

中图分类号: TN253

论文编号: 10006SY0817113

硕 士 学 位 论 文

单频激光 PDH 稳频系统光外差信号检测 技术研究

作者姓名	梅 坤	申请学位级别	工学硕士
指导教师姓名	胡姝玲	职 称	副教授
学科专业	光学工程	研究方向	激光稳频技术
学习时间自	2008 年 9 月 15 日	起至	2010 年 12 月 24 日止
论文提交日期	2010 年 12 月 17 日	论文答辩日期	2010 年 12 月 24 日
学位授予单位	北京航空航天大学	学位授予日期	年 月 日

关于学位论文的独创性声明

本人郑重声明：所呈交的论文是本人在指导教师指导下独立进行研究工作所取得的成果，论文中有关资料和数据是实事求是的。尽我所知，除文中已经加以标注和致谢外，本论文不包含其他人已经发表或撰写的研究成果，也不包含本人或他人为获得北京航空航天大学或其它教育机构的学位或学历证书而使用过的材料。与我一同工作的同志对研究所做的任何贡献均已在论文中作出了明确的说明。

若有不实之处，本人愿意承担相关法律责任。

学位论文作者签名：梅坤

日期：2010年12月31日

学位论文使用授权书

本人完全同意北京航空航天大学有权使用本学位论文(包括但不限于其印刷版和电子版)，使用方式包括但不限于：保留学位论文，按规定向国家有关部门(机构)送交学位论文，以学术交流为目的赠送和交换学位论文，允许学位论文被查阅、借阅和复印，将学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，采用影印、缩印或其他复制手段保存学位论文。

保密学位论文在解密后的使用授权同上。

学位论文作者签名：梅坤

日期：2010年12月31日

指导教师签名：胡峰玲

日期：2010年12月31日

摘 要

高功率单频激光在激光雷达、同位素分离等领域有着非常广泛的应用,在石油、地震监测等领域也有广泛的需求。在高功率条件下,单频激光器输出的频率稳定性大幅度下降,但是国内外开展相关技术的研究不多。因此高功率单频光纤激光器频率稳定技术的研究具有十分重要的科学意义和实际的应用价值。

本文以单频光纤激光器为研究对象,完成了单频光纤激光相位调制光外差(Pound-Drever-Hall, PDH)系统的频率误差信号检测。论文首先通过文献调研,确定了单频激光器 PDH 稳频系统方案,方案采用较大调制深度的外调制方法,以珐珀腔(Fabry-Perot, F-P)的中心频率作为频率稳定标准。根据 PDH 理论模型,推导出 PDH 系统能达到的极限线宽计算公式,讨论调制参数对系统鉴频曲线的影响;分析系统光路,完成 F-P 腔中心频率与激光频率匹配以及电光相位调制实验。

其次,根据光路光功率计算传输估计,设计光外差信号解调模块。拍频信号经过前置放大和滤波,经相敏检测和低通滤波得解调输出。完成器件选型及制版,最后进行了测试。测试结果表明两端电路延迟差可忽略;线性增益约 10dB,动态范围为 -70dBm~-15dBm,噪声系数计算值 3.23,符合设计要求。

最后,搭建检测系统,完成单频激光频率误差检测系统在不同调制深度,不同温控电压下进行鉴频曲线以及频率误差的测试。结果表明在调制深度 1.01rad 附近得到最大鉴频曲线斜率 18.10mV/MHz,光纤激光器在温控电压分别为 1.25V,相对于 F-P 腔中心频率的最大频率漂移为 3.31MHz,40ms 平均时间相对于 F-P 腔的中心频率的频率方差为 1.01×10^{-11} 。

关键词: 相位调制光外差稳频技术、激光稳频、电光相位调制

Abstract

High-power single-frequency laser has a very wide range of applications and needs, in the laser radar, isotope separation oil, earthquake monitoring and other fields. In the high-power conditions, the significant decline of the single-frequency laser frequency stability, and little research about relevant technology at home and abroad. Therefore, high-power single-frequency fiber laser frequency stabilization technique is very important scientific research and application value.

In this paper, frequency error signal detection is completed for a single-frequency fiber laser by using Pound-Drever-Hall (PDH) technology. Firstly, according to the literature survey, the single-frequency laser frequency stabilization system PDH program is determined, which uses a larger modulation depth of the external modulation, and the center frequency of Fabry-Perot (F-P) cavity as the standard laser frequency. Based on PDH theoretical model, the formula of the limit line width PDH system can achieve is derived, the effect of the modulation parameters to frequency discrimination curve are discussed; while analyzing system light path, the center frequency of F-P cavity matching to the laser and electro-optical phase modulation are completed.

Secondly, based on optical power transmission, optical heterodyne signal demodulation module is designed. The demodulated output of the beat signal after pre-amplification and filtering, the phase sensitive detection and low pass filter could be obtained. After completion of device selection and printed circuit board, and testing, the results show that both ends of the circuit delay difference may be ignored; linear gain of about 10dB, dynamic range -70dBm~-15dBm, and calculated noise figure 3.23 are in the design requirement.

Finally, while setting up detection systems, the test of discriminator curve and frequency error to the single-frequency laser frequency modulation error detection system at different depths and different temperature control voltage are completed. The results show that the greatest frequency discrimination slope 18.10mV/MHz is obtained when the modulation depth 1.01rad. When the temperature voltage to fiber laser is 1.25V, the frequency fluctuation

relative center frequency to the F-P cavity is 3.31MHz; the frequency variance relative to the center frequency to the F-P cavity is 1.01×10^{-11} in 40ms average time.

Keywords: Pound-Drever-Hall technology, laser frequency stabilization, electro-optical phase modulation

目 录

第一章 绪论	1
1.1 课题研究背景及意义	1
1.2 激光稳频技术国内外发展动态	2
1.2.1 激光器稳频技术分类	2
1.2.1 被动稳频技术	3
1.2.3 主动稳频技术	4
1.2.3.1 兰姆凹陷稳频	4
1.2.3.2 原子/分子光谱 Zeeman 效应稳频	5
1.2.3.3 分子饱和吸收稳频	6
1.2.3.4 Fabry-Parot 腔偏频锁定	8
1.2.3.5 相位调制光外差稳频	10
1.3 论文内容安排	12
第二章 相位调制光外差稳频系统	13
2.1 相位调制光外差稳频原理	13
2.2 相位调制光外差稳频系统方案	14
2.2.1 F-P 光学谐振腔的参数分析	15
2.2.1.1 F-P 腔原理	15
2.2.1.2 光学谐振腔的技术参数	17
2.2.1.3 F-P 腔的光外差吸收和色散曲线	18
2.2.2 电光相位调制分析	21
2.2.2.1 电光相位调制	21
2.2.2.2 调制频率对色散谱线的影响	23
2.2.2.3 调制深度对色散谱线的影响	25
2.2.3 相位调制光外差稳频系统噪声模型	26
2.3 单频激光 PDH 稳频系统光路	28
2.3.1 单频激光 PDH 稳频系统光路偏振态	28
2.3.2 单频激光电光相位调制谱检测	29
2.3.3 F-P 谐振腔中心频率与激光中心波长匹配	31
2.4 小结	32
第三章 光外差信号解调模块设计	33
3.1 解调模块电路设计	33

3.1.1 调制解调电路原理.....	33
3.1.2 探测器反射光转换电信号的估计.....	33
3.1.3 解调模块的技术指标.....	34
3.2 解调电路器件选型与制作	35
3.3 解调模块信号延迟测量	37
3.3.1 电光相位调制器驱动延迟量测量.....	38
3.3.2 混频前端选频放大延迟量测量.....	39
3.4 解调电路动态范围测试及噪声分析	40
3.4.1 动态范围测试.....	40
3.4.2 解调电路噪声分析.....	41
3.5 小结	42
第四章 单频激光频率误差信号检测实验	43
4.1 鉴频曲线检测	43
4.1.1 鉴频曲线测量原理.....	43
4.1.2 鉴频曲线检测实验.....	45
4.2 光源频率误差信号检测	47
4.2.1 光源频率误差信号检测实验.....	47
4.2.2 F-P 腔匹配偏压值测定.....	48
4.2.3 激光频率方差值计算.....	48
4.3 小结	50
第五章 总结	51
参考文献	53
攻读硕士学位期间取得的学术成果	58
致谢	59

图清单

图 1 稳频技术分类	2
图 2 兰姆凹陷稳频原理.....	5
图 3 塞曼效应	6
图 4 饱和吸收稳频系统原理图.....	7
图 5 法珀腔偏频锁定实验框图.....	9
图 6 法珀腔偏频锁定原理.....	9
图 7 F-P 腔偏频锁定鉴频曲线.....	9
图 8 相位调制光外差稳频原理图.....	10
图 9 相位调制光外差系统示意图.....	13
图 10 相位调制光外差原理图.....	14
图 11 单频激光 PDH 光外差信号检测系统结构图	15
图 12 Fabry-Perot 多光束干涉原理图.....	16
图 13 不同反射系数 R 的光强和相位差关系	16
图 14 F-P 腔反射函数幅度相位曲线.....	18
图 15 光外差解调吸收曲线.....	19
图 16 光外差解调色散曲线.....	20
图 17 F-P 干涉仪.....	20
图 18 电光相位调制原理图.....	22
图 19 调制信号光谱示意图.....	23
图 20 吸收曲线	24
图 21 色散曲线	24
图 22 调制度 β 与贝塞尔项 $J_0(\beta)J_1(\beta)$ 关系图	25
图 23 调制度 β 与光外差光谱信号的关系图.....	26
图 24 电光相位调制器及驱动仪.....	26
图 25 PDH 稳频系统误差信号控制框图.....	27
图 26 PDH 稳频系统光路偏振示意图.....	29
图 27 稳频系统光路原理图.....	29
图 28 扫描干涉仪纵模检测原理框图.....	30

图 29	扫描干涉仪纵模检测光路.....	30
图 30	激光调制光谱.....	31
图 31	扫描干涉仪激光纵模检测图.....	32
图 32	调制解调电路原理图.....	33
图 33	探测光路图	33
图 34	探测器输出光信号频谱.....	34
图 35	光外差信号解调电路图.....	36
图 36	光外差信号解调电路.....	37
图 37	三通接口输出功率测试.....	38
图 38	驱动源延迟测量.....	39
图 39	选频放大环节延迟测量.....	39
图 40	解调电路输入输出功率特性曲线.....	41
图 41	系统鉴频曲线检测系统图.....	43
图 42	调制谱电压值比与调制深度关系.....	44
图 43	激光调制谱	44
图 44	系统鉴频曲线检测实验图.....	45
图 45	调制度为 0.9 时, 色散曲线(a)以及吸收曲线(b).....	45
图 46	调制度为 1.01 时, 色散曲线(a)以及吸收曲线(b).....	46
图 47	调制度为 1.39 时, 色散曲线(a)以及吸收曲线(b).....	46
图 48	系统频率误差信号检测系统图.....	47
图 49	温控电压为 1.25V, 调制深度为 1.06 rad, 采集误差信号	49
图 50	温控电压为 1.3V, 调制深度为 0.9rad, 采集误差信号	49
图 51	温控电压为 1.35V, 调制深度为 1.01rad, 采集误差信号	50

表清单

表 1	光电探测器反射光功率、转换电信号估算.....	34
表 2	解调电路设计指标.....	35
表 3	SBL-1 特性数据测试.....	35
表 4	RBP-98 特性数据测试(测试条件: $P_{RF}=0dBm, T=+25^{\circ}C$).....	35
表 5	ERA-2 特性数据测试(测试条件 $P_{RF}=-20dBm, I_{cc}=32mA, T=+25^{\circ}C$)	36
表 6	SCL-4.7 特性数据.....	36
表 7	混频器 RF 输入与 IF 输出幅值、功率测试数据	40
表 8	在温控电压 1.3V, 不同调制深度下鉴频斜率测试值.....	46
表 9	在不同温控电压, 近乎最佳调制深度下鉴频斜率测试值.....	48
表 10	不同温控电压下, F-P 腔调谐接口偏压值.....	48

第一章 绪论

激光具有良好的单色性和高能量密度,在精密干涉测量^[1]、光频标^[2]、激光通信^[3]、激光陀螺^[4]、激光雷达^[5]等领域中得到了广泛的应用。比如精密干涉测量是以激光波长为“尺子”,利用光的干涉原理测定长度、位移、速度等物理量,因此激光频率的准确度会直接影响测量精度。在激光通信领域,为提高灵敏度,一般采用相干外差的接收方法,其激光频率的稳定将直接影响接收的质量。新一代光频标和原子精密光谱研究中的一项非常关键的技术就是窄线宽高稳定的激光器。激光器输出激光谱线的宽窄和稳定度的好坏直接决定了原子精密谱的分辨率以及光频标精确度和稳定度指标,激光稳频技术已成为光频标研制过程中的瓶颈技术。普通运转激光器易受工作环境条件等影响,激光输出频率往往是不稳定的,是一个随时间变化的无规律起伏量。在众多应用领域中,激光频率稳定度及激光线宽是激光器一个非常重要的指标。理想激光器的输出频率是单一的,但由于量子抖动、腔长变化、温度变化及波动及其他噪声存在,导致激光具有一定的谱线宽度。在环境变化的情况下,激光器在工作中发射光信号的中心频率会发生漂移,激光频率的漂移过大,会直接影响整个探测系统的测量精度。为了更好地将激光器应用于上述诸领域,稳频技术成了现代精密测量技术中不可少的一种手段。

1.1 课题研究背景及意义

单频、高功率激光在激光雷达、同位素分离等领域有着非常广泛的应用,在石油、地震监测等领域也需要应用高功率窄线宽单频激光器。在高功率的条件下,光纤激光器输出的光谱谱线宽度不仅大幅度展宽,同时激光输出的稳定性也不高。但是目前,国内外关于高功率单频光纤激光频率漂移机理以及控制技术课题的研究稀少。因此高功率单频光纤激光器频率稳定技术的基础研究具有十分重要的科学意义和实际的应用价值!

本课题以单频激光器为研究对象,探讨实现单频激光器光波频率稳定输出的控制原理方法与技术。研究激光频率跳动和线宽的变化关系,初步构建单频激光器 PDH 稳频系统的理论模型,进行 PDH 稳频系统的光路搭建与实验研究,实现利用 PDH 技术得到单频激光器频率误差信号。

经过伺服控制部分作用于单频光源的稳频系统不仅能够满足激光雷达、同位素分离等领域的应用,还能满足石油、地震监测等领域的需要,因此高功率单频光纤激光频率

漂移机理以及控制技术研究具有十分重要的科学价值和广泛的应用前景。

1.2 激光稳频技术国内外发展动态

1.2.1 激光器稳频技术分类

频率稳定性主要取决于其谐振腔振荡频率的稳定性,影响因素分为外部影响因素和内部影响因素两类:外部影响因素主要包括温度、机械振动、大气变化和电磁场影响;内部因素主要包括放电气压变化、放电电流变化以及自发辐射造成无规噪声。稳频技术的实质是保持谐振腔光程长度的稳定性。

根据是否采用频率标准将稳频技术分为被动稳频^[6]和主动稳频^[7],具体分类详见图1。

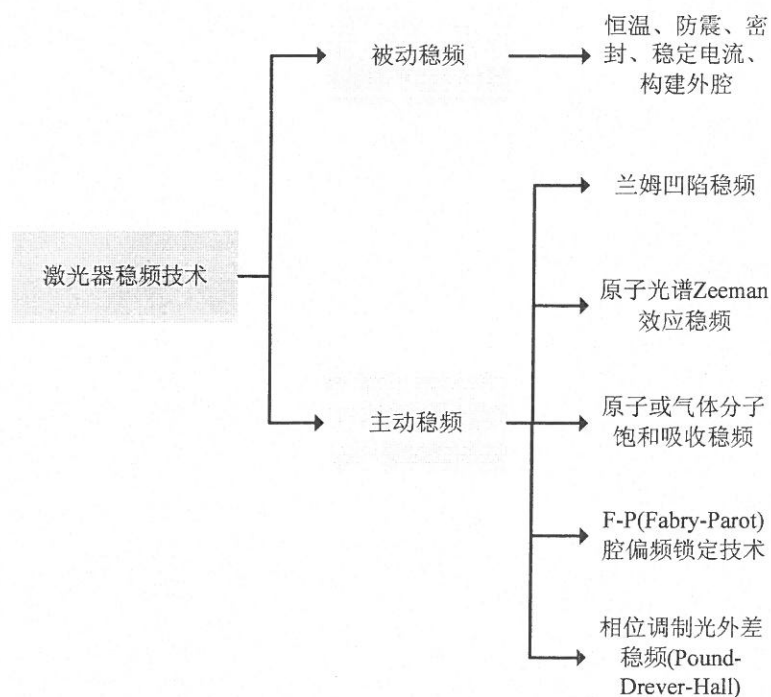


图1 稳频技术分类

被动稳频技术就是尽量不增加激光器附加元件的情况下,采用一定的措施,减小或者消除环境温度的变化、机械振动等外界干扰对激光频率稳定性的影响,实现激光频率的稳定。主要采取恒温、防震、密封隔声、稳定电源、构建外腔等方法进行。

主动稳频技术主动稳频技术通过选取一个频率参考标准,将激光频率与频率参考标准进行比较,得到激光频率偏离频率参考标准的误差信号,通过伺服控制系统和执行机构调来整激光器的某一参数,最终使激光频率锁定在频率参考标准上,从而获得频率稳定的激光。

1.2.1 被动稳频技术

环境温度的变化、机械振动等外界干扰对激光频率稳定性影响很大,因而最直接的方法就是隔离环境变化的影响,例如恒温、防震、密封隔声、稳定电源等,据相关文献记载,CO₂激光器的频率长期稳定性采用恒温、防震装置之后,可达 10^{-7} 量级。半导体激光器的频率稳定度最佳只能达到 10^{-7} ,计算得出的绝对频差接近10MHz左右^[9]。

对于光纤激光器来讲,常采用窄线宽光纤光栅构成复合腔来构建超窄线宽激光器。在高功率条件下,研究人员更多地采用体光栅,构建外腔进行选频。应用体光栅外腔的结构有Littrow结构、Littman结构^[10]、双光栅Littman以及电调谐傅立叶变换外腔结构。其中线宽最窄的是双光栅结构。Littrow结构与Littman结构光栅得到的线宽几乎没有差别,二者的区别在于Littrow结构输出光束的方向随着光栅的微调而发生变化,而Littman则输出方向是固定不变的。

光栅本身是色散元件,具有选频特性,因此外腔激光器比未加外腔前激光器的线宽具有明显改善,从这个方面来看是对激光器频率的一种稳定。虽然外腔反馈光纤激光器出射的激光光谱较窄。缺点是这种稳频方法对于机械变化和温度波动比较敏感,稳频精度较差。

1991年, Ball 等人首次用写入布拉格光栅的方法实现了单频输出^[11],输出波长1548nm,线宽为47kHz。

1993年, J. T. Kringlebotn 等人采用Er/Yb共掺光纤制作短腔光纤激光器^[12],腔长10cm,以二向色镜和光纤光栅为端镜,输出波长1545nm,功率为7.6mW,用扫描F-P干涉仪测量证实为单频运转,采用50km光纤延迟线的自外差方法测得线宽小于2.5kHz。

1994年,以色列的Horowitz等人在线形腔光纤激光器腔内加入一段掺Er光纤饱和吸收体来抑制跳模,在1532nm波长获得了5kHz窄线宽激光,光谱稳定时间为数分钟^[13]。

1995年,英国南安普敦大学的Y. Cheng等人报道环形腔掺Er光纤饱和吸收体窄线宽光纤激光器,得到输出功率6.2mW,线宽0.95kHz,波长1535nm的窄线宽激光输出,激光频率漂移为1小时170MHz^[14]。

1998年, W. H. Loh 等人采用Er/Yb共掺光纤制作5cm长分布反馈光纤激光器^[15],波长1550nm,功率4mW,采用5km光纤延迟线的自外差方法测量线宽18kHz。

1999年,日本东京电子通讯大学的Naoto Kishi等人报道了采用外部光源注入的环形腔结构,掺Er光纤饱和吸收体压窄线宽的光纤激光器,输出波长1559nm,功率1.4mW,激光线宽7.5kHz,其频率漂移为每分钟15MHz^[16]。

2001 年, 安徽大学的俞本立等人报道了使用掺 Er 的光纤环形腔激光器, 获得了波长 1539nm , 功率 1dBm , 线宽小于 0.5kHz 的窄线宽激光输出^[17]。

2006 年, 英国格拉斯哥大学 Zhou Meng 等人报道了使用掺 Er 光纤饱和吸收体的光纤环形腔激光器, 获得了波长 1535nm , 功率 4.7mW , 线宽小于 1.5kHz 的线偏振激光输出, 频率漂移范围为 1 小时 250MHz ^[18]。

2007 年, 美国 University of Potsdam Institute of Physics 的 Andreas Jechow, Volker Raab, 以及 Ralf Menzel 等人利用 littrow 结构外腔的 V 型激光二极管进行频率稳定实验, 得到在衍射极限输出功率为 1W 情况下, 输出激光线宽为 1.7MHz ^[19]。

2007 年, B. V. Zhdanov, T. Ehrenreich 以及 R. J. Knize 等人利用 littrow 结构对激光二极管阵列进行稳频, 得到输出波长 832nm 的功率输出 10W , 线宽为 11GHz ^[20]。

被动稳频只能在一定程度上压窄线宽, 但很难保证频率长期稳定性和复现性。随着稳频技术的发展, 主动稳频技术也逐渐广泛被应用起来。

1.2.3 主动稳频技术

主动稳频技术根据选用频率标准的不同, 主要包括兰姆凹陷稳频、原子/分子光谱 Zeeman 效应稳频、分子饱和吸收稳频、法珀(Fabry-Perot, F-P)腔偏频锁定稳频以及相位调制光外差稳频等技术。

1.2.3.1 兰姆凹陷稳频

兰姆凹陷是指非均匀加宽线型增益曲线的烧孔效应, 随着振荡频率向增益曲线中心频率靠近时, “原孔” 和 “像孔” 合二为一, 曲线在中心处出现一凹陷的现象。兰姆凹陷稳频法是以增益曲线中心频率作为参考频率标准, 当激光振荡频率偏离中心频率时, 输出误差信号, 通过电子伺服系统驱动压电陶瓷环来控制激光器腔长, 使频率稳定于中心频率处, 达到激光频率稳定的目的。

图 2 为兰姆凹陷稳频原理图, 激光输出功率在原子谱线中心频率 ν_0 处有极小值, 选择它作为频率稳定点。稳频工作过程如下: 压电陶瓷上加有两种电压成分, 一个是直流电压, 用来控制激光工作频率 ν , 另一个是频率为 f 的调制电压, 用来对腔长 L 即激光振荡频率 ν 进行调制, 从而使激光功率 P 也受到响应的调制。如果激光振荡频率刚好与谱线的中心频率重合 ($\nu=\nu_0$), 则调制电压使激光振荡频率在 ν_0 附近以频率 f 变化 (图中的 C 点处), 因而输出激光功率将以 $2f$ 的频率周期性变化。通过后面的选频放大, 对只选取频率为 f 的信号。如果激光器受到外界的扰动, 使激光器振荡频率偏离了 ν_0 , 例

如 $\nu > \nu_0$ (图 2 中 D 点处) 则激光功率以频率 f 变化, 其变化幅度即为鉴频器的误差信号, 经过相敏检波器后得到的直流电压与误差信号成正比, 并经过伺服反馈作用于激光器谐振腔。相反, 如果激光频率 $\nu < \nu_0$ (图 2 中 B 点处), 则输出功率虽然按照频率 f 变化, 但相位与调制信号相反, 经过伺服系统, 使腔长缩短, 激光振荡频率又自动回到 ν_0 处。

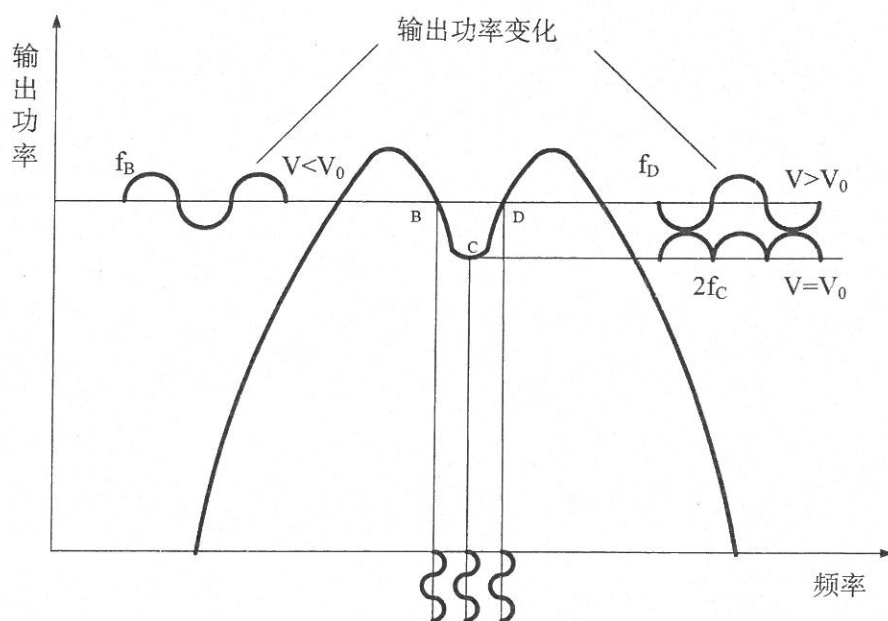


图 2 兰姆凹陷稳频原理

兰姆凹陷是以原子跃迁谱线中心频率作为频率参考的, 中心频率的漂移会直接影响频率的稳定性和复现性。如封闭型激光管内部气压的稳定性会影响中心频率的位移, 不同放电条件也会引起中心频率位移。632nm 的 He-Ne 激光器, 必须将内部气压变化控制在 0.13Pa 以下, 频率稳定度才能得到 10^{-10} 量级的精度^[9]。

1.2.3.2 原子/分子光谱 Zeeman 效应稳频

Zeeman 效应^[9]实质就是发光原子系统的原子谱线在磁场作用下会发生分裂的现象。一条是左旋圆偏振光, 频率高于未加磁场时的谱线, 为 $\nu_0 + \Delta\nu$, 另一条为右旋圆偏振光, 频率低于未加磁场时的谱线, 为 $\nu_0 - \Delta\nu$, 分裂的两条谱线的焦点正是原谱线的中心频率。当激光振荡频率处于中心频率时, 左旋圆偏光和右旋圆偏光的光强相等, 若激光振荡频率偏离 (如在处 ν), 则右旋光的光强 ($I_{\text{右}}$) 大于左旋光的光强 ($I_{\text{左}}$); 反之 $I_{\text{右}} < I_{\text{左}}$, 则有根据激光器的输出的圆偏振光光强的差别, 就可鉴别激光振荡频率偏离中心频率的方向和大小, 形成控制信号去调节激光器谐振腔腔长, 使激光振荡频率稳定在谱线中心处。

1966 年, 美国 J. Kannelaud, D. G. Peterson 等人利用氫原子谱线的 Zeeman 效应对输出波长 $2.65\mu\text{m}$ 氫激光器稳频^[21], 最终得到的频率稳定度为 10^{-10} 。

2005 年, 美国 Williams College 的 J. A. Kerckhoff, D. Bruzewicz 等人利用 Ta 原子谱线的纵向 Zeeman 效应对输出波长为 1283nm 的 littrow 结构的激光二极管进行稳频实验, 得出在 10ms 至 1h 积分时间内的频率跳动为 1MHz 左右^[22]。

2005 年, 陕西大学的严淑彬、杜致敬等人 Ce 原子谱线 Zeeman 效应对光栅外腔激光二极管稳频, 实验结果为 50s 采样时间内的频率跳动 $\pm 240\text{kHz}$ ^[23]。

2006 年, 清华大学林德娇, 戴高亮等人利用横向 Zeeman 效应对 He-Ne 激光器进行频率稳定实验^[24], 并利用微处理器 80C196, 采用 MPC 算法对伺服结构进行反馈控制, 得出在采样时间 0.1s , 光源输出激光频率稳定度达 5.5×10^{-11} 。

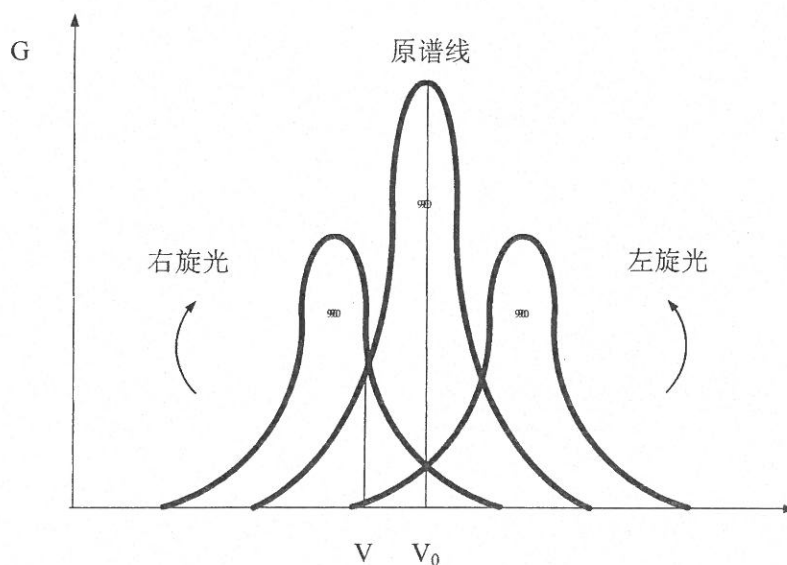


图 3 塞曼效应

1.2.3.3 分子饱和吸收稳频

在谐振腔中放入一个充有低气压气体原子(或分子)的吸收管, 它有与激光振荡频率配合很好的吸收谱线, 在吸收线的中心处形成一个位置稳定且宽度很窄的凹陷, 以此作为饱和吸收稳频系统的频率参考点。

从激光器的输出中分出一部分光作为饱和吸收, 采集饱和吸收信号作为探测信号。先让激光器进行扫描, 通过调节温度和电流使其找到需要的谱线, 然后对输出信号进行分析处理, 将反馈信号同时加载到激光电流和反馈光栅的压电陶瓷(PZT)上, 负反馈回路就会在压电陶瓷上加反向的偏置, 将频率纠正到设定值。

激光束通过分光镜分成较强的泵浦光束和较弱的探测光束 I_2 以及参考光束 I_1 。前两光束通过反射镜反向并交叉入射于充有气体的吸收室。调谐激光频率 ω , 当 $\omega \neq \omega_0$ (原

子吸收中心频率)时,两个光束分别被运动速度方向相反的两群原子所吸收。当 $\omega = \omega_0$ 时,两个光束同时和速度方向为零(相对激光束方向)的一群原子相互作用,原子被强泵浦光束激励达到饱和状态,即吸收原子几乎全部被泵浦光束激励到高能态去,探测光束几乎没有被原子吸收就通过了气体吸收室,因此在探测光强度 I_2 和频率 ω 的关系曲线上,在 ω_0 处出现了尖峰效应,尖峰的宽度由低于吸收介质的均匀宽度决定,消除了多普勒加宽的影响,使尖峰的宽度变的十分狭窄,大大提高了激光的频率稳定度。为了将激光器的频率锁定在原子的饱和吸收线上,需要在激光频率上加一个 ν_f 频率调制。

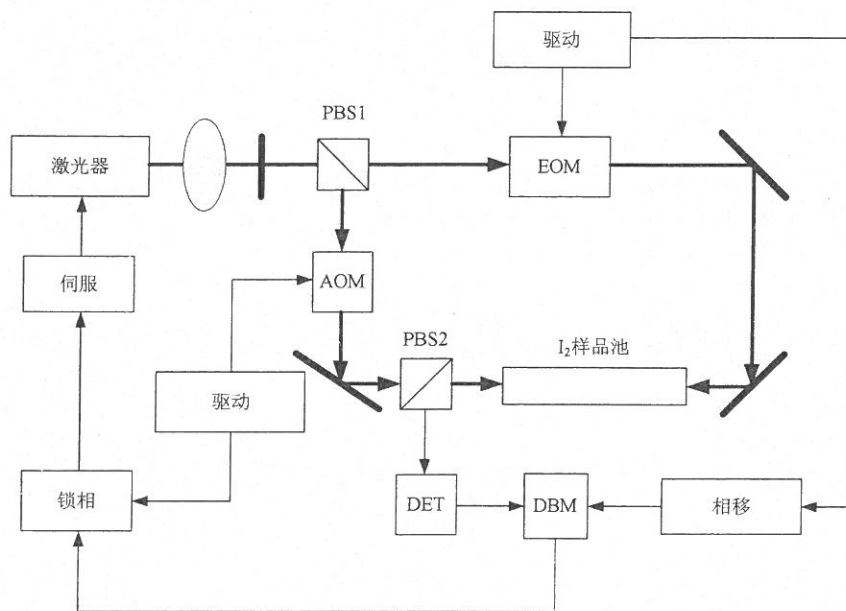


图 4 饱和吸收稳频系统原理图

饱和吸收稳频激光器的频率稳定性最终取决于吸收谱线的频率稳定性^[9],也和谱线的宽度和信噪比有关。因此吸收介质至关重要,不仅与稳频激光器的输出波长有关,还决定着稳频特性。

1991 年,日本 Y. Sakai, I. Yokohama, T. Kominato 以及 S. Sudo 等人利用乙炔气体分子吸收线对输出波长 $1.5\mu\text{m}$ 的 DFB 激光二极管进行稳频,得到 DFB 激光二极管的中心频率漂移在 10MHz 以内^[25]。

1995 年,韩国标准与科学研究院的 Ho Seong Lee 和 Sung Hoon Yang, 利用 Ce 原子吸收谱线对激光管进行稳频,在长达一周工作时间内,保证光源输出功率波动仅为 0.03% 的前提下,光源的频率漂移维持在 $\pm 0.5\text{MHz}$ 以内^[26]。

2000 年,中科院武汉物理与数学研究所和安徽光学精密机械研究所的王瑾,柳晓军等人用饱和吸收光谱法对激光二极管进行稳频,使得激光器的等效线宽小于 1MHz ,成功实现了 Rb 原子激光冷却与囚禁^[27]。

2004 年, 山西大学物理电子工程学院的赵建明、尹王保等人直接对半导体激光器的注入电流进行高速调制, 将一路射频(RF)信号直接加在半导体激光器调制端口, 一部分经过相移器后, 与雪崩光电探测器(APD)所探测的饱和吸收光谱信号进行混频, 经低通滤波器后产生了类色散曲线, 将半导体激光器的输出频率稳定在铯原子 D_2 线的 $6S1/2(F=4) \rightarrow 6P3/2(F'=5)$ 的超精细跃迁线上, 实验所测的 10s 积分时间内的频率跳动小于 1MHz ^[28]。

2005, 山西大学物理电子工程学院的董磊, 马维光等人利用波长调制技术以及数字 PI 控制器将外腔二极管激光器(ECDL)稳定到 $1.6\mu\text{m}$ 处的甲烷气体吸收线上。稳定后的激光频率波动小于 5.5MHz , 相对于自由运转时的 160MHz 频率波动有了很大提高^[29]。

2005 年, 天津大学的李建功、金杰等人以乙炔气体饱和吸收谱线作为频率标准, 并借助嵌入式系统处理误差信号反馈作用于 $1.5\mu\text{m}$ 的 FBG 外腔式激光二极管, 使激光光源频率波动抑制在 2MHz 以内^[30]。

2006 年, 日本 Niigata 大学的 Y. Ohta、T. Sato 等人利用 Rb 原子饱和吸收谱线, 对输出波长为 780nm 的半导体激光器进行频率稳定实验^[31], 最终得到在平均时间 $0.04\text{s} \leq \tau \leq 65\text{s}$ 内, 相对光学频率稳定度为 $2.12 \times 10^{-12} \leq \sigma(2, \tau) \leq 5.88 \times 10^{-11}$ 。

2007 年, 浙江传媒学院经过实验^[32], Rb 原子饱和吸收半导体激光器在自由运转 10s 频率漂移小于 10MHz 。

2008 年, 燕山大学的李志全、苏凤燕等人设计了用乙炔吸收方法稳频 1530nm 光纤光栅外腔式半导体激光器的系统结构, 采用三次谐波锁定技术, 消除了背景功率的影响。利用锁定放大器闭环控制布拉格波长, 将激光器的输出波长锁定在乙炔气体 1530.37nm 的吸收峰上, 24h 内频率稳定度达 10^{-8} , 频率波动约为 2MHz ^[33]。

2008 年, 日本 K. Nakano, S. Maehara 和 M. Yanagisawa 等人设计出双光路反馈系统对用于板级干涉仪半导体激光器进行 Rb 饱和吸收谱线稳频^[34], 得出在平均时间 $0.01\text{s} \leq \tau \leq 23\text{s}$ 内的频率稳定度 $9.07 \times 10^{-13} \leq \sigma(2, \tau) \leq 7.54 \times 10^{-10}$ 。

2008 年, 美国科罗拉多大学 John A. Smith 等人以 Na 和 Ka 原子气体为吸收介质, 利用饱和吸收技术对谐振荧光多普勒雷达激光光源进行稳频, 测试得出 1 小时内频率漂移在 $\pm 1\text{MHz}$ 以内^[35]。

1.2.3.4 Fabry-Parot 腔偏频锁定

图 5 是 F-P 腔偏频锁定实验原理框图, 在偏频锁定技术中, 鉴频信号的产生是利用

其透过曲线的最大斜率点作为参考频率, 选用透射光强最大值的一半所对应的频率作为频率标准, 利用另一光束构成系统消除激光器的功率起伏带来的影响。激光频率的变化会引起透射光强的变化, 通过测量能量变化, 反馈到激光器来保持透射光强为定值, 维持频率稳定。这种方法长期稳定度可达 10^{-8} , 缺点是系统抗干扰能力差, 激光频率的大幅跳变会导致失锁。

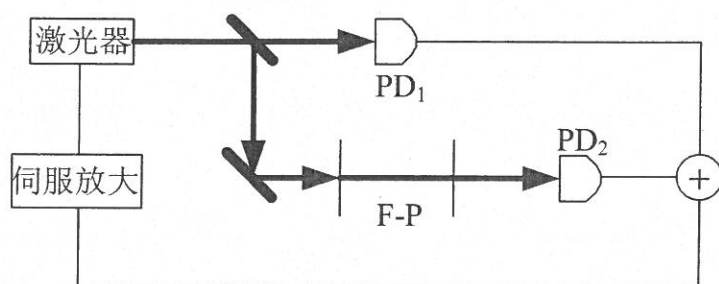


图 5 法珀腔偏频锁定实验框图

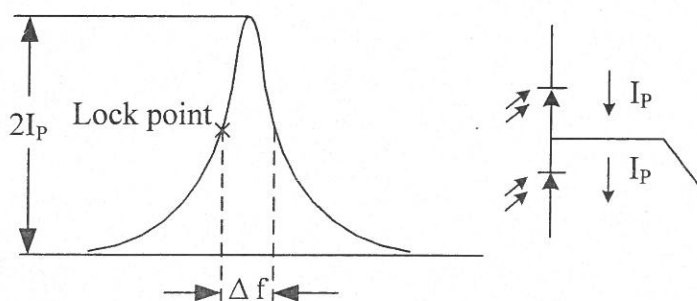


图 6 法珀腔偏频锁定原理

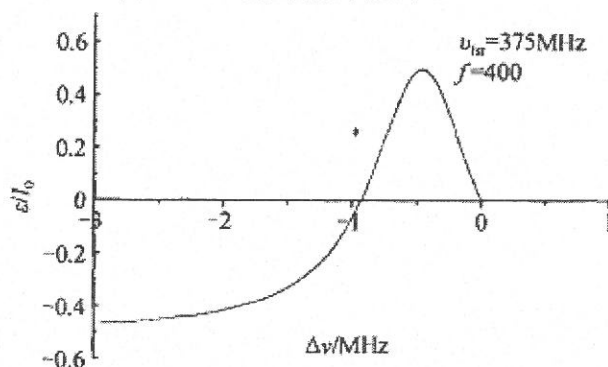


图 7 F-P 腔偏频锁定鉴频曲线

图 6 为该方法示意图, 取透射光强峰值的一半所对应的频率为中心频率, 实际上该点不是透射曲线上斜率最大的点, 但是易于标定, 当激光频率为中心频率时, 两个光电探测器的输出电流相互抵消。当频率偏离中心频率时, 两探测器输出不等, 电流差通过伺服环路反馈到激光器, 将频率锁定到中心频率上。如图 7 所示, 所选 F-P 腔的自由光

谱范围为 375MHz, 精细度为 400 时, 为偏频锁定系统的鉴频曲线。控制范围为 F-P 腔透射曲线的半值宽度, 此条件下频率控制范围为 0.938MHz。

1.2.3.5 相位调制光外差稳频

相位调制光外差稳频技术原理如图 8 所示, 激光经过电光相位调制器进行相位调制, 利用 F-P 腔的共振特性和光外差光谱检测技术, 得到具有较好鉴频特性的色散谱, 以及鉴频得到激光的频率与 F-P 腔共振频率的误差信号, 通过反馈系统, 进而改变激光的频率, 将激光频率锁定在光学谐振腔的共振频率上。

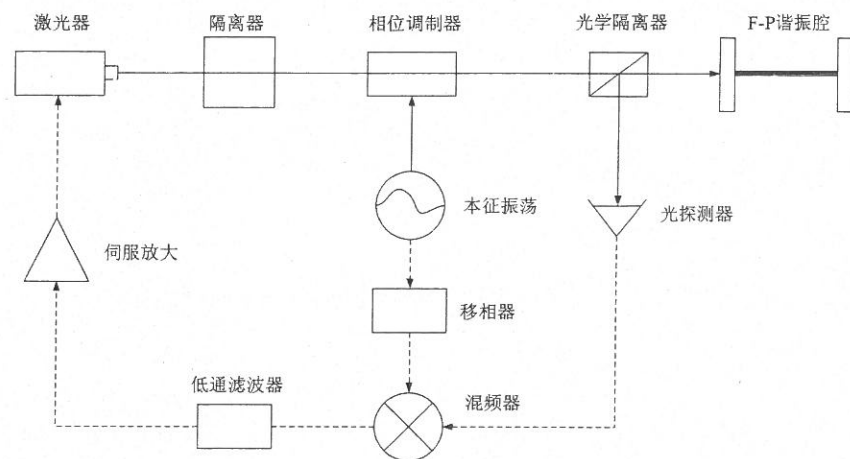


图 8 相位调制光外差稳频原理图

另外, PDH 稳频技术的特点有: (1) 由于 F-P 腔可以具有极高的 Q 值, 能满足窄线宽激光稳频的要求; (2) F-P 腔几乎能适合各种波长的激光系统, 而不仅仅局限在某一特定的波长上; (3) 由于参考频率标准是 F-P 腔的共振频率, 腔体的材料特性和环境变化对腔体稳定性影响很大, 通常采用低膨胀系数的材料作为腔体、控制环境温度变化、隔离外界震动以减小 F-P 腔共振频率漂移; (4) 由于对激光进行射频调制, 所以它能避开激光幅度噪声的影响, 可以达到散粒噪声的极限。

1964 年, 法国的 Russell. Targ, L. M. Osterink 和 J. M. French 等人利用 KDP 晶体材料的相位调制器对输出功率为 50mW 的 He-Ne 调频激光器进行频率稳定^[36], 最终得到的频率稳定度为 10^{-8} 。

20 世纪 80 年代初, R. W. P. Drever, J. L. Hall^[37]等人成功地将激光频率锁定在光学参考腔的共振频率上, 取得了线宽小于 100Hz 的稳频激光, 以后人们一般把这种稳频方法称为 Pound-Drever-Hall 稳频法。随后, J. Hough 与 D. Hils^[38]等人通过把 F-P 腔放置在悬挂托架上, 从而显著降低外界环境振动对腔体的影响, 并成功地把一台染料激光器锁定在此 F-P 腔上, 通过对两套相同激光系统的输出光进行拍频, 测得激光频率稳定度达到

2.2×10^{-13} , (15s 积分时间), 线宽小于 750Hz。

1990 年, 韩国 Standards Reseach Institute 的 Ho Seong Lee 等人对半导体激光器直接进行调制, 以 F-P 谐振腔中心频率为频率参考, 通过检测 F-P 标准具透射光, 得到频率误差信号, 经伺服反馈于光源实现稳频, 结果受光源输出功率波动的限制, 稳定效果不佳^[39]。

2002 年, 日本 Doshisha University 的 Shintaro Hisatake, Takahiro Kawamoto 等人对应用于相干通信光学锁相环系统的激光二极管, 利用 PDH 方法进行稳频, 输出 35mW 激光二极管光源线宽小于 40MHz^[40]。

2003 年, Davi. R. Ortega, Wictor. C. Magno and Flávio. Caldas. da. Cruz 等人对外腔式激光二极管注入电流进行高速调制, 采用 ULE 高精度常数 F-P 标准具作为频率标准元件, 利用 PDH 稳频技术, 将探测得到的误差信号经放大作用于 PZT, 以调节谐振腔, 最终将激光频率锁定 F-P 标准具谐振频率上, 到得到输出激光线宽低于 2MHz, 相对频率稳定度为 120kHz^[41]。

2006 年, 日本 Doshisha University 的 Hideyuki Yashiro, Yukio Miura 等人以 Fabry-Perot 谐振腔为频率标准, 利用 PDH 技术对输出波长 405nm 的紫外激光二极管进行稳频, 经测试得出激光二极管工作 0.5ms 时间内的频率稳定度为 1.71×10^{-10} ^[42]。

2008 年, 上海光学与精密机械研究所的孙旭涛、陈卫标等人通过对测风雷达系统的光源—1064nm, 200mW 激光二极管泵浦主振 Nd:YAG 激光器, 采用线宽 1.7MHz 的 F-P 标准具进行稳频试验, 将误差信号反馈到激光二极管电流输入端口, 实现输出激光频率稳定。实验得出结果为在 1s 时间内频率跳动为 $\pm 25\text{kHz}$, 在 1h 内频率跳动为 $\pm 55\text{kHz}$ 。最后经计算, 得到稳频系统绝对频率漂移小于 1MHz, 满足测风雷达精度要求^[43]。

2008 年, 美国波茨坦大学的 Martin Ostermeyer, Alexander StraBer 等人运用 Pound-Drever-Hall 技术对输出脉冲能量 21mJ 的注入式双 Nd: YAG 振荡调 Q 激光器进行稳频试验, 经延迟自外差检测, 输出激光线宽在 1MHz 以内^[44]。

根据以上文献报道, 稳频技术应用地早期, 主要采用被动稳频技术, 对激光器所处环境的温度变化、机械振动、大气变化和电磁场采取减小或者消除的措施, 实现激光器进行稳频。到了六十年代中期, 主动稳频技术发展起来, 人们利用兰姆凹陷稳频方法以及利用发光原子在磁场的 Zeeman 效应进行稳频。逐渐发现兰姆凹陷稳频和双频 Zeeman 效应稳频由于原子跃迁的中心频率易受放电条件等因素影响而发生变化, 因此其稳定性和复现性就受到局限。利用外界参考频率进行稳频, 饱和吸收稳频方法逐渐被采用。八

十年代初, R. W. P. Drever 和 J. L. Hall^[8]等人发明相位调制光外差稳频法, 并取得线宽小于 100Hz 的稳频激光。

总之, PDH 稳频技术与饱和吸收稳频技术相比, F-P 腔具有很高的稳定性和超窄共振谱线宽度, 同时还能满足几乎所有波段的稳频系统, 因此采用 PDH 技术将激光锁定在光学谐振腔上具有其它技术无法相比的优势, PDH 技术也逐渐成为主动稳频技术中的前沿技术。

1.3 论文内容安排

本课题以单频光纤激光器为研究对象, 探讨实现单频激光器光波频率稳定输出的控制原理方法与技术。首先构建单频激光器 PDH 稳频系统的理论模型, 对相位调制光外差误差信号产生原理进行分析, 然后进行 PDH 激光稳频系统的光路搭建, 设计光外差信号解调电路, 完成信号解调部分实验, 实现对单频激光器频率误差信号的获取。

论文内容安排如下:

论文第一章为绪论部分, 从课题的研究背景及意义出发, 介绍了稳频激光器的优点及应用的必要性, 在明确在单频、高功率条件下激光频率稳定研究意义的同时, 着重介绍了现有各种激光器频率稳定技术的原理及其国内外发展现状, 对比其中的各种稳频技术优缺点得出结论, 即在高功率、任意波长等条件下相位调制光外差稳频为较理想的稳频方法。

第二章介绍了单频激光器 PDH 稳频系统原理, 初步确定进行设计方案, 方案采用较大调制深度的外调制方法, 以 F-P 腔的谐振频率作为频率稳定标准, 以此构建单频激光器 PDH 稳频系统的理论模型, 推导出 PDH 系统能达到的极限线宽计算公式, 分析相位调制光外差信号产生原理, 讨论调制参数对鉴频曲线的影响。分析系统光路, 完成 F-P 腔中心频率与激光器中心波长匹配实验以及对电光相位调制实验。

第三章根据光路光功率传输情况及相关检测原理, 据此设计光外差信号解调模块, 拍频信号经过前置放大和滤波, 经相敏检测和低通滤波得解调输出。完成器件选型以及制板, 并对解调模块信号延迟量, 动态范围以及噪声进行分析和测量, 为后续的光外差信号检测提供了前提。

第四章完成单频激光频率误差信号实验研究, 实验包含两个部分: 系统的鉴频曲线测量; 光频率误差信号采集。最后分析实验结果。

最后对研究实践工作进行总结, 给出下一步工作计划。

第二章 相位调制光外差稳频系统

本章首先介绍了相位调制光外差稳频技术原理, 提出了基于光纤激光器的 PDH 系统的稳频方案, 分析了方案中的重要光学元件——法珀腔, 电光相位调制器的参数。基于系统理论模型, 仿真得出稳频系统鉴频曲线, 讨论了调制参数对鉴频曲线的影响程度以及稳频系统的噪声模型, 最后进行了稳频系统光路的分析与搭建。

2.1 相位调制光外差稳频原理

PDH 稳频结构原理如图 9 所示。从单频光纤激光器输出的信号光经过准直器输出后, 经过空间电光调制器(EOM)入射到 F-P 腔中。一般情况下, 调制光谱的一对边带与载波外差产生的拍频电流等值反相完全抵消, 输出为零。但是当该调制光束射入 F-P 腔时, 这种平衡对称性将被破坏, 拍频电流不再为零, 于是可以得到频率为 ν 的信号。F-P 腔的反射光信号经光电转换通过一个混频器来检测调节。对位相延迟的适当调节使得中央出现一级尖峰, 以此作为鉴频信号。因此 F-P 腔的光外差色散谱线中心对称, 中心(谐振点)为零, 故具有很好的鉴频特性, 可以用作理想的反馈控制信号, 来调节激光器参数, 进行激光稳频。鉴频曲线斜率很大, 偏离谐振频率时, 输出信号骤增, 故控制灵敏度极高, 具有很高的信噪比。这对提高稳频程度, 压缩线宽极为有利。

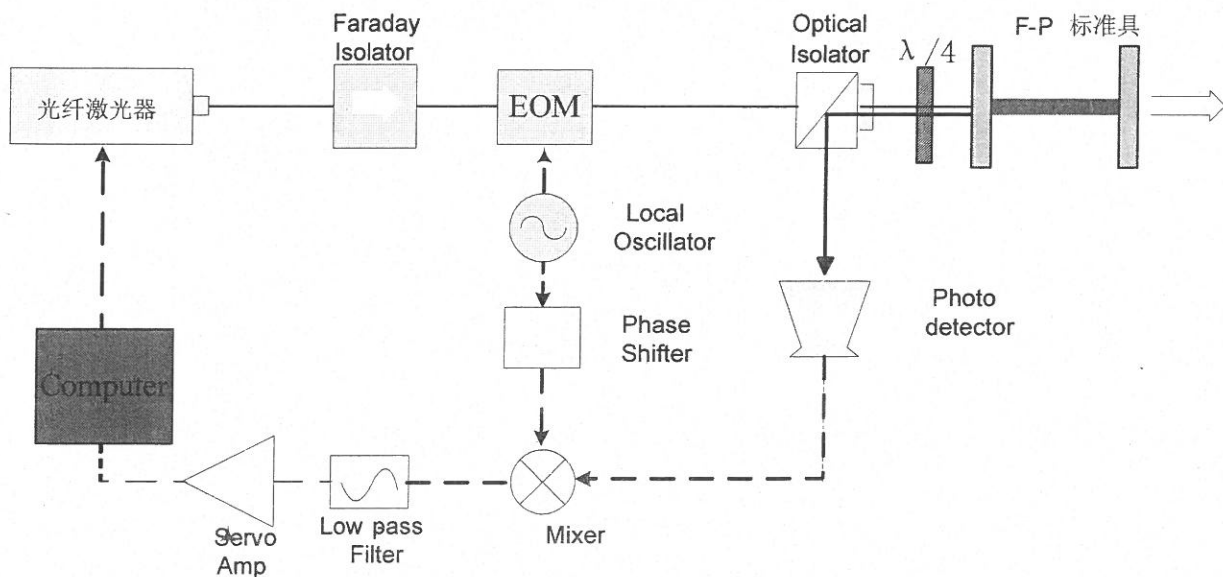


图 9 相位调制光外差系统示意图

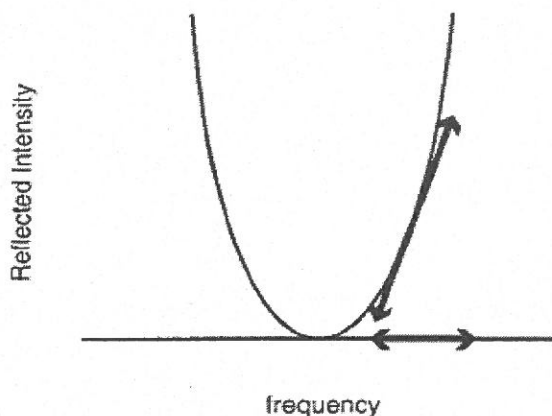


图 10 相位调制光外差原理图

反射光到达探测器上,调制光谱边带与载波拍频^[45]。若激光频率等于参考谐振频率,调制边带仍然平衡对称,拍频输出为零。反之,若激光频率偏离参考频率,但失谐量仍在参考腔的线宽内,边带的平衡对称性被破坏,则有拍频电流输出,将此误差信号适当放大后和射频参考信号一起输入平衡混频器,取适当的相移,使拍频信号与射频参考信号相位差为 90° 。混频解调后,得到色散型鉴频信号,它通过伺服系统,使激光频率的偏移量回复到零,从而将激光频率锁定在参考腔谐振频率上以实现稳频。

2.2 相位调制光外差稳频系统方案

课题以单频光纤激光器为稳频对象,利用相位调制光外差技术获得激光器激光的频率波动信号,该信号经过伺服反馈系统直接作用于光源调谐接口,以实现单频激光器的频率稳定。光纤激光器 PDH 稳频系统主要包括三个部分,第一部分为单频激光器 PDH 稳频系统光路部分;第二部分为探测接收解调电路部分;第三部分为激光器 PDH 稳频电子伺服控制部分。从光路部分得到的光外差信号经探测器和接收电路得到精确的误差信号,并作用于反馈控制的输入端,反馈调谐量通过控制部分输出端直接作用与光源。

本文以单频激光 PDH 稳频技术为主线,实现单频光纤激光相位调制光外差系统的频率误差信号检测。主要包括三个部分,第一部分为单频激光 PDH 稳频系统光路部分;第二部分为探测接收解调电路部分;第三部分为单频激光相位调制光外差系统的频率误差检测。

在稳频系统中,需要对激光进行调制,实现激光调制的方法很多,可以分为内调制和外调制两种。内调制是指加载调制信号是在激光振荡过程中进行的,及以调制信号去改变激光器的振荡参数,从而改变激光输出特性以实现调制;外调制是指激光形成之后,在激光器外的光路上放置调制器,用调制信号改变调制器的物理特性,当激光通过调制

器时, 就会使光波的某参量受到调制。外调制光路调整方便, 而且对激光器没有影响; 另外, 外调制方式不受半导体器件工作速率的限制, 它比内调制的调制速率高, 调制带宽要宽得多。因此将外调制技术应用于稳频系统, 不仅可以实现较大调制带宽, 同时能够避免直接调制带来的幅度噪声。

参考腔的共振频率为激光频率锁定提供了一个频率标准, 为了获得理想的稳频效果, 不仅要求频率参考标准稳频受外界影响小, 而且希望得到具有理想鉴频特性的光学谐振腔光外差光谱。参考腔的设计除稳定性要求外, 还要求参考腔的低阶横模和纵模间隔尽可能大, 以获得激光与参考强之间的良好模式匹配。共焦 F-P 腔能满足匹配要求。

据以上分析, 单频激光 PDH 光外差信号检测系统结构图如图 12 所示。光纤激光器尾纤与耦合器输入端熔接, 其输出中的一路作为光输出, 另一路作为系统的探测光, 经过电光相位调制器作用以及 F-P 谐振腔反射, 在偏振分束器的作用下, 反射光进入探测器, 调制边带拍频抵消失衡产生的光外差信号, 经过解调电路实现高灵敏度幅度变化的检测, 最后光源温度调谐接口伺服控制, 实现频率稳定。

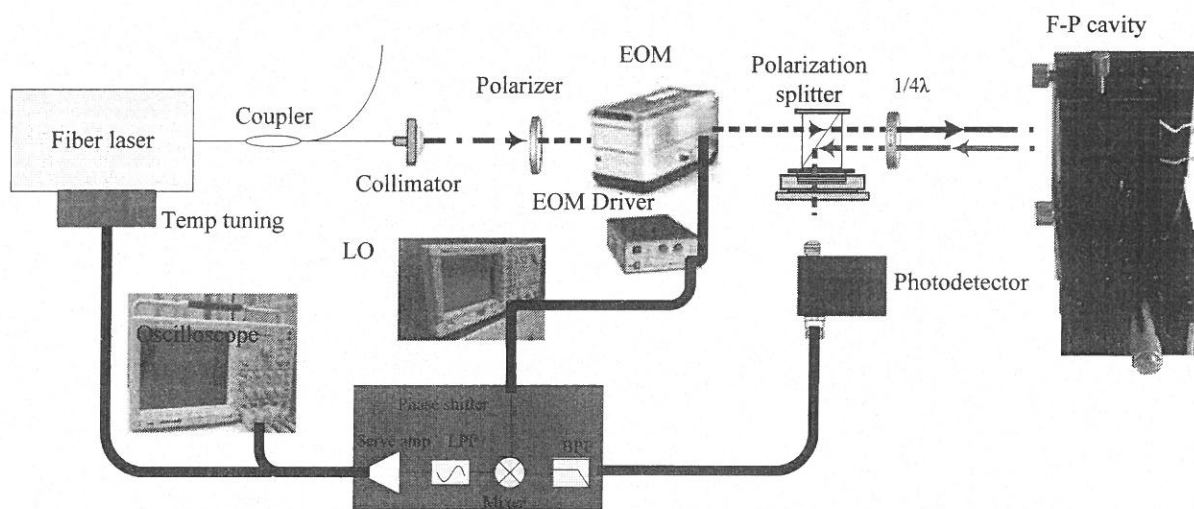


图 11 单频激光 PDH 光外差信号检测系统结构图

2.2.1 F-P 光学谐振腔的参数分析

2.2.1.1 F-P 腔原理

F-P 腔是利用多光束干涉原理制成的一种光学器件^[46]。F-P 腔以波长或频率高分辨的特点经常用于高灵敏精密光谱检测、激光模式及线宽等的测量, 以及在激光技术中用于对激光线宽的压缩。

腔内光波的干涉原理如图 13 所示, 一束振幅为 A_0 的入射光入射到 F-P 腔上, 则透

射光的振幅分别为 A_0T , A_0TR , $A_0TR^2\cdots$, 其中 R 为反射镜的反射系数, T 为透射系数。假定反射镜对光没有吸收, 反射系数 R 和透射系数 T 相加等于 1, 即 $R+T=1$ 。则可导出下列多光束干涉的光强分布公式。

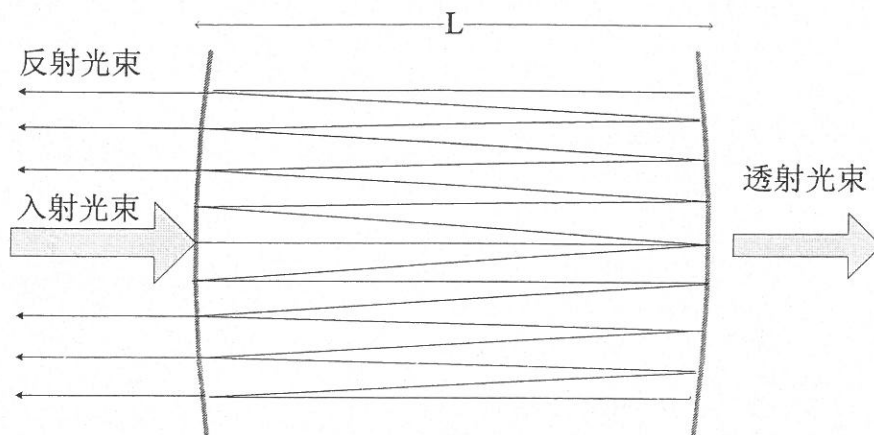


图 12 Fabry-Perot 多光束干涉原理图

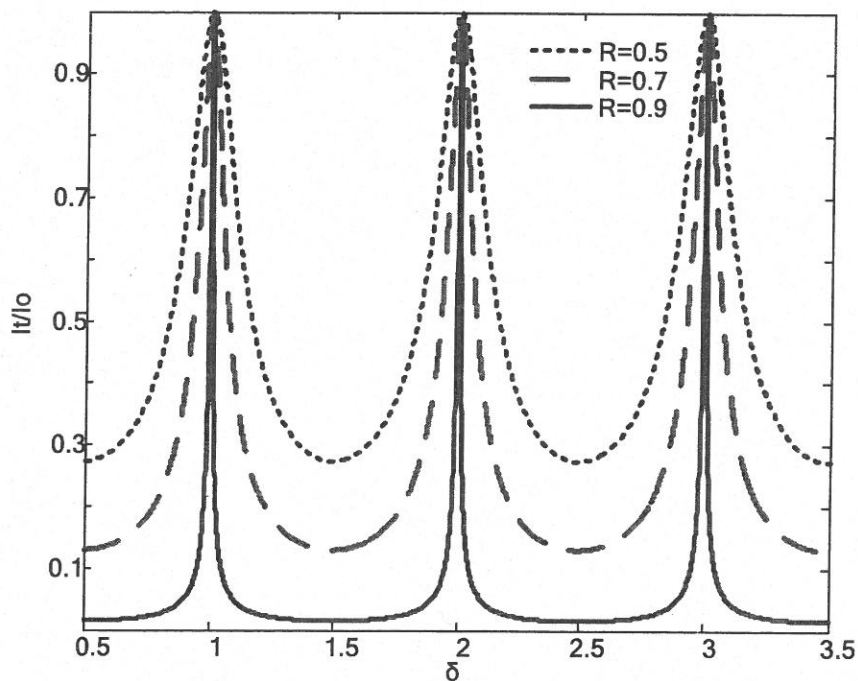


图 13 不同反射系数 R 的光强和相位差关系

以 $A_0e^{i\omega t}$ 代表入射光的振动, 则透射光束的合成振动可以写作如下,

$$\begin{aligned}
 & A_0T(e^{i\omega t} + Re^{i(\omega t - \delta)} + R^2e^{i(\omega t - 2\delta)} + \cdots) \\
 &= A_0Te^{i\omega t}(1 + Re^{-i\delta} + R^2e^{-i2\delta} + \cdots) \\
 &= A_0Te^{i\omega t}/(1 - Re^{-i\delta}) \\
 &= Ae^{i\omega t}
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

其中, $A = A_0 T / (1 - R e^{i\delta})$, $\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2nL \cdot \cos\theta$ 。式中为 A 复振幅, δ 为相位差, n 是折射率, L 是腔的长度, θ 是入射角由于激光是垂直入射到 F-P 腔, 所以可以认为 θ 为零度, 则透射光束与入射光束的比值为,

$$\frac{I_t}{I_0} = \frac{AA^*}{A_0^2} = \frac{(1-R)^2}{1-2R\cos\delta+R^2} = \frac{1}{1+\frac{4R}{(1-R)^2}\sin^2\frac{\delta}{2}} \quad (2.2)$$

相位差 $\delta = 2k\pi (k=0, \pm 1, \pm 2, \dots)$ 时, 透射光的光强为极大值, $I_{\max}=I_0$; 当 $\delta=(2k+1)\pi$ 时, 透射光强为极小值, $I_{\min}=I_0(1-R)^2/(1+R)^2$ 。由此可见, 干涉极大光强与反射系数 R 无关, 而极小的光强却随着 R 的变大而减小。

以 I_t/I_0 为纵坐标, 位相差 δ 为横轴, 可给出不同反射系数 R 的光强和相位差 δ 的函数关系图。可见, 反射系数 R 越大, 透射峰越尖锐, 条纹越清晰。

2.2.1.2 光学谐振腔的技术参数

a) 自由光谱区 FSR

表示相邻纵模的频率间隔, 其值由根 F-P 腔的腔长 L , 两镜间的折射率 n 决定,

$$\nu_{fsr} = \frac{c}{2nL} \quad (2.3)$$

b) 线宽 $\Delta\nu$

腔的线宽 $\Delta\nu$ 定义为在透射峰半高度处的全宽度(FWHM),

$$\Delta\nu = \frac{c(1-R)}{2nL\pi\sqrt{R}} \quad (2.4)$$

c) 精细度

精细度(Finesse)是用以度量光学谐振腔的损耗大小的量, F (Finesse)定义为 $\Delta\nu_{fsr}$ 与 $\Delta\nu$ 的比值,

$$F = \frac{\nu_{fsr}}{\Delta\nu} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (2.5)$$

由上式可看出谐振腔的腔镜反射率越高, 谐振腔的精细度越高, 其分辨率也越高。

d) Q 值

谐振腔振荡频率和线宽的比值, 谐振腔的损耗越低, 品质因数就越高,

$$Q = \frac{\nu}{\Delta\nu} \quad (2.6)$$

自由光谱区 FSR、 Q 值是描述 F-P 腔特性的重要参数。在 F-P 腔的各项参数中, Q

值的大小很关键, 因为 Q 值越高, F-P 腔的损耗就越小, 线宽就越窄, 能提供的参考频率标准就越稳定。

2.2.1.3 F-P 腔的光外差吸收和色散曲线

Fabry-Perot 谐振腔的反射传递函数^[46]为,

$$f_r = \sqrt{R}(1 - e^{i2\frac{\omega}{c}L}) / (1 - Re^{i2\frac{\omega}{c}L}) \quad (2.7)$$

其中 R 为镜面反射率, L 为腔长。

上式也可写成复数形式

$$f_r = Ae^{i\phi} \quad (2.8)$$

其中 $A = |f_r|$,

$$\phi = \arctan\left(\frac{\text{Im}(f_r)}{\text{Re}(f_r)}\right) \quad (2.9)$$

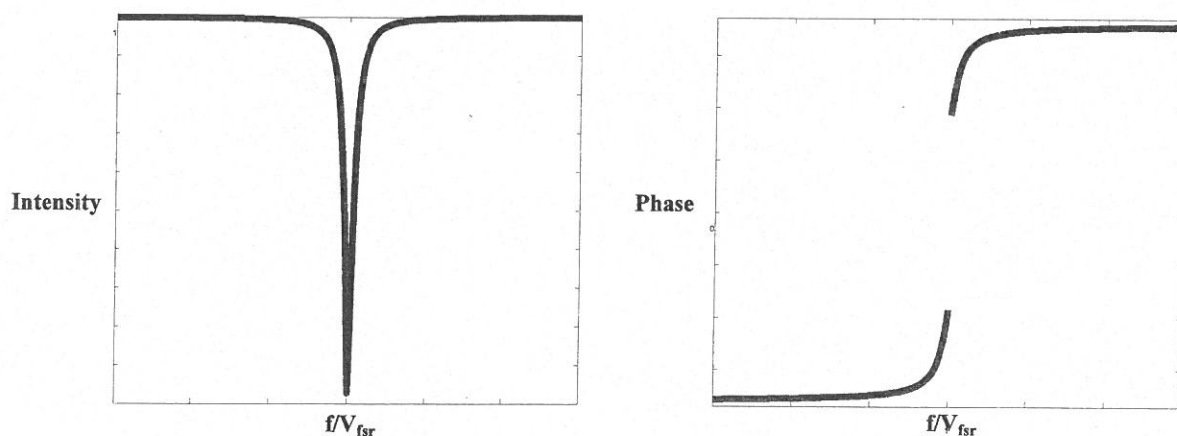


图 14 F-P 腔反射函数幅度相位曲线

图 15 为 F-P 腔反射函数强度和相位曲线, 相位调制光外差利用经过边带调制后的激光, 经过 F-P 腔反射, 调制边带强度上的差异, 就是激光频率波动误差信号。

调制光经 Fabry-Perot 腔的反射光场为,

$$E = E_0 \left[A_0 J_0(\beta) e^{i(\omega t - \phi_0)} + J_1(\beta) (A_1 e^{i(\omega + \Omega)t - i\phi_1} - A_{-1} e^{i(\omega - \Omega)t - i\phi_{-1}}) \right] \quad (2.10)$$

当对激光频率扫描时, 调制光的载波和边带相对腔的谐振曲线的位置不同, 从而引起激光幅度和相位的相应变化。探测器接收到该反射信号, 边带与载波的光外差拍频产生频率为调制频率的光电流信号。根据上式, 可知光电流

$$\begin{aligned}
i &\propto |E|^2 \\
&= E_0^2 J_0(\beta) J_1(\beta) A_0 \left\{ [A_1 \cos(\phi_0 - \phi_1) - A_{-1} \cos(\phi_{-1} - \phi_0)] \cos \Omega t \right. \\
&\quad \left. - [A_1 \sin(\phi_0 - \phi_1) - A_{-1} \sin(\phi_{-1} - \phi_0)] \sin \Omega t \right\}
\end{aligned} \tag{2.11}$$

当改变图相位调制频率 Ω ，也就是改变相敏解调参考信号相位时，可分别探测到(2.11)式中第一项、第二项。对上式的数值计算模拟结果如下图所示。图 15 谱线具有吸收型特征，图 16 谱线具有色散型特征^[47]。

从图我们可以看出该光谱线型具有良好的鉴频特性，中心对称，左右 Δf 范围内对称且反相，可以用来将激光频率锁定在色散谱线中心过零点。探测透射光时，由于腔的线宽较窄，当激光偏离谐振频率中心时边带只有很小一部分能通过。而当探测反射光时，即使激光频率不在谐振频率中心附近，仍会有足够的反射光强，因而拍频信号较强，所以一般探测的是反射信号。

综上所述，为了将窄的谐振腔共振谱线用于稳定性好的激光系统，需要使用窄线宽、精细度高的 F-P 腔作为参考频率标准，使获得的光学谐振腔光外差光谱的中心斜率很大，提高鉴频的灵敏度。

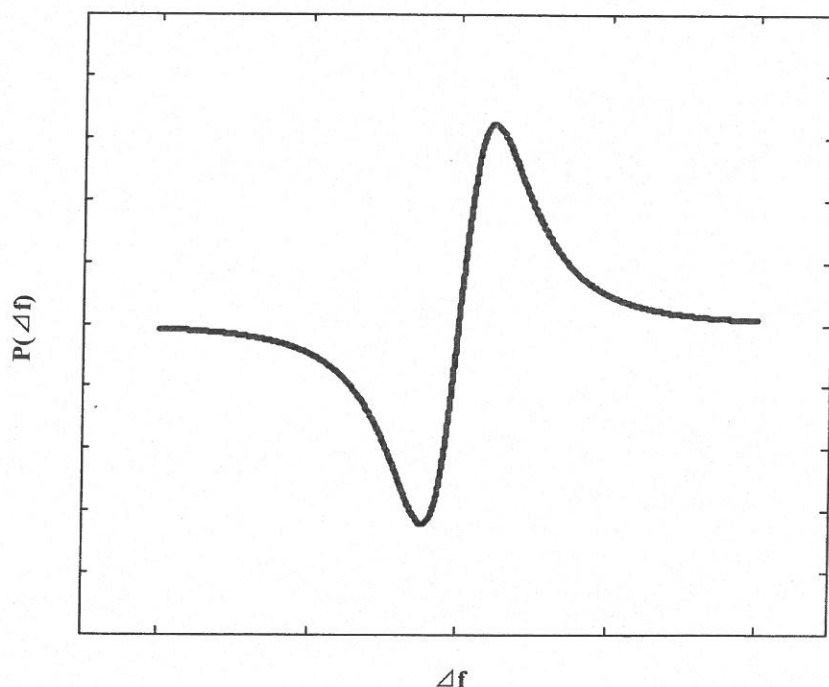


图 15 光外差解调吸收曲线

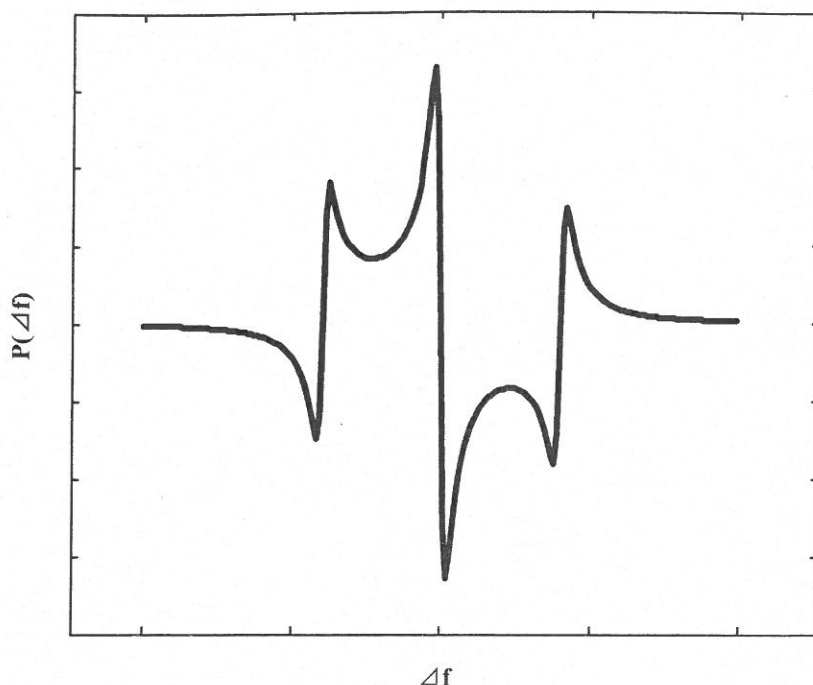


图 16 光外差解调色散曲线

参考腔的共振频率由腔长决定，而腔长又易受外界的影响。腔镜材料的长度随着温度的伸缩，也会导致共振频率的变化。根据国内 F-P 谐振腔调研情况，选用清华大学制作的 F-P 扫描干涉仪作为稳频系统的 F-P 标准具，主要技术参数：长度为 20.412mm ，自由光谱区 ν_{fsr} 为 7.349GHz ，精细度 F 为 950，分辨率 $\Delta\nu$ 为 7.735MHz 。F-P 干涉仪采用温度系数为 $6 \times 10^{-7}/^\circ\text{C}$ 的石英玻璃制作，当外界温度变化为 0.001°C ，腔长变化 $1.22472 \times 10^{-11}\text{m}$ ，其共振频率变化为 173.684kHz 。



图 17 F-P 干涉仪

2.2.2 电光相位调制分析

根据以上分析,利用外调制不受半导体器件工作速率的限制,它比内调制的调制速率高,调制带宽要宽得多。因此将外调制技术应用于稳频系统,不仅可以实现较大调制带宽,同时能够避免直接调制带来的幅度噪声。

电光调制器的调制度与调制频率的选取对 F-P 腔的光外差光谱线型有十分重要影响。调制度及调制频率的选取的大小不仅影响产生边带与载波的幅度关系,而且也关系到光谱信号(作为鉴频曲线)的幅度、中心斜率以及稳频系统动态范围。

2.2.2.1 电光相位调制

光波在介质中的传播规律受到介质折射率分布的制约,而折射率的分布又与其介电常量密切相关。介质的介电常量与晶体的电荷分布有关,当晶体上施加电场后,将引起束缚电荷的重新分布,并可能导致离子晶格的微小形变,其结果将引起介电常量的变化,而且这种改变随电场的大小和方向的不同而变化(只有在弱电场的情况下,才可把介电常量近似视为与场强无关的物理常量),最终导致晶体折射率的变化。因此,折射率成为外加电场 E 的函数,这时晶体折射率可用外加电场 E 的幂级数表示。

$$\mu = \mu_0 + \lambda E + hE^2 \quad (2.12)$$

式(2.12)中 λ, h 为常数, μ_0 为未加电场时的折射率。 λE 是一次项,由该项引起的折射率变化称为线性电光效应或泡克尔斯(Pockels)效应;由二次项 hE^2 引起的折射率变化称为二次电光效应或科尔(Kell)效应。大多数电光晶体材料一次效应比二次效应显著。

对电光效应的分析和描述一般采用折射率椭球体(又称光率体)的方法,当晶体未加电场时,主轴坐标系中折射率椭球可描述为,

$$\frac{x^2}{\mu_x^2} + \frac{y^2}{\mu_y^2} + \frac{z^2}{\mu_z^2} = 1 \quad (2.13)$$

(2.13)式中的 x, y, z 为折射率椭球的主轴,及介质的主轴方向。在晶体内沿着这些方向的电位移 D 和电场强度 E 是互相平行的,式中 μ_x, μ_y, μ_z 为介质的三个主折射率。利用折射率椭球体可以描述光波在晶体中的传播特性。由此可推晶体加了外电场之后对光波传播规律的影响,也可以借助于折射率椭球体方程的系数如何改变来进行分析。

下面以常用的 KDP 晶体为例分析。此类晶体是负单轴晶体,因此有 $\mu_x = \mu_y = \mu_0$, $\mu_x = \mu_y = \mu_e$, 且 $\mu_0 > \mu_e$, 晶体加外电场 E 后的新折射率椭球方程表示为,

$$\frac{x^2}{\mu_0^2} + \frac{y^2}{\mu_0^2} + \frac{z^2}{\mu_e^2} + 2\gamma_{41}xzE_x + 2\gamma_{41}yzE_y + 2\gamma_{63}xyE_z = 1 \quad (2.14)$$

一束线偏振光沿着 Z 轴方向入射晶体后, 即分解为沿 x' 和 y' 方向两个分量, 由于两者折射率不同, 沿 x' 方向振动的光传播速度快, 当它们经过长度 L 后所走的光程分别为 $\mu_{x'}L$ 和 $\mu_{y'}L$, 这样两偏振分量的相位延迟分别为,

$$\begin{aligned}\delta_{\mu_{x'}} &= \frac{2\pi}{\lambda} \mu_{x'} L (\mu_0 - \frac{1}{2} \mu_0^3 \gamma_{63} E_z) \\ \delta_{\mu_{y'}} &= \frac{2\pi}{\lambda} \mu_{y'} L (\mu_0 + \frac{1}{2} \mu_0^3 \gamma_{63} E_z)\end{aligned}\quad (2.15)$$

因此, 当这两束偏振光穿过晶体后将产生一个相位差 $\Delta\delta$ 。

$$\Delta\delta = \delta_{\mu_{x'}} - \delta_{\mu_{y'}} = \frac{2\pi}{\lambda} (\mu_{x'} - \mu_{y'}) = \frac{2\pi}{\lambda} L \mu_0^3 \gamma_{63} E_z = \frac{2\pi}{\lambda} \mu_0^3 \gamma_{63} V \quad (2.16)$$

由以上分析可知, 相位延迟完全是由电光效应造成的双折射引起的式中的 $V=E_zL$ 是沿晶体 Z 轴所加的电压; 当电光晶体和通光波长确定后, 相位差仅取决于外加电压, 它与外加电压成比例变化。

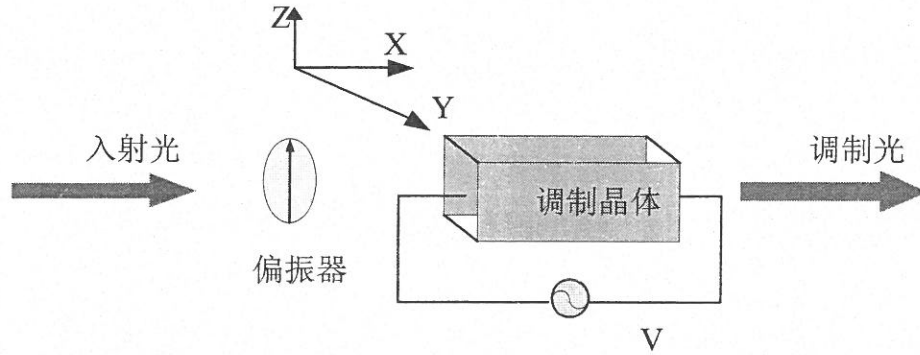


图 18 电光相位调制原理图

图 19 所示的是电光相位调制的原理图, 由起偏器和电光晶体组成。起偏器的偏振轴平行于晶体的感应主轴 x' (或 y'), 电场沿 Z 轴方向加到晶体上, 此时入射晶体的线偏振光不能再分解成沿 x' , y' 两个分量, 而是沿着 x' (或 y') 轴一个方向偏振, 故外电场不改变出射光的偏振状态, 仅改变其相位。相位的变化为,

$$\Delta\delta_{\mu_{x'}} = -\frac{2\pi}{\lambda} \Delta\mu_{x'} L \quad (2.17)$$

因为光波只沿 x' 方向偏振, 相应的折射率为,

$$\mu_{x'} = \mu_0 - \frac{1}{2} \mu_0^3 \gamma_{63} E_z \quad (2.18)$$

晶体上所加的是正弦调制电场 $E_z = E_m \sin \omega_m t$, 光在晶体的输入面 ($z=0$) 处的场矢量大小是 $U = \cos \omega_m t$, 则在晶体输出面 ($z=L$) 处的场矢量大小可写成,

$$U_0 = A \cos \left[\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} \left(\mu_0 - \frac{1}{2} \mu_0^3 \gamma_{63} E_m \sin \omega_m t \right) L \right] \quad (2.19)$$

略去式中相角的常数项, 则上式可写为,

$$U_O = A \cos(\omega t + \beta \sin \omega_m t) \quad (2.20)$$

其中 $\beta = \frac{\pi \mu_0^3}{\lambda} \gamma_{63} E_m L$ 为调制度。

光束经电光晶体相位调制后的激光的光场为,

$$E = E_0 e^{i(\omega t + \beta \sin \Omega t)} \quad (2.21)$$

按贝塞尔公式频域^[9]展开, (2.2)式为,

$$E = E_0 \left[\sum_{n=0}^{\infty} J_n(\beta) e^{i(\omega + n\Omega)t} + \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n J_n(\beta) e^{i(\omega - n\Omega)t} \right] \quad (2.22)$$

其中, $J_n(\beta)$ 是第 n 阶贝塞尔函数, ω 为入射光光波的角频率, Ω 为电光相位调制器的调制频率, β 为调制度, 从(2.3)式可以看出, 调制光谱在载波两侧呈现距离为 Ω 的边带分布, 如图 20 所示。

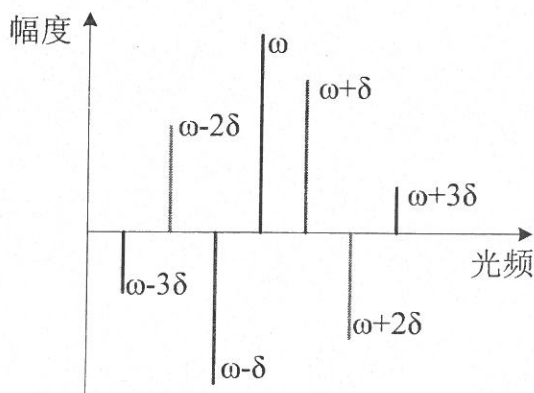


图 19 调制信号光谱示意图

由贝塞尔函数频域分布特性可知, 当调制度小于 1 时, 可以略去大于 1 的高阶项, 近似地将贝塞尔函数在频域上展开可得,

$$E \approx E_0 \left[J_0(\beta) e^{i\omega t} + J_1(\beta) e^{i(\omega + \Omega)t} + J_{-1}(\beta) e^{i(\omega - \Omega)t} \right] \quad (2.23)$$

2.2.2.2 调制频率对色散谱线的影响

调制频率的选取则要考虑以下因素的影响: 激光的幅度噪声、频率的捕捉范围等。激光光源的幅度噪声的存在会影响光谱信号信噪比, 导致激光频率锁定精度降低, 激光的幅度噪声主要分布在低频部分。利用射频信号对激光进行调制, 使得探测信号的频率一道射频区域, 这样就可以避开幅度噪声很大的低频区域。

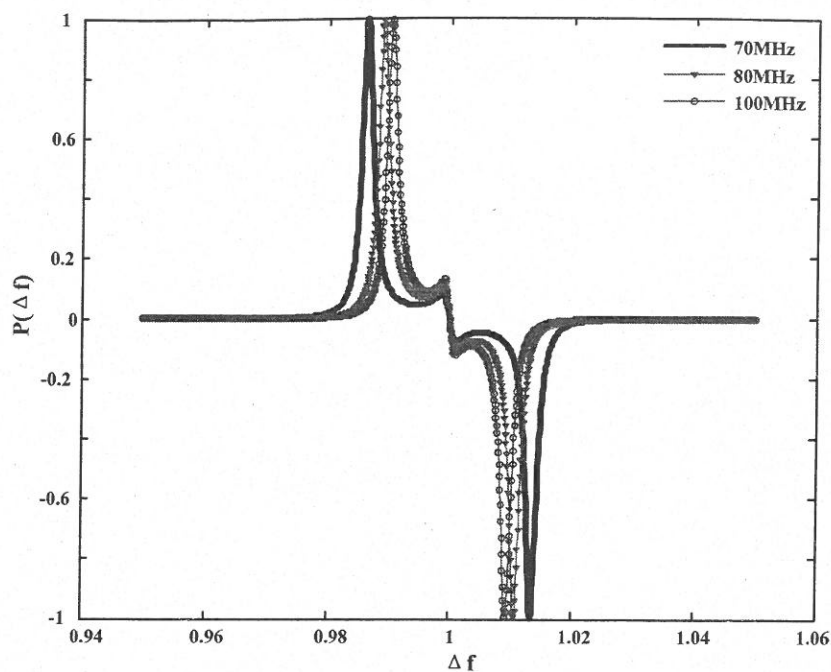


图 20 吸收曲线

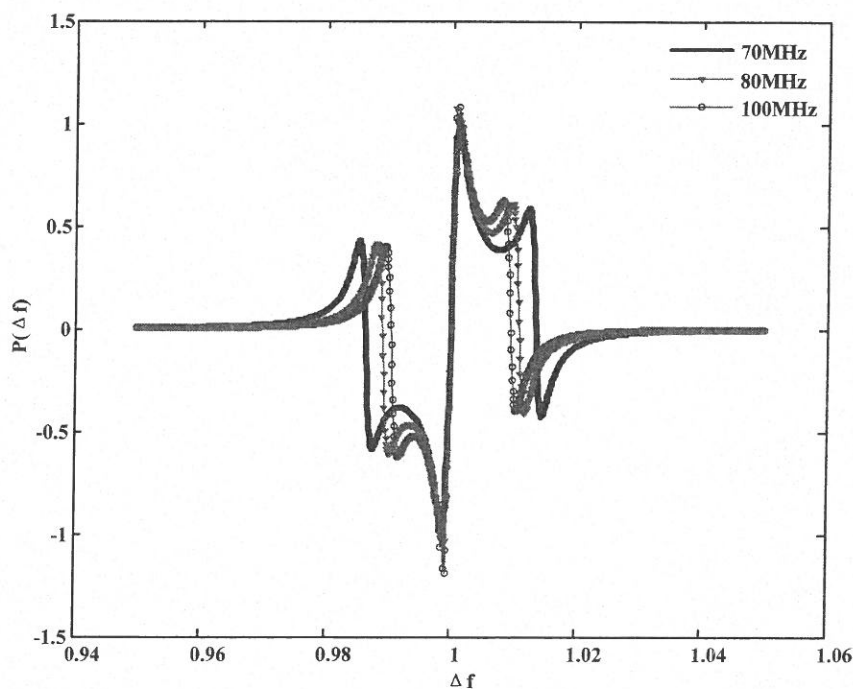


图 21 色散曲线

图 21 和 22 分别为 FM 光外差吸收和色散特性曲线图, 观察仿真图可知, 色散曲线比吸收曲线在中心频率 ω_c 处斜率大, 为得到最高频率响应灵敏度, 选用色散曲线作为稳频系统鉴频。而且控制范围为调制频率的两倍, 其根源在于采用了相位调制光谱技术, 并且具有较大的调制频率。图中曲线分别对应调制频率 ω_0 为 100MHz, 80MHz, 70MHz。调制频率越高对应吸收曲线在中心频率斜率最小, 色散曲线控制范围也越大, 所以调制频率 ω_0 选取为 100MHz。

综上所述, 结合鉴频曲线, 控制系统的误差信号动态响应范围等因素, 选定 100MHz 的调制频率, 就能在较大失谐范围内锁定激光频率。

2.2.2.3 调制深度对色散谱线的影响

调制度改变时, 也将影响到鉴频曲线的中心斜率。可以选择 $J_0(\beta)J_1(\beta)$ 最大值, 使鉴频曲线斜率 D 达到最大, 从而获得最大反应灵敏度。根据图 23, β 取 1.08 时, $J_0(\beta)J_1(\beta)$ 达最大。

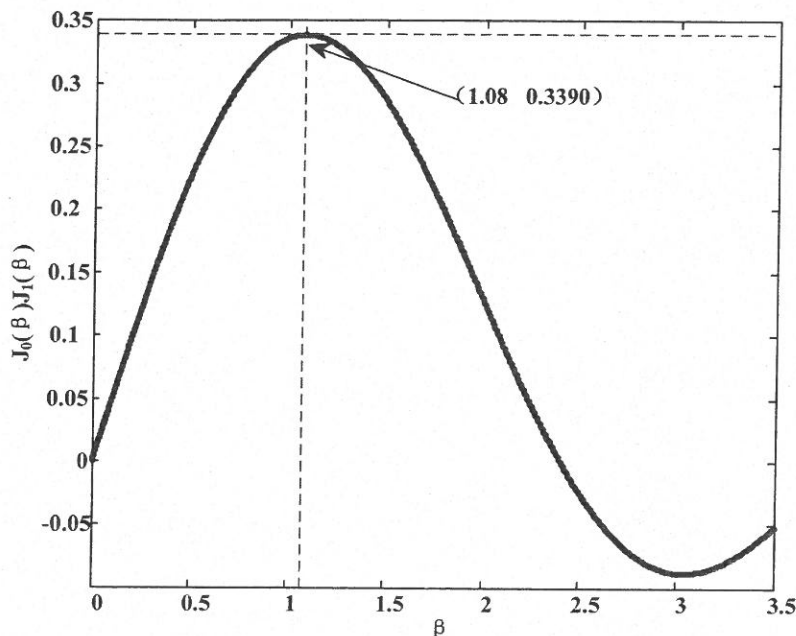
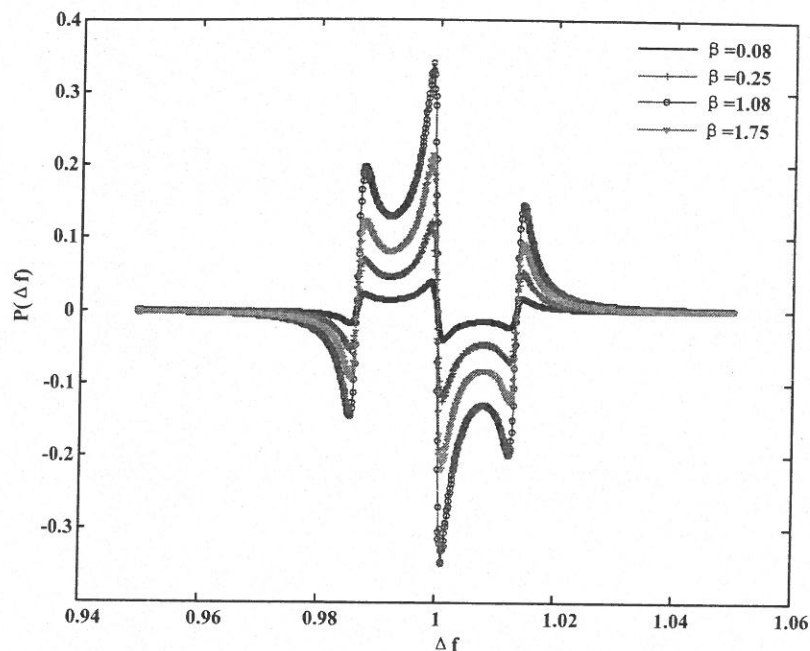


图 22 调制度 β 与贝塞尔项 $J_0(\beta)J_1(\beta)$ 关系图

当仅考虑一阶边带与载波相作用时, 对应不同的调制度时, 将引起色散谱线线型幅度的变化。理论模拟了对应不同调制深度的色散谱线线型。图 24 横坐标表示激光频率与 F-P 腔共振频率的失谐量, 纵坐标表示探测器上所产生的光电流大小。谐振腔长设为 20.412mm, 调制频率为 100MHz, 红、绿、黑、蓝线分别代表调制度 β 分别为 0.08, 0.25, 1.08, 1.75 的情景, 当调制度逐渐增大其拍频光电流变大, 鉴频曲线的幅度变大, 这有助于提高光外差信号的信噪比。

图 23 调制度 β 与光外差光谱信号的关系图

综上所述,当调制度小于1时,二阶以上的边带很小,高阶边带对光谱信号线型的影响可忽略,并结合实验条件,实验中取调制度 β 为 1.08。综上所述,外调制技术不仅可以实现较大调制带宽,还能够避免直接调制带来的幅度噪声。同时根据系统所需要的调制参数,选用 NEWFOCUS 公司的电光相位调制器 4003M 及其驱动仪 3363A。调制器主要参数:波长范围为 0.9-1.6 μm ;调制深度电压比为 0.1-0.3/v@1 μm ;最大光学密度为 4W/mm²;数值孔径为 2mm;输入阻抗为 50ohm;剩余幅度调制抑制比为-60dB。



图 24 电光相位调制器及驱动仪

2.2.3 相位调制光外差稳频系统噪声模型

图 26 为激光稳频系统控制框图,光纤激光器输出中心频率为 ω ,噪声为 S_{laser} ,激光的频率由 F-P 标准具和光电探测器组成的鉴频器来监控。F-P 标准具的中心频率为 ω ,系统的外界干扰(机械振动、温度变化等)噪声为 S_{rec} ,鉴频器将频率噪声转化为电压的波

动, 其增益系数为 $K_D(\text{V/Hz})$, 由此产生鉴频信号, 鉴频信号经过射频调制放大, 驱动伺服控制元件, 产生反馈信号 S_{back} , 锁定激光的频率噪声为 S_{out} , 伺服放大增益为 $K_S(\text{Hz/V})$, S_{disc} 和 S_{serv} 分别为鉴频部分和伺服部分的电压噪声。以下章节中的噪声均由频率功率谱密度来表示。

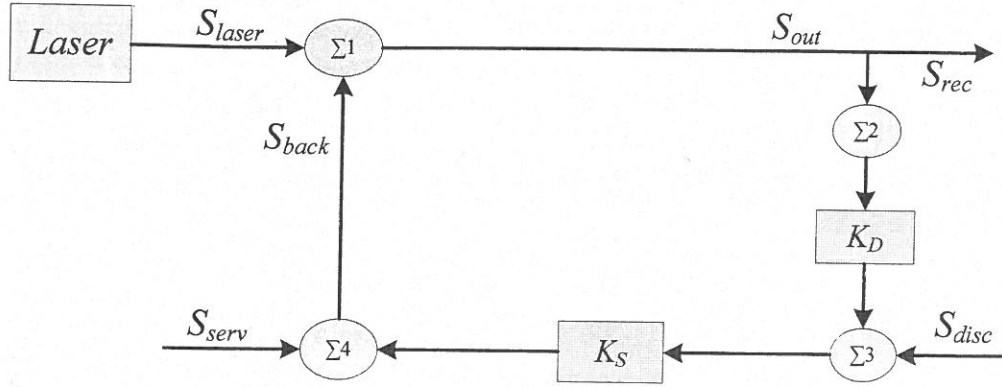


图 25 PDH 稳频系统误差信号控制框图

S_{laser} 、 S_{rec} 、 S_{back} 单位为 $\text{Hz/Hz}^{1/2}$, 表示 1Hz 带宽内的平均频率波动; S_{disc} 和 S_{serv} 的单位为 $\text{V/Hz}^{1/2}$, 表示 1Hz 带宽内的平均电压波动, 根据图 22 得到系统闭环噪声信号输出为,

$$S_{out} = \frac{\sqrt{S_{laser}^2 + (K_D K_S K_{rec})^2 + (K_S S_{disc})^2 + S_{serv}^2}}{K_D K_S + 1} \quad (2.24)$$

通常为增强稳频信号, 取放大增益 K_S 非常大, 式(2.1)近似为,

$$S_{out} \approx \frac{S_{disc}}{K_D} + S_{res} \quad (2.25)$$

由此可以看出, 激光器稳频极限取决于鉴频系统噪声 S_{disc} 和鉴频系数 $K_D(\text{V/Hz})$, S_{disc} 表现为调制频率为 Ω 的一阶边带光波光强波动, 鉴频系统由混频器和光电探测器构成, 噪声包括混频器电学噪声和光电探测器的量子噪声, 整个鉴频部分的噪声主要取决于光电探测器的量子噪声。根据式(2.11)得到鉴频曲线斜率,

$$D = -\frac{8\sqrt{P_C P_S}}{\delta\nu} \quad (2.26)$$

$K_D(\text{V/Hz})$ 则取决于鉴频曲线的斜率,

$$K_D = -\frac{8\sqrt{P_C P_S}}{\delta\nu} \times \frac{e\eta}{h\nu} = \frac{-8J_0 J_1 P_0}{\delta\nu} \times \frac{e\eta}{h\nu} \quad (2.27)$$

当激光频率与 F-P 标准具的共振频率相等时, 探测器上接收到的是两个边带信号, 强度为 P_s , 根据式 $P_s = J_1^2(\beta) P_0$ 光电探测器的量子噪声谱密度为,

$$S_{disc} = \sqrt{2}\sqrt{2eI} = \sqrt{2}\sqrt{2e(2J_1^2 P_0) \frac{e\eta}{h\nu}} \quad (2.28)$$

噪声转换为激光器线宽则为,

$$\Delta\nu = \pi S_{out}^2 \quad (2.29)$$

不考虑 F-P 标准具噪声 S_{rec} , 由(2.29)式得到为经 PDH 稳频得出的激光器输出激光噪声线宽,

$$\Delta\nu = \frac{h\nu\delta\nu^2}{8J_0^2\eta P_0} \quad (2.30)$$

式(2.30)为 PDH 稳频系统所能达到的极限线宽。以上计算忽略了 F-P 腔的噪声以及稳频系统中控制电路的电学噪声, 所以理论计算比实际结果小很多。

2.3 单频激光 PDH 稳频系统光路

2.3.1 单频激光 PDH 稳频系统光路偏振态

光波具有不同的偏振态, 经常需要改变光波的偏振态, 或者检查光波的偏振态。光波的偏振态是由其两正交振动的振幅比与相位差所决定, 改变两参量, 就可以改变光波的偏振态。确定波片所允许的两个振动方向(即两个主轴方向)及其相应波速的快慢, 通常在制造波片时都已经把它标在波片边缘的框架上, 波速快的主轴方向叫快轴, 与之垂直的方向称为慢轴。任何波片都是对特定波长而言, 对波长为 500nm 的半波片, 对波长 633nm 就不是半波片; 对波长 $1.06\mu\text{m}$ 的 $1/4$ 波片, 对 $0.53\mu\text{m}$ 则恰好是半波片。如需使半波片将线偏光的光振动方向转动 90° , 只需使入射的线偏光振动方向与半波片的主轴(快轴或慢轴)方向成 45° 。利用 $1/4$ 波片将一线偏光变成以右旋圆偏振光, 只要 $1/4$ 波片的快轴方向为导前方向, 并使线偏光的振动方向与波片主轴成 45° 角即可。圆偏光通过 $1/4$ 波片后变成线偏光, 用偏振器可观察到消光位置。而自然光通过 $1/4$ 波片后还是无规则偏振光, 由此可把圆偏光和自然光区别开。无规则偏振光通过 $1/4$ 波片后变成线偏光, 但是透过光强会产生闪烁。

PDH 稳频系统中, 光路的偏振态^[48]至关重要。为使电光调制器达到最大调制效率, 要求线性偏振输入。根据以上使用规则, 选用调制器要求垂直与水平面方向偏振光为有效偏振光, 因此在调制器前放置一个 $1/4$ 波片, 一个 $1/2$ 波片, 两波片作为起偏器, 信号光经过两波片以后得到具有消光较高的垂直于水平面方向的线偏振光。另外, 利用波

片以及偏振分束棱镜, 改变光路的偏振还能起到光隔离作用, 避免 F-P 腔的反射光束会对激光光源的造成损害, 还有通过偏振器件能较容易测得试验所需要的反射光束。

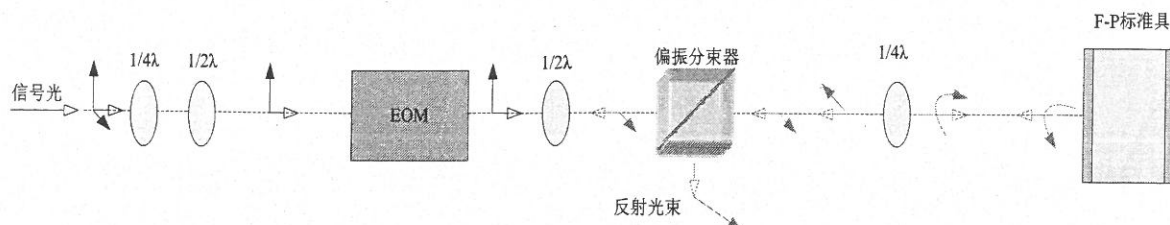


图 26 PDH 稳频系统光路偏振示意图

如图 27 所示, 信号光通过起偏镜组后, 得到具有消光较高的垂直于水平面方向的偏振光。经调制器调制, 垂直线偏光经过 $1/2$ 波片, 通过旋转波片改变主轴方向角度, 得到适合与通过偏振分束棱镜输出的水平方向线偏光, 透过光束分束器, 经过四分之一波片, 线偏光变为右旋圆偏振光射入 F-P 腔, 其反射光束为左旋偏振光, 经过四分之一波片, 并相对入射偏振方向转向 90 度, 偏振态变为水平线偏光, 经偏振分束棱镜(PBS)后入射到探测器中, 实现检测 F-P 腔反射光束的目的。 $1/2$ 波片, $1/4$ 波片与 PBS 组合使用既实现了提取出 F-P 腔的反射信号, 又在光路中起到光隔离器的作用。

基于以上偏振态分析, 电光相位调制器要求入射光偏振方向为垂直于水平面方向, 所以需要在圆偏振光输出光源的输出端口光轴上加入偏振元件, 在输出端口处加入 $1/4$ 、 $1/2$ 波片, 得到垂直于水平面方向的线偏光。偏振分束棱镜一般情况下是对水平方向线偏光产生投射作用, 垂直方向产生反射, 因此在调制器输出端口光轴上加入 $1/2$ 波片, 以满足调制光通过偏振分束棱镜, 如上所述, 偏振棱镜后方的光轴加上 $1/4$ 波片实现光隔离, 探测 F-P 反射光目的。图 28 为稳频系统光路原理图。

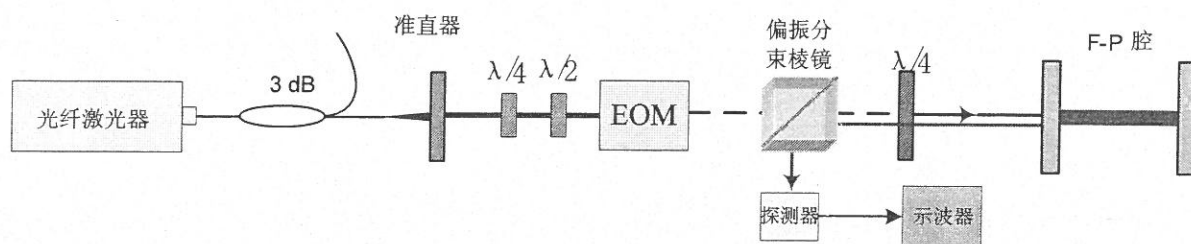


图 27 稳频系统光路原理图

2.3.2 单频激光电光相位调制谱检测

搭建完稳频系统光路, 在测试激光频率误差信号实验之前, 还需要对电光相位调制器调制深度以及射频驱动电压对应关系进行测量。在稳频系统中, 为了避免直接调制带来的幅度调制, 采用外调制方式的电光相位调制器。同时要求 EOM 有较高的调制深度,