小主要决定了TWC激光器的腔损耗。还从理论和实验上研究了二极管激光泵浦区别于灯泵所特有的特点。二极管激光是偏振光, 它与入射四分之一波片的光轴间存在着一个最佳角度。计算和实验结果表明当二极管激光器的偏振方向与起偏器方向一致时, 入射四分之一波片的快轴与二极管激光偏振方向成 135° 角为最佳角度, 也就是泵浦阈值最小的角度。这方面的研究是本论文独创。通过以上几方面的研究优化, 最后取得二极管激光泵浦的TWC型Nd:YAG激光器的最大功率55mW, 斜率效率23%, 泵浦阈值276mW, 线宽小于10MHz(受测量仪器分辨率限制)。这是国内首次实现二极管激光泵浦固体激光器的单频运转, 在国际上继德国K.Walleroth 和J.Mlyneck 研究小组后, 第三个二极管激光泵浦的TWC单频器件。

利用短吸收深度的增益介质实现固体激光器的单频运转, 它不同于人们熟知的使激光器腔长短到纵模间隔大于或等于激光增益介质带宽时实现单频运转的微片激光器。当腔长57.48mm 时, 我们的激光器仍能单频运转。为优化器件性能, 我们对Nd:YVO₄激光器的基本性能作研究。研究了不同的腔型结构, 实验结果表明采用平-平激光腔, 腔长35mm 时, 可以取得最大的单频输出功率。通过实验, 我们确定了最佳输出耦合透过率 $T=6.3\%$ 。经过这些优化, 取得了连续泵浦功率660mW 下, 单频输出功率为155mW, 泵浦阈值为226mW, 斜率效率33.8%, 实验测得的泵浦阈值与理论计算相当符合。

在获得的单频运转Nd:YVO₄激光器的基础上, 进一步详细研究了激光器的频率调谐特性。首先用PZT 控制激光腔长, 实现激光频率调谐。研究结果表明腔长越短, PZT 的调谐系数和调谐范围越大。在腔长 $L=18\text{mm}$ 时, PZT 的调谐系数 $209.4\text{MHz}/\text{V}$, 最大调谐范围6.6GHz。其次, 研究了用泵浦功率调谐激光频率。在理论上推导了激光泵浦功率与频率变化的关系式, 实验测得腔长20.1mm 时 $\partial\nu/\partial T = -10.14\text{MHz}/\text{mW}$, 与理论计算值很接近。频率扫描范围为3.3GHz。还研究了加热激光晶体调谐激光频率, 调谐范围达47.4GHz, 温度调谐系数 $\partial\nu/\partial T = -1.04\text{GHz}/^{\circ}\text{C}$ 。最后, 研究了加热对器件的影响。本器件的特点是不需要短腔长, 这是我们首次系统地研究短吸收增益介质实现单频运转的特性。

参考文献

1. 单振国, 刘祝安等, LD 泵浦固体激光器的光谱匹配问题, 中国激光, vol.17, pp.577-581(1990).
2. James Harrison, Andrew Finch, John H. Flint, and Peter F. Moulton, "Broad-Band Rapid Tuning of a Single-Frequency Diode-Pumped Neodymium Laser", IEEE J. Quantum Electron., QE-28, 1123 (1992).
3. F. Krausz, J. Zehetner, T. Brabec and E. Wintner, "Elliptic-mode cavity for diode-pumped lasers," Optics Lett., vol.16, pp.1496-1498 (1991).
4. James R. Leger and C. Gotsos, "Geometrical transformation of linear diode-laser array for longitudinal pumping of solid-state lasers," IEEE J. Quantum Electron., QE-28, pp.1088-1100 (1992).
5. Satoshi Yamaguchi and Hirofumi Imai, "Efficient Nd:YAG laser end-pumped by a 1 cm aperture laser-diode bar with a GRIN lens array coupling, IEEE J. Quantum Electron., QE-28, pp.1101-1105 (1992).
6. Hamid Hemmati, "2.07 μm cw diode-laser-pumped Tm,Ho:YLiF₄ room-temperature laser," Optics Lett., vol.14, pp.435-437 (1989).
7. Yushi Kaneda, Michio Oka, Hisashi Masuda, and Shigeo Kubota, "7.6W of continuous-wave radiation in a TEM₀₀ mode from a laser-diode end-pumped Nd:YAG laser," Optics Lett., vol.17, pp.1003-1005 (1992).
8. John F. Forkner and David W. Kuntz, "Characteristics of efficient laser diode collimators," SPIE Vol.740 Laser Diode Optics, pp.27-35(1987).
9. David Kuntz, "Specifying laser diode optics," Laser Focus/Electro-Optics, March 1984, pp.44-55.
10. 周炳琨等人, 激光原理, 国防工业出版社, 1983年6月。
11. Anthony E. Siegman, laser, Oxford University Press, 1986, Section 7.5.
12. J. R. O'Connor, "Unusual crystal-field energy levels and efficient laser properties of YVO₄:Nd," Appl. Phys. Lett., vol.9, pp.407-409 (1966).
13. W. 克希奈尔著, 华光译, 梅遂生校, 固体激光工程, 科学出版社出版, 1983年, pp.93-95.
14. J. E. Bernard and A. I. Alock, "High-efficiency diode-pumped Nd:YVO₄ slab laser," Opt. Lett., vol.18, 968 (1993).
15. Ady Arie, Stephan Schiller, et al, "Absolute frequency stabilization of diode-laser-pumped Nd:YAG lasers to hyperfine transitions in molecular iodine", Optics Letters, vol.17, No.17, 1204(1992).
16. J. J. Zayhowski and A. Mooradian, "Frequency-modulated Nd:YAG microchip lasers", Opt. Lett., vol.18, No.12, 618(1989).
17. Adelbert Owyong and Peter Escherick, "Stress-induced tuning of a diode-laser-excited monolithic Nd:YAG laser," Opt. Lett., vol.12, pp.999-1001(1987).

18. Ti Chuang and Harold J. Metcalf, "Tunable diode-laser-pumped solid state LNA laser for Helium spectroscopic experiments", *Applied Optics*, vol.30, No.18, 2495(1991).
19. I. Freitag, I. Kröpke, Tünnerman, et al, "Electrooptically fast tunable miniature diode-pumped Nd:YAG ring lasers", *Optics Commm.*, vol.101, No.5,6, 371 (1993).
20. F. Zhou and A.I. Ferguson, "Frequency stabilization of a diode-laser- pumped microchip Nd:YAG laser at $1.3\mu m$," *Opt.Lett.*, vol.16, pp.79-81(1991).
21. T.J.Kane, A.C.Nisson and R.L.Byer, "Frequency stability and offset locking of a laser-diode-pumped Nd:YAG monolithic nonplanar ring oscillator," *Opt.Lett.*, vol.12, pp.175-177(1987).
22. J.J.Zayhowski and J.A.Keszenheimer, "Frequency tuning of microchip lasers using pump-power modulation," *IEEE J.Quantum Electron.*, vol.28, pp.1118-1122(1992).
23. J.E.Geusic, H.M.Marcos and L.G.Van Uitert, *Physics of Quantum Electronics*, P.L.Kelly, B.Lax and P.E.Tannenwald, Eds. (McGraw-Hill Book Company, New York, 1966), PP.725-734.
24. J.G.Sliney, Jr., K.M.Leung, Milton Birnbaum and A.W.Tucker "Lifetimes of the $^4F_{3/2}$ state in Nd:YVO₄", *J.Appl.Phys.*, vol.50, No.5, 3778(1979).

第四章 半导体激光泵浦的固体激光器稳频研究

§4.1 引言

从原理上来说, 激光器稳频是一个比较成熟的技术, 但每年世界上有许多专利产生。原因是不同类型的器件有不同的特点, 因而用于它们的稳频技术也有差异。第一台半导体激光泵浦的固体激光器件问世以来, 人们已经认识到它的频率稳定的优越性。可是它的频率稳定还受一些因素影响, 必须采用适当的稳频措施, 才能应用于一些领域如光谱测量等。在提出稳频技术前, 有必要回顾一下影响激光频率稳定性的基本因素。

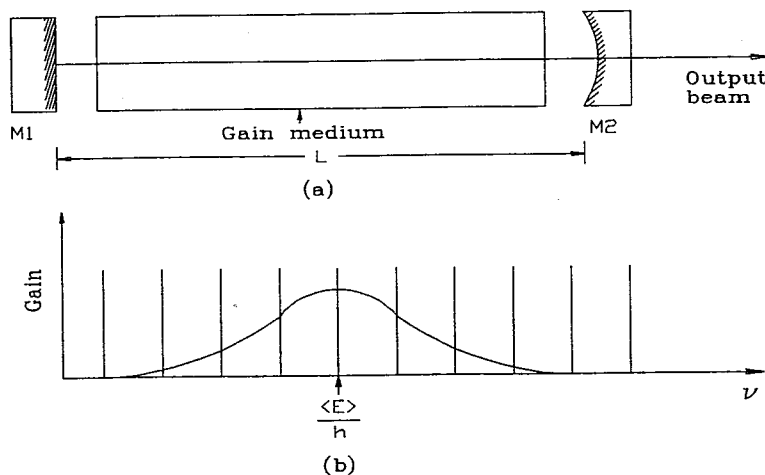


Fig4.1 (a) Schematic of a typical laser showing the gain medium between two mirrors that form a Fabry-Perot type cavity. Mirror M_1 is totally reflecting and mirror M_2 has a reflectivity R . (b) A comparison of the possible laser frequencies allowed by equations (4.1) and (4.2). The curve corresponds to those frequencies allowed by equation (4.2) and its height above the horizontal axis is a measure of the gain at that frequency. The comb of vertical lines represents those frequencies allowed by equation (4.1).

我们知道, 如 Fig.4.1 所示, 激光工作频率是由腔长 L 和受激发射跃迁能 E 决定。它必须同时满足两个关系式:

$$\nu = mc/2nL \quad (4.1)$$

$$\nu = E/h \quad (4.2)$$

式中 m 为整数(很大!), c 为光速, h 是普朗克常数, n 是腔面镜间介质的折射率。方程(4.1)比方程(4.2)更严格, E 具有量子力学的测不准性质, 满足测不准关系

$\Delta\varepsilon\Delta t \sim h$, $\Delta\varepsilon$ 是能量 E 的测不准量, Δt 为能级寿命。因此, 能级间跃迁频率的测量准确度决定于谱线的自然宽度。另外, 由于原子或分子的随机热运动使谱线展宽, 这个展宽常称多普勒加宽。因此满足方程(4.2)的频率有一定的增益带宽, 可以看到受激发射的增益在 E 的平均值处达到最大值。Fig.4.1 同时也表示了方程(4.1)允许受激振荡频率关系。通常激光腔允许几个模处于增益带宽内同时受激, 因为这些模具有不同的频率, 互不相干, 模间的干涉导致激光输出不可控制的随机起伏。

方程(4.1)表明频率噪声来源于易受环境影响介质折射率 n 和腔长 L 的变化。激光增益介质中的自发辐射也会产生频率噪声。为了清楚起见, 把激光频率噪声分成两类: 一类为激光生成过程中固有的“基本噪声”, 如自发辐射噪声; 另一类是环境或泵浦扰动引起的“技术噪声”。基本噪声限制了最终可获得的激光频率稳定性。

§4.2 激光稳定性的基本限制——自发辐射噪声

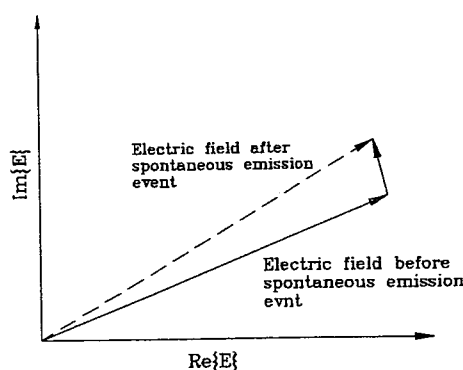


Fig4.2 A phasor diagram illustrating the random change in phase suffered by the laser light when spontaneous emission events occur in the gain medium.

在激光增益介质里的原子发射激光有两个过程即受激辐射和自发辐射。前者入射光子激发原子发射一个光子为主要的过程, 在这个过程中产生的激光相位是相干的。但是自发辐射过程所产生的光场在增益介质内是不相干的。因为自发辐射产生的光场相位是随机起伏的。因此, 输出激光的相位上总有一个小的随机起伏。Fig.4.2 相图所示, 长的矢量表示已存在的电场, 短的矢量为自发辐射产生的增量。由于后者的相位相对前者是随机的, 合成后的矢量有一个随机的小相移。连续自发辐射过程会使总电场相位漂移, 在形式上类似于粒子的布朗运动, 因而这个效应称为相位扩散。如果我们回忆一下, 瞬时频率就是相位的时间导数

$$\omega(t) = \frac{d\phi}{dt} \quad (4.3)$$

那么我们可以看到每次相位微小跳变引起频率的微小变化。利用光场自相关函数的 *Fourier* 变换, 可以仔细地计算出激光输出频谱^[4.1]。它是洛伦兹线形, 其半极大值全宽(FWHM) 为

$$\Delta\nu = \frac{h\nu_0}{2\pi} c^2 \frac{(1-R)^2}{PL^2} \quad (4.4)$$

式中 $h\nu_0$ 为平均光子能量, c 是激光增益介质中的光速, P 为输出功率, L 激光腔长, R 为输出镜反射率, 这个线宽习惯上称为 *Schawlow-Townes* 线宽(极限)。

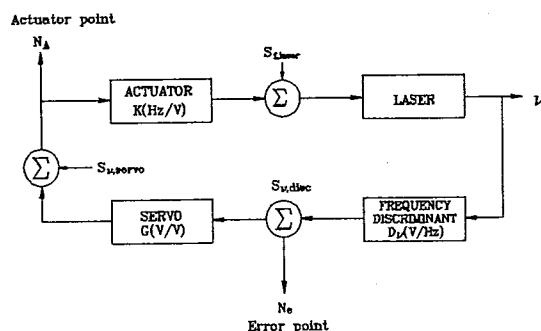


Fig4.3 Laser frequency stabilization cast as a problem in a control theory showing 1) the plant (the laser), 2) the frequency discriminator (interferometer), 3) the servo, and 4) frequency actuator (PZT glued on the output coupler). To model the problem excess noise is added at the output of each control element. The actuator and laser noise contributions are represented by $S_{f,laser}$. The frequency discriminator noise is represented by $S_{\nu, disc}$ and the servo noise by $S_{\nu, servo}$. The actuator and error points can be used to measure the spectral density of frequency noise of the free-running laser.

§4.3 激光频率的稳定

上节讨论了激光的基本噪声, 实际的激光噪声常常是技术噪声, 它比基本噪声大得多。减小技术噪声的方法有被动和主动两种。根据方程(4.1)和(4.2), 影响激光频率的因素是 n 、 L 和 E , 如果在设计制作激光器时采用单块激光晶体材料作腔体即晶体端面作激光器的腔面^[4.2]、用钢材料作激光腔的支架或者用恒温激光腔等方法, 减小环境对 n 、 L 和 E 的影响, 那么可以提高激光器的频率稳定度, 这就是被动稳频方法。若要进一步减小噪声, 就得使用主动稳频的方法。

把主动稳定激光频率的问题看成控制论中的问题^[4.3], 这是一个非常有效直观的方法。Fig.4.3 表示激光频率稳定控制问题的示意图。激光器看成具有输出频率 ν 的装置, 它受噪声 $S_{f,laser}$ 干扰。 $S_{f,laser}$ 为激光频率噪声谱密度, 表示在 1Hz 带宽内激光频率起伏均方根的大小, 其单位为 $\text{Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ 。为了讨论方便, 本章的频率噪声谱密度均采用这个单位。按照频率噪声功率谱密度的原始定义, 它的单位应该为 Hz^2/Hz 。

激光器的瞬时频率可用鉴频器测量。鉴频器以斜率 $D_\nu(V/Hz)$ 把光频起伏转换成电压起伏, 这就产生一个误差信号。这个误差信号经增益系数 $G(V/V)$ 的伺服电路放大补偿, 负反馈到频率控制器。频率控制器把放大的误差信号转换成频率起伏, 其转换增益 $K(Hz/V)$ 。通过上述途径, 控制环路主动地抑制激光频率噪声。下面分三个方面讨论二极管激光泵浦的固体激光器频率噪声源、控制环路的执行(频率鉴别器、伺服和频率控制器)和用控制环完成频率噪声的抑制。

§4.3.1. 控制理论

有几个噪声过程干扰激光频率, 导致激光输出不是单一的正弦函数。这些噪声最基本的是前面提到的 Schawlow-Townes 或量子噪声极限, 它产生于自发辐射随机干扰激光的相位。频率噪声谱密度 $S_{f,st}(Hz/\sqrt{Hz})$ 为^[4.4]

$$S_{f,st} = \delta\nu_l \sqrt{\frac{2h\nu}{P}} \quad (4.5)$$

式中 $\delta\nu_l$ 是激光冷腔线宽, P 为激光输出功率。一个具有白噪声谱密度 S_f 振荡器 3dB 线宽为^[4.5]

$$\Delta\nu = \pi S_f^2 \quad (4.6)$$

Schawlow-Townes 极限激光线宽 $\Delta\nu_{l,st}$ 为

$$\Delta\nu_{l,st} = \pi S_f^2 = \frac{2\pi h\nu \delta\nu_l^2}{P} \quad (4.7)$$

对于输出功率 1mW 的二极管激光泵浦的 Nd:YAG 激光器这个量子极限可以低到 1Hz, 因为激光晶体损耗很低和激光腔线宽非常窄。

二极管激光泵浦的固体激光器只有在频率 100KHz 以上达到这个性能, 在 100KHz 以下泵浦激光的涨落扰动固体激光光学长度, 产生大量的频率噪声。这个噪声源通常有一个随 $(1/f)^a$ 而变的频率噪声谱密度, 在低频处它大大超过量子极限。但是这个频率噪声可以用频率鉴别器测到, 也可以用反馈控制系统抑制。

频率鉴别器作用是提供一个线性正比于激光器频率涨落的电压, 有几种技术可以实现。最常用的是把激光频率同标准频率比较, 把两者之间的频率差作为误差信号, 标准源可以是其它的激光器或光学谐振腔。在相干光通信中, 两个或更多个源间需要差频(拍频)或相位差(零拍)保持常数。因为在此系统中差频或位相差得到控制, 故可获得相对稳定。但是在一些应用领域中需要激光器的长期稳定即绝对稳频。事实上, 这是很困难的, 因为有许多因素如环境噪声等影响。频率鉴别器的性能常常决定整个控制环路的性能。

光学干涉仪是一个快速有效的频率鉴别器, 在这个方法中, 激光频率与干涉仪的谐振频率比较, 产生正比于其差值的误差信号。有两个最常用的产生误差信号方法为干涉环锁定技术和 Pound-Drever 锁相技术。正象前面文献综述中提到的, Pound-Drever 锁相技术是目前国际上流行的稳频技术。它的特点是不受激光光强起

伏干扰, 控制环路带宽很宽, 可以有效地抑制激光频率的高频噪声。但需要昂贵的EOM及相应配套的高频电路元器件。由于条件关系, 我们将采用干涉环锁定技术。

在干涉环锁定技术中激光频率锁定到高精度度的干涉仪透射强度分布的半极值功率点上。在半极值功率点处, 干涉仪输出与激光频率关系在一定范围内为线性且斜率最大。为增大鉴频器的斜率 $D_v(V/MHz)$, 必须减小干涉仪线宽。鉴频器的输出经伺服电路放大整形, 驱动伺服频率控制器。在低带宽控制系统中, 鉴频器和频率控制器通常频响比较平坦, 因此伺服电路响应决定着整个控制环路的频率响应。

在控制环路中, 频率控制器把伺服输出转换成激光频率。在二极管激光泵浦的固体激光器中, 可以有几个方法可以实现。首先改变增益介质的温度可以改变激光器的光学长度, 因而改变它的频率。但是控温度速度很慢(1Hz), 不能响应快速的频率起伏。其次, 控制二极管激光器的工作电流来控制激光频率。因为调制泵浦激光器的工作电流可以调制泵浦功率, 因而可以调制固体激光器受激模体积内的温度。事实上, 这同控温的方法一样。但由于控制体积很小响应速度比直接控温方法更快, 可达 $\sim KHz$ 。尽管如此, 这个方法的响应还不足够快来抑制宽带内的频率噪声, 而且调制二极管激光的工作电流会引起固体激光输出功率的调制。另一种最简单有效的方法是压电陶瓷(PZT)控制腔长法。把PZT粘贴在输出腔面上控制激光腔长, 因而改变激光频率。

总之, 频率鉴别器、伺服和频率控制器组成整个控制环路, 这个环路可以实现主动地抑制自由运行激光器的频率噪声。

§4.3.2 主动控制减小激光频率噪声原理

用主动控制频率的方法可以在整个控制环路带宽内抑制激光频率噪声谱密度 $S_{f,laser}$, 如图4.3所示。忽略鉴频器噪声和伺服噪声, 闭环频率噪声谱密度 $S_{f,cl}(Hz/\sqrt{Hz})$ 表示为^[4.6]

$$S_{f,cl} = \frac{S_{f,laser}}{|1 + KGD_v|} \quad (4.8)$$

式中 K 为频率控制器的转换系数, G 为伺服增益, D_v 为鉴频器斜率。这个方程对于理解激光频率噪声的减小很重要, 但是它简化了主动控制频率的实际过程, 因为式中没有包括环路中的其它噪声, 实际上这是不可能的。比较好的作法是把控制环路中的每一部分的噪声等效看成一个噪声源加入它的输入端。

如图4.3所示, 把激光器和频率控制器的噪声看成一个噪声源 $S_{f,laser}$ 。因为实际上不能区分激光噪声和频率控制器的噪声。 $S_{v,disco}$ 和 $S_{v,servo}$ 分别表示为频率鉴别器和伺服噪声谱密度。这些谱密度单位为 $V/\sqrt{Hz}$, 它表示在1Hz带宽内控制单元输出的电压均方根起伏。通过分析每项噪声分布, 可以推出闭环频率噪声谱密度。全部噪声功率谱密度是每个分布项之和。因此整个闭环路的频率噪声谱密度表示

为:

$$S_{f,cl} = \frac{\sqrt{S_{f,laser}^2 + |KS_{\nu,sevo}|^2 + |KGS_{\nu,disc}|^2}}{|1 + KGD_{\nu}|} \quad (4.9)$$

由上式可知, 在 G 很大时鉴频器的噪声为主要噪声源。此时可得最小的闭环频率噪声谱密度:

$$S_{f,clmin} = \frac{S_{\nu,disc}}{D_{\nu}} \quad (4.10)$$

$S_{f,clmin}$ 只与频率鉴别器的斜率 D_{ν} 和其噪声 $S_{\nu,disc}$ 有关, 但鉴频器噪声包括Fabry-Perot 谐振频率的起伏、鉴频放大器的 $1/f$ 噪声和光电接收器上的量子噪声等。对于设计好的频率鉴别器, 频率噪声的基本极限是鉴频器接收器上的量子噪声。鉴频器的斜率以及其探测器的量子噪声决定着整个控制环路噪声极限。正因为这个理由, 鉴频器是整个控制环路的重要单元。

§4.3.3 Fabry-Perot 作鉴频器原理

上文已提到频率鉴别器是控制环路中最重要的单元, 下面推导用F-P 作为鉴频器件的原理。F-P 的功率传输函数为:

$$T_{F-P} = \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2(\omega \tau_p)} \quad (4.11)$$

式中 R 是F-P 干涉仪的端面反射率, ω 是光频率, τ_p 是F-P 内的穿越时间即 $\tau_p = nL/c$, c 为光束, n 和 L 分别表示F-P 中介质折射率和其长度。若在F-P 的一个腔面上粘上PZT, 并在PZT 上加一调制电压

$$U = U_0 + \Delta U \cos(\Omega t) \quad (4.12)$$

式中 Ω 为调制频率, ΔU 调制幅度, U_0 为直流偏置。那么F-P 的长度和穿越时间也将受到调制

$$L = L_0 - \Delta L \cos(\Omega t) \quad (4.13)$$

$$\tau = \tau_0 - \Delta \tau \cos(\Omega t) \quad (4.14)$$

式中 $\Delta L = d_{31} \Delta U$, d_{31} 压电系数, $\Delta \tau = n \Delta L / c$ 。考虑调制后的 T_{F-P} 变为

$$T(\tau) = \frac{4R(1-R)^2 \omega \Delta \tau}{[(1-R)^2 + 4R \sin^2(\omega \tau_0)]^2} \sin(2\omega \tau_0) \cos(\Omega t) + T(\tau_0) \quad (4.15)$$

这样放在F-P 输出端的光二极管输出信号也具有 Ω 的分量。用一带通滤波器去掉直流部分, 取出 Ω 分量即为

$$U_{er} = K_r I_L \frac{4R(1-R)^2 \omega \Delta \tau}{[(1-R)^2 + 4R \sin^2(\omega \tau_0)]^2} \sin(2\omega \tau_0) \cos(\Omega t) \quad (4.16)$$

式中 K_r 为光二极管的光电转换系数, I_L 入射到F-P 干涉仪的激光光强。

经同步检测, 可得到所需的误差信号为

$$U_{er} = K_r I_L U \frac{4R(1-R)^2 \omega \Delta \tau}{[(1-R)^2 + 4R \sin^2(\omega \tau_0)]^2} \sin(2\omega \tau_0) \quad (4.17)$$

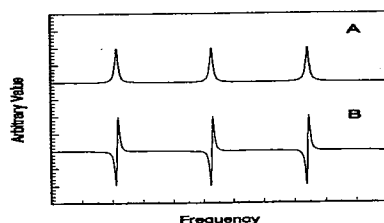


Fig.4.4 A: spectrum of the intensity transmitted by a Fabry-Perot. B: first derivative of the transmission spectrum.

其中 U 为同步检测参考信号的强度。根据式(4.11)和(4.17),可得Fig.4.4。

讨论: 从(4.17)推知

- (1) 在确定的实验条件下经同步检测输出的信号只与激光频率有关。如果激光频率发生变化, 那么它的输出就按Fig.4.4变化。我们利用这个特性把F-P干涉仪作为稳频控制环路的频率鉴别器。
- (2) 调制深度加大(ΔU 加大), $\Delta\tau$ 变大, 那么同步检测器的输出就会增大。
- (3) 同步检测器的输出同调制频率无关。

§4.4 稳定激光频率的实验

通过上述因素考虑, 我们建立Fig.4.5所示的实验装置。输出激光前加一光隔离器以阻止反射光对激光器的影响。光隔离器是由1064nm四分之一波片和Brewster角偏振膜板($T_p = 99\%$, $T_s = 1.5\%$)组成, 四分之一波片两面蒸镀减反膜($R \leq 0.1\%$)。FP₁和FP₂为二个自制的扫描F-P。FP₁作检测用, 精细度 $\mathcal{F}=100$, 自由光谱范围FSR=0.5357GHz; 另一个FP₂作参考腔, 精细度 $\mathcal{F}=12.5$, 自由光谱范围FSR=1.0714GHz。D₁和D₂为光二极管。Lock-In为EG&G Model 5210, 输出信号经高压放大器反馈到粘在输出耦合腔板上的PZT。为获得鉴频信号, 利用锁相放大器的内置信号源作调制信号, 通过1:1变压器耦合到FP₂的PZT上。耦合变压器的目的是为了消除FP₂直流高压偏置对Lock-In的影响即隔直。

实验中我们用锯齿波扫描激光频率, 测量了FP₂的透射光强的谱分布和鉴频曲线。如Fig.4.6和Fig.4.7所示, 这些结果完全同Fig.4.4理论计算结果一致。为了优化控制系统, 我们测量了不同调制频率和幅度下的鉴频曲线。结果表明: 在一定调制幅度下存在一个最佳调制频率; 在一定的调制频率下调制幅度越大信号越大。这些结果很易理解, 对于一定的PZT和腔镜组成的系统有一个共振频率, 当

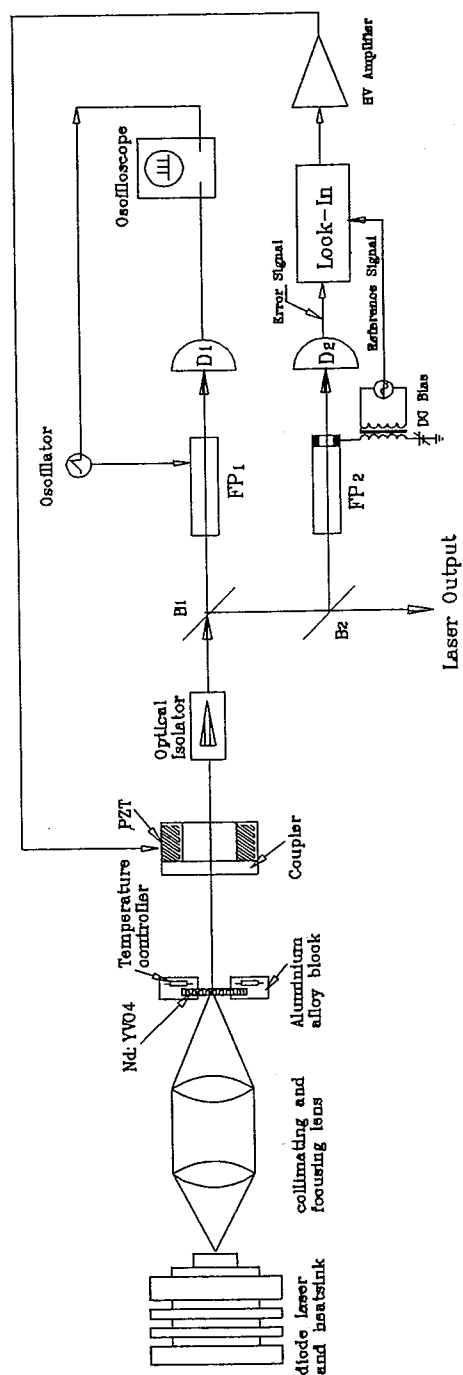


Fig.4.5 Schematic diagram of experimental setup.

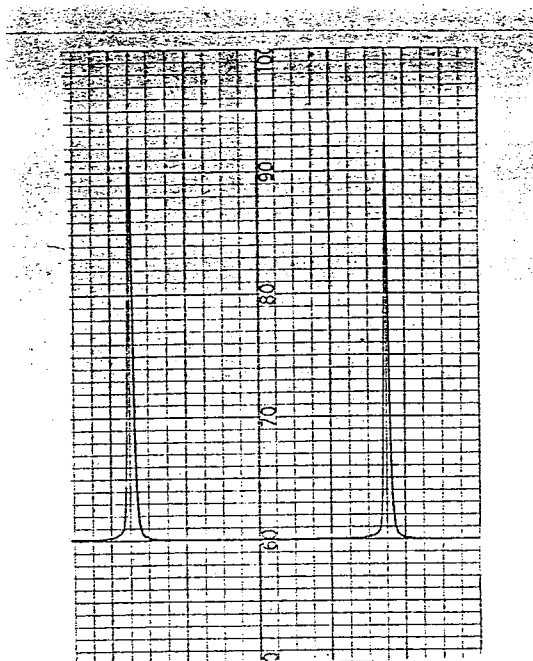


Fig.4.6 Experimental Fabry-Perot transmitted intensity versus the laser frequency.

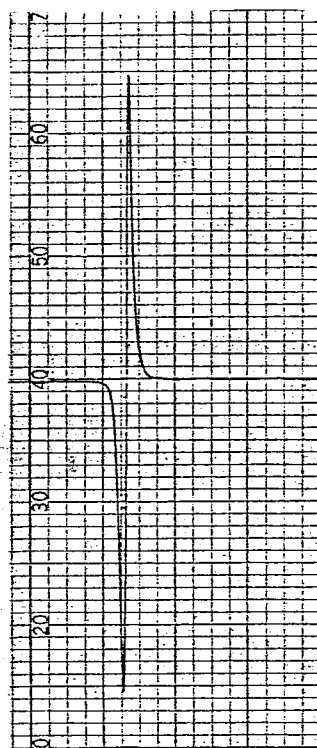


Fig.4.7 The error signal shown as a function of laser frequency.

驱动源的频率大于等于共振频率时，PZT 的振动失真。PZT 随电压的变化在一定范围内是线性的。因此对于确定实验系统存在一个最佳的调制频率和幅度。我们还测量了不同类型 PZT 的频响如表 4.1 所示。

Table 4.1 不同类型 PZT 频响的比较。

PZT 类型	$\phi 30mm \times 50mm$ 筒状 ¹⁾	$4.4mm \times 4.4mm \times 8mm$ 多层独石式 ²⁾
测试结果	调制幅度 0.2460V 调制频率 10KHz	调制幅度 1V 调制频率 40KHz

1) 山东淄博无线电瓷件厂生产; 2) 上海硅酸盐所研制。

稳频效果的好坏最关键的是反馈控制环路增益频响的设计。如 Fig.4.8 所示，如果控制环路的反馈增益同频率噪声的 Fourier 频谱变化斜率完全一致，同时环路的相位延迟小于 180° ，那么这个环路设计得最理想，噪声可以完全被抑制。显然这是理想情形，实际很难做到。在实验中为尽可能优化稳频环路，我们对环路中的每一部分优化。先测量比较上述两种 PZT 的稳频效果，结果表明用频响 50KHz 以上的多层独石式 PZT 比筒状 PZT，稳频性能上并未改善。说明伺服电路的带宽起主导作用。其次优化锁相放大器，Model 5210 锁相放大器增益频率下降斜率只有两档即 6dB/Octave 和 12dB/Octave，带宽 100KHz。在实验中发现采用 6dB/Octave 档比

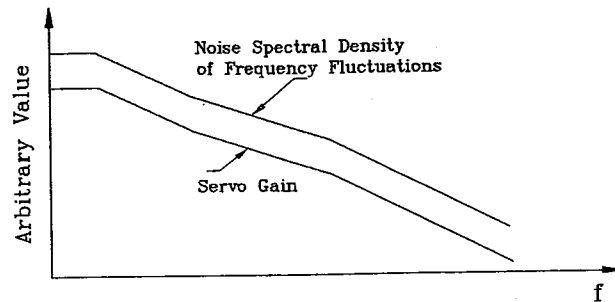


Fig.4.8 Schematic diagram showing spectral density of frequency fluctuations and the gain of the feedback loop as a function of frequency.

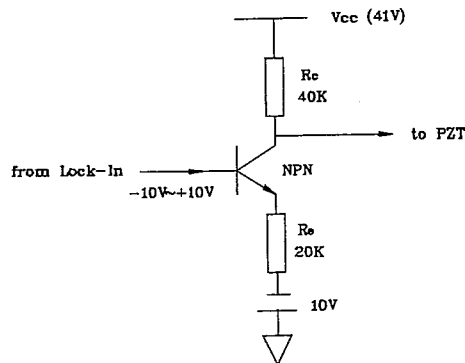


Fig.4.9 A amplifier was used in the feedback loop.

12dB/Octave 档效果好。最后优化自制的高压放大器如 Fig.4.9 所示。高压放大跟踪范围在一个纵模间隔时, 稳频效果最好。

Fig.4.10 表示锁相放大器输出的误差信号在锁定前后的变化情况。也可以用示波器观察控制环路是否锁住的情况, 若在锁定情形下改变参考 FP_2 的直流偏置, 那么可以调谐输出激光频率。表 4.2 表示稳频前后的结果, 并与常规灯泵的固体激光器作了比较。Fig.4.11 表示输出频率漂移量随时间的变化曲线。Fig.4.12 表示频率的稳定度随时间的变化

§4.5 结论

二极管激光泵浦的固体激光器性能比灯泵的优越, 无论频率的慢漂移还是瞬时抖动均比灯泵的好。通过外腔主动稳频, 可以有效地阻止激光频率的慢漂移。利用 F-P 调制方法把 $Nd:YVO_4$ 单频激光器锁定到 F-P 参考腔上。激光频率从自由运行慢漂移 88.6MHz/s 和抖动 5MHz, 分别改善到 75.75KHz/s 和 2MHz。如果更进一步优化

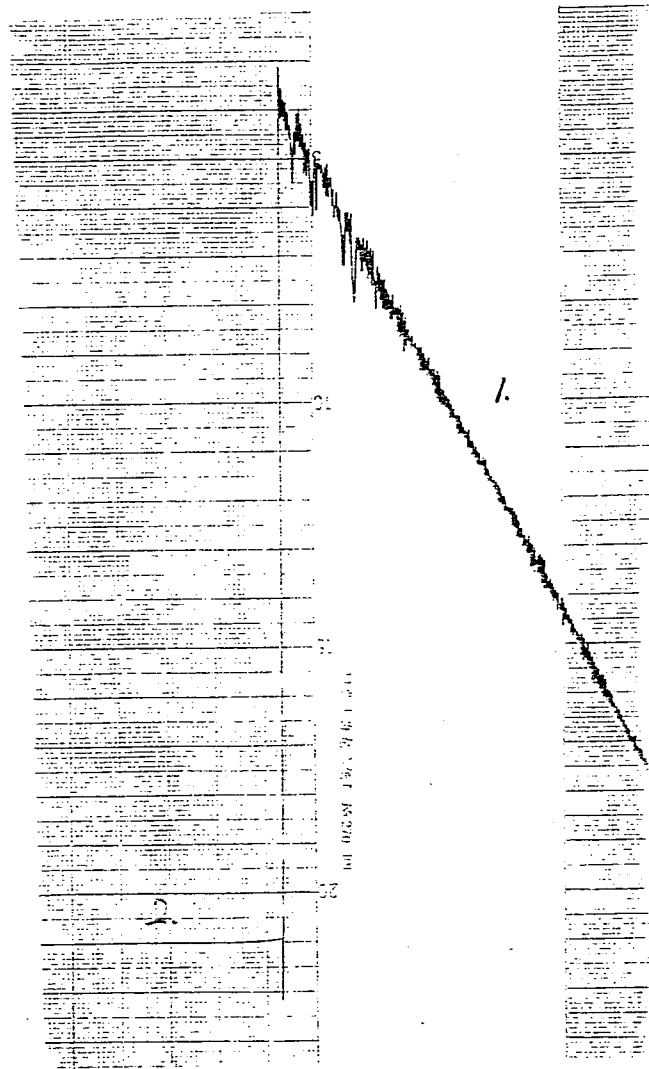


Fig.4.10 The signal at the output of a lock-in detector obtained in the following measurements:1) locked to FP; 2) free running.

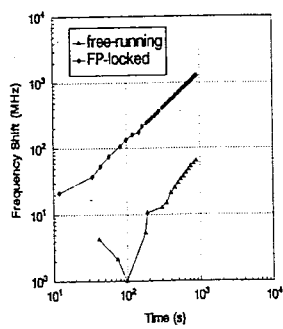


Fig.4.11 The frequency shift of diode-laser pumped Nd:YVO₄ versus time.

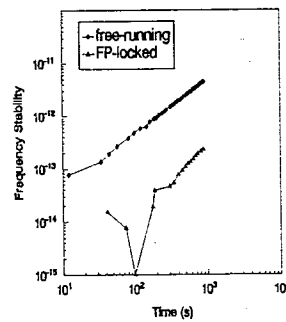


Fig.4.12 The frequency stability versus time.

设计控制环路的增益频率特性, 那么完全可以抑制这些噪声。

Table 4.2 二极管激光泵浦单频运转的Nd:YVO₄激光器稳频前后的结果比较。

测量参数		二极管激光泵浦 Nd:YVO ₄	灯泵 Nd:YAG
自由运行	抖动	5MHz	30MHz
	慢漂移	88.6MHz/s	
锁定情形	抖动	2MHz	
	慢漂移	75.75KHz/s	
	锁定时间	21min	

参考文献

- 4.1 A.Yariv, Optical Electronics, 3rd edition, Holt Reinchart and Winston, New York, 1985, chapter 10.
- 4.2 R.L.Byer, G.J.Dixon, et al, Laser Spectroscopy VIII, edited by T.W.Haensch and R.Chen, Berlin:Springer,1985, p.382.
- 4.3 J.L.Hall, "Stabilizing lasers for applications in quntum optics," in Quantum Optics IV, J.D.Harvey and D.F.Walls, Eds. Springer Verlag: Proceedings of Fourth International Conference, Hamilton NZ, 1986.
- 4.4 A.Yariv, *Optical Electronics 3rd ed*, New York:CBS, 1985.
- 4.5 D.S.Elliot, Roy, and S.J.Smith, "Extracavity laser band-shape and bandwidth modification," Phys.Rev.A, vol.26, pp.12-18, 1982.
- 4.6 T.Day, Eric K.Gustafson, and Robert L.Byer, "Sub-hertz relative frequency stabilization of two-diode laser-pumped Nd:YAG lasers locked to a Fabry-Perot interferometer," IEEE J.Quantum Electron., QE-28, pp1106-1116(1992).

第五章 半导体激光泵浦的固体激光器频率噪声研究

§5.1 引言

对于激光频率稳定性, 不同应用领域有不同的要求, 定义也有差异。如相干光通信和相干测量中, 需要激光源线宽很窄, 激光源间的频率相对稳定。常常用拍频测得的线宽来衡量激光器性能的好坏; 定义观察时间小于1秒以内的为短期稳定度, 观测时间大于1秒的频率变化为长期稳定度。在频标、计量等应用领域, 激光器需要绝对稳频。常用Allan 方差评价激光器性能, 观察时间常常几分钟、几小时甚至几年。但是不管怎样, 激光频率稳定性的定义可归结为频域的频谱密度和时域的Allan 方差两大类。

§5.2 频率噪声的描述及测量

对于时域随机变化的物理量 $y(t)$, 定义自相关函数

$$R_y(\tau) \equiv \langle y(t')y(t'+\tau) \rangle \equiv \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} y(t')y(t'+\tau) dt' \quad (5.1)$$

这个函数表示了 $y(t')$ 和 $y(t'+\tau)$ 的相关性。根据这个函数, 功率谱密度 $S_y(f)$ 定义为 $R_y(\tau)$ 的Fourier变换即

$$S_y(f) = 4 \int_0^{\infty} R_y(\tau) \cos(2\pi f\tau) d\tau \quad (5.2)$$

这个关系式称为Wiener-Kintchine定理。因为 $S_y(f)$ 定义的频率范围为 $0 \leq f < +\infty$, 所以 $S_y(f)$ 也称为单边功率谱密度, 这是实验测量中普遍采用的概念。与其相对应, 理论上普遍使用的概念是双边功率谱密度 $S_{yt}(f)$, 它的频率定义范围 $-\infty < f < +\infty$ 。

它们满足关系式:

$$S_{yt}(f) = \frac{1}{2} S_y(f) \quad (5.3)$$

当然自相关函数也可以从Fourier逆变换推得

$$R_y(\tau) = \int_0^{\infty} S_y(f) \cos(2\pi f\tau) df \quad (5.4)$$

令 $\tau = 0$, 代入方程(5.1)和(5.4)就有

$$\langle \{y(t')\}^2 \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \{y(t')\}^2 dt' = \int_0^{\infty} S_y(f) df \quad (5.5)$$

如果 $y(t)$ 表示电压, 那么(5.5)式的右边表示正比于时间平均功率。另外 $S_y(f)$ 表示在 f 附近单位频率带宽内功率的密度, 因此 $S_y(f)$ 就称为功率谱密度。如果 $y(t)$ 单

位用 $[y]$ 表示, 那么从方程(5.1)和(5.2)很容易推得 $S_y(f)$ 单位为 $[y]^2/\text{Hz}$ 。比如正比于 f^0 、 f^{-1} 和 f^{-2} 的噪声功率谱密度, 它们分别为白噪声、闪烁噪声和随机举步噪声。

对于慢变化量, 时域上的定义比频域上的好。定义在 τ 期间内 $y(t)$ 的时间平均值为: ^[5.1]

$$\bar{y}_K \equiv \frac{1}{\tau} \int_{t_K}^{t_{K+1}} y(t) dt \quad (5.6)$$

式中 τ 称为积分时间, $K=0,1,2,3,\dots,N$ 和 $t_{K+1}=t_K+T$, T 表示连续测量的周期。这意味着在测量过程中存在 $T-\tau$ 的间隙期, 如果间隙期很小可以忽略即 $T \cong \tau$, 那么时域中的变量稳定性定义为^[5.1]

$$\sigma_y^2(\tau) \equiv \left\langle \frac{(\bar{y}_{K+1} - \bar{y}_K)^2}{2} \right\rangle = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{K=1}^N \frac{(\bar{y}_{K+1} - \bar{y}_K)^2}{2} \quad (5.7)$$

这就是常用的Allan变量的定义, 是时域中最基本的频率稳定度的度量。它有以下几个特点:

- (1) $\sigma_y^2(\tau)$ 是由两个测量值 $\bar{y}_{K+1}$ 和 $\bar{y}_K$ 确定, 即使当 $f \rightarrow 0$, $S_y(f)$ 的值发散时, 它也收敛。因此在估计闪烁噪声和随机举步噪声大小时, 用Allan变量比较理想。
- (2) $\sigma_y^2(\tau)$ 是 $(\bar{y}_{K+1} - \bar{y}_K)^2$ 各项之和得到。如果交换式(5.7)中 $\bar{y}_{K+1}$ 和 $\bar{y}_K$ 的位置, 那么不会改变 $\sigma_y^2(\tau)$ 的值。这说明 $\sigma_y^2(\tau)$ 丢失了 $y(t)$ 的一些信息。
- (3) 如果测量条件允许的话, $\sigma_y^2(\tau)$ 测量精度通常比 $S_y(f)$ 高。

从 $S_y(f)$ 转换成 $\sigma_y^2(\tau)$ 的公式为^[5.1]

$$\sigma_y^2(\tau) = 2 \int_0^\infty S_y(f) \frac{\sin^2(\pi f \tau)}{(\pi f \tau)^2} \sin^2(\pi f \tau) df \quad (5.8)$$

在方程中 $\sin^2(\pi f \tau)/(\pi f \tau)^2$ 表示高 $1/\tau$, 宽 τ 的矩形时间窗口, 函数 $\sin^2(\pi f \tau)$ 是一个窗口函数。也就是说, $y(t)$ 的值在时间 τ 内测量得到, 而且没有间隙期($T=\tau$)。这个窗口具有高通的特点, 当 $\pi f \tau \rightarrow 0$ 时, $\sin^2(\pi f \tau) \rightarrow 0$ 。正由于这个特点, 即使对闪烁噪声和随机举步噪声也不发散。

对于单频激光器, 它的输出激光场相位表示为

$$\Phi(t) = \omega_0 t + \phi(t) \quad (5.9)$$

式中 ω_0 为平均角频率, $\phi(t)$ 相位变化量。因此瞬时角频率 ω 为

$$\omega(t) = \frac{d\Phi(t)}{dt} = \omega_0 + \frac{d\phi(t)}{dt} \quad (5.10)$$

式中右边第二项远远小于第一项。规一化的角频率起伏可表示为

$$y(t) = (d\phi/dt)/\omega_0 \quad (5.11)$$

单模激光器的功率谱密度近似表示为^[5.2]

$$S_y(f) \propto \sum_{n=-2}^2 h_n f^n \quad (5.12)$$

式中 h_n 为扩展系数 ($-2 \leq n \leq 2$)。

值得一提的是这里没有给出从 $\sigma_y^2(\tau)$ 转换到 $S_y(f)$ 的通用表达式, 因为前面已经指出在时域内得到的 $\sigma_y^2(\tau)$ 已经丢失了一些信息, 因此可以得出结论: 功率谱密度测量比 $\sigma_y^2(\tau)$ 更基本和重要。可在大多数实用中, 可参考文献[5.1][5.2] 提供的转换表格。

上面提到的时域和频域两个定义是用来评价激光频率稳定性, 但这样评价激光性能还不够, 还要用重复性和精确性来评价它。

频率起伏也可利用激光光场谱分布的线宽来评价。利用方程(5.1) 和(5.9) 可以推得激光光场的功率谱密度。光场的自相关函数表示为

$$R_E(\tau) = \langle E(t')E^*(t' + \tau) \rangle = |E_0|^2 \langle \exp[-i\omega\tau - i\{\phi(t' + \tau) - \phi(t')\}] \rangle \quad (5.13)$$

式中 E_0 为电场幅度。根据通信理论中的 Rowe 定理^[5.3], 上式变换为

$$R_E(\tau) = |E_0|^2 \exp \left[-i\omega\tau - \frac{\tau}{\pi} \int_0^\infty S_{\nu t}(f) \frac{\sin^2(\pi f\tau)}{(\pi f\tau)^2} d(\pi f\tau) \right] \quad (5.14)$$

式中 $S_{\nu t}$ 为双边功率谱密度。

假设 $S_{\nu t}$ 为白噪声

$$S_{\nu t}(f) = a = \text{const.} \quad (5.15)$$

方程(5.14) 可以变换成

$$R_E(\tau) = |E_0|^2 \exp \left(-i\omega\tau - \frac{a\tau}{2} \right) \quad (5.16)$$

通过 $R_E(\tau)$ 的 Fourier 变换, 可得正比于 Lorentz 分布的场谱:

$$I(f - \omega_0) \propto \frac{1}{(f - \nu_0)^2 + (a/4\pi)^2} \quad (5.17)$$

那么半极值全宽(FWHM) Δf 为:

$$\Delta f = a/2\pi \quad (\text{Hz}) \quad (5.18)$$

由上式可知 Δf 正比于白噪声大小, 它已经作为频率噪声大小的度量。但是当频率噪声统计分布规律不能表达成白噪声时, 这种方法不是很精确。

Fig.5.1 表示三种不同方法测量频率起伏的。方法a 需要两台激光器进行拍频测量, 要么同样的两台激光器, 要么有一台比被测激光器更稳定的激光器。方法b 是用高精度度 F-P 测量。当被测激光器线宽很窄时, F-P 的精细度往往显得不够, 而且光强的起伏会不可避免引入到频率测量中去。方法c 用光纤延时的方法测量, 它的特点可以获得比 F-P 更高分辨率测线宽, 而且可以避免方法b 中的光强影响。本论文选用方法c 来测量激光器线宽, 并研究了影响激光器线宽的一些因素。

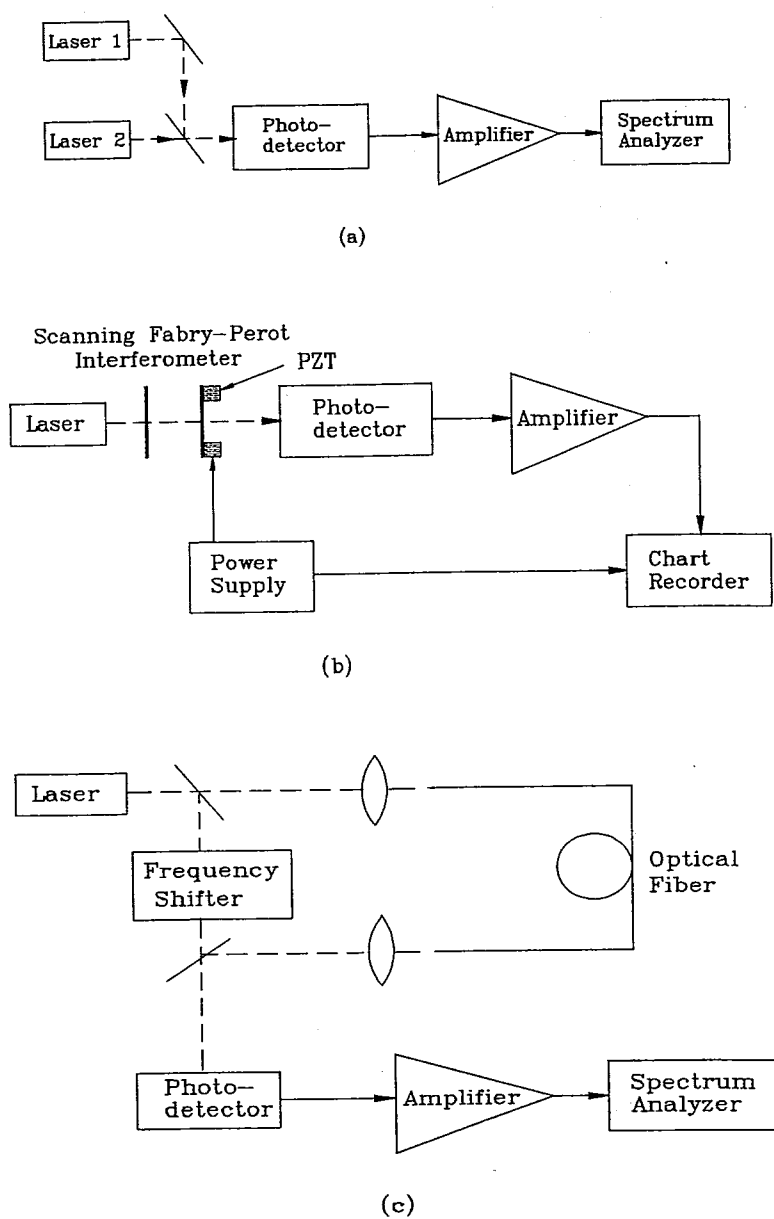


Fig.5.1 Measurement methods of frequency fluctuation^[5.4]. (a) Measuring the beat signal between two independent lasers. (b) Using Fabry-Perot interferometer. (c) Using an optical fiber as a delay line. (a) and (b) are used for measuring the power spectral density of FM noises and the field spectral profiles, respectively. (c) is for the field spectral profile.

§5.3 用自差法研究激光器的线宽

早在1980年T.Okoshi提出来的延时自差拍频法目前已广泛应用于半导体激光器线宽的测量^{[5.5][5.6]}。原因是作延时用的常用通信光纤在800nm、1300nm和1500nm三个窗口有极低的传输损耗，激光可以传输很远的距离以获得较长延时时间，因而可以测量较窄的线宽。本文考虑到通信用单模光纤在1064nm波长附近损耗不是很大，而且我们研制的激光器具有一定的功率输出，故把该方法应用到1064nm激光的线宽测量。

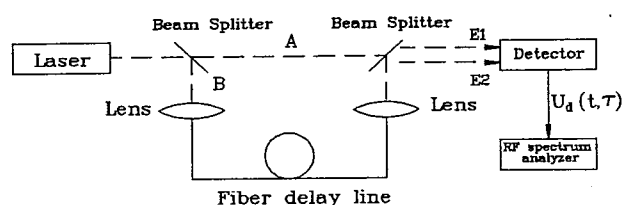


Fig.5.2 Measurement method of frequency fluctuation using an optical fiber as a delay line.

§5.3.1 原理

如Fig.5.2所示。激光光场通常可表示为

$$E(t) = [E_0 + \epsilon(t)]e^{i[\omega_0 t + \phi(t)]} \quad (5.19)$$

式中 E_0 为平均光场幅度， $\epsilon(t)$ 为光场幅度变化量，并且 $\epsilon(t) \ll E_0$ 。 ω_0 激光平均频率， $\phi(t)$ 为瞬时相位。从激光器输出的光经分束板分成A和B二路，A路直接入射第二个分束板，B路通过光纤延时 τ 。经过第二分束板后，A路光场可表示为

$$E_1(t) = E_1 e^{i[\omega_0 t + \phi(t)]} \quad (5.20)$$

B路延时光场为

$$E_2(t) = E_2 e^{i[\omega_0(t-\tau) + \phi(t-\tau)]} \quad (5.21)$$

因为 $\epsilon(t) \ll E_0$ ，所以上述表达式中忽略 $\epsilon(t)$ 项。那么在光接收器处的总光场为

$$E_d = E_1 e^{i[\omega_0 t + \phi(t)]} + E_2 e^{i[\omega_0(t-\tau) + \phi(t-\tau)]} \quad (5.22)$$

因为光接收器的光电流正比于 $E_d(t) \cdot E_d^*(t)$ ，故光接收器的输出用一带通滤波器去掉直流，取出交变部分即为

$$\begin{cases} U_d(t, \tau) = K E_1 E_2 (e^{i\omega_0 \tau} e^{i\Delta\phi(t, \tau)} + c.c.) \\ \Delta\phi(t, \tau) = \phi(t) - \phi(t-\tau) \end{cases} \quad (5.23)$$

式中K为光电转换系数。在实验中 τ 为常数，因此 $\exp(i\omega_0 \tau)$ 项不影响Fourier频谱，可以忽略。我们关心的是光接收器输出正比于 $\exp[i\phi(t)]$ 的成份，而不是 $\exp[i\Delta\phi(t, \tau)]$

的, 但是如果延时时间 τ 大于激光的相干时间, 即

$$\tau \gg \tau_c \simeq \frac{1}{\pi(\Delta\nu)_{laser}} \quad (5.24)$$

那么 $\phi(t)$ 和 $\phi(t-\tau)$ 不相干, $\phi(t)$ 和 $\Delta\phi(t)$ 的统计分布规律一样。因而测得 U_d 的频谱就可以直接获得激光线宽。

在实验中为了避开频谱分析仪的零频基线提高测量精度, 常常在一光路中引入AOM作频移器。

具体理论分析推导如下: 考虑A路中引入频移 Ω , (5.22)式变为

$$E_d = E_1 e^{[\omega_0 t + \Omega t + \phi(t)]} + E_2 e^{[\omega_0(t-\tau) + \phi(t-\tau)]} \quad (5.25)$$

那么此时总光强为

$$I_d = E_d \cdot E_d^* = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2 \cos(\omega_0 \tau - \Omega t + \phi(t) - \phi(t-\tau)) \quad (5.26)$$

由此推出光强的相关函数

$$R(\delta\tau, \tau) = 2E_1^2 E_2^2 \cos(\Omega \delta\tau) < \cos(\delta\phi(\delta\tau, 0) - \Delta\phi(\delta\tau - \tau, \tau)) > \quad (5.27)$$

式中 $\delta\phi(t_1 - t_2) = \phi(t' + t_1) - \phi(t' + t_2)$, 它表示时刻 t_1 和 t_2 的相位差。

相位函数 $\phi(t)$ 和 $\phi(t-\tau)$ 的相关性可表示为

$$< (\phi(t) - \phi(t-\tau))^2 > = |\tau|/\tau_c \quad (5.28)$$

假设 $\phi(t)$ 服从Gauss分布规律, 那么(5.27)式相应于Lorentz场谱分布即

$$< \exp i(\phi(t') - \phi(t' - \tau)) > = \exp(-|\tau|/(2\tau_c)) \quad (5.29)$$

利用上式, 可推出关系式

$$\begin{aligned} < \Delta\phi(t_1, t_2) \Delta\phi(t_3, t_4) > = \frac{1}{2} [< (\Delta\phi(t_1, t_4))^2 > \\ & - < (\Delta\phi(t_1, t_3))^2 > + < (\Delta\phi(t_2, t_3))^2 > - < (\Delta\phi(t_2, t_4))^2 >] \\ & = \frac{1}{2\tau_c} (|t_1 - t_4| - |t_1 - t_3| + |t_2 - t_3| - |t_2 - t_4|) \end{aligned} \quad (5.30)$$

那么就有

$$\begin{aligned} < \cos(\Delta\phi(t_1, t_2) - \Delta\phi(t_3, t_4)) > &= \exp(-\frac{1}{2} [< (\Delta\phi(t_1, t_2))^2 > - 2 < \Delta\phi(t_1, t_2) \Delta\phi(t_3, t_4) > \\ & + < (\Delta\phi(t_3, t_4))^2 >]) \\ &= \exp(-\frac{1}{2\tau_c} (|t_1 - t_2| - |t_1 - t_4| + |t_1 + t_3| \\ & - |t_2 - t_3| + |t_2 - t_4| + |t_3 - t_4|)) \end{aligned} \quad (5.31)$$

令 $t_1 = \delta\tau$, $t_2 = 0$, $t_3 = \delta\tau - \tau$, $t_4 = \tau$ 得

$$R(\delta\tau, \tau) = 2E_1^2 E_2^2 e^{-|\tau|/\tau_c} \cos(\Omega \delta\tau) \exp(-\frac{1}{2\tau_c} (|\delta\tau| + 2|\delta\tau - \tau| + |\delta\tau - 2\tau|)) \quad (5.32)$$

利用(5.2)式Wiener-Kintchine定理, 最后得到干涉光强的功率谱密度

$$\begin{aligned} S(\omega, \tau) &= \frac{2E_1^2 E_2^2 \tau_c}{1 + (\omega \pm \Omega)^2 \tau_c^2} \left\{ 1 - e^{-|\tau|/\tau_c} \left[\cos(\omega \pm \Omega) |\tau| + \frac{\sin(\omega \pm \Omega) |\tau|}{(\omega \pm \Omega) \tau_c} \right] \right\} \\ &+ 2E_1^2 E_2^2 \pi e^{-|\tau|/\tau_c} \delta(\omega \pm \Omega) \end{aligned} \quad (5.33)$$

上述方程表明当延时 τ 增加时, 拍频功率谱从 δ 函数分布到准Lorentz分布直到严格的Lorentz分布。

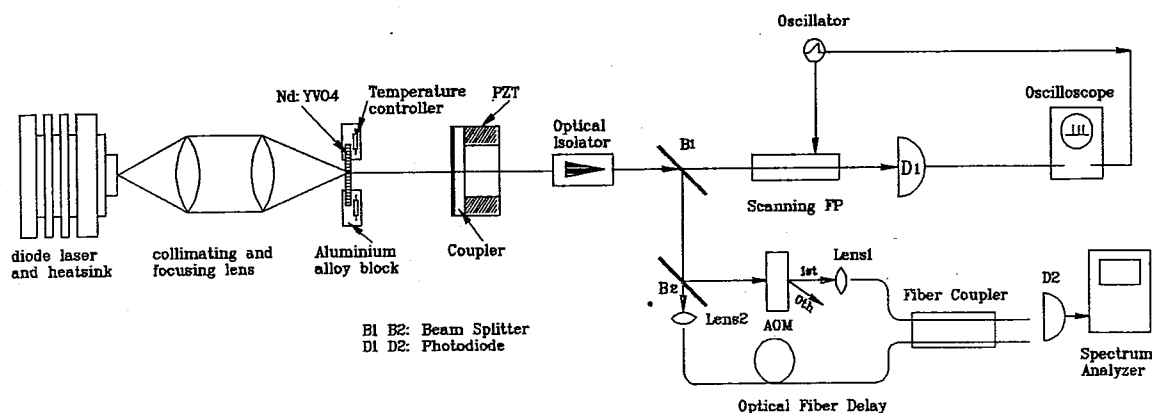


Fig.5.3 Experimental setup for measuring the linewidth of a diode-laser pumped Nd:YVO₄.

§5.3.2 实验及结果

实验装置的照片为Fig.5.14, 其原理Fig.5.3所示。二极管激光泵浦Nd:YVO₄激光器单频运转部分前面已介绍。光隔离器有1064nm偏振膜板和蒸镀减反膜的四分之一波片组成。经隔离器的激光分成二部分, 一部分用来检测输出模式情况, 另一部分用来测线宽。共焦扫描干涉仪的自由光谱范围0.5357GHz, 精细度 $\mathcal{F} \approx 100$ 。用 $\times 10$ 倍的普通显微物镜作光纤耦合透镜。频移器AOM是由中科院上海硅酸盐研究所研制, 工作频率48MHz, 驱动电源为XG22A型超高频功率信号发生器。延时光纤为单模光纤, 由上海新沪玻璃厂生产, 长3Km。光纤耦合器为1064nm 3dB耦合器, 损耗小于0.2dB。用美国Tektronix 495P频谱分析仪测量光电接收器的信号。

实验中我们测量了光纤的损耗。为了确保测量结果的可靠性, 我们先测最佳耦合时的光纤输出功率, 然后离耦合端口几厘米处切断光纤, 测得的光纤输出功率, 我们认为此时测得的功率为耦合进入光纤的激光功率。结果如表5.1所示:

Table 5.1 光纤损耗测试。

光纤型号*	进入光纤功率	传输后的功率	损耗
SM-10/125	1340 μ W	290 μ W	-5.8dB/Km

* 上海新沪玻璃厂生产, 丝号OS1-86-02。

Fig.5.4 表示频谱分析仪带宽分辨率10KHz时观察到的自差拍频谱。激光腔长 $L=57.48\text{mm}$, 二极管工作电流 $I=1.41\text{A}$ 。扫描时间为1秒时的频谱, 激光线宽为25KHz。Fig.5.5 表示在一定输出功率(7mW)下不同腔长与线宽的关系。随着光学腔长的增加, 线宽变小。Fig.5.6 表示在腔长 $L=41.76\text{mm}$ 下激光输出功率与线宽的关系。功率变大, 线宽减小。这些同理论预言的一致, 由(4.7)可知, 激光线宽 δf 满足下式:

$$\delta f = \frac{2\pi\hbar f(\Delta f)^2}{P_0} \frac{N_2}{N_2 - N_1} \quad (5.34)$$

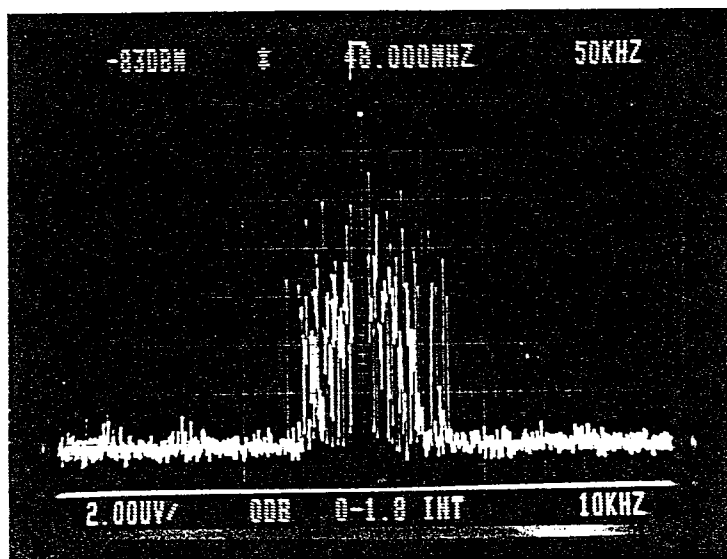


Fig.5.4 Self-heterodyne beat spectra displayed on the spectrum analyzer with a resolution bandwidth of 10KHz. The sweep time is one second.

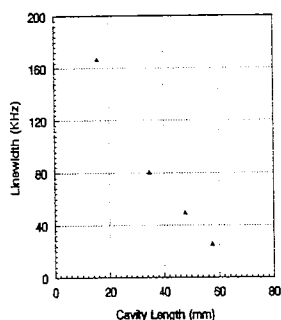


Fig.5.5 Measured 3dB spectral width as a function of laser cavity length. The output power is 6mW.

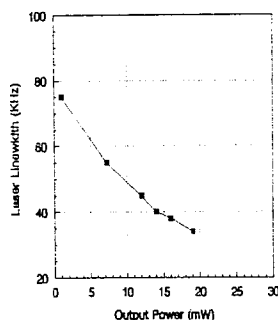


Fig.5.6 Measured 3dB spectral width as a function of laser output power. The cavity length is 41.76mm.

式中 f 表激光振荡频率, Δf 谐振腔线宽, P_0 激光输出功率, N_2 和 N_1 分别为上下能级的粒子数。而 Δf 与腔纵模隔 $\Delta\nu$ 成正比, 因此激光线宽与光学腔长成反比。从减小激光线宽来说, 腔长越长越好。另外, 线宽与激光输出功率 P_0 成反比, 输出功率越大线宽越小。

§5.4 激光频率功率谱密度的测量

第四章中我们研究了激光频率在时域稳频前后的情况, 下面利用上文介绍的知识来测量研究激光频率的功率谱密度。根据Fig.5.1(b), 我们建立Fig.5.7所示的实

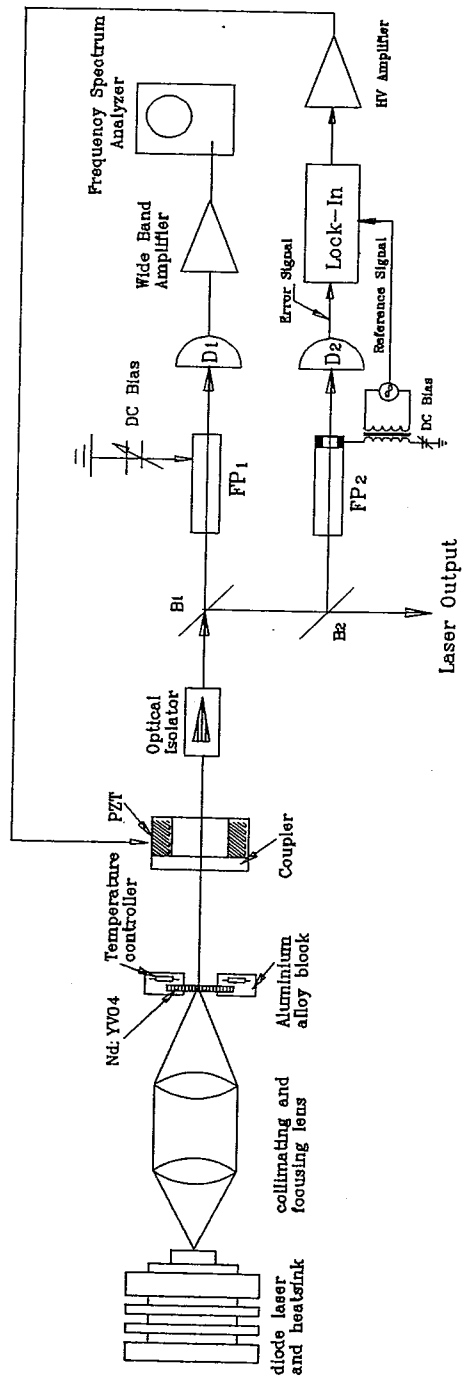


Fig.5.7 Schematic diagram of experimental setup for measuring frequency fluctuation.

验装置。由(5.10)式, 激光的瞬时角频率

$$\omega(t) = \omega_0 + \frac{d\phi(t)}{dt} \quad (5.35)$$

通过鉴频器FP₁后, 把频率的起伏转换成电压信号的变化即

$$V(t) = D_\nu(\omega_0 + \frac{d\phi(t)}{dt}) \quad (5.36)$$

式中 D_ν 为FP₁频率-电压转换斜率。经交流宽带放大器(EG&G, 100MHz 宽带放大器)放大后, 由频谱分析仪(Tecktronix 495P)测得的变化信号的功率谱密度, 从而推得激光输出频率的功率谱密度。实验中, 作检测用的FP₁为自由光谱 $FSR=0.5357\text{GHz}$, 精细度 $\mathcal{F}=100$ 的扫描FP; FP₂作稳频参考腔, 其自由光谱范围 $FSR=1.0714\text{GHz}$, 精细度 $\mathcal{F}=12.5$ 。测量时通过调节FP₁上PZT的直流偏置, 使激光频率处于斜率最大的半极值点上。由于激光器自由运行时, 激光频率漂移很厉害以致超过FP的光通带, 很难使激光频率停留在半极值点附近, 所以实验中只测量了激光频率锁定时的功率谱密度。

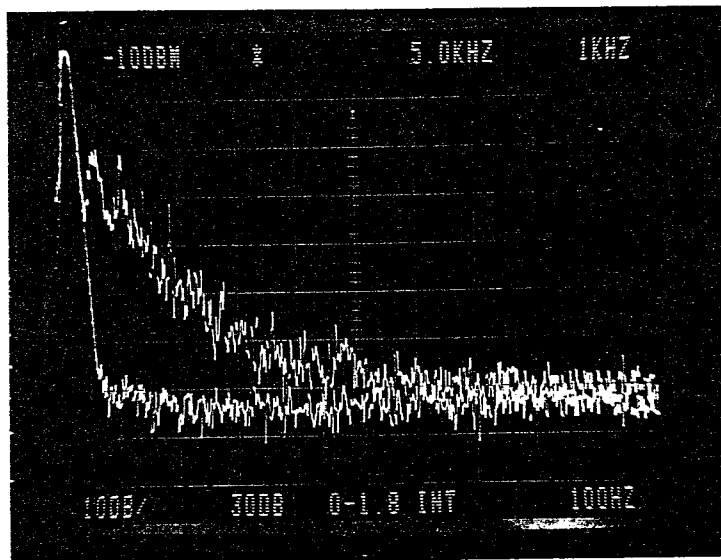


Fig.5.8 Power spectral density of the signal from the photodiode D₁. Upper trace: the laser was locked to FP₂; down trace: the background noise of the measuring system.

Fig.5.8 表示激光器稳频后经FP₁鉴频器光二极管接收到信号的功率谱密度。图中上面一条曲线表示锁定情形下的功率谱密度, 下面一条曲线表示表示测量系统的背景噪声。从图可知, 二极管激光泵浦Nd:YVO₄激光器的频率噪声主要集中在5KHz以下。实验中标定FP₁的 D_ν 为66.20mV/MHz, 测量时频谱仪分辨率带宽100Hz, 最后可得到如Fig.5.9所示的激光频率噪声谱。

为了确定测量的频率噪声功率谱密度的可靠性, 我们研究了激光光强噪声对频率噪声的影响。测量了二极管激光泵浦固体激光器的光强噪声功率谱密度,

如Fig.5.10所示。上面一条曲线为光强噪声功率谱密度，其中的峰为激光弛豫振荡峰，这是连续运行固体激光器所固有的。下面一条为测量系统的本底噪声。实验中按Fig.5.11所示装置的测量了反射光强的噪声，结果如Fig.5.12所示，上面一条为反射光强噪声，下面为系统本底噪声。从图可知，光强噪声串入频率噪声很小，可以忽略不计。

还测量比较了不同精细度的FP对测量结果的影响。用精细度 $\mathcal{F}=12.5$ 的FP作测量，结果发现激光强度噪声严重串入频率噪声功率谱。产生这种情况的原因是 D_ν 太小。因此在频率稳定性允许的情况下，FP的斜率 D_ν 越大越好，光强噪声对频率噪声功率谱的测量影响越小，测量可靠性越高。

根据Fig.5.9得到的频率噪声功率谱密度 $S_\nu(f)$ 和(5.8)式，可以计算得到激光频率稳定性的Allan方差 $\sigma_y^2(\tau)$ ，如Fig.5.13所示。当然由于 f 取值有限($f=5\text{KHz}$)， $\sigma_y^2(\tau)$ 精度受到一定的限制。

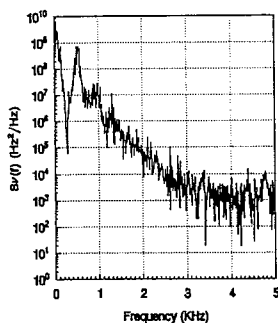


Fig.5.9 The power spectrum density of the laser frequency noise.

§5.5 结论

用延时自差法测量1064nm激光器的线宽可行的，尽管光纤有5.8dB/Km的损耗。对于我们的测量系统延时 $\tau = 15\mu\text{s}$ ，有(5.24)式可知分辨率可达21KHz。若要进一步提高分辨率，就需加长光纤。测得激光二极管泵浦的Nd:YVO₄激光器在1秒时间内线宽25KHz。我们测量的激光线宽与光学腔长关系说明为了获得尽可能窄的激光线宽，腔长越长越好。这些结果同理论预期的一致。据我们所知，用光纤延时自差法测1064nm激光器的线宽在国内外还未见报导。

对二极管激光泵浦的Nd:YVO₄激光频率的功率谱密度测量研究表明，频率噪声主要集中在5KHz以下。在1KHz处，功率谱密度 $S_\nu = 8.22 \times 10^{-6} \text{Hz}^2/\text{Hz}$ 。这些参数为稳频工作提供非常有用的参考。

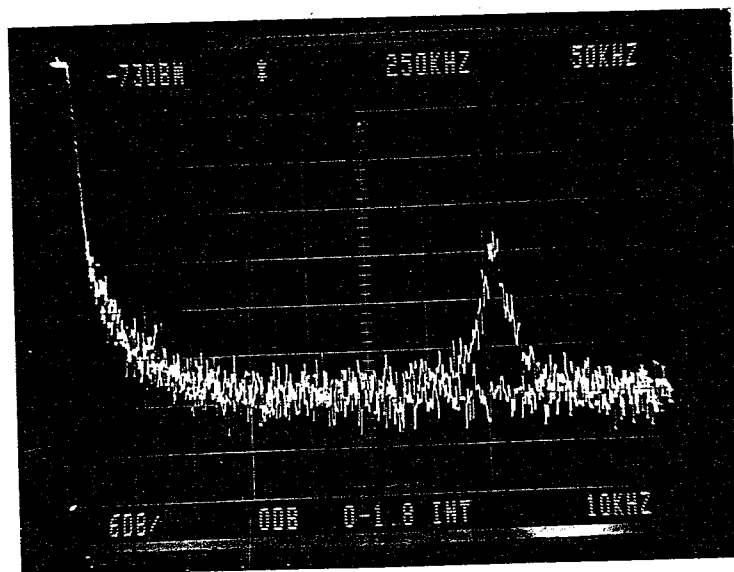


Fig.5.10 Intensity noise power spectrum density of the single frequency Nd:YVO₄.

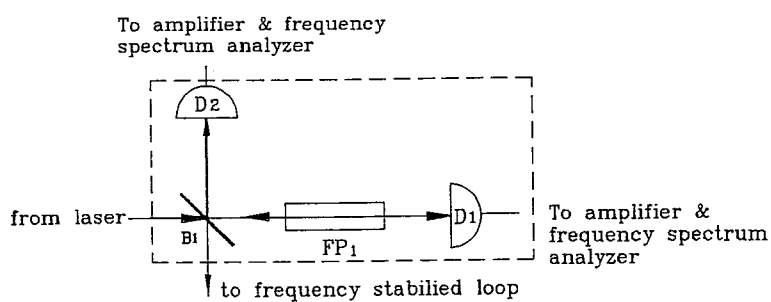


Fig.5.11 Schematic diagram of measuring the noise of the reflecting intensity.

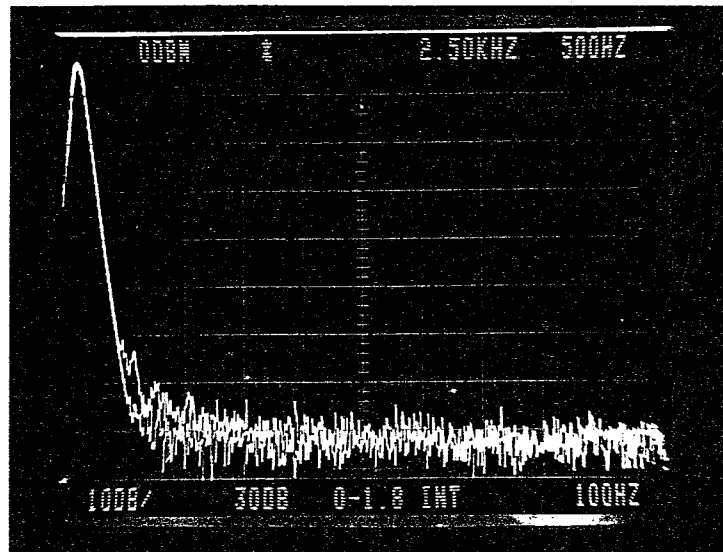


Fig.5.12 Power spectral density of the reflecting intensity and the system background. Upper trace: reflecting intensity; down trace: the system background.

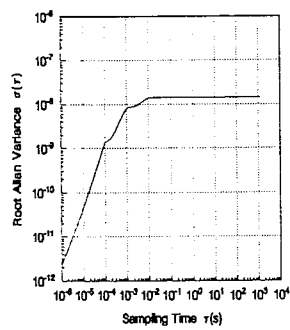


Fig.5.13 The square root of the Allan variance.

参考文献

- 5.1 James A.Barnes, Andrew R.Chi, et al, "Characterization of frequency stability," IEEE Trans.Instrum.Meas., Vol.IM-20, pp105-120, May 1971.
- 5.2 Jacques Rutman, "Characterization of phase and frequency instabilities in precision frequency sources: fifteen years of progress," Vol.66, pp1048-1075, Sep. 1978.
- 5.3 H.W.Rowe, *Signals and Noise in Communication Systems*, D.Van Nostrand, Princeton, 1965.
- 5.4 M.Ohtsu, *Lasers and Atomic Clocks*, Ohm-sha Publishing, Tokyo, 1986(in Japanese).
- 5.5 T.Okoshi, K.Kikuchi and A.Nakayama, "Novel Method for High Resolution Measurement of Laser Output Spectrum", Electron.Lett. Vol.16, No.16, 630(1980).
- 5.6 L.E.Richter, H.I.Mandelberg, M.S.Kruger, and P.A.Mcgrath, "Linewidth Determination from Self-Heterodyne Measurements with Subcoherence Delay Times", IEEE J.Quantum Electron. Vol.QE-32, No.11, 2070(1986).

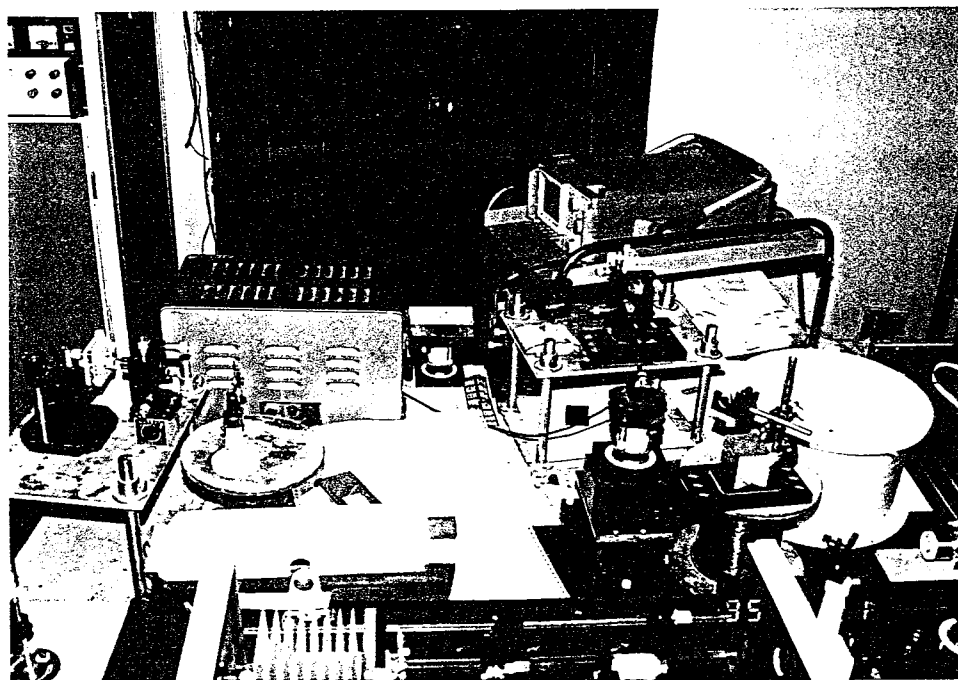


Fig.5.14 The photograph of the experimental setup for measuring the linewidth of a diode-laser pumped Nd:YVO₄.

第六章 1.06 μm 区域的 Cs_2 分子 吸收光谱研究

§6.1 引言

众所周知, 实现激光器的主动稳频, 必须有一个参考系统即参考频率。参考频率通常是利用一定精细度 F-P 腔的透射或反射光强分布^[1]、原子^[2] 或分子的超窄共振吸收谱线^{[3][4]}。F-P 腔易受环境温度、振动和噪声的影响, 只适合于需要短期稳频的激光应用系统中。要求频率长期稳定的就需用原子或分子饱和吸收线作为激光的频标。常用的固体激光器工作波长为 1.06 μm , 由于以前没有找到 1.06 μm 区域的频标, 因此固体激光器的绝对稳频技术发展受到一定的限制。近年来, 在 Cs_2 、 C_2HD 和 CO_2 中已经观察到 1.06 μm 区域的吸收跃迁, 但只有 Cs_2 已成功地作为 1.06 μm 固体激光器的频标^[3]。Klaus Wallmeroth 等人用 I_2 分子吸收线标定在 1.06 μm 区域 Cs_2 的吸收谱线, 因而它的谱线数受到限制^[5]。R.P.Benechict 等人测量了 Cs_2 在 0.8~1.3 μm 区域 Cs_2 的吸收系数, 从光谱上来说相当粗糙, 分辨率 0.8nm, 只能反映分子吸收随频率变化的形状和趋势^[6]。另外, 不同晶体的 1.06 μm 掺钕激光器, 输出频率可相差几十 GHz 如 Nd:YVO_4 和 Nd:YAG 相差 55.6GHz^[7]。因此, 本章细致地计算 1.06 μm 区域 Cs_2 分子的吸收光谱, 对指导实验消除弱线选择强线提高信噪比, 具有重要的现实意义。

§6.2 吸收光谱计算原理

根据文献[8], 处于某电子态能级 (v, J) 的分子能量可表示为:

$$E = T_e + G(v) + F_v(J) \quad (6.1)$$

其中 T_e 为电子能量。 $G(v)$ 为振动能量, 其展开式为:

$$\begin{aligned} G(v) = & \omega_e(v + \frac{1}{2}) - \omega_e x_e(v + \frac{1}{2})^2 + \omega_e y_e(v + \frac{1}{2})^3 \\ & + \omega_e z_e(v + \frac{1}{2})^4 + \omega_e t_e(v + \frac{1}{2})^5 + \dots \end{aligned} \quad (6.2)$$

式中常数 $x_e \omega_e \ll \omega_e$, $y_e \omega_e \ll x_e \omega_e$, $\dots$ 。 $F_v(J)$ 为转动能量, 其表达式如下:

$$F_v(J) = B_v[J(J+1)] - D_v[J(J+1)]^2 + H_v[J(J+1)]^3 + \dots \quad (6.3)$$

式中

$$\begin{aligned} B_v &= B_e - \alpha_e(v + \frac{1}{2}) + \gamma_e(v + \frac{1}{2})^2 \\ D_v &= D_e + \beta_e(v + \frac{1}{2}) + \delta_e(v + \frac{1}{2})^2 \end{aligned}$$

但是进行数值计算时, 使用 Dunham 展开式表达分子能量更为方便。

$$\begin{cases} E(v, J) = \sum_{i,j} Y_{ij}(v + \frac{1}{2})^i [J(J+1)]^j \\ i, j = 0, 1, 2, \dots \end{cases} \quad (6.4)$$

我们感兴趣的是分子的吸收光谱。对于分子吸收强度, 由文献[9]可知:

$$\Delta I_{abs}^{nm} = I_0^{nm} N_m B_{mn} h \nu_{nm} \Delta x \quad (6.5)$$

式中 ΔI_{abs}^{nm} 表示在 Δx 厚的薄层内分子从 m 能级跃迁到 n 能级的吸收强度, ν_{nm} 为跃迁频率, I_0^{nm} 为频率 ν_{nm} 的人射光强, N_m 为处于 m 能级的分子密度, B_{mn} 为爱恩斯坦吸收跃迁几率。

对大多数分子来说, N_m 只需考虑配分函数就行了, 即

$$N_m = \frac{N e^{-(h c \nu_m / k T)}}{\sum_n e^{-(h c \nu_n / k T)}} \quad (6.6)$$

N 是总的分子密度, ν_m 是处于 m 态的波数能量。但对同核双原子分子还需考虑原子核自旋对玻尔兹曼统计的修正。对于给定的自旋量子数 I , 对称自旋状态与反自旋状态的相对统计权重为

$$\frac{N_s}{N_a} = \frac{I+1}{I} \quad (6.7)$$

爱恩斯坦吸收跃迁几率为

$$B_{mn} = \frac{8\pi^3}{3h^2 c} |R^{nm}|^2 \quad (6.8)$$

式中 R^{nm} 是能级 n 和 m 间的跃迁偶极矩。为了计算 R^{nm} , 我们得从分子运动的 Schrödinger 方程出发, 在 Born-Oppenheimer 近似下将分子的电子运动波函数和核运动波函数分离开来, 那么跃迁偶极矩可表示为

$$|R^{nm}|^2 = \left| \int \psi_{v'} (\int \psi_e^* M_e \psi_{e''} d\tau_e) \psi_{v''} dr \times \int \psi_{J'\Lambda'M'} |D(\theta, \chi, \phi)| \psi_{J''\Lambda''M''} \sin \theta d\theta d\phi \right|^2 \quad (6.9)$$

第二项积分决定了分子跃迁的选择定则, 其积分值称为 Hönl-London 或线性强度因子 $S_{J''\Lambda''}^{J'\Lambda'}$, 它的值可参阅文献[9]。我们感兴趣的是第一项积分。令 $R_e = \int \psi_e^* M_e \psi_{e''} d\tau_e$, 在一级近似下, $R_e(r)$ 为常数。这样(6.9)式成为

$$|R^{nm}|^2 = |\bar{R}_e|^2 q_{v'v''} S_{J''\Lambda''}^{J'\Lambda'} \quad (6.10)$$

其中 $q_{v'v''} = |\int \psi_{v'} \psi_{v''} dr|^2$ 为 Frank-Condon 因子。

综上所述, 吸收强度可表示为

$$\Delta I_{abs}^{nm} = I_0^{nm} \left(\frac{N e^{-(h c \nu_m / k T)}}{\sum_n e^{-(h c \nu_n / k T)}} \right) h \nu_{nm} \Delta x \times \frac{8\pi^3}{3h^2 c} |\bar{R}_e|^2 q_{v'v''} S_{J''\Lambda''}^{J'\Lambda'} \quad (6.11)$$

其中 $|\bar{R}_e|^2 = \left| \frac{\int \psi_{v'} \psi_{v''} (R_0 + \alpha r + \beta r^2) dr}{\int \psi_{v'} \psi_{v''} dr} \right|^2$, 它是 v', v'' 的慢变化函数。 N 是总分子密度, 对同核双原子分子还应包括与自旋有关的修正因子。因为我们关心的是相对吸收强度, 故忽略配分函数中的 $\sum_n e^{-(h c \nu_n / k T)}$ 项。考虑在一定的分子振动能级范围内 $|\bar{R}_e|^2$ 、 ν_m 、 ν_{nm} 和 $S_{J''\Lambda''}^{J'\Lambda'}$ 为常数, 那么

$$\Delta I_{abs}^{v',v''} \propto q_{v'v''} \quad (6.12)$$

因为不同的 (v', v'') 能带间的 $q_{v'v''}$ 值可以相差几个数量级, 因此 $q_{v'v''}$ 是衡量振动跃迁强弱的标志, 是计算分子吸收谱的关键。

§6.2.1 分子势能曲线

上述可知, 欲得到 Franck-Condon 因子 $q_{v'v''} = \int \psi_{v'}^* \psi_{v''} dr$, 需知道分子核运动径向波函数。如果知道分子势能曲线, 那么可由 J.W.Cooley 提出的简单的方法求得这些函数^[10]。

求势能曲线方法有许多, 但较精确的就算 RKR(Rydberg-Kleinn-Rees) 法。RKR 法是用实验观察到的光谱常数 $G(v)$ 和 $B(v)$ 计算出分子的势能函数即分子经典振动的核间距的极大值和极小值 $(r_{\pm}(v, J=0))$ ^[11]。

$$r_{\pm} = (f^2 + f/g)^{\frac{1}{2}} \pm f \quad (6.13)$$

式中

$$\begin{aligned} f &= \frac{1}{2}[r_+ - r_-] = \frac{h}{2\pi(2hc\mu)^{1/2}} \int_{v'=v_{min}}^v \frac{dv'}{[G(v)-G(v')]^{1/2}} \\ g &= \frac{1}{2} \left[\frac{1}{r_-} - \frac{1}{r_+} \right] = \frac{2\pi(2hc\mu)^{1/2}}{h} \int_{v'=v_{min}}^v \frac{B(v')dv'}{[G(v)-G(v')]^{1/2}} \end{aligned} \quad (6.14)$$

上式中 μ 为分子的有效质量。积分下限由下式确定

$$\begin{cases} E(v_{min}, J=0) = Y_{00} + G(v) = 0 \\ Y_{00} = \frac{B_e}{4} + \frac{\alpha_e \omega_e}{12B_e} + \frac{(\alpha_e \omega_e)^2}{144B_e^2} - \frac{\omega_e x_e}{4} \end{cases} \quad (6.15)$$

可近似地取为 $-1/2$ 。由 (6.14) 式很明显知道, f 和 g 的积分在上限 v 处是奇异点, 因此直接对 (6.14) 式进行数值积分是很困难的。M.E.Kaminsky 通过巧妙的数学变换, 解决了这个问题^[12]。即

$$\begin{cases} f = \frac{h}{\pi(2hc\mu)^{1/2}} \int_{u=0}^{(v-v_{min})^{1/2}} \frac{1}{[p(u)]^{1/2}} du \\ g = \frac{4\pi(2hc\mu)^{1/2}}{h} \int_{u=0}^{(v-v_{min})^{1/2}} \frac{B(v-u^2)}{[p(u)]^{1/2}} du \end{cases} \quad (6.16)$$

其中

$$p(x) = \sum_{n=1}^m \sum_{k=1}^n \sum_{p=0}^{k-1} Y_{n0} C_n^k C_k^p \left(\frac{1}{2}\right)^{n-k} v^p (-x)^{k-1-p}$$

这样, 先按式 (6.16) 和 (6.13) 计算, 然后列出 $G(v) \sim r_{\pm}$ 数值表格就可获得极为复杂的分子势能曲线。它们的计算精度可达 10^{-3}nm , 甚至更小。分别将实验获得的有关基态和激发态的谱项数据代入, 可获得相应的电子态势能曲线。

§6.2.2 径向波函数^[10]

双原子分子的核运动具有陀螺对称性, 故分子核运动 Schrödinger 方程可以用球坐标系表示。波函数可分成角向和径向两部分即:

$$\psi = r^{-1} P(r) Y_{J\Lambda M}(\Theta, \Phi, \phi)$$

其中 $P(r)$ 是一维径向Schrödinger方程的解。

$$\begin{cases} P^{(2)}(r) = (U(r) - E)P(r) \\ P^{(n)} = d^n P / dr^n \end{cases} \quad (6.17)$$

$U(r)$ 为分子径向核势能

$$U(r) = [J(J+1) - \Lambda^2]r^{-2} + Z_a Z_b r^{-1} + E_{el}(r) \quad (6.18)$$

上式中第二项为核静电库仑排斥力, $E_{el}(r)$ 为核间距 r 时解分子电子运动Schrödinger方程获得的电子能量。方程(17)的边界条件

$$\begin{cases} P(0) = 0 \\ P(r) = \text{constant} \end{cases} \quad (6.19)$$

用差分法近似求解方程(6.17), 可得简单的积分方程:

$$Y_{i+1} + Y_{i-1} - 2Y_i = h^2(U_i - E)P \quad (6.20)$$

其中

$$Y_i = P_i - (h^2/12)P_i^2 = [1 - (h^2/12)(U_i - E)]P_i$$

本征值 E 的修正公式为:

$$D(E) = [(-Y_{m-1} + 2Y_m - Y_{m+1})h^{-2} + (U_m - E)P_m] / \sum_{i=1}^n P_i^2 \quad (6.21)$$

其中 $E_0 - E \approx D(E)$, E_0 和 E 分别为本征值修正前后的值。

总之, 如果给出数值化的势能曲线、本征值 E 的初始值和精度 ϵ , 那么用Numerov方法积分方程(6.20), 再利用方程(6.21)式, 修正本征值 E , 使 $D(E)$ 从一次迭代到下一次逐渐减小, 直到满足 $D(E) \leq \epsilon$ 为止, 就可获得所求的波函数。

§6.2.3 吸收谱的获得

Cs_2 分子在 $X^1\Sigma_g^+ \rightarrow A^1\Sigma_u^+$ 跃迁时, 满足选择定则:

$$\Delta J = \pm 1$$

$$\Delta v = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

由于我们关心的是 $1.06\mu\text{m}$ 区域的分子吸收跃迁谱, 因此计算时先根据选择定则确定所计算的跃迁在 $1.06\mu\text{m}$ 区域内, 然后再计算相应跃迁能级的Frank-Condon因子, 最后把各个跃迁叠加起来就得到 $1.06\mu\text{m}$ 区域 Cs_2 的吸收精细谱。

§6.2.3 计算结果

本章计算 X 态和 A 态势能曲线时分别采用M.Raab^[13]和J.Verges^[14]报导的分子Dunham系数, 如表6.1和6.2所示。利用方程(6.16)和(6.13), 得到Fig.6.1所示的 X 态和

Table 6.1 Dunham type coefficients for the $X^1\Sigma_g^+$ state of Cs_2 molecule. All values are given in cm^{-1} .

i	Y_{i0}	Y_{i1}	Y_{i2}	Y_{i3}	Y_{i4}
0		1.174343×10^{-2}	-3.7289×10^{-9}	2.515×10^{-15}	-1.1783×10^{-20}
1	42.019363	-2.20994×10^{-5}	-1.723×10^{-11}	-2.202×10^{-16}	2.920×10^{-21}
2	-8.19020×10^{-2}	-9.091×10^{-8}	-0.52×10^{-13}	0.943×10^{-18}	-1.345×10^{-22}
3	-9.057×10^{-5}	-4.246×10^{-10}	-4.946×10^{-15}		
4	-3.220×10^{-7}	-4.197×10^{-12}			
5	-5.746×10^{-9}				

Table 6.2 Dunham type coefficients for the $A^1\Sigma_u^+$ state of Cs_2 molecule. All values are given in cm^{-1} .

i	Y_{i0}	Y_{i1}	Y_{i2}	Y_{i3}
0	9627.06	9.0469×10^{-3}	1.979×10^{-9}	1.81×10^{-15}
1	36.122	1.77×10^{-5}	1.05×10^{-11}	
2	0.3638	2.48×10^{-6}		
3	-1.211×10^{-2}	-3.11×10^{-7}		
4	0.1306×10^{-3}	1.18×10^{-8}		
5		-1.54×10^{-10}		

A 态势能曲线 $r(U)$ 。取平衡位置的势能为零。然后在 0.3 到 0.8nm 范围内三次条样插值 $r(U)$ 得到 Fig.6.2 所示的势能曲线 $U(r)$ 。在插值过程中, 取各自的离解能为零。由方程 (6.17)、(6.20) 和 (6.21) 求得径向波函数, 因而可获得如表 6.3、表 6.4、表 6.5 和表 6.6 所示的 Frank-Condon 因子。取 A 态的振动量子数 v' 在 0 到 30 之间, X 态的 v'' 在 0 到 30 之间。Fig.6.3 表示为频率从 9280cm^{-1} 到 9750cm^{-1} 区域的计算所得的吸收光谱。Fig.6.4 表示为频率从 9392cm^{-1} 到 9396cm^{-1} 区域的 Cs_2 分子吸收谱。

§6.3 吸收光谱的测量

由于 Cs_2 分子在 1064nm 附近吸收光谱很弱, 一些研究人员采用加高温^[15] 或者把吸收池放在高精度度 F-P 腔中^[16] 等方法以提高信噪比。我们采用两个措施来提高信噪比: (1) 用锁相同步检测, 声光调制器(AOM)代替机械斩波器。通过提高调制频率, 使测得的信号频率远离强度噪声和频率噪声集中的低频区, 从而提高测量系统的信噪比。(2) 增大有效吸收光程。把吸收池放在高反镜之间, 入射光来回反射几次经过吸收池, 再入射到光电接收器上。考虑上述因素以后, 建立了如 Fig.6.5 所示的实验装置, Fig.6.6 为实验装置的照片。单频激光器的输出光一分为三, 两路光分别用作测量波长和检测激光运行模式, 另一路用来测量吸收光谱。使用的波长计是美国 Burleigh 公司的 WA-20 型波长计。FP 为共焦扫描干涉仪, 其精细度 $\mathcal{F}=100$, 自由光谱范围 $FSR=0.535\text{GHz}$ 。用 XC14A 脉冲发生器同步触发声光驱动电源 AOQ-40-I(上海市激光技术研究所研制) 和 EG&G Model 5210 锁相放大器, 调制频率为 30KHz。 Cs_2 吸收池直径 $\phi 25\text{mm}$ 长 100mm, 用耐热玻璃做成。实验时把它放在加热

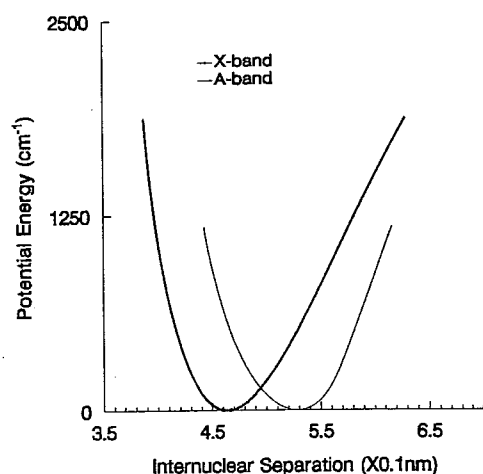


Fig.6.1 The calculated molecular cesium RKR potentials, $r(U)$. Where potential energy U is equal to 0 at the equilibrium position for A and X state. The radial coordinate ranges from 0.387 to 0.628nm, while the potential reaches nearly to 1900cm^{-1} .

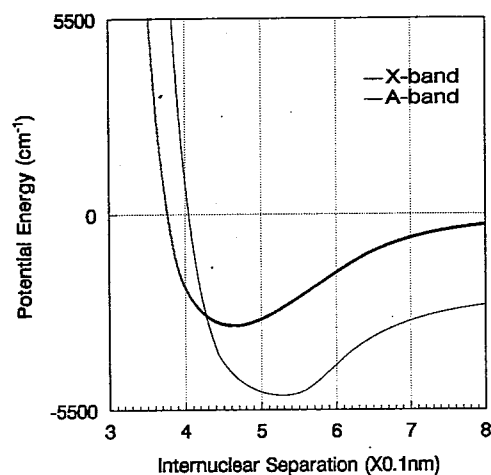


Fig.6.2 The potential after interpolation onto the range from 0.3 to 0.8nm, where zero energy is now at the dissociation limit. Now the potential range is $-5,100$ to $210,397\text{cm}^{-1}$.

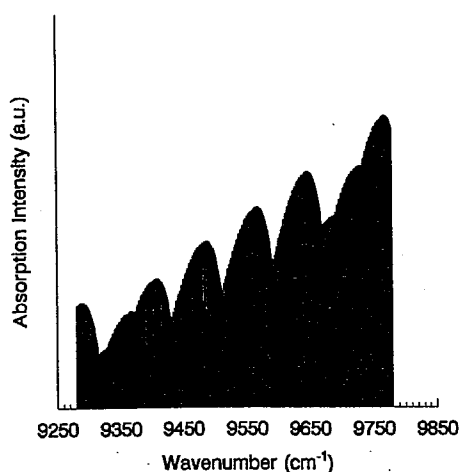


Fig.6.3 The absorption spectrum of molecular cesium in the frequency range from 9280cm^{-1} to 9750cm^{-1} .

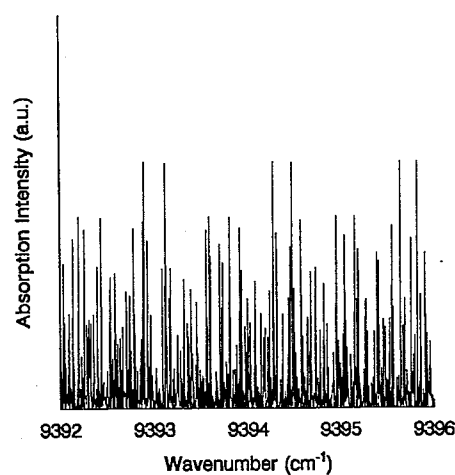


Fig.6.4 The absorption spectrum of molecular cesium in the frequency range from 9392cm^{-1} to 9396cm^{-1} .

Table 6.3 Franck-Condon factors for the Cs_2 $X^1\Sigma_g^+ \leftrightarrow A^1\Sigma_u^+$ band system.

q _{v'} v''		v'								
		0	1	2	3	4	5	6	7	8
v''	0	.2331E-06	.3893E-05	.3265E-04	.1811E-03	.7412E-03	.2374E-02	.6183E-02	.1347E-01	.2508E-01
	1	.4475E-05	.6363E-04	.4487E-03	.2063E-02	.6880E-02	.1760E-01	.3576E-01	.5896E-01	.8004E-01
	2	.4189E-04	.4993E-03	.2900E-02	.1076E-01	.2818E-01	.5467E-01	.8016E-01	.8868E-01	.7158E-01
	3	.2546E-03	.2495E-02	.1164E-01	.3357E-01	.6533E-01	.8777E-01	.7888E-01	.4110E-01	.6175E-02
	4	.1128E-02	.8884E-02	.3217E-01	.6833E-01	.8983E-01	.6862E-01	.2150E-01	.1070E-03	.2287E-01
	5	.3877E-02	.2384E-01	.6388E-01	.9155E-01	.6648E-01	.1393E-01	.3746E-02	.3871E-01	.5143E-01
	6	.1075E-01	.4968E-01	.9168E-01	.7478E-01	.1520E-01	.5885E-02	.4583E-01	.4521E-01	.7102E-02
	7	.2469E-01	.8133E-01	.9163E-01	.2693E-01	.3364E-02	.4684E-01	.4249E-01	.2334E-02	.1744E-01
	8	.4779E-01	.1041E+00	.5599E-01	.1220E-05	.4129E-01	.4665E-01	.1982E-02	.2264E-01	.4256E-01
	9	.7896E-01	.1011E+00	.1217E-01	.2472E-01	.5624E-01	.5656E-02	.2117E-01	.4281E-01	.4691E-02
	10	.1124E+00	.6859E-01	.2108E-02	.6019E-01	.1960E-01	.1259E-01	.4607E-01	.5391E-02	.1821E-01
	11	.1388E+00	.2487E-01	.3450E-01	.4988E-01	.1209E-02	.4780E-01	.1199E-01	.1543E-01	.3759E-01
	12	.1492E+00	.4866E-03	.6954E-01	.9931E-02	.3514E-01	.2930E-01	.6858E-02	.4131E-01	.2616E-02
	13	.1399E+00	.1424E-01	.6412E-01	.4899E-02	.5286E-01	.1592E-04	.4221E-01	.8640E-02	.2022E-01
	14	.1146E+00	.5724E-01	.2482E-01	.4336E-01	.1904E-01	.2743E-01	.2556E-01	.1049E-01	.3487E-01
	15	.8161E-01	.1002E+00	.6985E-04	.6388E-01	.1176E-02	.4839E-01	.2225E-03	.4103E-01	.1587E-02
	16	.5071E-01	.1171E+00	.2117E-01	.3503E-01	.3496E-01	.1587E-01	.3103E-01	.1465E-01	.2082E-01
	17	.2687E-01	.1047E+00	.7354E-01	.1204E-02	.5904E-01	.3575E-02	.4095E-01	.5577E-02	.3469E-01
	18	.1215E-01	.7298E-01	.1095E+00	.1920E-01	.2716E-01	.4289E-01	.4489E-02	.4110E-01	.1451E-02
	19	.4577E-02	.4054E-01	.1062E+00	.7486E-01	.2003E-04	.5050E-01	.1519E-01	.2389E-01	.2244E-01
	20	.1389E-02	.1782E-01	.7409E-01	.1115E+00	.3487E-01	.1015E-01	.5167E-01	.8112E-03	.3821E-01
	21	.3196E-03	.6023E-02	.3820E-01	.1004E+00	.9580E-01	.9330E-02	.2855E-01	.3734E-01	.3065E-02
	22.4	.879E-04	.1463E-02	.1431E-01	.6092E-01	.1149E+00	.7222E-01	.3095E-03	.4161E-01	.1982E-01
	23	.3222E-05	.2158E-03	.3618E-02	.2509E-01	.8201E-01	.1194E+00	.4993E-01	.2018E-02	.4568E-01
	24	.1340E-07	.9952E-05	.4973E-03	.6487E-02	.3672E-01	.9988E-01	.1182E+00	.3269E-01	.8239E-02
	25	.2281E-06	.8919E-06	.1170E-04	.7896E-03	.9499E-02	.4792E-01	.1147E+00	.1147E+00	.2081E-01
	26	.9896E-07	.2081E-05	.8230E-05	.3202E-05	.9518E-03	.1207E-01	.5794E-01	.1274E+00	.1114E+00
	27	.1106E-07	.6411E-06	.8923E-05	.3672E-04	.4846E-05	.8902E-03	.1378E-01	.6642E-01	.1389E+00
	28	.4503E-10	.3499E-07	.1877E-05	.2430E-04	.1080E-03	.7476E-04	.6130E-03	.1436E-01	.7316E-01
	29	.1014E-08	.7908E-08	.1508E-07	.3119E-05	.4751E-04	.2392E-03	.2988E-03	.2452E-03	.1375E-01
	30	.3825E-09	.1280E-07	.9742E-07	.5881E-07	.2778E-05	.6979E-04	.4261E-03	.7602E-03	.8113E-05

Table 6.4 Franck-Condon factors for the $\text{Cs}_2 X^1\Sigma_g^+ \leftrightarrow A^1\Sigma_u^+$ band system (Continued).

$q_v' v''$		v'								
		9	10	11	12	13	14	15	16	17
v''	0	.4070E-01	.5853E-01	.7577E-01	.8921E-01	.9708E-01	.9847E-01	.9407E-01	.8528E-01	.7384E-01
	1	.9007E-01	.8376E-01	.6310E-01	.3645E-01	.1355E-01	.1362E-02	.1583E-02	.1157E-01	.2644E-01
	2	.3775E-01	.8417E-02	.3788E-03	.1398E-01	.3566E-01	.4991E-01	.4914E-01	.3583E-01	.1826E-01
	3	.3283E-02	.2788E-01	.4976E-01	.4713E-01	.2500E-01	.4538E-02	.9550E-03	.1341E-01	.3014E-01
	4	.5047E-01	.4380E-01	.1440E-01	.1375E-04	.1367E-01	.3484E-01	.3967E-01	.2544E-01	.7181E-02
	5	.2120E-01	.4225E-05	.1746E-01	.4024E-01	.3388E-01	.1005E-01	.1462E-03	.1266E-01	.2981E-01
	6	.7102E-02	.3736E-01	.3621E-01	.8152E-02	.2109E-02	.2317E-01	.3540E-01	.2238E-01	.3689E-02
	7	.4329E-01	.1967E-01	.1411E-03	.2154E-01	.3635E-01	.1751E-01	.1971E-03	.1052E-01	.2848E-01
	8	.8658E-02	.7044E-02	.3546E-01	.2463E-01	.7308E-03	.1223E-01	.3168E-01	.2234E-01	.2660E-02
	9	.1500E-01	.3783E-01	.1041E-01	.4030E-02	.2983E-01	.2515E-01	.2101E-02	.7482E-02	.2682E-01
	10	.3666E-01	.3446E-02	.1427E-01	.3367E-01	.9095E-02	.3513E-02	.2658E-01	.2380E-01	.2775E-02
	11	.1620E-02	.2141E-01	.2988E-01	.1096E-02	.1635E-01	.2984E-01	.6541E-02	.4101E-02	.2479E-01
	12	.2354E-01	.2699E-01	.6001E-04	.2600E-01	.2188E-01	.2645E-07	.1940E-01	.2567E-01	.3794E-02
	13	.2854E-01	.4804E-03	.3036E-01	.1429E-01	.3496E-02	.2847E-01	.1331E-01	.1222E-02	.2214E-01
	14	.5497E-04	.3176E-01	.1118E-01	.8478E-02	.2967E-01	.3880E-02	.1086E-01	.2680E-01	.5848E-02
	15	.3008E-01	.1306E-01	.1027E-01	.2890E-01	.5852E-03	.1998E-01	.2087E-01	.1015E-05	.1844E-01
	16	.2160E-01	.7101E-02	.3028E-01	.1609E-03	.2429E-01	.1472E-01	.2724E-02	.2549E-01	.9859E-02
	17	.2107E-02	.3369E-01	.3202E-03	.2699E-01	.1062E-01	.8349E-02	.2605E-01	.1593E-02	.1409E-01
	18	.3480E-01	.3316E-02	.2584E-01	.1156E-01	.1088E-01	.2450E-01	.1468E-05	.2216E-01	.1345E-01
	19	.1559E-01	.1896E-01	.1778E-01	.9456E-02	.2509E-01	.4481E-03	.2585E-01	.6596E-02	.8898E-02
	20	.5236E-02	.2988E-01	.4092E-02	.2894E-01	.3050E-03	.2758E-01	.3533E-02	.1538E-01	.1839E-01
	21	.3869E-01	.5534E-04	.3348E-01	.1856E-03	.2856E-01	.3369E-02	.1886E-01	.1432E-01	.3879E-02
	22	.1412E-01	.2888E-01	.5781E-02	.2655E-01	.6510E-02	.1913E-01	.1340E-01	.7203E-02	.2276E-01
	23	.6842E-02	.2566E-01	.1604E-01	.1608E-01	.1507E-01	.1667E-01	.7914E-02	.2225E-01	.5019E-03
	24	.4248E-01	.7138E-03	.3293E-01	.57E-5902	.2494E-01	.5172E-02	.2437E-01	.1013E-02	.2487E-01
	25	.1491E-01	.3519E-01	.5372E-03	.3473E-01	.5981E-03	.2912E-01	.3417E-03	.2643E-01	.5813E-03
	26	.1321E-01	.2008E-01	.2648E-01	.4267E-02	.3190E-01	.5396E-03	.2810E-01	.9977E-03	.2303E-01
	27	.1094E+00	.8580E-02	.2317E-01	.1817E-01	.9863E-02	.2619E-01	.4148E-02	.2324E-01	.5526E-02
	28	.1498E+00	.1092E+00	.5877E-02	.2427E-01	.1118E-01	.1576E-01	.1935E-01	.9542E-02	.1655E-01
	29	.7802E-01	.1604E+00	.1108E+00	.4377E-02	.2376E-01	.5924E-02	.2094E-01	.1278E-01	.1504E-01
	30	.1207E-01	.8090E-01	.1709E+00	.1141E+00	.3638E-02	.2204E-01	.2427E-02	.2491E-01	.7352E-02

Table 6.5 Franck-Condon factors for the $\text{Cs}_2 X^1\Sigma_g^+ \leftrightarrow A^1\Sigma_u^+$ band system (Continued).

$q_v'v''$		v'								
		18	19	20	21	22	23	24	25	26
v''	0	.6137E-01	.4913E-01	.3799E-01	.2841E-01	.2055E-01	.1439E-01	.9762E-02	.6420E-02	.4108E-02
	1	.4135E-01	.5276E-01	.5892E-01	.5965E-01	.5583E-01	.4889E-01	.4039E-01	.3167E-01	.2371E-01
	2	.4742E-02	.3838E-06	.4374E-02	.1501E-01	.2775E-01	.3878E-01	.4562E-01	.4746E-01	.4491E-01
	3	.3943E-01	.3670E-01	.2501E-01	.1129E-01	.1994E-02	.3337E-03	.5796E-02	.1529E-01	.2505E-01
	4	.1248E-04	.7304E-02	.2149E-01	.3212E-01	.3308E-01	.2503E-01	.1326E-01	.3750E-02	.2339E-04
	5	.3297E-01	.2076E-01	.5649E-02	.3802E-04	.6717E-02	.1926E-01	.2866E-01	.2969E-01	.2300E-01
	6	.1766E-02	.1570E-01	.2824E-01	.2695E-01	.1451E-01	.2684E-02	.5792E-03	.8329E-02	.1927E-01
	7	.2746E-01	.1076E-01	.1240E-03	.6303E-02	.2015E-01	.2661E-01	.2039E-01	.8306E-02	.5667E-03
	8	.3939E-02	.2073E-01	.2721E-01	.1580E-01	.2182E-02	.1811E-02	.1319E-01	.2334E-01	.2300E-01
	9	.2372E-01	.5335E-02	.1205E-02	.1484E-01	.2481E-01	.1827E-01	.4788E-02	.2105E-03	.8025E-02
	10	.5233E-02	.2307E-01	.2324E-01	.6950E-02	.2990E-03	.1108E-01	.2220E-01	.1919E-01	.7128E-02
	11	.2162E-01	.2672E-02	.4370E-02	.2056E-01	.2188E-01	.7425E-02	.6586E-04	.8842E-02	.2000E-01
	12	.5452E-02	.2378E-01	.1894E-01	.2013E-02	.4373E-02	.1908E-01	.2022E-01	.7163E-02	.1238E-04
	13	.2084E-01	.1504E-02	.7480E-02	.2301E-01	.1585E-01	.1123E-02	.4974E-02	.1826E-01	.1861E-01
	14	.4721E-02	.2362E-01	.1544E-01	.1735E-03	.1004E-01	.2198E-01	.1246E-01	.3760E-03	.5896E-02
	15	.2112E-01	.1166E-02	.9567E-02	.2310E-01	.9965E-02	.1784E-03	.1260E-01	.2030E-01	.9266E-02
	16	.2741E-02	.2243E-01	.1378E-01	.2737E-04	.1390E-01	.2059E-01	.5612E-02	.1238E-02	.1414E-01
	17	.2196E-01	.1194E-02	.1093E-01	.2215E-01	.5358E-02	.2827E-02	.1850E-01	.1576E-01	.1533E-02
	18	.1721E-02	.2214E-01	.1172E-01	.7827E-03	.1798E-01	.1645E-01	.7120E-03	.7807E-02	.1937E-01
	19	.2303E-01	.1716E-02	.1122E-01	.2090E-01	.2554E-02	.6766E-02	.2044E-01	.8732E-02	.3557E-03
	20	.3921E-03	.2093E-01	.1137E-01	.1490E-02	.1961E-01	.1206E-01	.1643E-03	.1427E-01	.1727E-01
	21	.2370E-01	.2830E-02	.1078E-01	.1991E-01	.1064E-02	.1050E-01	.1920E-01	.3018E-02	.4685E-02
	22	.4817E-04	.1921E-01	.1186E-01	.1936E-02	.2029E-01	.8331E-02	.2062E-02	.1823E-01	.1129E-01
	23	.2324E-01	.4771E-02	.9693E-02	.1940E-01	.3822E-03	.1342E-01	.1629E-01	.2801E-03	.1087E-01
	24	.1453E-02	.1675E-01	.1313E-01	.2021E-02	.2051E-01	.5584E-02	.5005E-02	.1916E-01	.5175E-02
	25	.2093E-01	.7772E-02	.8056E-02	.1941E-01	.1217E-03	.1552E-01	.1297E-01	.3004E-03	.1574E-01
	26	.5238E-02	.1341E-01	.1512E-01	.1755E-02	.2059E-01	.3728E-02	.8075E-02	.1790E-01	.1244E-02
	27	.1640E-01	.1192E-01	.5971E-02	.1993E-01	.4564E-04	.1696E-01	.9939E-02	.2124E-02	.1810E-01
	28	.1158E-01	.9251E-02	.1772E-01	.1223E-02	.2073E-01	.2567E-02	.1082E-01	.1546E-01	.9070E-07
	29	.9934E-02	.1709E-01	.3644E-02	.2089E-01	.4146E-04	.1794E-01	.7465E-02	.4841E-02	.1809E-01
	30	.1948E-01	.4683E-02	.2078E-01	.5824E-03	.2103E-01	.1911E-02	.1307E-01	.1261E-01	.9710E-03

Table 6.6 Franck-Condon factors for the $\text{Cs}_2 X^1\Sigma_g^+ \leftrightarrow A^1\Sigma_u^+$ band system (Continued).

$q_{v'v''}$		v'			
		27	28	29	30
v''	0	.2572E-02	.1589E-02	.9786E-03	.6085E-03
	1	.1707E-01	.1193E-01	.8180E-02	.5565E-02
	2	.3942E-01	.3260E-01	.2579E-01	.1980E-01
	3	.3221E-01	.3552E-01	.3526E-01	.3251E-01
	4	.2218E-02	.8089E-02	.1479E-01	.2024E-01
	5	.1309E-01	.4728E-02	.4840E-03	.4229E-03
	6	.2623E-01	.2616E-01	.2048E-01	.1271E-01
	7	.1877E-02	.9620E-02	.1794E-01	.2246E-01
	8	.1386E-01	.4069E-02	.1567E-04	.2537E-02
	9	.1892E-01	.2293E-01	.1811E-01	.9316E-02
	10	.8200E-04	.4062E-02	.1360E-01	.2015E-01
	11	.1957E-01	.9494E-02	.1077E-02	.1151E-02
	12	.7285E-02	.1798E-01	.1970E-01	.1216E-01
	13	.6786E-02	.1732E-05	.5613E-02	.1540E-01
	14	.1772E-01	.1744E-01	.6902E-02	.1169E-03
	15	.3826E-04	.6577E-02	.1700E-01	.1691E-01
	16	.1827E-01	.7279E-02	.2011E-05	.6000E-02
	17	.4107E-02	.1622E-01	.1589E-01	.5045E-02
	18	.1049E-01	.1130E-03	.6486E-02	.1646E-01
	19	.1262E-01	.1756E-01	.6163E-02	.1200E-03
	20	.2656E-02	.3184E-02	.1539E-01	.1456E-01
	21	.1815E-01	.1105E-01	.1358E-03	.6721E-02
	22	.2147E-04	.1123E-01	.1699E-01	.5454E-02
	23	.1755E-01	.3261E-02	.2932E-02	.1514E-01
	24	.3040E-02	.1711E-01	.1084E-01	.6175E-04
	25	.1247E-01	.3560E-05	.1072E-01	.1627E-01
	26	.8749E-02	.1715E-01	.3186E-02	.3266E-02
	27	.6405E-02	.2395E-02	.1645E-01	.9856E-02
	28	.1401E-01	.1254E-01	.1685E-05	.1099E-01
	29	.1941E-02	.7871E-02	.1640E-01	.2499E-02
	30	.1717E-01	.6584E-02	.2468E-02	.1610E-01

陶瓷管内加热, 陶瓷管通过外绕Ni-Cr丝和热偶分别进行加温和控温。用扫描锯齿波驱动激光输出腔板上的PZT, 使激光频率扫描, 最大可扫描频率范围为4.92GHz(0.164cm^{-1}); 同时驱动X-Y记录仪的X方向, 记录吸收谱。

Fig.6.7 为实验测得的吸收谱。此时 Cs_2 被加热到 250°C , 入射光功率为6mW, 光强度 $0.012\text{W}/\text{cm}^2$ 。锯齿波扫描时间10s, 扫描电压100V, 频率扫描一个周期约为45V, 因此激光频率每扫描一个周期约4.5s。从图可看出, 测量的吸收谱重复性很好。为了便于比较, 我们取Fig.6.4从 9395.20cm^{-1} 到 9395.60cm^{-1} 的部分如Fig.6.8所示。与实测比较如表6.7所示, 两者符合得相当好, 说明我们的理论计算是正确的。

Table 6.7 吸收谱线的理论计算值与实验值比较。

编号 (No.)	理论计算值 (cm^{-1})	实验测量值 (cm^{-1})
1	9395.389	9395.389
2	9395.393	9395.398
3	9395.410	9395.410
4	9395.437	9395.434
5	9395.455	9395.460
6	9395.477	9395.470
7	9395.502	9395.508

讨论:

(1) Cs_2 吸收池的制备对于吸收谱信噪比的好坏相当重要。实验过程中, 我们共做了三个吸收池, 但只有一个测到了比较好的吸收谱。原因是在高温下, Cs_2 比较活泼, 易与玻璃发生化学反应, 因此实验时不能长时间加热。若要改变这种情况, 就得采用抗铯玻璃。

(2) 为了使激光完全有效地进入吸收池, 更重要的是减小吸收池的反射光对激光系统和测量系统的影响, 吸收池的窗口应加工成Brewster角。

(3) 对弱吸收的测量, 激光输出功率的稳定对提高测量系统的信噪比很重要。本论文采用AOM调制激光频率, 解决了由于功率噪声引起信噪比差的问题。当调制频率为30KHz时, 可获得测量系统的最佳信噪比。

(4) 本论文测量的光谱为多普勒加宽的吸收谱, 若要用于稳频领域, 就得用无多普勒加宽饱和吸收技术^[8]。因为多普勒加宽谱线宽为 $\Delta\nu_D = 7.163 \times 10^{-7} (\frac{T}{A})^{1/2} \nu_0$ 。对于 Cs_2 , 分子量 $A = 265.8$, $T = 523\text{K}$, $1.06\mu\text{m}$ 的多普勒宽度约为283MHz。

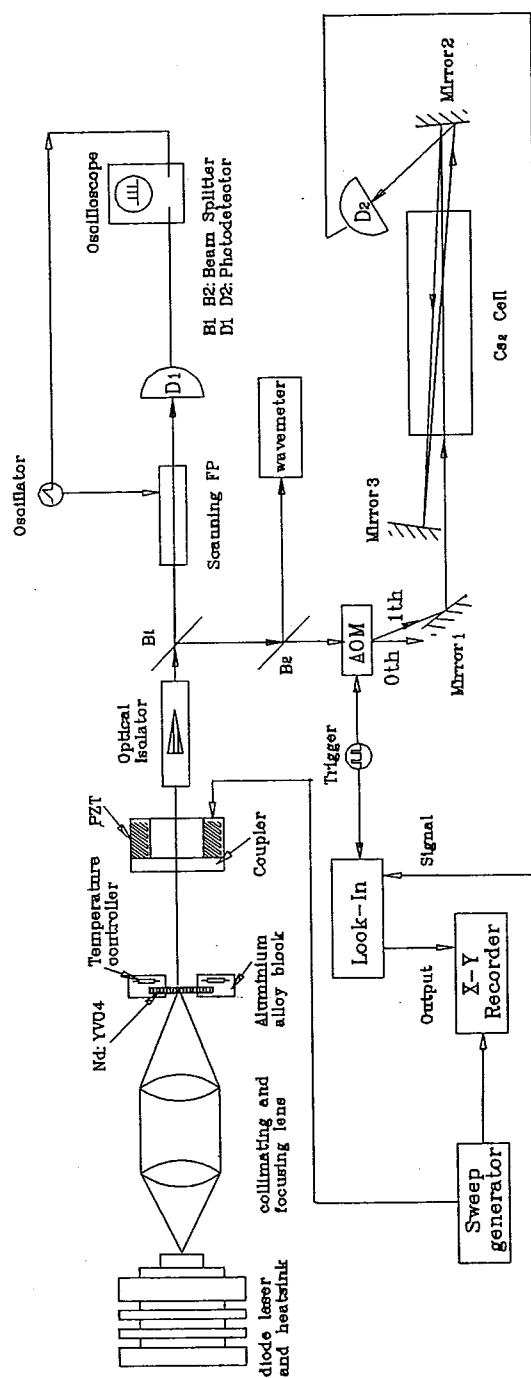


Fig.6.5 Schematic diagram of the experimental setup. B1 and B2 are beam splitter, D1 and D2 are photodetectors.

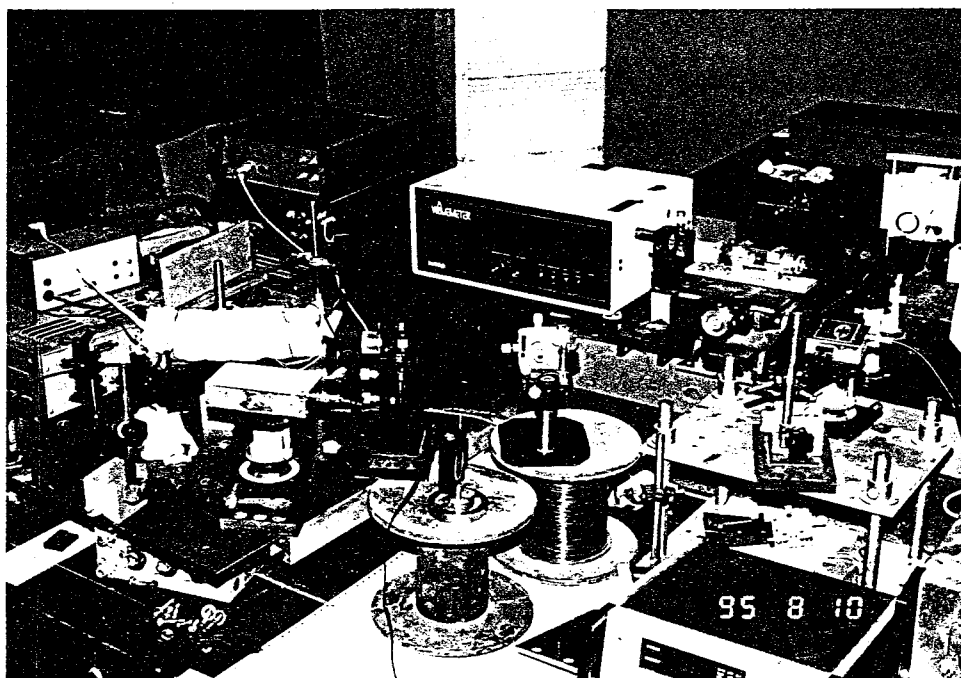


Fig.6.6 The photograph of the experimental setup.

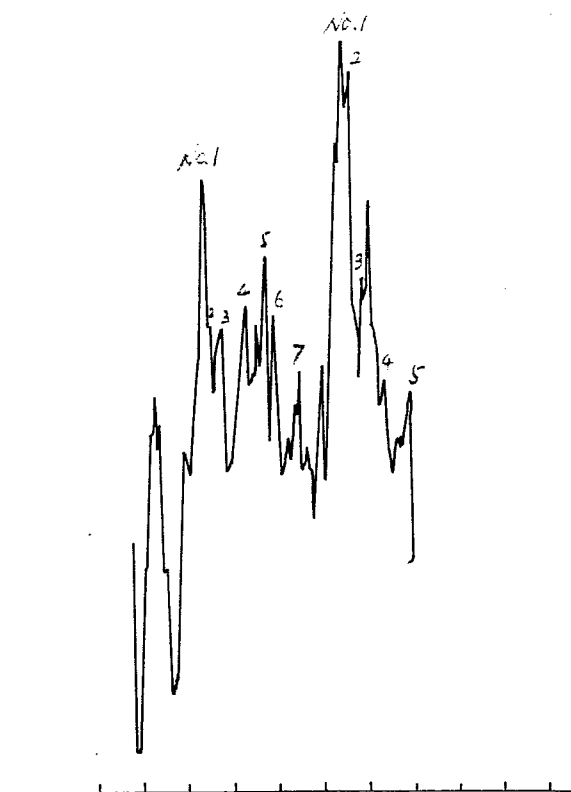
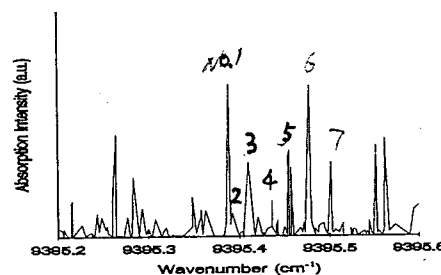
Fig.6.7 Experimental absorption spectra of molecular cesium vapor in the frequency tuning range of the Nd:YVO₄ laser, near $1.064\mu\text{m}$. The frequency scale is $1.59\text{GHz}/\text{div}$.

Fig.6.8 The part of the spectrum shown in Fig.6.4 on expanded frequency scale.

§6.4 结论

利用实验获得的光谱常数, 用RKR法可计算得到 Cs_2 分子的 $X^1\Sigma_g^+$ 和 $A^1\Sigma_u^+$ 势能曲线, 然后求解Schrödinger方程得出X和A态的波函数, 就可获得它们之间跃迁的Frank-Condon因子和 $1.06\mu\text{m}$ 区域的吸收光谱。实验中采用声光调制和增大有效吸收光程的方法, 提高系统的信噪比, 测量了 Cs_2 分子的吸收谱。计算结果与实验结果比较符合得很好。这说明我们的计算是合理的, 结果是可靠的。据我们所知, 在国内外杂志上还未见有关 $1.06\mu\text{m}$ 区域铯分子吸收谱计算方面的详细报导。因此, 这些计算结果不仅为用铯分子吸收线作为 $1.06\mu\text{m}$ 固体激光频标的工作者提供参考, 而且也可有关光谱工作者提供一定的参考。

参考文献

1. T.Day, A.C.Nilsson, et al, "30-Hz linewidth, diode-laser- pumped, Nd:GGG nonplanar ring oscillators by active frequency stabilization", Electron. Letters, vol.25, 810(1989).
2. Hirokazu Hori, Yoshinobu Kitayama, et al, "Frequency stabilization of GaAlAs laser using a Doppler-free spectrum of the Cs- D_2 line", IEEE J.Quantum.Electron., vol.QE-19, No.2, 169(1983).
3. A.A.Mak, S.G.Muravitsky, et al, "New laser for interferometry with long-term frequency stabilization at $1.06\mu\text{m}$ onto molecular Cesium standard", SPIE, vol.1121, Interferometry'89, pp479-485.
4. S.V.Kruzhlov, V.A.Parfenov, et al, "Frequency stabilization of a Nd:YAG laser by means of $^{127}\text{I}_2$ absorption lines", Sov.Tech.Phy. Lett., vol.11, No.3, 111(1985).
5. Klaus Wallmeroth and Rudolf Letferer, "Cesium frequency standard for lasers $\lambda = 1.06\mu\text{m}$ ", Optics Lett., vol.15, No.14, 812(1990).
6. R.P.Beuedict, D.L.Drommond, and L.A.Schlie, "Absorption spectra of the Cs_2 molecule", J.Chem.Phy., vol.66, No.10, 4600(1977).
7. Takunori Taira, Akira Mukai, et al, "Single-Mode Oscillation of Laser-Diode- Pumped Nd:YVO₂ Microchip Laser", Optics Lett., vol.16, 1955(1991).
8. 夏慧荣 王祖赓, 分子光谱学和激光光谱学导论, 华东师范大学出版社出版, 上海, 1989年4月。
9. G.Herzberg, *Molecular Spectra and Molecular Structure I: Spectra of Diatomic Molecules*, 2nd ed, Van Nostrand, Reinhold Company, New York, 1950.
10. J.W.Cooley, "An improved eigenvalue corrector formula for solving the schrödinger equation for central fields", Math.Computation, vol.15, 363(1961).
11. R.N.Zare, "Calculation of Intensity Distribution in the Vibrational Structure of Electronic Transitions: The $B^3\Pi_{o+u} - X^1\Sigma_{o+g}$ Resonance Series of Molecular Iodine", J.Chem.Phy., vol.40, No.7, 1934(1964).
12. M.E.Kaminsky, Ph.D.Thesis, M.L.Report No.2531, Standford University (1976).

13. M.Raab, G.Höng and W.Demtröder, "High resolution laser spectroscopy of Cs_2 II: Doppler-free polarization spectroscopy of the $C^1\Pi_u \leftarrow X^1\Sigma_g^+$ system", J.Chem.Phys., vol.76, No.9, 4370(1982).
14. J.Verges and C.Amirot, "The Cs_2 $A^1\Sigma_u^+ \rightarrow X^1\Sigma_g^+$ fluorescence excited by the $\text{Ar}^+ 1.09\mu\text{m}$ laser line", J.Mole.Spectrosc., vol.126, 393(1987).
15. O.A.Orlov and V.I.Ustyugov, "Molecular cesium reference for frequency stabilization of a 1.06- μm Nd:YAG laser.
16. Arie Arie and Eran Inbar, "Laser spectroscopy of molecular cesium near 1064nm enhanced by a Fabry-Perot cavity," Opt.Lett., vol.20, pp.88-90(1995).

第七章 总结和展望

本文在总结近几年二极管激光器泵浦的单频固体激光器的发展动态、单频运转以及稳频技术的基础上, 分析推导了二极管激光泵浦固体激光器单频运转的原理, 系统地研究了二极管激光泵浦的扭摆模Nd:YAG 激光器和短吸收深度增益介质Nd:YVO₄ 激光器的单频运转以及Nd:YVO₄ 激光器的频率特性。

为优化器件性能, 首先提出了端面泵浦最佳光学耦合系统为准直-像质补偿-聚焦系统。研究了泵浦源——二极管激光器, 在不同工作电流和热沉温度下的输出波长、增益介质吸收系数和它们间的相互关系。结果表明: 808nm GaAlAs/GaAs 二极管激光器的输出波长随温度变化的系数为 $0.26\text{nm}/^{\circ}\text{C}$; 1%Nd:YAG 晶体对808nm 半导体激光的最大吸收系数 $\alpha = 4.9\text{cm}^{-1}$; 在泵浦功率720.5mw 下, 1%Nd:YAG 晶体还未达到饱和吸收。研究了扭摆腔模(TWC) 激光器中起偏器的作用, 腔内起偏器是保证增益介质内能量均匀分布的必要条件, 它的损耗大小主要决定了TWC 激光器的腔损耗。还从理论和实验上研究了TWC 激光器中二极管激光泵浦区别于灯泵所特有的特点。量子阱结构的二极管激光输出通常是线偏振光, 因此作为泵浦源的二极管激光器, 它的输出激光与入射四分之一波片的光轴间存在着一个最佳角度。计算和实验结果表明当二极管激光器的偏振方向与起偏器方向一致时, 入射四分之一波片的快轴与二极管激光偏振方向成 135° 角为最佳角度, 也就是说泵浦阈值最小的角度。这方面的研究是本论文独创。通过以上几方面的研究优化, 最后取得二极管激光泵浦的TWC 型Nd:YAG 激光器的最大功率55mW, 斜率效率23%, 泵浦阈值276mW, 线宽小于10MHz(受测量仪器分辨率限制)。这是国内首次实现二极管激光泵浦固体激光器的单频运转, 在国际上继德国K.Walleroth 和J.Mlyneck 研究小组后, 第三个二极管激光泵浦的TWC 单频器件。

利用短吸收深度的增益介质实现固体激光器的单频运转, 它不同于人们熟知的使激光腔长短到纵模间隔大于或等于激光增益介质带宽而实现单频的微片激光器。当腔长57.48mm 时, 我们的激光器仍能单频运转。为优化器件性能, 我们对Nd:YVO₄ 激光器的基本性能作了研究。研究了不同的腔型结构, 实验结果表明当激光腔为平—平腔, 腔长为35mm 时, 可以取得最大的单频输出功率。通过实验, 我们确定了最佳输出耦合透过率 $T=6.3\%$ 。经过这些优化, 取得了连续泵浦功率660mW 下, Nd:YVO₄ 激光器单频输出功率为155mW, 泵浦阈值为226mW, 斜率效率33.8%。实验测得的泵浦阈值与理论计算相当符合。

在获得的单频运转Nd:YVO₄ 激光器基础上, 我们进一步详细研究了激光器的频率调谐特性。首先用压电陶瓷PZT 控制激光腔长, 实现激光频率调谐。研究表明腔长越短, PZT 的调谐系数和调谐范围越大。在腔长 $L=18\text{mm}$ 时, PZT 的调谐系数为 $209.4\text{MHz}/\text{V}$, 最大调谐范围为6.6GHz。其次, 研究了用泵浦功率调谐激光频率。在理论上推导了激光泵浦功率与频率变化的关系式, 实验测得腔长为20.1mm 时 $\partial\nu/\partial P = -10.1\text{MHz}/\text{mW}$, 与理论计算值很接近, 扫描范围3.3GHz。还

研究了加热激光晶体调谐激光频率, 调谐范围达47.4GHz, 温度调谐系数 $\partial\nu/\partial T = -1.04\text{GHz}/^\circ\text{C}$ 。最后, 研究了加热对器件性能的影响。本器件的特点是不需要短腔长, 这是我们首次系统地研究短吸收增益介质实现单频运转的特性。

二极管激光泵浦的固体激光器比灯泵优越, 无论频率的慢漂移还是瞬时抖动均比灯泵的好。通过外腔主动稳频, 可以有效地阻止激光频率的慢漂移。本文利用F-P调制方法把Nd:YVO₄单频激光器锁定到F-P参考腔上。激光频率从自由运行慢漂移88.6MHz/s和抖动5MHz, 分别改善到75.75KHz/s和2MHz。如果更进一步优化设计控制环路的增益频率特性, 那么完全可以抑制这些噪声。有关这方面的工作在国内期刊杂志上未见报道。

尽管光纤在1064nm处有5.8dB/Km的损耗, 但用延时自差法测量1064nm激光器的线宽还是可行的。对于我们的测量系统延时 $\tau = 15\mu\text{s}$, 分辨率可达21KHz。若要进一步提高分辨率, 就需加长光纤。测得激光二极管泵浦的Nd:YVO₄激光器在1秒时间内线宽25KHz。我们测量的激光线宽与光学腔长的关系说明为了获得尽可能窄的激光线宽, 腔长越长越好。这些结果同理论预期的一致。据我们所知, 用光纤延时自差法测1064nm激光器的线宽在国内外还未见报导。

我们还对二极管激光泵浦的Nd:YVO₄激光频率的功率谱密度作了测量研究。结果表明频率噪声主要集中在5KHz以下。在1KHz处, 功率谱密度 $S_\nu = 8.22 \times 10^{-6} \text{Hz}^2/\text{Hz}$ 。这些参数对稳频工作具有非常重要的参考价值。

利用实验获得的光谱常数, 用RKR法计算Cs₂分子的 $X^1\Sigma_g^+$ 和 $A^1\Sigma_u^+$ 势能曲线, 求解Schrödinger方程得出X和A态的波函数, 可获得它们之间跃迁的Frank-Condon因子和1.06 μm 区域的吸收光谱。实验中采用声光调制和增大有效吸收光程的方法, 提高系统的信噪比, 测量了Cs₂分子的吸收谱。计算结果与实验结果相符合。这说明我们的计算是合理的, 结果是可靠的。据我们所知, 在国内外杂志上还未见有关1.06 μm 区域铯分子吸收谱计算方面的详细报导。因此, 这些计算结果不仅为用铯分子吸收线作为1.06 μm 固体激光频标的工作者提供参考, 而且也可有关光谱工作者提供一定的参考。

总之, 本论文系统性地研究了二极管激光泵浦的固体激光器的单频运转和频率稳定性, 在有些方面作了创新的研究, 在国内填补了固体激光器单频运转和频率稳定性研究的空白。这些研究结果对进一步研究和应用二极管激光泵浦的固体激光器具有重要的参考价值。利用它, 可以进行倍频、参量振荡等等非线性现象的研究; 同时, 可以应用于光通信、光谱技术、计量、频标、激光雷达、原子光学等等许多单频激光应用的领域。

附录 A

1.06 μm 区域 Cs_2 分子吸收光谱的理论计算在 AST Premium II 386/33 PC 计算机上进行, 由于计算机内存容量有限, 我们把计算程序分成五个部分。每个部分通过数据文件读写连接, 具体各部分的功能和 Fortran 程序如下:

1. 根据 $X^1\Sigma_g^+$ 和 $A^1\Sigma_u^+$ 态的 Dunham 系数, 利用方程 (6.16) 和 (6.13) 式计算两态的势能曲线 $r(U)$, 并把它们存贮在数据文件 FXPOT.DAT 和 FAPOT.DAT 中。

```

program PTGF1
c   By use of data of J.Verges and M.Raab (M.Raab's X data of 9/9/1981,
c   J.Verges' A state of 5/25/1987), finds turning points of
c   potential curve by Rydberg-Klein-Rees method, transforming the
c   integral to remove the singularity. Calculations are done by
c   subroutines SRGF and SREK, and by functions FREI and FRKI. Then
c   stores the potential and internuclear separation in files FXPOT.DAT
c   (X-band) and FAPOT.DAT(A-band) respect to U=0 at the equilibrium
c   position, as usual. FREI calculates G(V), FRKI calculates B(V).

double precision VX,DV,V(148),U(297),FREI,F,G,S(297)
VX=49.5D0
N=148
N2=N+1
J=1
7   DV=VX/(N-5)
   V(1)=DV/6.D0
   DO 8 I=2,5
8   V(I)=V(I-1)+V(1)
   DO 9 I=6,N
9   V(I)=(I-5)*DV
10  DO 30 I=1,N
   U(N2-I)=FREI(V(I),J)
   U(N2+I)=U(N2-I)
   CALL SRGF(V(I),J,F,G)
   S(N2-I)=1.D8*(DSQRT(F*F+F/G)-F)
   S(N2+I)=1.D8*(DSQRT(F*F+F/G)+F)
30  CONTINUE
c   S(N2)=R0=(R AT U=0). R0=1.D8*SQRT(H/(8*PI**2*MU*C*BE))
c   MU=REDUCED MASS, BE=ROTATIONAL CONSTANT, R0 IN ANGSTROMS
   U(N2)=0.D0
   GO TO (50,60), J
50  S(N2)=4.634354663D0
   OPEN(20,FILE='FXPOT.DAT')
   WRITE(20,65)(S(i),U(i),i=1,2*N+1)
   close (20)
   J=2
   VX=29.5D0
   GO TO 7
60  S(N2)=5.276799471D0
   OPEN(30,FILE='FAPOT.DAT')
   WRITE(30,65)(S(i),U(i),i=1,2*N+1)
65  format(1x,2f13.5)
   CLOSE(30)
STOP

```

END

```

SUBROUTINE SRGF(A,J,FR,GR)
C Does integrals for RKRR, finding turning points of the potential
c curves. See Zare, UCRL-10925 (univer. of Cal. radiation Lab REPT.)
c This uses Romberg integration and note also that a factor(I'-I)
c has been removed from the SQRT, and a substitution  $K'^2 = I' - I$  is
c used to remove the singularity from the intergral. See work of
c 6 July 75. Corrected for A=vibrational quantum number  $V+0.5$ 
DOUBLE PRECISION A,TA,E,F,S,R(17,17),T(17,17),D1,D2,P1,P2,G,
CD,FR,GR,C
TA=DSQRT(A)
C STARTING ROMBERG INTEGRATION
C=.5D0
CALL SREK(E,F,A,0.D0,J)
T(1,1)=C/DSQRT(E)
R(1,1)=F*T(1,1)
CALL SREK(E,F,A,TA,J)
S=C/DSQRT(E)
T(1,1)=T(1,1)+S
R(1,1)=R(1,1)+S*F
CALL SREK(E,F,A,TA*.5D0,J)
S=C/DSQRT(E)
T(2,1)=S+C*T(1,1)
T(2,2)=(4.D0*T(2,1)-T(1,1))/3.D0
R(2,1)=S*F+C*R(1,1)
R(2,2)=(4.D0*R(2,1)-R(1,1))/3.D0
P1=1.6D1
P2=P1
J1=0
J2=0
DO 180 I=3,17
C=C*.5D0
D=C*TA
T(I,1)=.5D0*T(I-1,1)
R(I,1)=.5D0*R(I-1,1)
DO 40 K=0,2.** (I-2)-1.
G=D*(2.*K+1.)
CALL SREK(E,F,A,G,J)
S=C/DSQRT(E)
T(I,1)=T(I,1)+S
R(I,1)=R(I,1)+S*F
40 CONTINUE
D=1.D0
DO 50 K=2,I
D=4.D0*D
T(I,K)=(D*T(I,K-1)-T(I-1,K-1))/(D-1.D0)
R(I,K)=(D*R(I,K-1)-R(I-1,K-1))/(D-1.D0)
50 CONTINUE
IF(J1) 110,60,110
60 D1=(T(I-1,1)-T(I-2,1))/(T(I,1)-T(I-1,1))-4.D0
IF(DABS(D1/P1)-1.D0) 70,70,90
70 P1=D1
IF(DABS(T(I,I)-T(I-1,I-1))-1.D-12*T(I,I)) 80,80,120
80 I1=I
GO TO 100
90 I1=I-1

```

```

100 J1=1
110 IF(J2)220,130,220
120 IF(J2)180,130,180
130 D2=(R(I-1,1)-R(I-2,1))/(R(I,1)-R(I-1,1))-4.DO
    IF(DABS(D2/P2)-1.DO) 140,140,160
140 P2=D2
    IF(DABS(R(I,I)-R(I-1,I-1))-1.D-12*R(I,I)) 150,150,180
150 I2=I
    GO TO 170
160 I2=I-1
170 J2=1
    IF(J1) 220,180,220
180 CONTINUE
    IF(J1) 200,190,200
190 I1=17
200 IF(J2)220,210,220
210 I2=17
220 FR=1.004423221d-8*T(I1,I1)*TA
    GR=3.982385033d+8*R(I2,I2)*TA
    RETURN
    END

```

```

SUBROUTINE SREK(E,F,A,B,J)
C   Calculates denominators for F and G integrals and numerator for
c   G (Rydberg-Klein-Rees), with removal of factor SQRT(I'-I) from
c   denominator, and swith of variables to K'2=I'-I. This removes
c   the singularity, and away we go ! (x=K'2, Y=I'-k'2=I)
double precision E,F,A,B,X,Y,FRKI
X=B*B
Y=A
F=FRKI(Y,J)
GO TO (20,30),J
20 E=42.019363D0-8.1902D-2*(1.D0-X+2.D0*Y)-9.057D-5*(0.75D0
C-1.5D0*X+3.D0*Y+X*X-3.D0*X*Y+3.D0*Y*Y)-3.22D-7*(0.5D0
C-1.5D0*X+3.D0*Y+2.D0*X*X-6.D0*X*Y+6.D0*Y*Y-X*X*X+4.D0*X*X*Y
C-6.D0*X*Y*Y+4.D0*Y*Y*Y)-5.746D-9*(0.3125D0-1.25D0*X
C+2.5D0*X*X-7.5D0*X*Y+7.5D0*Y*Y-2.5D0*X*X*X+10.D0*X*X*Y
C-15.D0*X*Y*Y+10D0*Y*Y*Y+X*X*X*X-5.D0*X*X*X*Y+10D0*X*X*Y*Y
C-10D0*X*Y*Y*Y+5.D0*Y*Y*Y*Y)
    RETURN
30 E=36.122D0+0.3638D0*(1.D0-X+2.D0*Y)-1.211D-2*(0.75D0
C-1.5D0*X+3.D0*Y+X*X-3.D0*X*Y+3.D0*Y*Y)+0.1306D-3*(0.5D0
C-1.5D0*X+3.D0*Y+2.D0*X*X-6.D0*X*Y+6.D0*Y*Y-X*X*X+4.D0*X*X*Y
C-6.D0*X*Y*Y+4.D0*Y*Y*Y)
    RETURN
    END

```

```

DOUBLE PRECISION FUNCTION FREI(V,I)
C   Finds Cs2 potential energy in 1/cm as function of vibrational
c   quantum number. This is for the J=0 state, so FREI(V)=G(V).
c   The potential energy is with respect to U=0 at the equilibrium
c   position, as usual.
DOUBLE PRECISION V
GO TO (10,20),I
10 FREI=((( (-5.746D-9*V-3.22D-7)*V-9.057D-5)*V-8.1902D-2)*V
C+42.019363D0)*V

```

```

RETURN
20  FREI=((0.1306D-3*V-1.211D-2)*V+0.3638D0)*V+36.122D0)*V
RETURN
END

DOUBLE PRECISION FUNCTION FRKI(V,I)
C   This calculates the derivative of E with respect to Kappa for
c   Rydberg-Klein-Rees potential calculations. As it happens,
c   this derivative is just (at Kappa=0, which is where we need it)
c   B(V).
double precision V
GO TO (10,20),I
10  FRKI=(((-4.197D-12*V-4.246D-10)*V-9.091D-8)*V-2.20994D-5)*V
C+1.174343D-2
RETURN
20  FRKI(((((-1.54D-10*V+1.18D-8)*V-3.11D-7)*V+2.48D-6)*V+1.77D
C-5)*V+9.0469D-3
RETURN
END

```

2. 上述PTGF1.FOR 计算得到的势能曲线 $U(r)$, 用三次样条插值获取 $U(r)$ 。当 $R < R(1)$ 时, $U(r) = Y + \frac{X}{R^{12}}$; 当 $R > R(N)$ 时, $U(r) = D + \frac{A}{R^6}$ 。得到的数据分别存贮在FXSP.DAT 和FASP.DAT 中。

```

program spline
c   Finds coefficients of cubics for spline fit to the points which
c   made by program PTGF.FOR, using function  $Y+X/R^{12}$  (for  $R < R(1)$ )
c   and  $A/R^{6}+D$  (for  $R > R(N)$ ).
double precision x(297),y(297),xxs(297),rms(297),aas(297)
double precision ds(297),yys(297),rla(297),rmt(297),gs(297)
double precision RN(297),ys(297,2),us(297),X1,Y1,A,D,X2,Y2
double precision bbs(297)
n=297
L=1
open(10,file='fxpot.dat')
read(10,*)(x(j),y(j),j=1,n)
close(10)
nu=n-1
RN(1)=3.0D0
RN(N)=8.0D0
DR=(RN(N)-RN(1))/nu
do 10 I=2,nu
I1=I-1
10  RN(I)=RN(1)+I1*DR
100 if (L.EQ.1) go to 200
open(30,file='fapot.dat')
read(30,*)(x(j),y(j),j=1,n)
close(30)
200 do 310 j=1,nu
xxs(j)=x(j+1)-x(j)
yys(j)=y(j+1)-y(j)
310 continue
as=(yys(2)/xxs(2)-yys(1)/xxs(1))/(x(3)-x(1))

```

```

bs=yys(2)/xxs(2)-as*xxs(2)
rlpoch=2.d0*as*(x(1)-x(2))+bs
as=(yys(n-1)/xxs(n-1)-yys(n-2)/xxs(n-2))/(x(n)-x(n-2))
bs=yys(n-1)/xxs(n-1)-as*xxs(n-1)
pspoch=2.d0*as*xxs(n-1)+bs
do 420 j=2,nu
rla(j)=xxs(j)/(x(j+1)-x(j-1))
rmt(j)=1.-rla(j)
ds(j)=6.*(yys(j)/xxs(j)-yys(j-1)/xxs(j-1))/(x(j+1)-x(j-1))
420 continue
rla(1)=1.
rmt(n)=1.
ds(1)=6.d0*(yys(1)/xxs(1)-rlpoch)/xxs(1)
ds(n)=6.d0*(pspoch-yys(n-1)/xxs(n-1))/xxs(n-1)
rl=2.d0
gs(1)=ds(1)/rl
do 510 j=1,nu
us(j)=rla(j)/rl
rl=2.d0-us(j)*rmt(j+1)
gs(j+1)=(ds(j+1)-rmt(j+1)*gs(j))/rl
510 continue
rms(n)=gs(n)
do 550 j=nu,1,-1
rms(j)=gs(j)-us(j)*rms(j+1)
550 continue
X1=-x(1)**13/1.2d1*(-0.5*xxs(1)*rms(1)+yys(1)/xxs(1)
c -(rms(2)-rms(1))/6.d0*xxs(1))
Y1=y(1)-X1/x(1)**12
A=-x(n)**7/6.d0*(rms(n)*0.5d0*xxs(n-1)+yys(n-1)/xxs(n-1)
c -(rms(n)-rms(n-1))/6.d0*xxs(n-1))
D=y(n)-A/x(n)**6
do 560 j=1,n
rms(j)=rms(j)/6.d0
560 continue
do 600 j=1,nu
aas(j)=yys(j)/xxs(j)-(rms(j+1)-rms(j))*xxs(j)
bbs(j)=y(j)-xxs(j)*xxs(j)*rms(j)
600 continue
do 650 K=1,n
610 if(RN(K).lt.x(1)) go to 630
if(RN(K).gt.x(n)) go to 640
do 620 i=1,n
if(RN(K).lt.x(i)) go to 660
620 continue
i=i-1
660 js=i-1
xj=RN(K)-x(js)
ys(K,L)=(rms(js)*(x(js+1)-RN(K))**3+rms(js+1)*xj**3)/xxs(js)
c+aas(js)*xj+bbs(js)
go to 650
630 ys(k,L)=Y1+X1/RN(k)**12
go to 650
640 ys(K,L)=A/RN(K)**6+D
650 continue
if (L.EQ.2) D=5100.d0
do 670 I=1,N
ys(i,L)=ys(i,L)-D

```

```

670  continue
      write(*,*) D
      go to (680,700), L
680  L=2
      open(20,file='fxsp.dat')
      write(20,800) (RN(i),ys(i,1),i=1,n)
      write(20,*) D
800  format(1x,2f15.7)
      close(20)
      goto 100
700  open(40,file='fasp.dat')
      write(40,800) (RN(i),ys(i,2),i=1,n)
      write(40,*) D
      close(40)
      stop
      end

```

3. 根据SPLINE.FOR求得的势能曲线, 利用Numerov方法求解Schrödinger方程。取得的径向波函数分别存贮在文件FXW.DAT和FAW.DAT中。

```

      program FCCS2
      *****
c
c
c      F-C-F calculation between bound and bound states
c
c      by Lin Yueming, 1994.11.15
c      *****

c      Uses ZCHR to solve the schroedinger equation for a given J" and
c      and J', for X-band vibrational levels 0 to 20, and A-band
c      vibrational levels 0 to 27, storing the wavefunctions in files
c      FXW.DAT and FAW.DAT
      double precision V(202),R(201),P(201,2),ET,E,ss(201,0:30),
c D,fexa
      common/a1/V
      common/a2/R
      common/a3/P
      N=201
      N1=N-1
10  write(*,20)
20  format(1x,12h type JX, JA.)
      read(*,*) JX,JA
      if(IABS(JX-JA)-1) 10,30,10
30  KX=30 !X-band vibrational quantum number V"
      M=1
      J1=JX
31  goto(32,33),M
32  open(20,file='FXSP.DAT')
      read(20,*)(R(i),V(i),i=1,N)
      read(20,*) V(N+1)
      close(20)
      goto 35
33  KX=20 ! A-band vibration quantum number V'
      J1=JA

```

```

open(40,file='FASP.DAT')
read(40,*) (R(i),V(i),i=1,N)
read(40,*) V(N+1)
close(40)
35  do 400 I1=0,KX
    write(*,*) I1
    D=float(I1)+0.5
    J2=0
38  ET=J1*J1+J1
    E=fexa(D,ET,M)
    D=V(N+1)
    ET=E-D
    L=0
    call ZCHR(J1,M,ET,N,L,K)
    write(*,*) K,L
    if(L) 70,70,350
70  if(J2) 100,80,90
80  D=float(I1)+0.25
    J2=1
    go to 38
90  D=float(I1)+0.75
    j2=-1
    go to 38
100 if (K-I1) 110,350,110
110 D=float(I1)+0.5
    if(J2+1) 116,115,116
115 J2=-2
    go to 38
116 write(*,250) I1
250 format(1x18hNo solution for V=,I2)
    go to 400
350 do 380 I=1,N
    ss(I,I1)=P(I,M)
380 continue
400 continue
410 goto(415,416),M
415 open(40,file='FXW.DAT')
    write(40,*) (R(I),(ss(I,I1),I1=0,KX),I=1,N)
    close(40)
    goto 440
416 open(30,file='FAW.DAT')
    write(30,*) (R(I),(ss(I,I1),I1=0,KX),I=1,N)
    close(30)
420 format(1x,12f14.7)
440 go to (450,500),M
450 M=2
    go to 31
500 stop
end

```

subroutine ZCHR(J,M1,ET,N,L,K)

c Solves schroeding's equation for nuclear motion of a diatomic
c molecule. V(i) must contain the potential in 1/cm. With V=0.DO
c for infinite radius, so ET is negative. ET is the trial energy
c eigenvalue. R(i) must contain the radial values, equally spaced,
c in angstroms. J is the total angular momentum (excluding nuclear

```

c   spin ) quantum number. N is the number of points at which the
c   potential is known, and must be odd. L is lambda, the component
c   of electronic angular momentum along the internuclear axis. EP,
c   the convergence test for the eigenvalue, is set to a fraction
c   of the initial test value for ET, but ET will change as the DO
c   loop cycles. The energies are corrected to units of 1/angstroms**2
c   by a factor of f=8*PI**2*MU*C/(1.D16*h), where Mu is the reduced
c   mass. f=3.964847637 for Cs2. K returns the vibrational quantum
c   number of the solution, from counting nodes.
double precision V1(202),R(201),EP,ET,DE,DO,f,h,P(201,2),
C gi,Y(3),x,z,simp,wn,h2,hv,pmax,pmin,V(202)
common/a1/V
common/a2/R
common/a3/p
f=3.964847637d0
ET=ET*f
x=J*J+J-L*L
pmax=1.0d30
pmin=1.d-30
L=0
DE=0.DO
EP=-ET*1.D-12
mx=40
N1=N-1
if(N/2-N1/2) 10,20,10
10  stop
20  h=(R(N)-R(1))/N1
    h2=h*h
    hv=h2/1.2D1
    wn=1.DO
c   Set potential to include rotation
c   write(*,*) (R(I),I=1,N)
    do 30 I=1,N
      z=R(i)*R(i)
      V1(i)=f*V(i)+x/z
30  continue
c   start inward integration
    do 230 M=1,mx
      z=V1(N)-ET
      gi=V1(N1)-ET
c   if ET too large, difference equation unsolvable
      if (gi) 375,50,50
50  P(N,M1)=1.d-10
      P(N1,M1)=P(N,M1)*DEXP(R(N)*DSQRT(z)-R(N1)*DSQRT(gi))
      Y(3)=P(N,M1)*(wn-hv*z)
      Y(2)=P(N1,M1)*(wn-hv*gi)
      do 110 I=N1,3,-1
        I1=I-1
60  Y(1)=Y(2)-Y(3)+h2*gi*P(I,M1)+Y(2)
      gi=V1(I1)-ET
      z=wn-hv*gi
      P(I1,M1)=Y(1)/z
c   write(*,*) P(i1,M1)
      if(dabs(P(I1,M1))-pmax) 90,70,70
70  z=P(I1,M1)
      do 80 K1=I,N
        if (dabs(P(K1,M1))-pmin) 75,76,76

```

```

75  P(K1,M1)=0.D0
    goto 80
76  P(K1,M1)=P(K1,M1)/z
80  continue
    Y(2)=Y(2)/z
    Y(3)=Y(3)/z
    gi=V1(I)-ET
    goto 60
c   Check for greatest value of the wavefunction: It starts positive,
c   and will increase to a maximum. We will use the maximum to match
c   inward and outward integrals
90  if (P(I1,M1)-P(I,M1)) 120,100,100
100 Y(3)=Y(2)
110 Y(2)=Y(1)
c   Wavefunction still increasing, so must quit to avoid a loop
c   We will match integrals at I=2
    I=2
    I1=1
c   normalize to P(I,M1)=1.D0
120 z=wn/P(I,M1)
    x=Y(3)*z
    do 130 K1=I,N
130  P(K1,M1)=P(K1,M1)*z
c   Start outward integration
    P(1,M1)=1.D-10
    Y(1)=0.D0
    gi=V1(1)-ET
    Y(2)=P(1,M1)*(wn-hv*gi)
    do 180 K1=1,I1
    K=K1+1
140  Y(3)=Y(2)-Y(1)+h2*gi*P(K1,M1)+Y(2)
    gi=V1(K)-ET
    z=wn-hv*gi
    P(K,M1)=Y(3)/z
c   write(*,*) P(k,M1)
    if (dabs(P(K,M1))-Pmax) 170,150,150
150  z=P(K,M1)
    do 160 LL=1,K1
c   write(*,*) P(LL,M1)
    if (dabs(P(LL,M1))-Pmin) 145,146,146
145  P(LL,M1)=0.d0
    goto 160
146  P(LL,M1)=P(LL,M1)/z
160  continue
    Y(1)=Y(1)/z
    Y(2)=Y(2)/z
    goto 140
170  Y(1)=Y(2)
180  Y(2)=Y(3)
c   Normalize to P(I,M1)=1
    z=P(I,M1)
    Y(1)=Y(1)/z
    Y(2)=Y(2)/z
    Y(3)=x
    do 190 K1=1,I
190  P(K1,M1)=P(K1,M1)/z
c   write(*,*) (P(I,M),I=1,N)

```

```

c      Get correction to energy eigenvalue
      z=0.DO
      do 200 K1=1,N
200    z=z+P(K1,M1)*P(K1,M1)
      DO=DE
      DE=((Y(2)-Y(1)+(Y(2)-Y(3)))/h2+gi)/z
      if (DABS(DE)-DABS(DO)) 210,205,205
205    if(L) 220,220,240
210    L=1
      if(DABS(DE)-EP) 260,260,220
220    ET=ET+DE
230    continue
240    L=-1
c      Node count
260    K=0

      K1=DSIGN(wn,P(1,M1))
      I1=DSIGN(wn,P(2,M1))
      MX=DSIGN(wn,P(3,M1))
      do 360 I=3,N1
      LL=DSIGN(wn,P(I+1,M1))
      if(MX) 270,300,270
270    if(MX*I1) 320,280,350
280    if(MX*K1) 290,350,350
290    if(MX*LL) 350,350,340
300    if(I1) 350,310,350
310    if(LL*K1) 340,350,350
320    if(MX*K1) 330,290,350
330    if(MX*LL) 350,340,340
340    K=K+1
350    K1=I1
      I1=MX
360    MX=LL
c      Normalize
      ET=ET/f
c      goto 371
      x=DSQRT(simp(P(1,M1),P(1,M1),N1,N,h))

      do 370 I=1,N
370    P(I,M1)=P(I,M1)/x
371    if(L) 380,380,460
375    L=-1
      M=-M
c      No convergence. M=MX+1 if Do loop ran out. Otherwise,
c      DE was increasing
380    go to (390,410),M1
390    write(*,400)
400    format(1x6hX-band)
      go to 430
410    write(*,420)
420    format(1x6hA-band)
430    write(*,440)K,J
440    format(1x'(V,J)=('I6','I6',''))
      write(*,450) DE,DO,M
450    format(1x34hNo convergence, DE, DO, and M are:/2D24.16,I4)
460    return
      end

```

```

double precision function simp(x,y,N1,N,h)
c Integrates product x*y by simpson's rule. N is the number of
c points, equally spaced a distance N apart, N1=N-1. N=odd!
double precision x(201),y(201),h,to
to=2.0D0
simp=x(1)*y(1)+x(N)*y(N)+x(2)*y(2)*4.D0
do 10 I=4,N1,2
I1=I-1
10 simp=simp+to*(x(I1)*y(I1)+to*x(I)*y(I))
simp=simp*h/3.0D0
return
end

double precision function fexa(V2,Q2,M)
c finds energy level in X (M=1) or A (M=2) band.
c V2=V+0.5; Q2=J*(J+1)
double precision V2,Q2
go to (10,20), M
10 fexa(((((-1.345D-22*V2+2.92D-21)*V2-1.1783D-20)*Q2+(0.943D
c -18*V2
c -2.202D-16)*V2+2.515D-15)*Q2+((-4.946D-15*V2-0.52D-13)*V2
c -1.723D-11)*V2-3.7289D-9)*Q2+((-4.197D-12*V2-4.246D-10)*V2
c -9.091D-8)*V2-2.20994D-5)*V2
c +1.174343D-2)*Q2+(((((-5.746D-9*V2-3.22D-7)*V2-9.057D-5)*V2
c -8.1902D-2)*V2+4.2019362D1)*V2
return
20 fexa((((0.0*V2+1.4D-15)*Q2-5.31D-11*V2+2.17D-9)*Q2
c +(((1.13D-8*V2-2.08D-7)*V2+8.0D-7)*V2+2.004D-5)*V2+9.058D-3)*Q2
c +((-1.144D-2*V2+0.3755D0)*V2+3.609D1)*V2
return
end

```

4. 利用FCCS2.FOR 计算得到的波函数, 求 Franck-Condon 因子, 把结果存贮在CFCXA.DAT 数据文件中。

```

program FCIN1
c Finds the Franck-Condon Factors and stores them in file CFCXA.DAT
double precision simp,h,F(0:30,0:30),ss(297,0:30),D,s(297,0:30),
c R(297)
character *1 x
x='&'
N=297
N1=N-1
JX=30 ! X-band vibrational quantum number V"
KX=30 ! A-band vibrational quantum number V'
open(10,file='FXW.DAT')
read(10,*) (R(I),(s(I,I1),I1=0,JX),I=1,N)
close(10)
open(20,file='FAW.DAT')
read(20,*) (R(I),(ss(I,I1),I1=0,KX),I=1,N)
close(20)
c write(*,*) (R(I),I=1,N)
100 format(1x,12f14.7)
h=(R(N)-R(1))/N1

```

```

do 300 JV=0,JX
write(*,*) JV
do 200 KV=0,KX
to=2.0D0
simp=s(1,JV)*ss(1,KV)+s(N,JV)*ss(N,KV)+s(2,JV)*ss(2,KV)*4.D0
do 10 I=4,N1,2
c write(*,*) I
I1=I-1
10 simp=simp+to*(s(I1,JV)*ss(I1,KV)+to*s(I,JV)*ss(I,KV))
simp=simp*h/3.0D0
D=simp
c write(*,*) KV,D
F(KV,JV)=D*D
200 continue
300 continue
open(30,file='CFCKA.DAT')
write(30,*)((F(KV,JV),KV=0,KX),JV=0,JX)
c do 400 JV=0,JX
c write(30,500) (F(KV,JV),X,KV=0,8)
c400 continue
close(30)
500 format(8(e9.4,A2))
stop
end

```

5. 根据 Cs_2 分子在 Cs_2 分子 $X^1\Sigma_g^+ \rightarrow A^1\Sigma_u^+$ 跃迁时的选择定则,求得指定区域内归一化的吸收强度随频率变化的关系。取区域内最大吸收强度为1,计算结果存贮在数据文件ABSORP.DAT中。

```

program XTOA1
c *****
c This program finds the frequencies and intensities of
c transitions expected between one ground(X) state and
c levels in the A state of the Cesium(Cs2) molecule.
c programmed by Lin Yueming, November 2,1994
c *****
double precision gnu,nu(98000),zn,zin(98000),FC(0:30,0:30)
T=350. !Unit is centigrade
hk=-1.43876314/(T+273.15)
I1=30 !X-band vibrational quantum number(V")
J2=300 !X-band rotational quantum number(J")
Imax=30 !A-band vibrational quantum number(V')
open(20,file='cfcxa.dat')
read(20,*)((fc(KV,JV),KV=0,Imax),JV=0,I1)
close(20)
i=1
z=1.
do 165 L=0,I1
do 162 K=0,J2
do 160 IV=0,Imax !Imax
do 150 J1=K-1,K+1,2
if (J1) 150,130,130
130 call sxan(GNU,ZN,L,K,IV,J1)
if (GNU.GT.9800 .OR. GNU.LT.9200.00) goto 150

```

```

NU(i)=GNU
zex=exp(hk*zn)*(1.0+float(K-2*(K/2))*2.0/7.0)
zin(i)=zex*GNU*float(J1+K+1)*FC(IV,L)
if (zin(i).lt.50000) goto 150
if(zin(i).gt.z) z=zin(i)
M=i
i=i+1
write(*,*) z,M
150  continue
160  continue
162  continue
165  continue
do 500 K=1,M
write(*,*) "K=",K
do 400 I=K+1,M
if(NU(I).GE.NU(K)) goto 400
Y=NU(K)
NU(K)=NU(I)
NU(I)=Y
Y1=zin(K)
zin(K)=zin(I)
zin(I)=Y1
400  continue
500  continue
c    z=9716.754
do 300 i=1,M
zin(i)=zin(i)/Z
300  continue
open(10,file='absorp.dat')
write(10,301)(NU(i),zin(i),i=1,M)
301  format(2f14.6)
*    do 350 i=1,M
*    write(10,*) Nu(i)
*350 continue
*    do 360 i=1,M
*    write(10,*) zin(i)
*360 continue
close(10)
200  format(f8.4)
stop
end

subroutine sxan(ZN,GN,JV,J,KV,K)
c    *****
c    Uses data of J.Verges and M.Raab, M.Raab's X data of 9/9/1981,
c    J.Verges' A state of 5/25/1987, to find the wavenumber of an
c    absorption line in Cesium molecule, A-X band, JV,J=X band,
c    KV,K=A band.
c    *****
double precision ZN,V1,V2,Q1,Q2,GN
V1=KV+0.5
V2=JV+0.5
Q1=K*K+K
Q2=J*J+J
ZN=((((-1.345D-22*V2+2.92D-21)*V2-1.1783D-20)*Q2+(0.943D-18*V2
c -2.202D-16)*V2+2.515D-15)*Q2+((-4.946D-15*V2-0.52D-13)*V2
c -1.723D-11)*V2-3.7289D-9)*Q2+((-4.197D-12*V2-4.246D-10)*V2

```

```
C  -9.091D-8)*V2-2.20994D-5)*V2
C  +1.174343D-2)*Q2+(((((-5.746D-9*V2-3.22D-7)*V2-9.057D-5)*V2
C  -8.1902D-2)*V2+4.2019362D1)*V2
GN=ZN
Q2=(((0.0*V1+1.81D-15)*Q1+1.05D-11*V1+1.979D-9)*Q1
C  +(((((-1.54D-10*V1+1.18D-8)*V1-3.11D-7)*V1+2.48D-6)*V1+1.77D
C  -5)*V1+9.0469D-3)*Q1
C  +(((0.1306D-3*V1-1.211D-2)*V1+0.3638D0)*V1+3.6122D1)*V1
ZN=Q2-ZN+0.962706D4
return
end
```