2014 届研究生硕士学位论文 分类号:学校代码:<u>10269</u> 密级:学号:51112000032



East China Normal University 硕士学位论文 MASTER'S DISSERTATION

论文题目: 基于 PDH 技术的光学传递

腔的激光稳频

院系:精密光谱国家重点实验室

专业:<u>光学</u>

研究方向: 分子激光冷却

指导教师: 夏勇副教授, 印建平教授

学位申请人: 郑公爵

2014年5月1日

Dissertation for Master's degree in 2014

Student ID: 51112000032 University code:10269

East China Normal University

Laser frequency stabilization used by optical transfer cavity based on PDH Technique

A Thesis

Submitted to the State Key Laboratory of Precision Spectroscopy

and

the committee on graduate study of East china normal university

for the master of science

by Gongjue Zheng

Supervised by Associate Professor Yong Xia Professor Jianping Yin

May,2014

华东师范大学学位论文原创性声明

郑重声明:本人呈交的学位论文《采用光学传递腔的激光稳频》,是在华东师范大学攻读硕士/博士(请勾选)学位期间,在导师的指导下进行的研究工作及取得的研究成果。除文中已经注明引用的内容外,本论文不包含其他个人已经发表或撰写过的研究成果。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体,均已在文中作了明确说明并表示谢意。

作者签名:日期:年月日

华东师范大学学位论文著作权使用声明

《采用光学传递腔的激光稳频》系本人在华东师范大学攻读学位期间在导师 指导下完成的硕士/博士(请勾选)学位论文,本论文的著作权归本人所有。本人 同意华东师范大学根据相关规定保留和使用此学位论文,并向主管部门和学校指 定的相关机构送交学位论文的印刷版和电子版;允许学位论文进入华东师范大学 图书馆及数据库被查阅、借阅;同意学校将学位论文加入全国博士、硕士学位论 文共建单位数据库进行检索,将学位论文的标题和摘要汇编出版,采用影印、缩 印或者其它方式合理复制学位论文。

本学位论文属于 (请勾选)

()1.经华东师范大学相关部门审查核定的"内部"或"涉密"学位论文*,于年月日解密,解密后适用上述授权。

() 2.不保密,适用上述授权。

导师签名本人签名

年月日

3

<u>郑公爵</u>硕士学位论文答辩委员会成员名单

姓名	职称	单位	备注

摘要

分子的激光冷却是近五年来国际上在实验上产生冷分子方面取得的重要进展 之一。要实现分子的激光冷却,一般需要多束频率稳定的窄线宽激光。由于冷却 分子的激光波段一般不能采用饱和吸收稳频的方式进行稳频,因此,国际上一般 采用光学传递腔或光梳作为光频传递媒介,以获得频率稳定的窄线宽激光。本文 提出采用 Pound-Drever-Hall(PDH)技术,将所需的冷却激光锁定在光学传递腔上, 再将该光学腔锁定在利用铷原子饱和吸收稳频的半导体激光上,从而得以压窄激 光线宽,并使所需的激光频率能长时稳定。

理论上,本文回顾了 F-P(Fabry–Perot)光学腔的多光束干涉原理与其相关参数, 介绍了 PDH 技术以及饱和吸收稳频技术的原理与特点,并在理论上对 PDH 稳频 技术与射频调制饱和吸收稳频技术的误差信号进行了推导。

实验上,首先制作了 PDH 稳频的电子伺服反馈系统,包括高速宽带光电探测器、移相器、环路滤波器、PZT 驱动器等,并对反馈系统的各个功能模块进行了测试。其次,对所用的参考光源,即利用铷原子进行饱和吸收稳频的 780nm 半导体激光进行了锁定。再次,设计并制作了 F-P 光学腔,并测量了 F-P 腔的相关参数。其中,光学腔的自由光谱程为 1144MHz,精细度约为 450,腔的线宽约为 2.35MHz。最后,搭建了系统光路,并利用 PDH 技术,实现了光学腔到参考光源的锁定。依据 PDH 稳频原理,锁定后腔的稳定度与参考光源稳定度相当,而铷原子饱和吸收稳频的 100S 积分时间的稳定度在10⁻¹¹量级,可以估算出锁定后腔的稳定度约为10⁻¹¹,为下一步将商用染料激光器锁定在光学腔上的实验工作奠定了基础。

关键词:分子激光冷却、激光稳频、PDH 技术、饱和吸收稳频、光学传递腔

5

ABSTRACT

Laser cooling of the diatomic molecule is one of the most important progresses on the generation of cold molecule in experiment in the past five years. In the experiment, cooling and repumping lasers with narrow linewidth and stabilized frequency are required, and these lasers are hard to actively stabilize by the saturated absorption spectroscopy (SAS), which is used in cold atom experiment, so generally they are locked on a stabilized frequency source through an optical transfer media such as the optical cavity or frequency comb. We propose to use Pound-Drever-Hall (PDH) technique to lock the cooling laser on the diode laser of Rb atom stabilized by the SAS through the transfer optical cavity. The linewidth and long term drift of the laser frequency could be controlled.

In theory, firstly, this paper reviews the multi-beam interference principle and the parameters of the Fabry-Perot (F-P) optical cavity, and then the principle and properties of PDH technique and SAS technology are introduced. Additionally, the error signal of the PDH technique and the RF modulated SAS technique has been deduced.

In experiment, firstly, the PDH electronic servo feedback system is made, which consists of high-speed broadband photo-detector, phase shifter, loop-filter and piezoelectric actuator, and each module of the system is tested. Then, the reference laser, which was the 780nm semiconductor laser in our project, was locked onto the D2 absorption lines of rubidium atom by adopting SAS technique. Again, the F-P optical cavity is designed and made, and its important parameters were measured. The results show that the FSR of F-P cavity is 1144MHz, the fineness and line-width are 450 and 2.35MHz, respectively. Finally, the optical system was setup, and through the PDH technique, the optical transfer cavity was locked onto the reference light. Based on the theory of PDH technique, the stability of the locked cavity is similar to the reference laser. Due to the stability of the 780nm laser locked on the D2 absorption line of

rubidium within 10^{-11} , so the stability of the locked cavity is close to 10^{-11} . This work laid the foundation for locking the commercial dye laser on the optical cavity.

Keywords:Laser cooling of molecule, Laser frequency stabilization, PDH technique, Optical transfer cavity, Saturated absorption frequency stabilization

目录

第一章 绪论	1
1.1 研究背景	1
1.2 分子冷却实验中的激光稳频方法7	7
第二章 F-P 光学腔与 PDH 激光稳频技术基本原理8	
2.1 F-P 腔的基本原理8	3
2.2 PDH 激光稳频技术基本原理1	2
第三章 PDH 电子反馈环路的设计、制作与测试16	Ì
3.1 光电探测器 16	
3.2 移相器与混频器 21	
3.3 低通滤波器与比例积分控制器 2	3
3.4 PZT 驱动器 2	9
第四章 饱和吸收光谱与激光稳频40	0
4.1 外延腔半导体可调谐激光器 4	0
4.2 射频调制饱和吸收光谱 4	2
4.3 射频调制饱和吸收技术误差信号的理论分析 4	5
4.4 铷原子的饱和吸收稳频 4	8
第五章 光学传递腔的激光稳频53	}
5.1 光学传递腔的设计与制作 53	
5.2 光学腔的模式匹配 56	
5.3 光路的搭建与光学腔参数的测定 5	8
5.4 光学腔的锁定 6	2
第六章 总结与展望65	
参考文献	6
发表论文目录69)
致谢)

第一章 绪论

§1.1 研究背景:激光分子冷却实验中的激光稳频方法

冷分子和超冷分子的实验制备与研究是原子、分子和光物理研究领域中的前 沿热点之一,同时也是一个包含物理、化学、量子信息、凝聚态物理和天文物理 的跨学科交叉研究课题^[1]。在过去的三十多年中,中性原子的激光冷却和囚禁技 术取得了巨大的进步,人们获得了温度超低的冷原子样品,并在此基础上开展了 原子气体中的玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)、原子激光^[2,3]和原子芯片^[4]等一系列实 验研究,取得了一系列可喜的成就。随着冷原子技术的日趋成熟,人们越来越多 的将目光投向于冷分子。与原子相比,分子拥有更复杂的内态结构,具有振动与 转动自由度、或有更强的电偶极矩与磁偶极矩,能够观察到不同于原子的新的物 理现象。例如,异核分子拥有永久电偶极矩,从而可以产生长程、可控的、各向 异性的电偶极-偶极相互作用,若能在超冷温度下实现分子自由度的精确控制,就 有可能将分子应用于复杂凝聚态系统的量子模拟以及量子计算^[5,6];分子具有更高 的灵敏度,可以用于基本对称性破缺的验证^[7,9];分子的超冷碰撞可以揭示分子间 相互作用的细节,为化学动力过程的研究提供了独一无二的手段^[10,11]。因此,若 能把分子的温度冷却到超冷区间,将可以使冷分子应用于更广泛的领域。

激光冷却分子是获得冷分子乃至超冷分子的重要途径之一,但是,由于分子 中存在振动与转动自由度,因而分子的激光冷却实现起来要比原子困难得多。尽 管如此,分子的激光冷却已经被证实是可行的,也是近五年来国际上在实验中产 生冷分子取得的最重要的进展之一。它的主要原理是,在一些特殊的双原子自由 基分子的振动基态和第一激发态的能级之间存在一个接近闭合的能级系统,类似 于冷原子的闭合能级结构,因此就有希望利用这样一个特殊的结构来实现分子的 激光冷却。我们知道,由于没有严格的选择定则来支配分子从电子态的激发态衰 减到不同振动态的几率,因此对分子振动态的控制相当困难,但是幸运的是分子 的 Franck-Condon 因子确定了这些衰减的几率,Franck-Condon 因子描述了在不同 电子态上的振动波函数的叠加^[12,13]。从单个激发态的分子可以衰减到一个振动能

1

级的三个转动态上,因为转动能级的选择定则为 $\Delta N=0,\pm 1$,再根据宇称守恒定律 就可以找到一些能级准闭合的分子。2010年,美国耶鲁大学 D.DeMille 小组的 E.S. Shuman 与 J.F. Barry 首次在实验上验证了氟化锶(SrF)分子束的横向激光冷却^[14]。 他们采用缓冲气体冷却的自由基分子作为束源(此时分子具有非常低的转动温度), 并选择分子的电子第一激发态的振动基态和电子态基态第一振动激发态之间来构 建一个准闭合循环系统。实验上观测到了分子束横向方向上的多普勒冷却(5mK) 和 Sisyphus 冷却(300uK)效应,并实现了自发辐射力对分子束纵向速度的减速 (从 140m/s 减至 50m/s)^[15]。2013 年,美国 Jun Ye 小组在实验上验证了氧化钇 (YO)分子束的 1D 和 2D 横向激光冷却和磁光囚禁,这是第一个关于分子磁光 囚禁的实验报道^[16]。YO分子的 $X^2\Sigma^+ \rightarrow A^2\Pi_{\mu_2}$ 的跃迁能级为准闭合结构,与SrF 分子的能级非常类似。他们在分子束和激光相互作用的区域加入一个脉冲调制的 磁四极场,构建了一个二维磁光阱(MOT)。激光频率相对于分子能级的失谐为 -5MHz,初始分子束的横向温度为 25mK,经多普勒冷却之后,分子横向温度为 5mK,而分子经二维 MOT 冷却的最低温度约 2mK。最近,英国帝国理工学院冷 物质中心 E.Hinds 小组在实验上验证了脉冲超声 CaF 分子的纵向减速和冷却,在 与分子能级共振的入射激光的相互作用下,分子的中心速度从 600m/s 减小到 583m/s, 对应的平动温度从 3K 减小到 300mK。若进一步扫描激光的频率, 消除 分子速度减小引起的多普勒频移,分子的速度可以进一步的减小^[17]。

在原子激光冷却实验中,需要频率稳定的激光与原子进行相互作用,这是实验最基本的条件,而频率稳定的激光具有单纵模和单横模的特点。在分子激光冷却实验中同样需要单频单模的稳频窄线宽激光。与冷原子实验不同的是,在获得稳频激光的途径方面,由于目前适合做激光冷却实验的分子种类主要集中在自由基分子方面,比如氟化锶(SrF)、氧化钇(YO)分子等,这些分子近似闭合的能级结构所处的波段不能通过饱和吸收技术来实现激光稳频。此外,由于分子中近闭合的能级结构往往需要采用多束激光进行泵浦,且由于分子核自旋的相互耦合,分子的振转能级间还存在超精细能级劈裂,这些能级间的频率间隔很窄,约为几十 MHz 量级。因此若只保证激光频率的短时稳定而不能控制激光的长时频漂,

2

则由于激光的频漂,可能使激光偏离超精细能级共振频率而使泵浦效率降低,使 暗态分子增多和光子的循环过程终止,可能很难获得较好的实验效果。因此,必 须选择合理的技术,来实现冷却激光频率的稳定,并减小激光的长时漂移。目前 国际上在实验上报道的分子激光冷却的实验中,采用的稳频方式主要有2种,一 种是采用光学传递腔为媒介^[14,15],另外一种采用光学频率梳^[18,19]为媒介,通过传 递的方式,把冷却的激光锁定到稳定的参考频率源上。

1.1.1 基于扫描传递腔的激光稳频

2010年, DeMille 小组在实验上实现了氟化锶(SrF)分子的一维横向速度的 多普勒冷却与 Sisyphus 冷却。该实验中,冷却激光的波长分别为 663.3nm、686.0nm 和 685.4nm,其中 663.3nm 为冷却光,686.0nm 和 685.4nm 为再泵浦光。SrF 分子 的能级结构如图 1.1 所示^[14]。





系统主要采用外延腔可调谐半导体激光器(ECDL)、注入锁定和光学锥形放 大器(TA)组成,包括11台主激光、7台从激光和3台TA^[20]。外延腔可调谐半 导体激光器主要采用 Litrrow 结构设计,在激光管未镀非增透膜的情况下,无前 置反馈的非跳模可调谐范围为 2~4GHz。由于半导体激光在冷却光与泵浦光波段 的输出功率较小,为增加实验可用功率,故采用了两种功率放大的方法,一种为 注入锁定,另外一种为锥形放大(TA)。从激光工作于注入式锁定状态下,从而 总能够与注入种子光的主激光保持相同的工作频率。从激光的种子光注入功率约 5mW,输出光功率约100mW (120mA)。此外,由于半导体激光的输出功率受热损伤阈值所限,因此输出功率较小。为获得更大的输出功率,故采用 TA 对激光功率进行放大,放大后的激光功率可达500mW,这样就可以大大满足了分子激光冷却实验中激光功率的需求。

由于在实验波段范围内,利用原子饱和吸收谱线进行稳频的方式并不适用,因此该实验采用了扫描光学传递腔的方式以实现激光频率的稳定^[21-23]。其原理如图 1.2 所示。



图 1.2 采用扫描传递腔进行激光稳频的原理图

稳频的 He-Ne 激光器作为系统的绝对频率参考,带压电陶瓷(PZT)的 Fabry-Perot 腔(F-P 腔)作为传递腔,用以将频率稳定的 He-Ne 激光器的频率稳定 性传递给 ECDL。具体方法是扫描 F-P 腔,利用光电探测器监视 He-Ne 光与 ECDL 光的透射峰,由于两束光的波长不等,因此扫描出的透射峰位置也将不同。由于 He-Ne 光是频率稳定的,如果将 F-P 腔压电陶瓷的直流偏置锁定在 He-Ne 激光上, 使 F-P 腔的自由光谱程漂移最小,则此时以 He-Ne 光的透射峰的间隔 A (即腔的自由光谱程)就可作为频率参考。而后,通过对比 ECDL 的透射峰与 He-Ne 激光 器透射峰的间隔 B,就可以知道 ECDL 的频率漂动,从而可以利用该信号经计算 机处理后反馈控制 ECDL,使 A/B 为一常量,即可实现 ECDL 频率的稳定。

该实验中,使用的F-P腔为共焦腔,自由光谱程为500MHz,精细度约为1500。 采用的He-Ne激光器为HP/Agilent 5517B,锁定后的 ECDL 的频漂约为 ±2MHz。

4

英国 E.Hinds 小组验证脉冲超声 CaF 分子的纵向减速和冷却的实验中,所使用的激光波长分别为 606nm、628nm 和 648nm,前 2 束激光采用染料激光,648nm可以选择半导体激光。该实验中,对激光频率的稳定亦采用扫描传递腔的稳频方式,采用的 F-P 腔亦为共焦腔,其自由光谱程为 1.5GHz,细度为 190。

1.1.2 基于光梳拍频稳频的分子激光冷却系统

2013 年,美国 JILA 研究所 Jun Ye 小组在实验上报道了 YO 分子激光冷却的工作。他们的实验装置的光路原理图如图 1.3^[16]所示。



图 1.3YO 激光冷却的光路原理图,采用了掺铒光梳拍频进行激光稳频

实验中,冷却激光器为美国光谱物理公司的 Matisse 系列染料可调谐激光器 (Dye Laser),冷却激光波长为 614nm,再泵浦激光为 648nm 和 649nm,由于主 半导体激光器为 Littman 结构的,光功率为 3mW,故采用注入锁定的办法实现光 功率放大,放大后光功率 80mW 左右。实验中他们通过将这些激光和掺铒光纤光 梳进行拍频以获取误差信号进行稳频。由于光梳的重复频率为 100MHz,614nm、 648nm 和 649nm 的三个激光总可以和光梳的频率尺拍出 beat 信号,然后通过滤波 选出小于 50MHz 的 beat 信号,再使用频率电压转换电路产生误差信号,并通过 环路滤波器和 PZT 驱动器反馈到激光器的 PZT 上从而实现对激光器的频率锁定。

1.1.3 基于 PDH 技术的传递腔的激光稳频

华东师范大学印建平小组也在开展 MgF 分子的激光冷却的实验研究, MgF 分子的能级结构如图 1.4 所示。



图 1.4MgF 分子的近闭合能级结构

实验中,所需激光波长分别为 359.1nm、368.0nm 和 376.9nm。目前,本小组 有一台德国 Sirah 公司 Matisse 连续染料激光器,可以作为冷却激光或者再泵浦激 光。为稳定该染料激光频率,本文提出了利用基于 PDH (Pound-Drever-Hall)技 术的光学传递腔的来实现激光频率的稳定,并控制其长时漂移。基于 PDH 技术的 光学传递腔的激光稳频原理如图 1.5 所示。



图 1.5 采用 PDH 技术的传递腔进行激光稳频的原理框图

该方法的原理是通过 PDH 技术,首先将光学腔锁定在一个稳定的频率参考源 上,实现腔的稳定;而后将所需稳频的激光锁定在该光学腔上,从而通过该光学 腔实现参考频率源的稳定度向冷却激光频率稳定的传递。采用 PDH 技术的优点是 系统响应比采用扫描传递腔方式的稳频系统更快,激光的线宽更窄。

§1.2 本文概述

本文提出了采用基于 PDH 技术的光学传递腔的激光稳频来减小商用染料激 光器的长期漂移的方案,以便为后续将开展的激光冷却分子实验提供稳频光源。 主要工作是设计了法布里-珀罗(F-P)腔,制作了稳频所需的电子伺服反馈系统, 并利用 Pound-Drever-Hall 稳频技术将光学腔锁定在了稳频参考光源上。实验中所 用的参考频率源为一束 780nm 的外延腔半导体激光,该激光通过饱和吸收稳频技 术锁定在^{sr} Rb 原子的 D2 吸收线上。MgF 分子的冷却激光的稳频工作主要包括两 部分:(1)把光学传递腔锁定到稳定的频率源上;(2)把冷却激光锁定到该光学 传递腔上。本论文主要完成了第一部分的工作,内容安排如下:

第一章综述了分子激光冷却实验中的激光稳频方法,并提出了基于 PDH 技术的光 学传递腔的激光稳频的方案;

第二章回顾了 Fabry-Perot 腔的多光束干涉原理与其相关参数,介绍了 PDH 技术 的基本原理,并对误差信号分析进行了推导;

第三章设计、制作并测试了 PDH 稳频技术所需的电子伺服反馈系统,其中包括光

电探测器、移相器、环路滤波器、比例积分控制器与压电陶瓷驱动器; 第四章介绍了饱和吸收稳频技术的基本原理、铷原子的能级结构、以及利用铷原

子进行饱和吸收稳频的过程;

第五章设计并制作了 F-P 腔,测量了光学腔的相关参数,给出了传递腔稳频的原

理图;实验上测得了色散型光谱误差信号,并实现了光学腔的锁定,为

进一步把染料激光锁定到光学腔上的工作奠定了基础。 第六章总结与展望

第二章 F-P 光学腔与 PDH 激光稳频技术的基本原理

PDH (Pound-Drever-Hall) 技术^[24]是二十世纪八十年代初期发展起来的一种激光稳频技术,也是目前改进激光频率稳定性的常用技术之一。由于大部分激光器都具有调谐功能,通过外部提供一个电子信号即可实现激光频率的调谐,因此如果能够精确测定激光的频率,那么就可以向激光提供一个反馈电子信号,实现频率的补偿,稳定激光的频率。PDH 技术的原理即是将激光进行射频位相调制,并入射到光学谐振腔中,利用谐振腔(一般是 F-P 腔)的共振频率作为频率参考标准进行鉴频。同时,通过光外差光谱检测技术检测反射谱线(色散型谱线,该谱线反映了激光频率与光学共振频率之间的偏差)。之后,再经过混频、滤波等电子电路处理,便可获得激光频率相对于谐振腔共振频率的误差信号,最后通过反馈系统补偿激光,从而实现激光频率的稳定。图 2.1 展示了 PDH 技术的基本原理框图。



图 2.1 PDH 稳频技术的原理框图

Isolator 为光学隔离器, EOM 为电光调制器, PBS 为偏振分束器, PD 为宽带光电探测器

§2.1 F-P 腔的基本原理

2.1.1 F-P 腔的多光束干涉^[25]

PDH 稳频系统的核心是一个 F-P(Fabry-Perot)腔或标准具。一般来说, F-P 腔 由两片相隔一定距离的高反镜构成,是一种利用多光束干涉原理制成的光学器件。 尽管实际情况中一般采用一片平面镜和一片凹面镜构成 F-P 腔,但为了简化 F-P 腔的描述,理论上一般将 F-P 腔简化为两片平面高反镜。当 F-P 腔的尺寸远远大于入射光波长时,可以采用多光束干涉理论对 F-P 腔进行描述。

在不考虑吸收损耗的情况下,一片平面镜可以用透射系数 T 与反射系数 R 来进行 描述。我们假定 F-P 腔两腔镜的间隔为 L,反射系数分别为 R_1 、 R_2 ,透射系数分别 为 T_1 、 T_2 ,如图 2.2 所示。对于透射系数与反射系数,若不考虑吸收,有 T_1 + R_1 =1, T_2 + R_2 =1。由于该定义对于光强定义的,故对于电场,反射与透射分别为上述系 数的开方,即 $\sqrt{R_1}$ 、 $\sqrt{R_2}$ 、 $\sqrt{T_1}$ 、 $\sqrt{T_2}$ 。





当一束频率为*ω*、波矢为*k* = $\frac{\omega}{C} = \frac{2\pi}{\lambda}$ 、电矢量为*E*_{in}的平面波入射到腔的前反 射镜上时,光波被分成两部分,一部分反射*E*_{in} $\sqrt{R_1}$,一部分透射*E*_{in} $\sqrt{T_1}$ 。透射光传 播距离 L 后到达后反镜,并产生一个相移e^{-iωL/C}。这部分光经过第二反射镜后亦 部分透射($\sqrt{T_1T_2}E_{in}e^{-i\omega L/C}$)部分反射($\sqrt{T_1R_2}E_{in}e^{-i\omega L/C}$)。其中反射部分光将在腔内 传播距离 L 后到达前反镜,其相移为e^{-iω×2L/C} = e^{-i2kL} 并再次产生透射 ($T_1\sqrt{R_2}E_{in}e^{-i2\omega L/C}$)与反射($\sqrt{T_1}\sqrt{R_1R_2}E_{in}e^{-i2\omega L/C}$),反射光向后反射镜传播,并重 复上述过程。如此往复反射与折射,从而可以获得无穷系列的反射光与折射光。 由于该过程时相干的,因此各反射光束之间与各透射光束会分别产生多光束干涉。 为了简化推导,我们设 $R = \sqrt{R_1R_2}$, $T = \sqrt{T_1T_2}$,则经过后反镜的总的透射光振幅可 写为:

$$E_{T} = E_{in}e^{i\frac{\phi}{2}} \left(T + T\operatorname{Re}^{i\phi} + TR^{2}e^{i2\phi} + TR^{3}e^{i3\phi} + TR^{4}e^{i4\phi} + \dots\right) = E_{in}\frac{T}{1 - \operatorname{Re}^{i\phi}}e^{i\frac{\phi}{2}} \quad (2.1)$$

其中 $\phi = -2\omega L/C$,则透射光的光强为振幅的平方,写为:

$$I_{T} = \left| E_{T} \right|^{2} = E_{in}^{2} \left| \frac{T}{1 - \operatorname{Re}^{i\phi}} e^{i\frac{\phi}{2}} \right|^{2} = E_{in}^{2} \frac{T^{2}}{\left(1 - \operatorname{R}\right)^{2}} \frac{1}{1 + \frac{4R}{\left(1 - R\right)^{2}} \sin^{2}(\frac{\phi}{2})} \quad (2.2)$$

由于T=1-R, 故有

$$I_{T} = \left| E_{T} \right|^{2} = E_{in}^{2} \frac{1}{1 + \frac{4R}{\left(1 - R\right)^{2}} \sin^{2}\left(\frac{\phi}{2}\right)} \quad (2.3)$$

依据式(2.3),可以画出 F-P 腔的共振透射光谱图,见图 2.3。



图 2.3 F-P 腔多光束干涉透射曲线

由 2.3 式可知, 当
$$\frac{4R}{(1-R)^2}\sin^2(\frac{\phi}{2}) = 0$$
 即 $\frac{\phi}{2} = \frac{\omega L}{C} = \frac{2\pi L}{C}f = q\pi$, (q上, 0)时,

透射光强有最大值。

由于总光强 $I = I_T + I_R$,故有 $I_R = I - I_T$,由此得

$$I_{R} = E_{in}^{2} \frac{1}{1 + \frac{(1-R)^{2}}{4R\sin^{2}(\frac{\phi}{2})}} \quad (2.4)$$

2.1.2F-P 腔的特性

(1)F-P 腔的自由光谱程

腔的自由光谱程定义为腔的相邻两共振峰之间的频率间隔,由上一小节可知, FP 腔的共振峰值出现在 $\frac{\omega L}{C} = \frac{2\pi L}{C} f = q\pi$ (q = 0, 1, 2,)处,故由该式可知, 腔的自由光谱程为:

$$f_{FSR} = C/2L \quad (2.5)$$

上式在推导时没有考虑介质折射率的影响,若考虑折射率,应修正为 $f_{FSR} = C/2\eta L$,其中 η 为 F-P 腔内填充介质的折射率,对真空为1。 (2)F-P 腔的线宽

F-P 腔的线宽 Δ v_c 定义为当透射峰的强度下降到峰值的一半时的两频率之差,即透射峰的半高全宽,由定义与式(2.3)可知:

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} (\frac{\Delta v_c}{4})^2}$$
, 从而可得

$$\Delta v_c = \frac{c}{2\pi L} \cdot \frac{1-R}{\sqrt{R}} \quad (2.6)$$

(3) 腔的精细度

腔的精细度用以度量光学谐振腔的损耗大小,定义为透射峰间间隔与每个峰 线宽的比值,亦即腔的自由光谱程与腔的线宽之间的比值。故根据定义可知,F-P 腔的精细度为

$$F = \frac{f_{FSR}}{\Delta v_c} = \frac{\pi \sqrt{R}}{1 - R} \quad (2.7)$$

由 2.7 式可知, 腔的精细度只与腔镜的反射率有关, 与腔长无关, 且腔的反射率 越高, 腔的精细度越大, 其分辨率也就越高。

(4) F-P 腔的反射性质

若腔的共振频率为 ω_0 ,入射光的频率为 ω ,入射光的电场表达式为 $E_{inc} = \vec{E}_0 e^{i\omega t}$,

经 F-P 腔反射的光的电场表达式为 $E_{ref} = \vec{E}_1 e^{i\omega t}$,且定义电场反射耦合系数为 $F(\omega)$,即反射光电场 E_{ref} 与入射光电场 E_{inc} 的比值,则 $F(\omega)$ 为入射光频率 ω 与腔共振频率 ω_0 之间频差的函数。事实上,由于 \vec{E}_0 与 \vec{E}_1 的位相关系比较复杂,因此 $F(\omega)$ 亦比较复杂。但对于对称无损耗腔,有

$$F(\omega) = E_{ref} / E_{inc} = \frac{R \left(\exp(i\frac{\omega}{f_{FSR}}) - 1 \right)}{1 - R^2 \exp\left(i\frac{\omega}{f_{FSR}}\right)} \quad (2.8)$$

其中, f_{ESR} 是腔的自由光谱程, ω_0 为 f_{ESR} 的整数倍, R 则为镜片的反射系数。

综上可知,在设计 F-P 腔时,应结合所需的频率稳定度,并根据实际条件, 选择合适的腔长以及反射率,使获得的光学谐振腔外差光谱的中心斜率较大、以 提高鉴频的灵敏度的同时降低技术实现的难度。

§2.2 PDH 激光稳频技术基本原理

本章开篇时介绍了 PDH 技术稳频的基本原理,在了解了 F-P 腔的各项参数与 其特性之后,我们就可以对 PDH 稳频技术进行建模,并对误差鉴频信号进行量化 推导,以加深对该技术的理解^[26]。

2.2.1 PDH 技术的量化模型

假设入射光的频率为 ω ,入射光的电场表达式为 $E_{inc} = \vec{E}_0 e^{i\omega t}$,若入射光经过调制深度为 β 、调制频率为 Ω 的位相调制,则入射到 F-P 腔上的光的电场表达式为

$$E_{inc} = E_0 e^{i(\omega t + \beta \sin \Omega t)} \approx E_0 \left[J_0(\beta) e^{i\omega t} + J_1(\beta) e^{i(\omega + \Omega)t} - J_1(\beta) e^{i(\omega - \Omega)t} \right]$$
(2.9)

其中, $J(\beta)$ 为贝塞尔函数, $\omega \pm \Omega$ 为正负一阶边带光的频率。若入射光功率为 $P_0 = |E_0|^2$, 则调制后载波的光功率为 $P_c = J_0^2(\beta)P_0$, 边带光的功率为 $P_s = J_1^2(\beta)P_0$ 。

如果 F-P 腔的入射光是上述经过调制后的光(包含载波与正负一阶调制边带), 定义 F-P 腔的电场反射耦合系数为 *F*(*ω*)(见 2.8 式),则经 F-P 腔反射后的光场表 达式为:

$$E_{ref} = E_0 \left[F(\omega) J_0(\beta) e^{i\omega t} + F(\omega + \Omega) J_1(\beta) e^{i(\omega + \Omega)t} - F(\omega - \Omega) J_1(\beta) e^{i(\omega - \Omega)t} \right]$$
(2.10)

由于使用光电二极管作为误差信号探测器件,因此实际上测量的是光强,即 $P_{ref} = |E_{ref}|^2$,故光电二极管起到了一个混频器的作用,上述公式中的每项都将与自 身与其他两项进行混频,从而有

$$P_{ref} = P_c \left| F(\omega) \right|^2 + P_s \left\{ \left| F(\omega + \Omega) \right|^2 + \left| F(\omega - \Omega) \right|^2 \right\} + 2\sqrt{P_c P_s} \left\{ \operatorname{Re} \left[F(\omega) F^*(\omega + \Omega) - F(\omega) F^*(\omega - \Omega) \right] \cos \Omega t + 2 \left[F(\omega) F^*(\omega - \Omega) \right] \right\} \right\}$$

$$\operatorname{Im}\left[F(\omega)F^{*}(\omega+\Omega)-F^{*}(\omega)F(\omega-\Omega)\right]\sin\Omega t + (2\Omega \text{ terms}) (2.11)$$

对于上述各项,我们感兴趣的实际只有含有调制频率Ω的项,因为它们反应了经 F-P 腔反射后的光的相移。如果调制频率很小(Ω□ Δν_c, Δν_c为腔的线宽),则 $F(\omega)F^*(\omega+\Omega) - F^*(\omega)F(\omega-\Omega)$ 为实数,因此正弦项为0,只有余弦项存在。如果调 制频率足够高(Ω□ Δν_c),则有 $F(\omega+\Omega)\approx-1$,因此 $F(\omega)F^*(\omega+\Omega) - F(\omega)F^*(\omega-\Omega)$ 为纯虚数,因此余弦项为零,只有正弦项存在。当然,无论是只存在正弦项还是 只存在余弦项,我们都可以依据其鉴别激光频率。

式(2.11)反映了腔反射的光的功率并能够反映激光频率偏移,但由于光电 探测器探测到的信号包含了不同的分量,而我们所需要的只有正弦或余弦项,因 此,还需要单独取出正弦项或余弦项,这可以通过使用混频器与滤波器来实现。 我们知道,混频器的输出是其两个输入的乘积,即

 $\sin(\Omega t)\sin(\Omega' t) = \frac{1}{2} \left\{ \cos\left[(\Omega - \Omega')t \right] - \cos\left[(\Omega + \Omega')t \right] \right\} (2.12)$

如果我们将调制信号 Ω 以及另一信号 Ω '输入到混频器中,就可以得到包含着 ($\Omega-\Omega$ ')的分量与($\Omega+\Omega$ ')的分量。如果 $\Omega=\Omega$ ',则cos[($\Omega-\Omega$ ')t]为直流分量,这正 是我们需要的,因此可以利用一个低通滤波器滤除 cos[($\Omega+\Omega$ ')t]而取出 cos[($\Omega-\Omega$ ')t]该分量。注意,如果混频器另一端输入的是余弦信号,则有

 $\sin(\Omega t)\cos(\Omega' t) = \frac{1}{2} \left\{ \sin\left[(\Omega - \Omega')t \right] - \sin\left[(\Omega + \Omega')t \right] \right\} \quad (2.13)$

此时若Ω=Ω',则sin[(Ω-Ω')t]=0无意义,因此需要注意混频器两端输入信号的相位,使混频项均为正弦项。实际上,由于不同系统输入到混频器两端的信号的相位都是不同的,因此往往在混频器前加一个可调移相器,以便混频时能使两

个信号的相位适配。

2.2.2 误差信号的量化

(1) 低频调制下的误差信号图形

假定激光频率在缓慢抖动,则对于相位调制的光束,其频率为

$$\omega(t) = \frac{d}{dt}(\omega t + \beta \sin \Omega t) = \omega + \Omega \beta \cos \Omega t \quad (2.14)$$

由于反射光功率为 $P_{ref} = P_0 |F(\omega)|^2$,则可推知反射光功率随时间的变化为

$$P_{ref}(\omega + \Omega\beta\cos\Omega t) \approx P_{ref}(\omega) + \frac{dP_{ref}}{d\omega}\Omega\beta\cos\Omega t \approx P_{ref}(\omega) + P_0\frac{d|F|^2}{d\omega}\Omega\beta\cos\Omega t \quad (2.15)$$

当调制频率 Ω ($\Omega \square \Delta v_c$) 很小,且频率漂移足够缓慢,仍能在腔内共振,则有

$$F(\omega)F^{*}(\omega+\Omega)-F^{*}(\omega)F(\omega-\Omega)\approx 2\operatorname{Re}\left\{F(\omega)\frac{d}{d\omega}F^{*}(\omega)\right\}\Omega\approx \frac{d|F|^{2}}{d\omega}\Omega \quad (2.16)$$

该项为实项,因此式(2.11)中只有余弦项存在。从而反射光功率可写为

$$P_{ref} \approx (\text{constant terms}) + P_0 \frac{d|F|^2}{d\omega} \Omega \beta \cos \Omega t + (2\Omega \text{ terms}) \quad (2.17)$$

混频且滤波后,上式中只有随余弦项 cos Ωt 变化的信号才有输出,若 $\Omega = \Omega'$,则 cos[$(\Omega - \Omega')$]为直流分量,故滤波后输出的误差信号为

$$\varepsilon = P_0 \frac{d|F|^2}{d\omega} \Omega \beta \quad (2.18)$$

依据该误差信号,可以画出其鉴频曲线,如图 2.4 所示。



图 2.4 低频调制下的色散误差信号 其中, $\delta \omega$ 为激光频率偏离共振频率的失谐量

(2) 高频调制下的误差信号

如果光波载频频率与腔共振,且调制信号足够大($\Omega \square \Delta v_c$),则可以认为边 带 被 腔 完 全 反 射 , 则 有 $F(\omega \pm \Omega) \approx$, 因 此 公 式 (2.11) 中 $F(\omega)F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega)F(\omega - \Omega) = -i2 \operatorname{Im}[F(\omega)]$ 为纯虚数,故余弦项可以忽略,因此 有误差信号

 $\varepsilon = -P_0\beta \operatorname{Im} \left\{ F(\omega) F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega) F(\omega - \Omega) \right\} \quad (2.19)$

从而反射光功率为

 $P_{ref} \approx 2P_s - 4\sqrt{P_c P_s} \operatorname{Im} \{F(\omega)\} \sin \Omega t + (2\Omega \text{ terms}) \quad (2.20)$

由上式可知,调制频率较高时,只有正弦项得以保留,故经混频与低通滤波后 $\varepsilon = -4\sqrt{P_c P_s} \operatorname{Im} \{F(\omega)\}$ (2.21)

由于处于近共振状态,所以,激光频率与腔的谐振频率有以下关系

$$\frac{\omega}{f_{FSR}} = 2\pi N + \frac{\delta\omega}{f_{FSR}} \quad (2.22)$$

其中, N为整数, δω为激光频率偏离共振频率的失谐量,因此,若腔的精细度较高,则对于反射系数,有

$$F \approx \frac{i}{\pi} \frac{\delta \omega}{\Delta v_c} \quad (2.23)$$

其中, Δν 为腔的线宽,带入式 (2.21),得误差信号:

$$\varepsilon \approx -\frac{4}{\pi} \sqrt{P_c P_s} \frac{\delta \omega}{\Delta v_c}$$
 (2.24)

依据上述公式,可以画出在高频调制下的误差信号谱线,如图 2.5 所示。



高频调制: Ω Δv_c 调频频率远大于腔的线宽

第三章 PDH 电子反馈环路的设计、制作与测试

PDH 稳频电子伺服反馈系统的主要目的是实现光电信号转换、误差信号的获取以及实现激光频率的主动反馈控制。其组成部分包括宽带光电探测器、移相器、 混频器、环路滤波器、比例积分控制器以及压电陶瓷驱动器。以 20MHz 电光位 相调制频率为例,图 3.1 给出了电子反馈环路的框图。



图 3.1 PDH 稳频电子反馈环路框图

在频率驱动部分,函数信号发生器生成的 20MHz 正弦信号通过功率分束器 分成两路:一部分通过射频功率放大器放大并输出给 EOM 电光位相调制器,作 为 EOM 的驱动源,另一部分则经移相器移相后输入混频器,作为混频器的本地 振荡信号。在接收部分(虚线框内部分),宽带光电探测器将接收到的光外差信号 转换为 20MHz 的频率误差信号,并输出到混频器与本地振荡信号进行混频。混 频后的信号经低通滤波器进行滤波,将不需要的谐波信号滤除,以获得色散微分 误差信号。微分误差信号经比例积分控制电路处理后,反馈给 PZT 驱动器,驱动 激光谐振腔或光学腔上的压电陶瓷以改变腔长,从而实现激光或者是光学腔的稳 定。下面对各模块电路的设计与测试进行基本介绍。

§3.1 光电探测器

16

光电探测器的功能主要是将透射光信号以及外差光谱信号转换为电信号,以 便之后进行进一步的处理。因此,光电探测器应具有直流或低频探测功能,以便 对光功率进行监视,同时实现透射光谱监视与自由光谱程的测量;另外,光电探 测器还应具有射频信号探测能力,以实现外差光谱信号的探测。因此,实验设计 的光电探测器放大电路分为交流和直流两部分^[27-29],其中直流部分用于监视入射 光功率并提供参考,交流部分则将所需的色散误差信号放大并输出。探测器的电 原理图如图 3.2 所示。光电探测器探测到的光电流被电感 L2 分为交流与直流两部 分。L2 的大小决定了直流部分的低频响应特性。为了过滤交流信号,采用 C14 与L2 组成 LC 低通滤波。R7、C13 也构成一个 RC 低通滤波器对信号进一步滤波。



3.2 光电探测器的电路原理图

光电管的选择在很大程度上决定了探测器的灵敏度与响应速率。常用的具有高灵敏度、高速响应特性的光伏探测器主要有 PIN 光电二极管以及雪崩二极管 (APD)。由于 APD 具有雪崩倍增效应,因此在倍增过程中会引入附加噪声。相 较而言,PIN 管具有结构简单、暗电流和结电容小、线性范围宽等优点,更为合 适要求低噪声的应用。本设计中,我们选择 S5973 (Hamamatsu) 作为光电转换器件。S5973 的截止频率高达 1GHz,结电容约为 1.6pF,暗电流为 1pA,在 760nm

处的量子效率为85%,在577nm的量子效率约为75%。此外,其耗散功率为50mW, 在反向偏压为10V电压时,其能承受的最大电流为5mA,相对于0.5A/W的电流 响应率来说,则能够承受的最大光强为10mW。由于S5973的结电容很小,因此 实际使用时其频响特性主要由电路的时间常量 $\tau_d = C_d R_L$ 决定,其中 C_d 为PIN管结 电容, R_L 为PIN管负载电阻,即图 3.2 中的 R9。设计时应仔细选择 R_L 以获得尽 量高频率性能以及较大的取样电压。

3.1.1 直流通路的计算

依据 **S**5973 数据手册给出的光谱响应曲线(图 3.3),我们可以粗略估计 **S**5973 在不同波长时的电流响应率 *R_i*(*λ*) (单位为 A/W),若入射光功率为 *P*₀,则可知光 电流大小为:

$$I_{DC} = R_i(\lambda)P_0 \quad (3.1)$$

经取样电阻后,取样电压为

 $U_{dc} = I_{DC}R_9$ (3.2)

之后,取样电压经 RC 低通滤波后输入到放大器中进行放大。



图 3.3 S5973 的光谱响应曲线

由图 3.2 可知,在直流通路,放大器的传递函数为

$$H(s) = \frac{1 + \frac{R_{12}}{R_{11}}}{1 + sC_{13}R_7} = \frac{A_u}{1 + s\tau} \quad (3.3)$$

其中,
$$A_u = 1 + \frac{R_{12}}{R_{11}}$$
, 为放大器的放大倍数; $\tau = C_{13}R_7$, $f = \frac{1}{\tau}$ 为低通滤波器的转

角频率。由此,我们可以计算得出直流通路的频率响应范围为159kHz,直流放大倍数为21倍。若已知入射光功率,则可推知输出电压幅度,同理亦可由直流输出电压幅度估算入射光功率。

3.1.2 交流通路的计算

对于交流部分即信号光电流或光学噪声电流,则经耦合电容 C5 后由跨阻放 大器 SA5211(180MHz)实现一级放大并差分输出,其输出为

 $(V_{\text{O1+}} - V_{\text{O1-}}) = I_{\text{pd}} \times R_{\text{T}} (3.4)$

对于交流信号来说, I_{pd} 为交流光电流; 对量子光学实验来说, I_{pd} 为光学噪声电流即 \bar{I}_{Np} , R_{T} =28.8K 为 SA5211 的跨阻。

之后,差分信号再与超低失真宽带放大器 LMH6702(1.6GHz)组成二级差分放大电路并输出:

$$V_o = -\frac{R_2}{R_3} (V_{\text{O1+}} - V_{\text{O1-}}) = -I_{\text{pd}} \cdot R_{\text{T}} \cdot \frac{R_2}{R_3} (3.5)$$

为了保证探测器能稳定可靠的工作,降低探测器的噪声、提高探测器抗干扰能力,在设计 PCB 时,我们采用了贴片元件,并选用双层板制作,一面作为参考地层敷铜并充分过孔,另一面放置元件布线。在元件布局时,按照信号流程布置元件,使信号保持一致的方向,尽可能缩短元件之间的引线和连线,设法减小它们的分布参数和相互间的电磁干扰。布线时,尽量加粗电源线,以降低环路电阻。 交流放大器输入引脚可采用保护环设计,以屏蔽噪声拾取。我们设计的 PCB 大小为55×30mm,放置于 66×40mm 的铝盒中,并使铝盒与 PCB 地线相连,以屏蔽外部噪声的干扰。制成后的光电探测器如 3.4 所示。



图 3.4 自制光电探测器的实物图

3.1.3 探测器性能的测试

为了对探测器性能进行测试,我们采用了 577nm 染料稳频激光(Sirah, Matisse DX, MOS-4)作为光源,并搭建了如图 3.5 所示的测试光路图,以便对平衡探测器的性能进行测试。其中,EOM 为相位谐振电光调制器(型号 EO-PM-R-20-C1),谐振频率为 20MHz。HWP1 与 PBS1 组成功率衰减器,以实现对初始入射光功率的衰减。HWP2 与 PBS2 组成功率分束器,调节 HWP2 可以调节两路光的功率比。测试时首先调整 HWP2 使两路光分束比为 50:50,之后如需增加或减小入射光强,则只需调节 HWP1 即可同步改变两路入射光光强。分束后的光经过反射镜后,入射到探测器上进行探测。由于光电管的光敏面积只有 0.12 mm²,因此光路中采用了两个焦距 50mm 的平凸透镜,以实现光束的聚焦。探测器的直流输出信号接到示波器上进行读数,交流输出信号则送入频谱仪以便对光功率频谱进行分析。



图 3.5 光电探测器测试光路图 其中,HWP为半波片,PBS为偏振分束器,M0、M1为全反镜,M2为带压电陶瓷的全反镜 为了测试光电管的平衡性,我们首先对探测器直流部分的性能进行了测试。

调节 HWP1,使入射光功率从 100uW 逐渐增加至 5mW,并测量单管的直流输出 电压(测量 PD1 时挡住 PD2,测量 PD2 时反之)。测量结果如图 3.6 所示。图 3.6 中 PD2 输出实际为负值,为了便于对比图中取其绝对值。由图可知,在小于 5mW 时,探测器的响应为线性响应。在低入射光功率时,两管具有高的匹配性,随着 光功率增强,两光电管虽略有失配,但不是很大。

其次,测量了探测器频率响应特性。其方法是采用 2mW 的光照射 PIN 管, 并用频谱仪(参数为 RBW=300KHz, VBW=300Hz, 扫描时间 SWT=1.66S, ATT=10dBm)采集光学噪声功率谱,图 3.7 为测量结果。可以看到,在 140MHz 时光学噪声功率下降了 3dB,故其信号带宽约为 140MHz。但随着分析频率的增 加,探测器的本底噪声(电子噪声)也大大增强了。事实上,本设计中,入射噪 声以及电子噪声功率与二级放大倍数有关,我们测量了二级放大倍数 Av=2、4、 10(Av=R2/R3=R6/R5)时的情况,结果发现只有在 Av=4 时光学噪声功率与电子学 噪声功率的差值最大,但此时电子学噪声也最大。因此应用时需综合考虑探测器 的应用场所,选择合适的放大倍数。



§3.2 移相器与混频器

移相器的主要功能是对射频调制的本地振荡信号进行移相,以配合混频器与 环路滤波器检出误差信号。对于本实验来说,所用的调制信号为20MHz正弦信号。 为了简化电路,故采用 Mini-Circuit 公司的 JSPHS-26 移相芯片进行移相器的设计。 JSPHS-26 为压控移相芯片,其输入射频信号频率为 18-26MHz,最大射频输入功率为 20dBm,控制电压为 0-12V,能够对 20MHz 信号进行 0-200 的移相,因此两片 JSPHS-26 串联就可以实现 360 的相移。移相器的电路原理图见图 3.8。



图 3.8 移相器的电路原理图

图 3.8 利用 LM399H 与 OP27 设计了可调参考电压作为 JSPHS-26 的控制电压。 其中, LM399H 将 15V 电压稳压为 6.95V,并经分压后输入到放大器的同相输入 端。分压后,其输出电压在 0-5V 可调。OP27 放大器构成了一个同相放大电路, 其放大倍数为 2 倍,故放大器输出电压为 0-10V。制成后的移相器的实物图如图 3.9 所示。



图 3.9 自制 20MHz 移相器的实物图 左端为信号输入端口与移相调节旋钮,右端为信号输出端口与电源端口

实验中,混频器则使用 Mini-circuit 公司的 ZAD-3H+混频器,其频率响应范围为0.05MHz-200MHz,最大本地振荡信号为17dBm,最大输入射频功率为200mW。

ZAD-3H+具有优良的隔离度,射频与本地振荡信号的隔离为45dB,中频信号与本地振荡信号的隔离度则为40dB。关于ZAD-3H+的其余详细数据请参看其数据手册。

§3.3 低通滤波器与比例积分控制器

3.3.1 低通滤波器的设计[30]

低通滤波器的主要作用是将不需要的谐波滤除,以获得色散微分误差信号。 其电路原理图如图 3.10 所示。



图 3.10 低通滤波器的电路原理图

设计中利用了 LC-RC 二阶低通滤波器对混频器的输出信号进行滤波,而 U2 为电压跟随器,在低通滤波器与后级负载间形成缓冲,提高带负载能力。该电路的传递函数为

$$H(s) = \frac{1}{1 + s^2 L_1 C_3} \cdot \frac{1}{1 + s C_1 R_1} \quad (3.6)$$

依据低通滤波器的传递函数,可以画出它的理论幅频响应曲线,如图 3.11(a) 所示。由 3.11 (a) 可知,当输入频率增大到 6MHz 左右时,幅度减小 3dB,故可知该低通电路的理论转角频率(-3dB 频率)为 6MHz。图 3.11(b)为实测的低通滤波器的幅频响应曲线,可知其带宽约为 5.5MHz,与理论十分接近。另外注意到在 3MHz 时滤波器产生了一个较大的凸峰,这是由于二阶滤波电路的等效品质因数较大的缘故。



(a) LC-RC 二阶低通滤波器的理论幅频响应曲线:L=10uH, C3=20pF, R1=120Ω, C1=220pF



 ⁽b) LC-RC 二阶低通滤波器的实际幅频响应曲线: L=10uH, C3=20pF, R1=120Ω, C1=220pF
图 3.11 LC-RC 低通滤波器的幅频响应曲线

为了测试该低通滤波器是否能有效的对混频器输出的信号滤波,我们将 20MHz的正弦信号经功率分束器分成两束,其中一束直接通入混频器 ZAD-3H+ 中模拟探测器探测到的外差信号,另一束经移相器调整到合适的相位后进入混频 器作为本地振荡信号。然后,利用频谱分析仪测量在通过低通滤波器前后的混频 信号的频谱分量,如图 3.12 所示。

第三章 PDH 电子反馈环路的设计、制作与测试



(a) 无滤波时的混频输出

(a) 经滤波后的混频输出



频谱仪取样窗口为100KHz-100MHz,从左到由的频率分量依此是20MHz、40MHz、60MHz、80MHz

由图 3.12 可知,在通过低通滤波器后,混频信号中的基频信号、和频信号、 以及高阶频率分量均被充分滤除了,其中,对基频的抑制大于 20dB,对和频的 抑制大于 40dB,故其能够有效抑制混频信号中的高频信号而只让低频信号通过。

3.3.2 比例积分微分控制原理

比例(Proportion)、积分(Integral)、微分(Derivative)控制即 PID 控制,是工 业控制领域广泛使用的一种自动反馈控制方式,其结构简单、稳定性好、工作可 靠、调整方便而成为工业控制的主要技术之一^[31,32]。PID 控制的基本框图如图 3.13。



图 3.13 PID 控制器的原理框图

PID 控制器是一种线性控制器,其特征微分方程描述如下:

$$u(t) = K \left[e(t) + \frac{1}{T_i} \int_{0}^{t} e(\tau) d\tau + T_d \frac{de(t)}{dt} \right] \quad (3.7)$$

其中, *K*、*T_i*、*T_a*分别称为比例系数、积分时间常数与微分时间常数。比例、积分、微分三个环节的作用如下:

(1)比例环节:对偏差瞬间做出快速反应,偏差一旦产生,控制器就立即产生 控制作用,使控制量向减少偏差的方向变化。比例系数越大,则系统对偏差的响 应越灵敏,但若比例系数过大,系统的稳定性也将下降;

(2)积分环节:把偏差随时间的积累作为输出,在控制过程中,只要有偏差存在,积分环节的输出就会不断变化,直到偏差为0,输出量u(t)才可能维持为一常量。积分作用的强弱取决于积分时间常量T_i。T_i越大,则积分作用越弱,反之越强;

(3)微分环节:微分环节根据偏差的变化趋势即变化速率进行控制。偏差变化 越快,微分环节输出也就越大,以便在偏差值变大之前进行修正,因此微分作用 为超前控制。微分作用取决于微分时间常量T_a,T_a越大,则微分作用越强,反之 越弱。

由此可知, PID 控制的三个环节分别是对偏差的现在、过去与将来进行控制。 由于激光稳频时激光的频率只随环境缓慢的漂移,因此不要求系统能够进行快速 响应,因此一般只采用比例与积分环节组成的比例积分控制器作为反馈控制环路。

3.3.3 比例积分控制器的设计

比例积分控制器^[33]为滞后校正电路,其基本原理如图 3.14 所示:



图 3.14 比例积分控制器的简化原理图

可得其传递函数为

$$H(s) = -\frac{R_0 C s + 1}{R_1 C s} = -\frac{R_0}{R_1} (1 + \frac{1}{R_0 C s}) = -K(1 + \frac{1}{T_i s}) \quad (3.8)$$

其中, $K = \frac{R_0}{R_1}, T_i = R_0 C, s = j\omega$ 。

依据比例积分电路的原理图,实验中采用的比例积分控制器如图 3.15 所示。



图 3.15 比例积分控制器的电路原理图

设计中,R0=47K,通过开关S0_1可以选择不同的R1,从而可以设置不同的 比例系数:其次,通过开关S0_0调节电容C,从而可以获得不同的积分时间常数。 此外,开关S1的作用是当其断开时,比例积分器工作在比例积分状态下,当S1 闭合时,系统工作在比例放大电路条件下。同时,利用LM399H设计了一个±5V 的电压参考源,输入到放大器的同相输入端,为PI控制器提供偏置与漂移补偿。 为了验证比例积分电路是否工作,可在比例积分电路的输入端加通入一个1KHz 方波,拨动开关S0_0调节积分时间并观察输出,部分输出结果如图 3.16。可以 看出,方波经由积分电路之后,输出的是一个斜方波,说明积分电路正常工作。 若增大积分时间常量,斜方波积分部分的斜率将减小。



图 3.16 比例积分电路测试结果 其中,顶端信号为输入方波信号,底部信号为比例积分输出信号

同时,由于需要总的反馈环路需要形成负反馈,为了能够对反馈的正负进行 调节,故在电路中加了一级缓冲电路,以实现信号的极性控制。该电路原理图如 图 3.17 所示。



图 3.17 极性控制电路原理图

由图 3.17 可知,若开关 S21 接 1 脚,则放大电路形成同相电压跟随器(因为此时反相端的取样电阻开路),故放大倍数为 1,且与输入信号同相;若接 S21 接 2 脚,则形成反相放大电路,放大倍数也为 1,输出信号与输入信号反相,从而通过开关 S21,可以实现信号的极性控制。


图 3.18 极性控制电路测试结果

为了对极性控制进行测试,在低通滤波器的输入端接入 1KHz 的正弦波信号,并 通过比例积分电路后进入极性控制缓冲器,输出结果如图 3.18 所示。由于滤波器 为同相放大, PI 积分器为反向放大,因此当开关 S21 接(+)组成反相放大电路 时,输出信号与输入信号同相,当开关 S21 接(-)组成同相放大电路时,输入信 号与输出信号反相。

§3.4 PZT 驱动器

在稳频过程中,需要对 F-P 腔进行大范围的扫描,以获取腔的自由光谱程, 以便为调节光路以及为激光与光学传递腔的耦合提供参考,因此需要 PZT 驱动器 能够提供足够的驱动电压与电流,供给压电陶瓷套管。由于实际上驱动压电陶瓷 所需的电压大小与压电陶瓷的压电系数有关,故结合所使用的压电陶瓷,自制了 一个压电陶瓷驱动器,其具有 0-10V 输入、-15-200V 输出,并能提供直流偏置, 且自带 10-100Hz 锯齿波波扫描以及 1-100KHz 正弦波抖动功能。

其中,通道1(上)为输入信号,通道2(下)为输出信号



图 3.19 高压运放式驱动源的基本框图

图 3.19 显示了高压运放式压电陶瓷驱动器的模块框图。由图可知,压电驱动器包括 5 个基本功能模块:高压供电模块、三角波生成模块、正弦波生成模块、参考电压模块以及高压运放模块。下面对各模块进行基本的介绍。

3.4.1 高压供电模块

高压供电模块的主要作用是为高压运算放大器提供电源,使高压运算放大器 能够正常工作。由于实验室初始供电电压为15V,故需将该电压转换为200V以 便为高压运放供电,其电原理如图3.20所示。



图 3.20 压电驱动源高压供电模块的电路原理图

由图 3.20 可知,本电源采用了串联稳压式的设计结构。其中,C1,L1,C2 组成 LC-Π型滤波电路,对输入的直流电压进行滤波,以滤除市电引起的 50Hz

噪声以及低频扰动, C3 则组要对高频噪声进行过滤。DC-DC 稳压模块采用美国 EMCO 公司的高效率高压转换模块 EMCOF02。该模块输入电压为 0-12V,输出 电压为 0-200V,最大输出电流 50mA,输出纹波小于 1%。EMCOF02 输出的电 压经 L3 与 C4 组成的滤波电路滤波后,给高压线性放大器供电。电阻 R1_1~R1_5 组成采样电阻,实现对输出电压的采样,并传送到放大器 U2 的反相输入端。放 大器的参考电压 VREF 由参考电压生成模块提供。采样电压经由放大器进行放大 后,输入到 Q2 的基极。其中,Q2 (TIP122)在电路中起调整管作用,一方面, 其饱和管压降为 2V,从而使输入电压与 EMCOF02 的输入电压匹配,另一方面 当输入电压变化引起输出电压变化时,调整管本身的管压降*U_{ce}*将变化以实现供 给 EMCOF2 电压的稳定。Q1 则为 Q2 的过载保护。此外,由于调节 R1_5 可以 调整采样电压,因而调节 R1_5 可以实现输出电压的调节。

3.4.2 参考电压生成模块

参考电压的主要作用是一方面为高压供电模块的放大器提供参考电压,另一 方面,为高压运放的直流偏置提供基准电压。其电路原理图见图 3.21。基准电压 芯片 LM399H 为美国国家半导体公司生产的高精度基准电压芯片,其输入电压最 高可达 40V,最大供电电流为15mA。在稳定工作条件下,其输出基准电压为 6.95V, 温度稳定系数为0.3ppm/°C。



图 3.21 参考电压输出模块电路原理图

图中,R2_0 主要作用为限流,以使 LM399H 能正常工作,C5、C6、C7 以及 R2_1、R2_2 则对 LM399H 的输出电压进行滤波。U4 为运放,其作用

是将 6.95V 的基准电压进行放大,同时在后级放大电路与基准电压之间提供缓冲。由图 3.21 可知,U4 构成一个同相放大电路,故输出电压 VREF 为

$$V_{REF} = V_{+} \times (1 + \frac{R_{2} 4}{R_{2} 5}) = (-6.95) \times (1 + \frac{3.16}{6.81}) = -10.17V \quad (3.9)$$

3.4.3 锯齿波生成电路

锯齿波生成电路主要用于对 PZT 进行线性扫描,由于压电陶瓷本身性能的限制,其响应频率不会太高,因此锯齿波驱动频率也不必太高。考虑到实际需要,锯齿波扫描频率在 10-100Hz 范围是比较合适的,因此,采用 ICL8038 进行设计。 ICL8038 是一片高集成的波形生成芯片,只需少量的外围元件,即可生成高精度的正弦波、方波、三角波、锯齿波以及脉冲等波形,通过选择合适的外围电阻或电容,其生成的波形频率范围可在 0.001Hz 至 300KHz 之间。对于三角波与锯齿波而言,其输出电压的大小为0.33×V_{suppLy},线性失真小于 0.1%,输出电阻为 200 欧姆。设计时,参考了 ICL8038 数据手册中的典型应用设计,其电路原理图如图 3.22 所示。



图 3.22 压电驱动源锯齿波生成电路原理图

由 ICL8038 的数据手册可知, C3_0 为 ICL8038 的外部充放电电容, 其充电电流和放电电流由引脚 4 和引脚 5 的电阻大小进行设定。由于锯齿波的输出幅度设定在电源电压 V_{supply} 的 1/3 处, 故对于锯齿波的上升沿有 $t = \frac{C \times V}{C} = \frac{C \times 1/3 \times V_{\text{supply}} \times R_A}{C} = \frac{R_A \times C}{(3.10)}$

$$t_1 = \frac{1}{I} = \frac{1}{0.22 \times V_{\text{SUPPLY}}} = \frac{1}{0.66}$$
 (.

对于锯齿波的下降沿有

$$t_{2} = \frac{C \times V}{I} = \frac{C \times 1/3 \times V_{\text{SUPPLY}}}{\frac{2 \times 0.22 \times V_{\text{SUPPLY}}}{R_{B}} - 0.22 \frac{V_{\text{SUPPLY}}}{R_{A}}} = \frac{R_{A}R_{B}C}{0.66(2R_{A} - R_{B})} \quad (3.11)$$

其中, $R_A = R_{3_{-1}}$, $R_B = R_{3_{-0}} + R_{3_{-2}}$, 其中,如果 $R_A = R_B$,则占空比为 50%,生成的波 是对称的三角波。由于本设计中为锯齿波,因此将 R_B 分成 $R_{3_{-0}}$ 与 $R_{3_{-2}}$ 两部分,有 助于调节上升沿与下降沿之比。由此,输出的锯齿波的频率为

$$f = \frac{1}{t_1 + t_2} = \frac{1}{\frac{R_A C}{0.66} (1 + \frac{R_B}{2R_A - R_B})} \quad (3.12)$$

本设计中, *C*=*C*_{3_0}=150*nF*, *R*_A=10*K*, *R*_B=(14.7+5×*N*), *N*在 0-1 之间, 故 调节*R*_{3_0}可以使频率 *f* 在 6.6Hz 到 115Hz 之间变化。由于锯齿波的输出电压为 0.33×V_{SUPPLY}, 若采用 ±15V 电压供电,则电源电压幅值为 30V,则输出锯齿波的峰 -峰值电压为 10V。另外,在 12 脚间接上电阻 82K,可以使失真最小(<1%)。此 外,ICL8038 生成的锯齿波由 3 脚输出到 U6。设计中,U6 为 LM356 通用运算发 大器,组成电压跟随器作为缓冲,并提高带负载的能力。锯齿波生成电路的测试 结果如图 3.23 所示。由图可知,锯齿波的频率为 100Hz,峰值约为 10V。



图 3.23 锯齿波输出测试

3.4.4 正弦波生成电路

在利用饱和吸收稳频技术进行稳频的外延腔半导体激光中,需要人为的在外腔 PZT 上面加一个小的射频调制信号,以确定误差信号的极性,并用于获取色散信号的微分。虽然在 PDH 技术中用不需要用到正弦波,但为了以后使用考虑,仍然在 PZT 驱动电源中集成了这一功能。图 3.24 为利用 MAX038 设计的正弦波生

成电路的原理图。MAX038 为单片集成的高频高精度波形生成芯片,其功能与 ICL8038 类似,但所能生成的波形频率更高(0.1-20MHz),输出波形幅度为 2V, 显然能够满足实验所需。



图 3.24 压电驱动源正弦波生成电路原理图

由于 MAX038 的供电电源电压为 4.75V-5.25V 之间,而实验所用的电源电压 为±15V,因此利用了稳压电源芯片 LM7805 与 LM7905 将电源降压稳压后给 MAX038 供电。由 MAX038 的数据手册可知,输出波形的频率由 5 脚的外接电容 $C_F = C_{4_0}$ 决定。实际上,MAX038 通过对 C_F 进行充电与放电来产生方波与三角波, 充电电流的大小受 10 脚 (I_{IN}) 电流大小控制,并受 7 脚 (DADJ) 8 脚 (频率调 节输入端 FADJ) 所调制。由于实验中无须用到频率控制输入,因此 8 脚接 12k 的电阻后接地。1 脚为参考电压输出端,提供 2.5V 的参考电压输出。由数据手册 可知,输出波形的振荡频率为

$$F_{O}(\text{MHz}) = I_{IN}(\text{uA}) \div C_{F}(\text{pF})$$
 (3.13)

其中, I_{IN} 为 10 脚的注入电流,其值应在 2uA – 750uA 之间, C_F 为 5 脚外接电容。 按照图中连接及取值,则 $I_{IN} = V_{REF}/R_{IN}$,其中 $R_{IN} = R_{4_1} + R_{4_2} + R_{4_3} + R_{4_4}$ 。调节 R4_3,则 I_{IN} 取值为 2.5uA – 750uA,输出频率 F_o 为 3.8K-110KHz。若需获取更高的频率,则减小 $C_F = C_4$ 。的值即可。

引脚 7 为芯片的占空比调节输入端 (DADJ), 当其输入电压变化时,外接电容 *C_F* 的充放电电流比将改变,从而改变输出波形的占空比。若 7 脚输入电压在 ±2.3V之间时,输出波形的占空比可在 15%-85%间调节。若电压超出该范围,则

将使输出频率产生漂移。对于正弦波而言,若调节7脚的输入电压在±0.1v之间可 调,则调节该电压可以减小输出波形的失谐量。由图3.24,利用1脚输出的2.5V 参考电压与之前介绍的-10V参考电压进行分压,可以获得正负电压。此外,设计 中使用了U10接为电压跟随器为7脚供电。依据分压公式,有:

$$U_{-} = \left[\frac{2.5 - (-10)}{18 + 82.5 + 5} \times 82.5 - 10\right] V = -0.22V \quad (3.14)$$
$$U_{+} = \left[\frac{2.5 - (-10)}{18 + 82.5 + 5} \times 82.5 - 10\right] V = 0.36V \quad (3.15)$$

故 7 脚输入电压可调范围为-0.22V到0.36V之间。电路制作完成后应仔细调节 7 脚输入电压使正弦波的失真最小。

正弦波生成模块的测试结果如图 3.25 所示。其中,正弦波的频率为 100KHz,利用示波器自带的 FFT 功能,分析其频谱成分,可以发现,基波要比二次谐波大 40dB 左右,依此计算可知,正弦波的失真度约在 0.1%。



图 3.25 正弦波输出测试与谐波测试

3.4.5 高压运放模块的设计

高压驱动模块是压电驱动器的核心部分,要求具有高电压输出、合适的电流 输出以及较高的动态响应范围。高压驱动模块的结构主要包括串联稳压式、并联 稳压式、高压运放式以及电荷泵式。其中,高压运放式驱动模块具有结构相对简 单,易于设计的优点,只需合理选择高压运放芯片并结合一定的外围电路,即可 实现高电压输出与较高的频率响应范围,同时损耗小,效率高。因此,我们采用 了高压运放式的电路结构进行该模块的设计[34]。

高压运放压电驱动模块的关键在于高压运算放大器,因此,运放的性能决定 了系统可以达到的性能。一般来说,在选择运放时需要综合考虑以下参数:

- (1) 高压运放的最大输出电压;
- (2) 被驱动的压电陶瓷的等效电容;
- (3)运放可产生的最大驱动电流与运放的转换速率(即在闭环条件下, 输出电压的上升速率,单位为V/us);
- (4) 放大器的增益带宽积;

首先,高压运放的最大输出电压决定了驱动器能提供的最大电压,故选择的运放的最大输出电压应大于所需的驱动电压;其次,由于压电陶瓷属于容性负载,驱动压电陶瓷实际上是对其电容进行充放电,因此,压电驱动器能提供的电流越大,电容充放电也就越快,在固定负载电容的情况下,其转换速率也就越快,因此最大驱动电流与运放的转换速率是同一性质的一体两面,但是也要注意,电流越大,其带负载能力也就越强;最后,放大器的带宽决定了放大器的放大倍数与频率的关系。对于本实验自制驱动器,要求: $V_{IN} = 10V \times V_{OUT} = 200V \times C_{L} = 10nf$ (可通过 LCR 测量仪测量得出)、f = 1KHz,则依据以上参数,可依照以下方法计算得出所需高压运放的几项关键参数:

(1) 转换速率

 $S.R = 2\pi f \times V_{OUT} \times (1 \times 10^{-6}) = 2\pi \times 1000 \times 200 \times (1 \times 10^{-6}) = 0.6 \,\text{V/us} \quad (3.16)$

(2) 所需最大输出电流计算

压电陶瓷的等效电阻为 $X_c = 1/2\pi f C_L = 15.9 K \Omega$,则

$$I_{OP} = V_{OP} / X_{C}$$
 (3.17)

故 I_{op} = 12.9mA

(3) 所需的驱动功率计算

对容性负载,所需驱动功率为

$$P_{OUT} = \frac{4V_{OUT}^2}{2\pi X_c} \quad (3.18)$$

故 P_{OUT} = 1.6W。

根据以上参数,选择APEX公司生产的PA84。PA84为高速高压线性放大器, 其所有内部偏置参考均自举于由MOSFET电流源供给的齐纳二极管,故PA84具有 很宽的电源电压范围和很高的电源抑制。其双端供电电压为±150V,单端供电电 压可达290V,输入差分电压最大为±50V,输出电压摆幅为±Vs-3,最大输出电流 40mA。此外,PA84允许用户灵活选择合适的外部元件进行相位补偿,以获得最 大的转换速率。其比较重要的参数列表如下:

表1					
参数	测试条件	典型值	最大值	单位	
偏置电压	$T_C = 25^0 C$	±1.5	±3	mV	
转换速率	$T_c = 25^{\circ}C, R_L = 3.5k\Omega, R_c = 20k\Omega$	200		V/us	
输入电阻	DC, $T_{C} = 25^{\circ}C$	1011		Ω	
输入电容	$T_C = 25^{\circ}C \text{ to } 85^{\circ}C$	6		pF	
增益带宽	$T_C = 25^0 C , R_L = 3.5k\Omega , R_C = 20k\Omega$	250		kHz	

利用 PA84,结合之前的模块,本设计采用反相比例放大电路,实现高压驱动输出,其电路原理图如图 3.26 所示。



图 3.26 高压运放输出模块

其中, IN 为外部信号输入端, V_{REF} 为参考电压输入、SWEEP 为三角波输入、 DITHER 为生成的正弦波信号输入。其中, V_{REF}、SWEEP 与 DITHER 的电压经 可调电阻分压后,在放大器的反相输入端与外部输入信号求和,从而实现直流偏 置、三角波与正弦波的输出幅度可调。另外,在正弦波与三角波的输入端分别添 加了开关,以便实现三角波扫描与正弦波抖动功能的开关。

依据反相求和放大电路,可知

$$V_{OUT} = -R_{5_{-F}} \left(\frac{V_{IN}}{R_{5_{-1}}} + \frac{V_{REF}}{R_{5_{-2}}} + \frac{V_{SWEEP}}{R_{5_{-3}}} + \frac{V_{DITHER}}{R_{5_{-4}}} \right) \quad (3.19)$$

故有

$$V_{OUT} = -100(\frac{V_{IN}}{4.99} + N_{DC}\frac{-10}{4.99} + N_{SWEEP}\frac{10}{4.99} + N_{DTHER}\frac{2}{100})$$
$$= -20V_{IN} + 200N_{DC} - 200N_{SWEEP} - 2N_{DTHER}$$
(3.20)

其中, V_{IN}为外部输入电压, N_{DC}、N_{SWEEP}、N_{DITHER}分别为参考电压、三角波电压以及正弦电压的分压比, 在 0-1 之间取值。

此外,对于负反馈放大电路而言,当开环增益过大时,将使输出信号的相移 过大,可能使引发自激振荡。为了避免产生自激振荡,实际工作中常常接入由电 容或 RC 元件组成的校正网络,对相移进行补偿,使电路能够稳定工作。



图 3.27 PA84 在不同补偿电阻、电容值下的小信号响应曲线与功率响应曲线

图 3.27 为 PA84 的数据手册中给出的小信号响应曲线与功率响应曲线。其中, *R_c* 为补偿电阻(对应图 3.22 中的 R5_0), *C_c* 为补偿电容(对应图 3.22 中的 C5_0)。 由图 3.23(a)可知,当补偿电阻为 8.2k、补偿电容为 120pF、频率为 10KHz 时 PA84 的开环增益约为 120dB;依据 3.23(b)可知,10KHz 条件下 PA84 的最大输出电压 300V,大于设计的输出电压,因此,可以选择该参数对 PA84 进行位相补偿。 最后,为了防止供电电压过大而损伤 PA84,同时避免输出电压过大,因而在 电源端、输出端与地之间添加了稳压二级管。此外,为了避免输出端意外短接到 地而导致输出电流过载,在输出端添加了限流电阻。

依据以上各模块,设计电路并制作 PCB,制成后的实物图如图 3.29 所示。其中,高压运放模块设计为双通道,故采用了两个 PA84。



图 3.29 PZT 驱动源实物图

利用示波器对驱动器进行测试,测试结果如图 3.30 所示。由图可知, PZT 驱动器的输出电压最大为 200V,锯齿波扫描电压峰峰值亦为 200V,与设计的结果相符。此外,驱动器无输入时噪声电压 <20mV。



图 3.30 PZT 驱动源扫描电压测试结果

第四章饱和吸收光谱与激光稳频

实验中,为了实现传递腔的锁定,需要一束绝对频率参考源。本实验中,所 采用的是商用的 780nm 稳频光源。该光源利用了射频调制饱和吸收光谱稳频技术, 将 780nm 外延腔窄线宽可调谐半导体激光锁定在铷原子的超精细 D2 吸收线上, 从而实现激光频率的稳定。下文将对该稳频激光器的结构、原理以及稳频过程进 行详细介绍。

¥.1 外延腔半导体可调谐激光器

半导体激光器具有运行效率高、波段范围广、频率可调谐、使用寿命长、体积小、价格便宜的优点,因而在各领域被广泛使用^[35]。但是,自由运转的半导体激光器有其固有的缺点,如发散角大、线宽较宽(几十兆赫兹)、功率波动较大、易受温度影响等,而在激光与原子超精细能级的相互作用中,对激光器的线宽有着严格的要求。因此,需要进一步减小半导体激光器的发散角并压窄线宽。由于一般半导体激光二极管的 PN 结腔腔长都比较短,而由谐振腔理论可知,激光器的纵模线宽与光学谐振腔长成反比,因此,可以通过延长光学谐振腔、并通过频率选择光学反馈元件选择特定频率的光反馈回半导体增益介质,此时由于模式竞争,增益介质只在特定的光频上形成受激发射,从而进一步压窄了激光的线宽,稳定了激光输出。一般来说,常用光栅作为光学反馈元件,而采用上述结构的激光器即外延腔半导体激光器。常见的光栅反馈型外延腔半导体结构有两种,一种是 littrow 结构,另一种是 littman 结构^[36-38]。这两种结构均包含了一个衍射光栅以进行波长选择,通过调整光栅或是反射镜的角度以实现波长的调谐。市面上的商用可调谐半导体激光器一般为 littrow 型,其结构如图 4.1 所示。



图 4.1 Littrow 结构的外延腔半导体激光器示意图

40

littrow 型外延腔半导体激光器由前表面镀增透膜、后表面镀高反膜的半导体激光管、准直透镜以及衍射光栅构成。半导体激光管发出的光入射到光栅上后, 产生零级反射光以及一级衍射光。其中,零级光作为出射光输出,一级光反射回 半导体激光管中,并再次进行受激放大。由于实际上光在光栅以及半导体激光管 的后表面来回共振,从而延长了共振腔。并且,由于只有满足激光管增益介质、 外延腔谐振模式以及光栅频率范围的那部分光能够共振输出,因而压窄了激光线 宽,如图 4.2 所示。



图 4.2 外延腔半导体激光器的选频

只有满足激光管增益介质、外延腔谐振模式、内腔谐振模式以及光栅频率范围的那部分光能够共振输出

对于光栅,若入射光波长为λ,与光栅平面成θ角度入射,光栅常数为d, n 为光的衍射级,则有光栅方程

$$n\lambda = d(\sin\theta + \sin\phi)$$
 (4.1)

由公式可知,由于衍射角 ϕ 与波长有关,因此衍射光栅将会在空间上分离衍射光中的不同波长成分。对于一阶衍射光n=1有 $\lambda = d(\sin\theta + \sin\phi)$, λ 为一阶衍射波长,此时若 ϕ 确定,则 λ 也就唯一确定。

假定光栅平面与光栅刻槽槽面的夹角为θ₀,且入射光以与光栅平面法线成θ₀ 入射(此时入射光垂直于刻槽槽面),则一阶衍射光将沿原路返回激光管中,φ=θ₀ 有^[39]

$\lambda_1 = 2d\sin\theta_0 \quad (4.2)$

此时,在激光管的接收角范围内,只有一个纵模被反射接受,因此外腔激光器将产生单频激光。同时,如果转动光栅,则将改变反射回激光管的一阶衍射光

的频率以及腔长,因此可以实现激光频率的小范围调谐。Littrow 激光器结构紧凑、 容易调试,并且由于只经过一次衍射反馈,输出功率大、无跳模范围宽。不过这 种结构有个缺点:由于通过转动光栅以实现波长的调谐,因此转动光栅时,其输 出光束方向也会略微改变。

¥.2 射频调制饱和吸收光谱

4.2.1 饱和光谱吸收光谱技术^[40]

我们知道,原子谱线的中心频率只与原子能级有关,是理想的频率基准。但由于 原子并不是绝对静止的,室温下,原子总是在剧烈运动,因而原子的吸收谱线将 由于多普勒效应而加宽,其展宽一般在100MHz-10GHz之间。另外,多普勒展宽 也会导致原子的精细能级跃迁谱线被掩盖,因此,若要将原子吸收谱线应用于稳 频,应设法消除多普勒加宽。饱和吸收光谱技术是一种基于可调谐激光器泵浦、 并把激光频率调谐到分子的非均匀展宽跃迁普线上,从而实现原子选速激发与选 择饱和,进而大大压窄多普勒展宽的一种光谱技术。

一般而言,在热平衡时,气体分子速度遵从麦克斯韦分布。如果分子从低能级 E_i跃迁到高能级 E_j,则有 E_j – E_i = ħω₀,其中 ω₀为其共振频率。如果泵浦光频率为ω,则由于多普勒效应,只有速度满足 K(V±δV)=ω₀ – ω±δω 的分子群能够与光共振并产生跃迁,且共振在 V = $\frac{\omega_0 - \omega}{K}$ 处最强。如果泵浦光很强,则由于满足上述条件的分子群被强烈激发,处于低能级 E_i且具有该速度的分子将减少,从而在分子密度曲线 n_i(V)上形成一个凹陷,即贝内特孔,如图 4.3。由于贝内特孔可以在任何频率上出现(因为理论上对于不同频率 ω 总有一个具有对应速度 V 的分子群可以产生共振),因此贝内特孔不能用调谐泵浦光频率 ω 的方式进行检测。



图 4.3 铷原子的吸收光谱图与分子密度曲线上的贝内特孔

但是,如果使用第二束光(探测光)检测粒子束的抽运情况,就可以检测出贝内特孔,装置如图 4.4 (a)。如果检测光的频率亦为*ω*,且与泵浦光反相入射,则只有速度满足 ω₀ – ω± KV = 0 的两分子群能被激发(图 4.4 (b))。如果调谐激光,使 ω= ω₀,则这两束激光将与同一分子群(即速度 V=0 或运动方向与光束入射方向相垂直的分子群)相共振,从而在吸收线中心处出现一个凹陷,即兰姆凹陷,如 图 4.4 (c)。



图 4.4 饱和吸收光谱的装置与原理图

(b)两束相互反相传播的光在密度分布曲线上形成的对称的贝内特孔

(c) 位于中心的兰姆凹陷效应

(d) 探测光显示出的反兰姆凹陷

在上述条件下(*ω*=*ω*₀, 且泵浦光与探测光反相入射),如果泵浦光足够强,则 速度*v*=0的基态分子几乎全部被激发到高能级上,吸收达到饱和。此时,若探测 光较弱,则由于探测光也只与速度*v*=0的分子群共振,将没有多余的分子与探测 光共振,亦即对探测光的吸收将大大减少,因此探测光将几乎无损耗的通过样品 池,从而在共振频率附近,探测光将形成一个峰值,称为反兰姆凹陷,也称为饱 和吸收峰(图 4.4 (d))。 饱和吸收峰与原子能级共振频率相关,因此可以作为一个很好的频率参考点。 饱和吸收稳频就是以饱和吸收峰作为频率参考,测量激光偏离吸收线峰值的程度, 提取误差信号并反馈到激光器,实现激光器频率的稳定。

但是,由于反兰姆凹陷线型是左右对称的,如果激光频率偏离了共振频率, 透射信号减弱,控制器只能检测出激光频率与吸收频率产生了偏差 δω=ω,-ω, 但却不知道频率偏差的正负,而要实现频率的自动控制,提取的误差信号就必须 是单调的或是极性相反的。因此,若直接使用饱和吸收稳频,则只能将频率锁定 点设在吸收峰边沿上,而不能设在峰顶。但由于激光功率起伏以及各种涨落的影 响,锁定点容易发生偏移,导致频率偏移,甚至失锁。由于饱和吸收峰的一阶微 分信号是单调的,且峰值处斜率为 0,具有良好的鉴频特性,因此,可以利用饱 和吸收峰的一阶微分信号作为误差信号,将激光频率锁定在饱和吸收峰的峰顶。 那么,如何提取出饱和吸收峰的一阶微分信号呢?

4.2.2 射频调制光谱技术

射频调制光谱技术^[41]是一种 80 年代初期提出的一种光外差光谱技术,其基本思想是人为的让激光频率以已知的规律在吸收峰附近抖动,在得出吸收峰的变化后与该已知规律进行对比,从而获得鉴频信号。其基本原理图如图 4.5。频率为 *a*_e的单纵模激光经射频调制后,产生载频光*a*_e和两个边带光*a*_e±*a*_m,并入射到饱和吸收池。由于射频光谱受到样品池吸收的调制,因此在频率*a*_m处的射频外差信的位相与幅度变化分别反应了光谱的吸收与色散特性,故可以通过光电探测技术检测射频外差信号的位相或幅度,再经混频、滤波后,就可以获得误差信号。由此可知,射频调制光谱技术的实现过程与 PDH 技术十分相似,在理解时可以对比PDH 技术进行。

44



4.5 射频调制光谱的典型装置图

¥4.3 射频调制饱和吸收技术的误差信号的理论分析

参考 PDH 误差信号的量化分析,同样可以对射频调制饱和吸收技术的过程进行建模,并对其误差信号进行量化分析。首先,假定入射光的电场分量为 $E_1(t) = E_0 e^{i\omega_t}$,位相调制器对基频光的调制系数为M。当调制系数 $M \square$ 1,则经调制后的光场为 $E_2(t) = 1/2\tilde{E}_2(t) + c.c$,其中 C.C 为其复共轭:

$$\tilde{E}_{2}(t) = E_{0} \left\{ \exp(i\omega_{c}t) + \frac{M}{2} \exp[i(\omega_{c} + \omega_{m})t] - \frac{M}{2} \exp[i(\omega_{c} - \omega_{m})t] \right\}$$
(4.3)

其中, E₀为入射光束电场振幅。

调制后的光束入射到长为L的样品池中,该样品池的吸收系数为α,折射率 为n,且α与n均与入射光频率有关。射频调制饱和吸收技术能有效探测吸收谱 线或色散谱线,为方便描述,我们定义光场幅度透射系数、衰减系数和相移分别 为

$$T_{j} = \exp(-\delta - i\phi_{j}) (4.4)$$
$$\delta_{j} = \alpha_{j} L/2 (4.5)$$
$$\phi_{j} = n_{j} L(\omega_{c} + j\omega_{m})/c (4.6)$$

其中, $j=0,\pm 1$ 分别为载波 ω_c 与正负边频 $\omega_c \pm \omega_m$ 对应的系数,如图 4.6。



图 4.6 射频调制光谱的频域图

在经样品池后,透射的光场为

 $\tilde{E}_{3}(t) = E_{0} \left\{ T_{0} \exp(i\omega_{c}t) + T_{1} \frac{M}{2} \exp[i(\omega_{c} - \omega_{m})t] - T_{-1} \frac{M}{2} \exp[i(\omega_{c} - \omega_{m})t] \right\} (4.7)$

由于光电探测器探测到的为光强,因此有 $I_3(t) = c \left| \tilde{E}_3(t) \right|^2 / 8\pi$.去掉含 M^2 的高阶项, 并假设 $|\delta_0 - \delta_1| \cdot |\delta_0 - \delta_{-1}| \cdot |\phi_0 - \phi_1| \cdot |\phi_0 - \phi_{-1}|$ 均远小于 1,则

$$I_{3}(t) = \frac{cE_{0}^{2}}{8\pi} e^{-2\delta_{0}} \Big[1 + (\delta_{-1} - \delta_{1}) M \cos \omega_{m} t + (\phi_{1} + \phi_{-1} - 2\phi_{0}) M \sin \omega_{m} t \Big] (4.8)$$

如果 $(\delta_{-1} - \delta_{1}) \neq 0$ 或 $(\phi_{1} + \phi_{-1} - 2\phi_{0}) \neq 0$,则探测到的信号中就包含了外差信号 ω_{m} 项,该 信号很容易通过位相敏感的射频探测技术进行探测。该外差信号的 $\cos \omega_{m}t$ 项正比 于上边频与下边频的吸收损耗之差,而 $\sin \omega_{m}t$ 相则正比于经样品池后载频的相移 与边频平均相移之差。如果调制频率 ω_{m} 相较于原子吸收谱线或色散谱线的宽度足 够小时,则 $\cos \omega_{m}t$ 项正比于吸收谱线的一阶微分,而 $\sin \omega_{m}t$ 项则正比于色散谱线 的二阶微分。由于 $\cos \omega_{m}t$ 与 $\sin \omega_{m}t$ 正交,因此若要分别取出余弦项或正弦相,则 只需分别利用 $\cos \omega_{m}t$ 或 $\sin \omega_{m}t$ 与以上项进行混频,并进行低通滤波,即可取出包 含 $(\delta_{-1} - \delta_{1})M$ 的直流项或 $(\phi_{1} + \phi_{-1} - 2\phi_{0})M$ 的直流项,即所需的误差信号。

由于射频外差信号源于射频调制边带,因此信号的强度正比于边带以及载频的几何平均强度。也就是说,信号强度正比于 $E_0^2 M$,其中,边带的强度为 $cE_0^2 M^2/8\pi$ 。由于与M相关,因此即使调制边带强度较低,我们也可以通过调节M与 E_0 到适合的值从而得到较大的误差信号。

对于多数应用,光谱的形状具有洛伦兹线型或近似为洛伦兹线型。故相应的

射频调制光谱信号的线型也同调制频率间隔ω_m相对于洛伦兹线宽的比值有关。为 了方便,我们定义光谱的无量纲衰减系数δ以及相移系数φ为:

$$\delta(\omega) = \delta_{peak} \left(\frac{1}{R^2(\omega) + 1} \right) \quad (4.9)$$

$$\phi(\omega) = \delta_{peak} \left(\frac{R(\omega)}{R^2(\omega) + 1} \right) \quad (4.10)$$

其中, $R(\omega) = \frac{\omega - \Omega}{(\Delta\Omega/2)}$ 为归一化频率。 δ_{peak} 为线型中心的峰值衰减系数, Ω 为洛伦 兹谱线中心频率, $\Delta\Omega$ 为洛伦兹线型的半高全宽。依据上述定义, $f \delta(\Omega) = \delta_{peak}$ 而 $\phi(\Omega) = 0$ 。之前, 我们定义了 $\delta_j = \delta(\omega_j) = \phi(\omega_j)$, $j = 0, \pm 1$ 分别为频率 ω_c 与正负 边频 $\omega_c \pm \omega_m$ 对应的系数。由于我们知道 $\cos \omega_m t$ 项正比于吸收谱线而 $\sin \omega_m t$ 项则正 比于色散谱线二阶微分,因此,将 $\delta(\omega) \pm \phi(\omega)$ 分别带入式(4.8)中,即可知误差 信号中余弦分量(吸收微分信号) s_1 与正弦分量 s_2 (色散微分信号)分别为:

$$S_{1}(R_{0},\Delta R) = \delta_{peak} \left(\frac{1}{(R_{-1} - \Delta R)^{2} + 1} - \frac{1}{(R_{1} - \Delta R)^{2} + 1} \right) (4.11)$$
$$S_{2}(R_{0},\Delta R) = \delta_{peak} \left(\frac{R_{-1} - \Delta R}{(R_{-1} - \Delta R)^{2} + 1} + \frac{R_{1} - \Delta R}{(R_{1} - \Delta R)^{2} + 1} - \frac{2R_{0}}{R_{0}^{2} + 1} \right) (4.12)$$

总的误差信号 $S = \sqrt{S_1^2 + S_2^2}$ 。

实验中,为了方便,一般固定调制边带 ω_m 而扫描载波 ω_c 以得到光谱线型。 图 4.7 给出了光外差信号随着归一化频率参数 $R_0 = R(\omega_c)$ 而变化的曲线,这里 R_0 代表了载频相对于共振频率的位置。每条曲线均在固定调谐频率间隔 $\Delta R = \omega_m / (\Delta \Omega/2)$ 且 $\delta_{peak} = 1$ 的情况下,平滑扫描 ω_c 所得出。且在 $R_0 = -\Delta R$ 时,吸收或色散谱线与边带 $\omega_c + \omega_m$ 共振,当 $R_0 = 0$ 时,则与载波 ω_c 共振,当 $R_0 = \Delta R$,与 $\omega_c - \omega_m$ 共振。



图 4.7 不同固定频率间隔 $\Delta R = \omega_m / (\Delta \Omega / 2)$ 条件下的误差信号

由图 4.7 可知,当ΔR ≤ 0.1 时, *s*₁ 近似为吸收谱线的一阶微分而 *s*₂ 很弱,因此 当Δ*R* 很小时,吸收谱线的微分信号 *s*₁ 在共振中心频率处是单调且极性相反的,可 以用于鉴频。当Δ*R* 很大(*ω*_m □ ΔΩ)时, *s*₁则在上下边频处近似为洛伦兹吸收线 型,在共振中心频率处则近似为 0,而 *s*₂则显示出在载频以及上下边频的共振色 散线型。在共振中心频率处则单调且极性相反,可以用于鉴频,且由于其斜率非 常大,有利于压窄激光的线宽。当然,考虑到在半导体激光器中,一般用调制电 流的方法对激光频率进行边带调制,因此调谐频率一般较小,即Δ*R* 较小,因此一 般利用 *s*₁ 作为误差信号进行稳频。

84.4 铷原子的饱和吸收稳频

4.4.1 铷原子吸收光谱

4.2 与 4.3 节中介绍了射频调制饱和吸收光谱技术与其鉴频误差信号的获取, 下面将介绍铷原子的超精细能级结构与其吸收谱线。 自然界中存在两种铷的同位素,⁸⁵ Rb(相对丰度 72.17%)与⁸⁷ Rb(27.83%)。 在饱和吸收稳频中,常用的铷原子吸收线有两组,即 D1 线($5s^2S_{1/2} \rightarrow 5p^2P_{1/2}$,中 心波长 794.98nm)与 D2 线($5s^2S_{1/2} \rightarrow 5p^2P_{3/2}$,中心波长 780.24nm)^[42]。由于电子 自旋角动量与轨道角动量的耦合、以及总角动量与原子核自旋的耦合会引起的能 级分裂,因此每组跃迁都包含了多条精细能级谱线。铷原子的 D1 与 D2 吸收线的 超精细能级结构与相应的能级间隔如图 4.8 所示。图 4.8 中,对 D2(D1)线,零失



图 4.8 铷原子 D 吸收线的超精细能级结构与其能级间隔



图 4.9 铷原子 D2 吸收线的跃迁谱线

谐设定在无能级分裂时 $5s^2S_{1/2} \rightarrow 5p^2P_{3/2}$ ($5s^2S_{1/2} \rightarrow 5p^2P_{1/2}$)的跃迁上。由于本实验中 主要应用的是 D2 吸收线,因此其对应的精细跃迁谱线如图 4.9 所示。

4.4.2 铷原子的饱和吸收稳频

在了解了外腔可调谐半导体激光器的结构、射频调制饱和吸收稳频的原理后, 给出铷原子饱和吸收稳频的装置^[43]如图 4.10 所示。



图 4.10 铷原子饱和吸收稳频装置图

HWP:半波片; PBS:偏振分束器; Vapor Cell:铷原子池; 1/4 λ plate: 四分之一波片; Attenuator:衰减片

首先,外腔半导体激光器输出的窄线宽激光经过半波片 1、光学隔离器与偏振分束器 1 进行隔离并分束,分束比可以通过半波片 1 进行调节。分束后的光一路输出,另一路通过反射镜 1 反射后作为饱和吸收稳频的光源。稳频部分的光经半波片 2 转换为垂直线偏振光,此时光将透过 PBS2,并进入到铷原子蒸汽池,对铷原子进行饱和泵浦,此时光为泵浦光。而后,经铷原子池吸收的光经四分之一波片转换为右旋圆偏振,并经衰减片进行衰减为弱光,而后由反射镜 2 反射,再次经过四分之一波片后成为水平线偏振光。此衰减反射光将作为探测光,沿原路返回并透过蒸汽池,在到达 PBS2 后被反射,并被光电探测器接收。如果泵浦光足够强,使铷原子产生饱和吸收,则此时探测光将反映铷原子的饱和吸收谱线。

在电子反馈环路部分,振荡器生成一个低频正弦波信号,一路输入到激光器 中对激光电流进行低频射频调制,从而使激光频率产生位相调制。另一路经移相 后输入到混频器中作为本地振荡信号(LO)。经探测器探测到的光谱信号一部分 输入示波器进行监视,另一部分则经混频器与本地振荡信号混频并滤波后得出误

50

差信号。此外,图中的 Scan 信号为三角波,一部分输入 PZT 驱动中以便对激光频率进行扫描,另一部分输入示波器作为触发信号。此外,PZT 驱动信号通过开关 switch 在扫描信号与 PI 控制信号间进行切换。

实际稳频过程中,由于外腔半导体激光器的输出波长受温度的调谐,因此, 应等待半导体激光器的温度稳定后,再进行后续操作。在本实验的装置中,温度 设定在 23℃。温度稳定后,调节半导体激光器的注入电流,使其输出波长在 780.24nm 附近(注入电流约 74mA)。然后,在 PZT 上加一定的直流偏置与一个 较大的三角波扫描电压,以便对输出激光频率进行扫描,同时仔细调节半导体激 光器的电流,直到示波器上出现饱和吸收谱线,如图 4.11。



图 4.11 铷原子的部分饱和吸收谱线

在获得铷原子的饱和吸收谱线后,选择其中一个吸收峰作为参考峰,逐渐减小扫描电压,并仔细调节 PZT 偏置电压,使激光频率只在吸收峰附近扫描,此时 谱线应始终保持在示波器中心位置。待谱线展宽到一定宽度后,调节移相器,使 误差信号单调,如图 4.12。



图 4.12 饱和吸收峰的展宽与误差信号

最后,在得出误差信号后,将扫描电压减少至0,并将开关接至PI控制模块, 此时, PI 反馈控制器将自动将激光频率锁定在吸收谱线的峰值处。锁定后的光谱 信号与误差信号将为一条直线,如图 4.13。另外,如果激光频率被锁定,当增大 误差信号或改变 PI 积分时间时,光谱信号与误差信号将同时出现振荡甚至失锁, 因此可以依此检查激光频率是否真的锁住。



(a)锁定后的误差信号为一条直线

锁定后,780nm 激光的频率稳定度优于10⁻¹¹(1s 积分时间为4.3×10⁻¹¹,25s 积 分时间为1.3×10⁻¹¹), 100小时内频漂小于 1MHz^[43]。

的扰动

图 4.13 锁定后的光谱信号与误差信号

第五章光学传递腔的激光稳频

本文主要研究利用光学腔作为传递频率稳定性的媒介,采用 PDH 稳频技术, 将参考频率源的频率稳定性传递给所需稳频的激光。因此,光学传递腔是必不可 少的,其设计也相当重要。本章将介绍 F-P 光学腔的设计与其相关参数的测量, 以及光学腔的锁定。

§5.1 光学传递腔的设计与制作

5.1.1 实际使用的 F-P 腔的结构与计算

一般来说,PDH 稳频技术中常用的腔为 F-P 腔^[44,45]。F-P 腔的设计除需考虑 到稳定性要求外,还应考虑到腔的高阶横模和纵模之间的频率间隔,以获得激光 与 F-P 腔之间良好的模式匹配,并减小因高阶横模和纵模竞争而引起的谱线叠加, 避免谐振腔的线宽增宽及由此引起的中心频率漂移。实验中,由于平凹腔具有结 构简单、损耗低、易于调整等优点,因此选用平凹腔。 平凹腔的谐振频率为

$$v_{mnq} = \frac{C}{4\eta L} \left(2q + \frac{2}{\pi} (m+n+1)\cos^{-1} \left(1 - \frac{L}{R}\right)^{1/2} \right) (5.1)$$

其中,q为纵模序数,m,n为横模序数,C为光速,L为腔长,η为介质折射率, R为凹面镜的曲率半径,故平凹腔的纵模间隔为

$$\Delta v_q = \frac{C}{2\eta L} \quad (5.2)$$

横模间隔为

$$\Delta v_{nun} = \frac{C}{2\pi\eta L} \cos^{-1}(1 - \frac{L}{R})^{\frac{1}{2}} \quad (5.3)$$

当腔长选取为 131mm, 凹面镜的曲率半径 R=500mm, 折射率为 1 时, 纵模间隔 为 $\Delta v_q = 1144$ MHz, 横模间隔 $\Delta v_{mn} = 196.4$ MHz, 在数据处理软件中画出 1-10 阶以 内横模与纵模的频率间隔图, 如图 5.1。



图 5.1 F-P 腔 10 阶以内纵横模间隔

一般而言,希望光与 F-P 腔共振的模为基模,若纵模与高阶横模的间隔过小,则可能导致高阶模在腔内共振,这是实验中不希望看到的。因此,纵模与高阶横模的间隔越大越好^[46]。由图 5.1 可以知道,本设计中,高阶横模与纵模的最小间距为 30MHz。在确定 EOM 的调制频率时,调制频率应避开纵横模的最小频率间隔。此外,由于横模的衍射损耗随着阶次 m, n 的增大而增大,因此高阶横模的影响将变得很小。

5.1.2 腔体结构的设计

本实验设计的腔体结构如图 5.2 所示。



图 5.2 实际设计的内腔结构图

平面镜(Mirror1)与凹面镜(Mirror2,曲率半径 R=500mm)组成平凹腔,两片镜子的直径均为 20mm,且镜子两面一面镀增透膜,另一面镀高反膜,增透膜反射率<3%,高反膜反射率 R 为 99.25%。由于该腔需作为传递腔,需与多波长共振,因此所镀的膜需要在 718.2nm 与 780nm 处均保持高反。实验中,需采用 PDH 方法将 F-P 腔锁定在参考光源上,故要求 F-P 腔的腔长必须可以调节,且精度必须在纳米量级。因此,设计中加入一个 PZT 套管来实现腔长的调节。腔体材料上,由于殷钢的热膨胀系数很小(1.4×10⁻⁶/C^o),因此采用殷钢作为支撑腔体。结构上,PZT 套管的一端黏贴在殷钢腔体上,另一端通过真空胶与凹面镜相连,通过在 PZT 上加电压可以实现腔长的调节。平面镜则首先黏贴在一个殷钢制成的转接套管内,再通过转接套管黏贴在腔体上。黏贴时,在腔镜的边沿涂低膨胀真空胶与转接套嵌合,以避免真空胶膨胀的影响。此外,为了避免光学平台震动对 F-P 腔产生影响,通过六只螺丝以点接触的方式将光学腔内腔安装在外腔中,外腔与底座之间则垫上 2mm 厚的铁氟龙橡胶进行隔振。



图 5.3 外腔结构与隔震的三维轴视图



图 5.4 自制 F-P 腔的实物图

§5.2 光学腔的模式匹配

由腔的谐振理论可知,一切被约束在有限范围空间内的电磁场都只能存在于 一系列分立的本征态之中,场的每一个本征态将具有一定的谐振频率(纵模)与 一定的空间分布(横模)。不同的腔由于边界条件不同,其模式分布也不尽相同。 光学模式匹配就是使入射光的空间分布(横模)与腔的固有模式分布相匹配。只 有达成模式匹配条件,入射光才能在腔内达成自再现的稳定条件,即形成稳定共 振。此外,模式匹配的重要性还在于,激光束的空间相干性与方向性都与激光的 横模结构相联系,只有同一模式内的光波场是空间相干的。因此单横模结构则具 有最好的方向性。另一方面,多模就意味着方向性变差^[47]。只有满足模式匹配条 件,才能使共振的基横模最强。如果激光光束入射到 F-P 腔上时不能满足模式匹 配条件,则由于模式竞争,一方面导致共振频率偏移与谱线加宽,另一方面也会 激发高阶横模,透射峰或反射峰信号也将发散,影响之后误差信号的获取。因此 做好模式匹配很重要。

F-P腔内部光场分布可以利用厄米-高斯函数来描述。由于我们只关注基模高斯光束,因此下面只给出自由空间中基模高斯光束沿Z轴传播的场分布^[48]。

$$\psi_{00}(x, y, z) = \frac{c}{W(z)} \exp(-\frac{r^2}{W^2(z)}) \exp\left[-ik\left(z + \frac{r^2}{2R(z)}\right) - i\phi(z)\right] \quad (5.4)$$

其中,

$$r^{2} = x^{2} + y^{2} \quad (5.5a)$$
$$W(z) = W_{0} \sqrt{1 + z^{2}/f^{2}} \quad (5.5b)$$
$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{f}{z}\right)^{2} \right] = z + \frac{f^{2}}{z} \quad (5.5c)$$

 $\phi(z) = \arctan(z/f) \quad (5.5d)$

$$f = \frac{kW_0^2}{2}, W_0 = \sqrt{\frac{2f}{k}}, k = \frac{2\pi}{\lambda}$$
 (5.5e)

其中, k 为波矢, W₀为基模高斯光束的束腰半径, W(z) 是与传播轴面相交于 Z 点的高斯光束等相位面上的光斑半径。 f 为高斯光束的共焦参数; R(z) 为与传播轴

线相交于Z点的高斯光束等相位面的曲率半径。

此外,对于平凹腔,平面镜与凹面镜上的光斑尺寸可以利用以下公式计算得 出

$$W_{0} = \frac{\left[4(LR - L^{2})\right]^{1/4}}{\sqrt{k}}$$
(5.6)
$$W_{1} = \left(\frac{4L^{2}}{k^{2}W_{0}^{2}} + W_{0}^{2}\right)^{1/2}$$
(5.7)

实验中, 腔长 L=131 mm, R=500 mm, 故有 W₀ = 0.233mm, W₁ = 0.272mm。

对平凹腔而言,可认为腔的束腰在腔的平面镜上(前腔镜上)。若入射光束是 高斯光束,只需使入射光束的束腰聚焦到谐振腔的平面镜上,并使其束腰大小与 F-P 腔固有的束腰大小相匹配,即可达成模式匹配条件,这可以通过两个透镜来 实现,如图 5.5 所示。



图 5.5 激光与 F-P 腔的光学模式匹配

图 5.5 中,入射高斯光束的束腰半径为 W_A ,距离透镜 1 的距离为 d_0 ,若所使用的透镜焦距分别为 $f_1 = f_2$,则利用 q 参数经光学系统变换时的 ABCD 公式,可求出高斯光束经透镜 1 后的束腰半径 W_B 与距离透镜的距离 d_1 ,为

$$W_{B} = \sqrt{\frac{f_{1}^{2}W_{A}^{2}}{(f_{1} - d_{0})^{2} + (\frac{kW_{A}^{2}}{2})^{2}}} \quad (5.8)$$
$$d_{1} = f_{1} + \frac{(d_{0} - f_{1})f_{1}^{2}}{(d_{0} - f_{1})^{2} + (\frac{kW_{A}^{2}}{2})^{2}} \quad (5.9)$$

然后,可将 W_{B} 看作为入射到透镜 2 上的高斯光束的束腰半径,由于变换后的束腰 半径应与 F-P 腔匹配,故变换后的束腰应为 W_{0} ,则可由 W_{B} 、 W_{0} 计算出距离 d_{2} 与 d_{3} 。 仍利用 ABCD 公式可得

$$d_2 = f_2 + \frac{W_B}{W_0} \sqrt{f_2^2 - (\frac{kW_BW_0}{2})^2} \quad (5.10)$$

$$d_{3} = f_{2} + \frac{W_{0}}{W_{B}} \sqrt{f_{2}^{2} - (\frac{kW_{B}W_{0}}{2})^{2}} \quad (5.11)$$

在实验中,应当按照以上公式计算得出的距离放置模式匹配透镜并调整光路,以实现模式匹配。本实验中,利用 CCD 相机测量 780nm 半导体激光器可知其束 腰半径为 0.44mm,若选用焦距分别为 $f_1 = 150$ mm, $f_2 = 100$ mm 的双凸透镜作为模 式匹配透镜,且测量得 $d_0 = 380$ mm,可以根据公式计算得 $d_1 = 157.8$ mm, $W_B = 0.081$ mm, $d_2 = 122.4$ mm, $d_3 = 285.7$ mm。

§5.3 光路的搭建与光学腔参数的测定

依据 PDH 稳频的基本原理以及上述模式匹配的计算结果,就可确定各元件的位置, 并进行光路的搭建。实验搭建的光路原理图如图 5.6(a)所示,图 5.6(b)为实 际搭建的装置图。



^{5.6 (}a) 传递腔稳频光路原理图



图 5.6 (b) 传递腔稳频实验装置图

图中 5.6(a)中,光路可以分为两部分,虚线框中的部分主要将 F-P 腔锁定 在 780nm 外延腔稳频激光上,实现 F-P 腔的稳定;虚线框外的部分则是将染料激光 (718.2nm)锁定在 F-P 腔上,实现染料激光频率的锁定。其中,AOMO 的主 要作用是对染料激光的频率进行调谐,以便使激光频率能够与锁定的 F-P 腔共振;M1、M2、M3、M4 的为耦合透镜,以调整入射光与 F-P 腔中的耦合效率;此外,当光与二相色镜(Dichonic Mirror,型号 FF741-Di01-25x36, Semrock 公司)成 45°入射时,660-731nm 的光透射,750-810nm 的光反射,从而将两束光均耦合到 F-P 腔内。

在放置光学元件时,应严格按照理论计算出的模式匹配透镜与 F-P 腔间的距

离放置模式匹配透镜,并使匹配透镜同轴、平行。而后,在 F-P 腔上加上三角波 扫描电压,对 F-P 腔进行扫描,并利用示波器观察 F-P 腔的透射谱线。同时,一 边调节耦合透镜,使入射光与 F-P 腔的耦合效率最高,基模共振最强,一边略微 调节两模式匹配透镜的距离,直到高阶横模的影响最小为止。应该注意的是,在 调节耦合透镜时,如果被增强的透射谱线为基模,则其余的高阶模谱线会被抑制 甚至消失,如果增强的是高阶模,则一般其余杂模也会增强。

在调整好模式匹配透镜与耦合透镜使透射峰达到最大后,将只有基模在 F-P 腔内共振,透射峰值比较稳定,而高阶模将被有效的抑制。给压电陶瓷加上合适的扫描电压,可以测量出腔的一个自由光谱程。我们利用 780nm 激光测量的腔的自由光谱程结果如图 5.7。



图 5.7F-P 腔自由光谱程的测量结果

由图可知,对于该腔而言,一个自由光谱程对应电压为175V。而一个自由光 谱程对应于半个波长,因此对780nm光而言,对应于390nm。故压电陶瓷的压电 系数为390nm/175V = 2.23nm/V。同时,由于175V对应于一个自由光谱程即1144MHz, 故每V的驱动电压对应的频率行程应为1144MHz/175V = 6.53MHz/V。故若需将腔的 频率抖动控制小于1MHz,则PZT的反馈电压应该小于0.15V(1/6.53V = 0.153V)。

精细度是描述 F-P 腔特性的重要参数,因此有必要准确测定這些参数。我们 采用激光相位调制法来测定 F-P 腔的精细度^[49]。其示意图如图 5.8 所示。相位调 制的激光入射至 F-P 腔并对 F-P 腔腔长进行线性扫描,通过观察其透射或反射光 谱,可以得到相位调制光与谐振腔共振的光谱图。此时,可以以位相调制产生的 边带作为频率参考标尺,读出调制边带与载波的间隔长度 D 以及载波的半高宽度 d,且由于调制边带与载波的频率间隔为调制频率 *o_m*,故可依比例关系算出 F-P 腔的线宽:



实验上采用了一个谐振频率为 20MHz 的电光位相调制器对入射光进行位相 调制,并以三角波驱动 PZT 进行线性扫描,并利用光电探测器探测透射光,获得 了 F-P 腔的共振透射谱线,测量结果及相应参数如图 5.9 所示。



图 5.9 腔的线宽测量结果

由图 5.9 可知, D/d=170us/20us=8.5, 而 $\omega_m = 20$ MHz, 故可得 $\Delta v_c = 2.35$ MHz,

图 5.8 位相调制法测量腔的线宽示意图

腔的精细度为
$$F = \frac{f_{FSR}}{\Delta v_c} = \frac{1144}{2.35} \approx 450$$

由于采用单次透射测定镜片的反射率时,测量获得的镜片反射率 R 约为 99.4%,相应精细度约为 520,考虑到测量误差,故两种方法获得的精细度差距并 不大。表 2 列出了自制 F-P 腔的基本参数:

表 2 自制 F-P 腔的基本参数				
名称	符号	数值	单位	
	L	131	MM	
自由光谱程	f_{FSR}	1144	MHz	
反射率	R	99.25±0.25	%	
精细度	F	450		
腔线宽	Δv_c	2.35	MHz	

§5.4 光学腔的锁定

在调整好光学模式匹配以及将激光与腔的耦合效率调到最佳之后,可以通过 图 5.6 中的 PD2 获取 780nm 激光与 F-P 腔相互作用的色散谱线,再经混频、低通 滤波后,可以得到鉴频曲线(误差信号),如图 5.10 所示。



图 5.10 实验测得的 780nm 光与 F-P 腔作用的色散型误差谱线

图中, C1 为光电探测器 PD2 直流路的输出信号, 主要对反射光的功率进行

检测; C2为 PD2 的交流路输出信号; C3 为经混频、低通滤波后,得出的鉴频曲线。由于色散信号在中心共振频率处幅值为零且为奇对称,斜率也很大,因此适于做鉴频信号,这与第二章中理论推导获得的误差信号是一致的。

在获得色散型误差信号后,就可以进行 F-P 腔的锁定。首先,逐渐减小 F-P 腔的 扫描电压,并调整 PZT 的直流偏置电压,使误差信号始终处于扫描电压的中心处。 在扫描电压减少到误差信号只有中心斜边时,可观察到激光与腔的共振。此时, 将获得的误差信号送入 PI 积分控制器进行处理后送入压电陶瓷驱动源中进行反 馈,最后仔细调节伺服系统的各项参数,实现 F-P 腔的锁定。锁定后的误差信号 与透射光谱信号分别如图 5.11 与图 5.12 所示。



图 5.11 F-P 腔锁定后的误差信号,监测带宽 30KHz



图 5.12 F-P 腔锁定后的透射光谱信号

由图 5.11 与图 5.12 可知, 腔锁定后, 反射光谱信号、透射光谱信号均近似为

一条直线,误差信号则在零点附近振荡。图 5.12 中,透射光谱信号上存在一定的 下冲,这是由于当激光的线宽与腔的线宽可比拟时,腔的透射光谱信号将反映激 光线宽内的功率抖动与频率波动。由于 PZT 压电陶瓷的机械频率响应在 KHz 量 级甚至更低,若激光的频率短时漂移速率很快,则压电陶瓷有可能会跟不上激光 的频漂,从而导致信号下冲。实验中,该系统锁定时长约 3-4 小时,锁定时间与 PI 参数调节以及误差信号线型有关。

小结

本章介绍了 F-P 光学腔的设计中需要注意的要点,包括腔长的选择、腔镜曲率的选择、镜面反射率的确定以及制作 F-P 腔所需考虑的因数。计算了 F-P 光学腔的纵模与高阶横模间隔。本实验中该最大频率间隔为 30MHz,从而可以依据该参数选择合适的调制频率。其次,利用激光位相调制法估算并测量了 F-P 光学腔的各项参数。其中,自由光谱程为 1144MHz,精细度约为 450,腔的线宽约为 2.35MHz。再次,介绍了光与 F-P 腔的模式匹配计算,因而可以依据选择的透镜 焦距计算出的透镜与透镜、透镜与腔间的距离,对光学元件进行合理安排。最后, 在实验上获得了较好的色散型误差信号,并进行了光学腔的锁定。由于铷原子饱 和吸收稳频的频率漂移约为 ±1MHz,25s Allan 方差为1.3×10⁻¹¹。依据 PDH 稳频原理, 锁定后,腔的稳定度与参考激光相当,因此可以估算出锁定后腔的稳定度在10⁻¹¹量 级,为进一步把染料激光锁定到光学腔上的工作奠定了基础。

64
第六章总结与展望

本论文工作总结

- 1、本文提出了基于 PDH 技术的光学传递腔的激光稳频的方案,并开展实验研究;
- 2、对 PDH 稳频技术进行了论述,并简述了其误差信号的量化推导过程;
- 3、阐述了 Fabry-Perot 腔的多光束干涉原理与相关参数,并依此设计了 F-P 光学 腔,并在实验上测量了 F-P 腔的各项参数;
- 4、搭建了 PDH 稳频所需的电子伺服反馈系统,包括了光电探测器、环路滤波器、 比例积分控制器与压电陶瓷驱动器,并对各个电路模块的功能进行了测量;
- 5、介绍了射频调制饱和吸收稳频技术的基本原理与铷原子D2吸收线的能级结构, 并利用饱和吸收稳频技术锁定了780nm 外延腔半导体激光器;
- 6、实验上,利用 PDH 技术,测得了色散型光谱误差信号,并将设计的 F-P 光学 腔锁定在了稳频的 780nm 激光上,实现了光学腔的锁定。

下一阶段工作展望

由于实验条件所限,本课题中仍有许多细节仍未完善。具体包括:

- 采用^{\$7} Rb 铷原子稳频的 780nm 外腔半导体激光器的具体的频率稳定度未进行 测定。由于估算激光的频率稳定度需要采用相同的两套激光进行拍频,因此需 要再搭建一套饱和吸收稳频的 780nm 激光,以进行拍频实验;
- 可以对光学腔进行精密恒温控制,同时进行真空隔离,以便排除温度波动与空 气振动对光学腔的影响,从而增腔腔的稳定性,进而增强系统的稳定。
- 由于电光位相调制器对入射光的偏振敏感,从而会对入射光产生一定的振幅调制,即剩余幅度调制。剩余幅度调制会破坏调制后光的正负一阶边带的对称性,从而引起鉴频曲线中心过零点的平移,导致锁定后的腔或激光产生漂移。因此,可以采取一定的措施,减小电光位相调制器的剩余幅度调制,从而增强系统的稳定性与锁定精度。
- 由于时间关系,将染料激光锁定在光学传递腔上的工作还未完成,因此,需要 将染料激光锁定在光学传递腔上。

参考文献

- Lincoln D Carr, David DeMille, Roman V Krems et al. Cold and ultracold molecules: science, technology and applications[J]. New Journal of Physics. 2009, 11 (5): 055049.
- [2] Eric A Cornell and Carl E Wieman. Nobel Lecture: Bose-Einstein condensation in a dilute gas, the first 70 years and some recent experiments[J]. Reviews of Modern Physics. 2002, 74 (3): 875.
- [3] Wolfgang Ketterle. Nobel lecture: When atoms behave as waves: Bose-Einstein condensation and the atom laser[J]. Reviews of Modern Physics. 2002, **74** (4): 1131-1151.
- [4] T. Schumm, S. Hofferberth, L. Mauritz Andersson et al. Matter-wave interferometry in a double well on an atom chip[J]. Nature physics. 2005, 1 (1): 57-62.
- [5] Ryan Barnett, Dmitry Petrov, Mikhail Lukin et al. Quantum magnetism with multicomponent dipolar molecules in an optical lattice[J]. Physical review letters. 2006, **96** (19): 190401.
- [6] D. DeMille. Quantum computation with trapped polar molecules[J]. Physical Review Letters. 2002, 88 (6): 067901.
- [7] D. DeMille, S. B. Cahn, D. Murphree et al. Using Molecules to Measure Nuclear Spin-Dependent Parity Violation[J]. Physical Review Letters. 2008, 100 (2): 023003.
- [8] V. V. Flambaum and M. G. Kozlov. Enhanced Sensitivity to the Time Variation of the Fine-Structure Constant and in Diatomic Molecules[J]. Physical Review Letters. 2007, 99 (15): 150801.
- [9] J. J. Hudson, B. E. Sauer, M. R. Tarbutt et al. Measurement of the Electron Electric Dipole Moment Using YbF Molecules[J]. Physical Review Letters. 2002, 89 (2): 023003.
- [10] N. Balakrishnan and A. Dalgarno. Chemistry at ultracold temperatures[J]. Chemical physics letters. 2001, 341 (5): 652-656.
- [11] Roman V Krems. Cold controlled chemistry[J]. Physical Chemistry Chemical Physics. 2008, 10 (28): 4079-4092.
- [12] T.E. Sharp and H.M Rosenstock. Franck—Condon Factors for Polyatomic Molecules[J]. The Journal of Chemical Physics. 2004, 41 (11): 3453-3463.
- [13] W. Siebrand. Radiationless Transitions in Polyatomic Molecules. I. Calculation of Franck—Condon Factors[J]. The Journal of Chemical Physics. 2004, 46 (2): 440-447.
- [14] E.S. Shuman, J.F. Barry and D.DeMille. Laser cooling of a diatomic molecule[J]. Nature. 2010, 467 (7317): 820-823.
- [15] J. F. Barry, E. S. Shuman, E. B. Norrgard et al. Laser Radiation Pressure Slowing of a Molecular Beam[J]. Physical Review Letters. 2012, **108** (10): 103002.
- [16] M. T. Hummon, M. Yeo, B. K. Stuhl et al. 2D Magneto-Optical Trapping of Diatomic Molecules[J]. Physical Review Letters. 2013, 110 (14).
- [17] V. Zhelyazkova, A. Cournol, T.E. Wall et al. Laser cooling and slowing of CaF molecules[J]. arXiv:1308.0421.2013.
- [18] David J Jones, Scott A Diddams, Jinendra K Ranka et al. Carrier-envelope phase control of

femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis[J]. Science. 2000, **288** (5466): 635-639.

- [19] Brian R Washburn, Scott A Diddams, Nathan R Newbury et al. Phase-locked, erbium-fiber-laser-based frequency comb in the near infrared[J]. Optics letters. 2004, 29 (3): 250-252.
- [20] John F Barry, Laser cooling and slowing of a diatomic molecule [Ph.D]. Yale University, 2013.
- [21] Eberhard Riedle, S. H. Ashworth, J. T. Farrell Jr et al. Stabilization and precise calibration of a continuous wave difference frequency spectrometer by use of a simple transfer cavity[J]. Review of scientific instruments. 1994, 65 (1): 42-48.
- [22] W. Z. Zhao, J. E. Simsarian, LA Orozco et al. A computer-based digital feedback control of frequency drift of multiple lasers[J]. Review of scientific instruments. 1998, 69 (11): 3737-3740.
- [23] 屈万成, 黄垚, 管桦等. 传输腔稳频的 397nm 半导体激光器[J]. 中国激光. 2011 (08): 50-53.
- [24] RWP Drever, John L Hall, FV Kowalski et al. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator[J]. Applied Physics B. 1983, 31 (2): 97-105.
- [25] 赵凯华, 钟锡华. 光学(上册) [M]. 北京:北京大学出版社, 2003: 330-335.
- [26] Eric D. Black. An introduction to Pound–Drever–Hall laser frequency stabilization[J]. American Journal of Physics. 2001, 69 (1): 79.
- [27] Malcolm B. Gray, Daniel A. Shaddock, Charles C. Harb et al. Photodetector designs for low-noise, broadband, and high-power applications[J]. Rev. Sci. Instrum. 1998, 69 (11): 3755-3762.
- [28] 王金晶, 贾晓军, 彭堃墀. 平衡零拍探测器的改进[J]. 光学学报. 2012, 32 (01): 273-278.
- [29] 周倩倩,刘建丽,张宽收.量子光学实验中宽带低噪声光电探测器的研制[J].量子光学学报. 2010, 16 (02): 152-157.
- [30] 杨素行. 模拟电子技术基础简明教程[M]. 北京:高等教育出版社, 2006: 319-324.
- [31] 马建伟, 李银伢. 满意 PID 控制设计理论与方法[M]. 北京:科学出版社, 2007.
- [32] 吴麒, 王诗密. 自动控制原理[M]. 北京:清华大学出版社, 2006.
- [33] 房玉东, 吴顺伟. 常用环路滤波器特性分析[J]. 泰安师专学报. 1998 (06): 47-50.
- [34] 李福良. 基于 PA85 的新型压电陶瓷驱动电源[博士学位论文], 合肥工业大学, 2004.
- [35] Larry A Coldren, G. A. Fish, Y. Akulova et al. Tunable semiconductor lasers: A tutorial[J]. Journal of Lightwave Technology. 2004, 22 (1): 193.
- [36] C. J. Hawthorn, K. P. Weber and R. E. Scholten. Littrow configuration tunable external cavity diode laser with fixed direction output beam[J]. Review of scientific instruments. 2001, 72 (12): 4477-4479.
- [37] 管桦, 黄贵龙, 黄学人等. 基于 Littrow 结构的可调谐半导体激光器[J]. 中国激光. 2007 (01): 33-36.
- [38] 魏芳,陈迪俊,辛国锋等.紧凑坚固 Littman-Metcalf 型可调谐外腔半导体激光器[J]. 中国

激光. 2013 (11): 68-70+73-76.

- [39] M.De Labachelerie and G. Passedat. Mode-hop suppression of Littrow grating-tuned lasers[J].Applied optics. 1993, 32 (3): 269-274.
- [40] 张国威, 王兆民. 激光光谱学原理与技术[M]. 北京:北京理工大学出版社, 2007: 280-290.
- [41] G. C. Bjorklund, M. D. Levenson, W. Lenth et al. Frequency modulation (FM) spectroscopy[J].Applied Physics B. 1983, **32** (3): 145-152.
- [42] Paul Siddons, Charles S. Adams, Chang Ge et al. Absolute absorption on rubidium D lines: comparison between theory and experiment[J]. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics. 2008, 41 (15): 155004.
- [43] Tong Zhou, Xianghui Qi, Qing Wang et al. Frequency-stabilized diode laser at 780 nm with a continuously locked time over 100 h[J]. Chinese Optics Letters. 2010, 8 (5): 496-498.
- [44] 鲍璐璐, 基于实心石英腔的激光稳频系统的研制[硕士学位论文]. 华东师范大学, 2011.
- [45] 兰太和.PDH 技术激光稳频特性的研究[硕士学位论文]. 华东师范大学, 2009.
- [46] 毕志毅,丁良恩,马龙生等.光学谐振腔反射特性的光外差探测[J]. 华东师范大学学报(自然科学版). 1989 (03): 41-46.
- [47] 周炳琨, 高以智, 陈家骅等.激光原理(第六版)[M]. 北京:国防工业出版社, 2009: 19-26.
- [48] 周炳琨,高以智,陈家骅等.激光原理(第六版)[M],北京:国防工业出版社,2009:67-83.
- [49] 鲁红刚, 蒋燕义, 毕志毅. 激光相位调制法布里-珀罗腔精细度法测定反射率[J]. 中国激光. 2006, **33** (12): 1675-1679.

发表论文目录

- [1]郑公爵,戴大鹏,方银飞等.具有两级放大的平衡零拍光电探测器[J].激光与光电子学进展.2014,51(4):040401
- [2]Xiangli Du, Yaling Yin, Gongjue Zheng et al. Generation of a dark hollow beam by a nonlinear ZnSe crystal and its propagation properties in free space: Theoretical analysis[J]. Optics Communications, 2014, 322: 179-182

致谢

本论文是在我的导师夏勇副教授的悉心指导下完成的,是我过去三年硕士研究生生涯的总结,它凝聚了很多人的心血与智慧,也承载着许多人的支持与关爱。

首先, 衷心感谢我的导师夏勇副教授。三年来, 夏勇老师不仅在课题研究讨 论、实验工作开展、论文撰写和修改等各个方面给予了我细心的指导与慷慨的帮 助, 同时还在生活的各方面给予我无私的关怀。在工作上与实验中, 他是我严格 的导师; 在生活中, 他则是我无话不谈的朋友。他谨慎细致的实验态度、谦逊务 实的处事风格、实事求是的治学态度一直是我学习的榜样。

其次, 衷心感谢印建平教授, 是他引领我走进了科学研究的殿堂, 向我展示 了冷分子世界与激光冷却世界的奇妙。他治学严谨, 学识渊博, 为人正直, 待人 宽厚; 他对科研孜孜不倦的追求和勤奋工作的精神, 将使我受益终身。

硕士学习期间,实验室各位老师的治学风范和人格魅力深深地影响了我,是 我日后弥足珍贵的精神财富。衷心感谢马龙生教授、武海斌教授、蒋燕义副教授 在本课题实验与理论方面给予的指导和帮助。马老师学识渊博,治学严谨;武老 师见地深刻、幽默风趣;蒋燕义经验丰富、细致耐心,他们的帮助让本课题少走 了许多弯路。感谢王祖赓教授、曾和平教授、丁良恩教授、张增辉教授、毕志毅 教授、徐信业教授、张诗按教授、刘金明教授、王加祥教授、贾天卿教授、黄国 翔教授、邓伦华副教授、汪海玲副教授、邓丽副教授的传道授业解惑。感谢丁晶 新高级工程师、黄岚岚老师、蔡炜颖老师在学习与生活方面的指导与帮助,感谢 其他老师给予的关心和与支持。这里还要特别感谢中国计量科学研究院林弋戈博 士,北京大学杨仕锋工程师等国内同行给予的无私帮助。

感谢课题组尹亚玲老师、邓联忠老师在实验与生活中给予我的帮助与关怀; 感谢师兄钟彪、侯顺勇、李胜强、李兴佳,师姐王琴、同学刘建平、许亮在实验 及生活中给予的关心。感谢师弟戴大鹏、方银飞两年来给予的支持与鼓励,以及 在实验上提供的大量帮助,衷心祝愿你们笑口常开,心想事成!

最后,我要感谢我的父母与姐姐,感谢他们多年来给予我无私的爱与理解, 在背后默默的支持我,鼓励我。愿你们身体健康、平安快乐!

郑公爵

2014年5月于华东师大理科大楼

70