



中国科学院大学

University of Chinese Academy of Sciences

硕士学位论文

基于电负反馈的半导体激光器线宽压窄技术

作者姓名: 郑臻

指导教师: 苏辉, 研究员, 中国科学院福建物质结构研究所

学位类别: 工程硕士

学科专业: 光学工程

培养单位: 中国科学院福建物质结构研究所

2018 年 6 月

Semiconductor laser linewidth compression technology
based on the electrical negative feedback

A thesis submitted to
University of Chinese Academy of Sciences
in partial fulfillment of the requirement
for the degree of
Master of Engineering
in Optical Engineering

By
Zheng Zhen
Supervisor: Professor Su Hui

Fujian Institute of Research on the Structure of Matter,
Chinese Academy of Sciences
June 2018

中国科学院大学

研究生学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文是本人在导师的指导下独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的研究成果。对论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明或致谢。

作者签名：

日 期：

中国科学院大学

学位论文授权使用声明

本人完全了解并同意遵守中国科学院有关保存和使用学位论文的规定，即中国科学院有权保留送交学位论文的副本，允许该论文被查阅，可以按照学术研究公开原则和保护知识产权的原则公布该论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存、汇编本学位论文。

涉密及延迟公开的学位论文在解密或延迟期后适用本声明。

作者签名：

日 期：

导师签名：

日 期：

摘 要

自半导体激光器诞生之日起, 凭借其拥有的优势, 在激光通信、远程遥感等多个领域得到了广泛的应用。通常情况下, 半导体激光器的线宽在 MHz 量级, 并伴有较高的相位噪声。这些不利因素极大的限制了半导体激光器在某些领域的应用, 因此如何进一步减小半导体激光器的线宽成为热门的研究课题。

本文主要工作是研究利用电负反馈技术减小半导体激光器的线宽, 并进行一系列的理论分析和实验论证。

1. 介绍半导体激光器的基本原理以及相关工作特性; 分析半导体激光器线宽产生的原因, 并推导出线宽的相应表达式; 详细阐释了半导体激光器线宽的测量方法。

2 给出具体的实验方案和对实验结果的分析。通过对法布里-珀罗干涉仪和相移光纤布拉格光栅这两种不同的鉴频器进行原理分析, 并进行模拟仿真, 有助于根据实际需要合理选用; 介绍了半导体激光器驱动电路的原理, 包括恒定电流驱动和恒温控制。其中对恒温控制所需的温度检测器和制冷元件又做了单独的分析; 给出了实现电流放大功能的电路, 并对具体的电路组成做了分析; 所采用的反馈回路通带带宽约为 3.3MHz, 半导体激光器的 FM 噪声功率谱密度是自由运转时的约 1/20, 相应的线宽从 3MHz 减小到约 150KHz; 最后分析了限制线宽进一步减小的原因。

关键词: 半导体激光器, 电负反馈, 网络分析, 鉴频器, 线宽

Abstract

Since the birth of semiconductor laser, with its advantages, it has been widely used in laser communication, remote sensing and other fields. Typically, the line width of a semiconductor laser is on the order of MHz with a high phase noise. These disadvantageous factors greatly limit the application of the semiconductor laser in certain areas so how to further reduce the line width of a semiconductor laser is a hot research topic.

The main work of this thesis was to study the use of electrical -negative feedback technology to reduce the line width of the semiconductor laser, and to conduct a series of theoretical analysis and experimental demonstration.

1. The basic principle and related working characteristics of semiconductor laser were introduced. The reasons for the wide generation of semiconductor laser linewidth were analyzed. The reasons for the width of the semiconductor laser line were analyzed and the corresponding expressions of the line width were derived. The measurement method of semiconductor laser line width was explained in detail.

2. The specific experimental scheme and the analysis of the experimental results were given. The principle analysis of two different frequency discriminators, such as Fabry-Pérot interferometer and phase-shift fiber Bragg grating, was analyzed and simulated, which could be used reasonably according to actual needs. This thesis introduced the principle of semiconductor laser drive circuit, including constant current drive and thermostatic control. The temperature detectors and the cooling elements required for the thermostat control had been independently analyzed. The circuit of realizing current amplification function was given, and the specific circuit composition was analyzed. The bandwidth of the feedback loop passband was about 3.3MHz. The FM noise power spectrum density of the semiconductor laser was about 1/20 of the free operation, and the corresponding line width decreased from 3MHz to 150KHz. Finally, the reason for limiting further reduction of line width was analyzed.

Key words: semiconductor laser, electrical feedback, network analysis, discriminator, linewidth

目 录

第 1 章 绪论	1
1.1 研究背景.....	1
1.2 研究现状.....	1
1.3 论文主要工作及结构.....	2
第 2 章 半导体激光器基本原理	5
2.1 半导体激光器工作原理.....	5
2.2 半导体激光器工作特性.....	7
2.3 半导体激光器线宽.....	9
2.3.1 激光器谱线展宽.....	9
2.3.2 激光器线宽表达式的推导.....	10
2.4 半导体激光器线宽测量.....	16
2.4.1 DSHI 测量激光器线宽原理	16
2.4.2 DSHI 系统仿真分析	18
2.5 本章小结.....	20
第 3 章 电负反馈技术原理	21
3.1 半经典速率方程模型法.....	21
3.2 网络分析法.....	24
3.2.1 实验装置	24
3.2.2 线宽减小极限.....	25
3.2.3 反馈回路网络分析.....	25
3.2.4 减小 IM 噪声所限制线宽的方法.....	27
3.3 本章小结.....	30
第 4 章 实验方案及实验结果分析	31
4.1 实验方案.....	31
4.2 鉴频器.....	32

4.2.1 法布里-珀罗干涉仪	32
4.2.2 相移光纤布拉格光栅	33
4.3 半导体激光器驱动电路	36
4.3.1 恒定电流驱动电路	37
4.3.2 半导体激光器恒温控制电路	39
4.3.2.1 温度控制原理	39
4.3.2.2 温度检测器	40
4.3.2.3 制冷元件	40
4.4 电流放大电路	42
4.5 实验结果分析	47
4.6 本章小结	51
第 5 章 结论与展望	53
5.1 结论	53
5.2 展望	53
参考文献	55
附录 电流放大的完整电路	59
致 谢	61
作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果	63

图表目录

图 2.1	GaAs 的晶体结构	5
图 2.2	电子在半导体能带间跃迁.....	6
图 2.3	电注入式半导体激光器结构示意图.....	6
图 2.4	半导体激光器 P-I 曲线.....	7
图 2.5	半导体激光器 V-I 曲线	8
图 2.6	半导体激光器温度特性曲线.....	8
图 2.7	光场相位和强度的瞬时变化.....	9
图 2.8	DSHI 线宽测量系统	17
图 2.9	不同延迟时间所对应的系统输出光谱线型.....	19
图 3.1	电负反馈半导体激光器示意图.....	21
图 3.2	实验装置.....	24
图 3.3	电负反馈和自由运转时 FM 噪声功率谱密度比值.....	27
图 3.4	ΔV_{FP} 和 $\Delta V_{FB}/\Delta V_{FR}$ 关系的计算结果	29
图 4.1	实验方案.....	31
图 4.2	F-P 干涉仪结构.....	32
图 4.3	F-P 干涉仪透射谱.....	33
图 4.4	相移光纤布拉格光栅.....	34
图 4.5	相移光纤布拉格光栅反射谱.....	35
图 4.6	负反馈放大电路.....	36
图 4.7	恒定电流驱动原理图.....	38
图 4.8	温度控制系统结构示意图.....	40
图 4.9	TEC 内部结构图.....	41
图 4.10	半导体激光器驱动电路.....	41
图 4.11	激光器引脚图.....	41
图 4.12	NPN 三极管结构图.....	42
图 4.13	I-V 转换电路	43
图 4.14	V-I 转换电路图	45
图 4.15	I-V 转换 PCB 板	46

图 4.16	V-I 转换 PCB 板	46
图 4.17	实际电路板	47
图 4.18	DFB 激光器的 P-I 曲线和谱线	47
图 4.19	FM 噪声功率谱密度减小	48
图 4.20	FM 噪声功率谱密度减小的实验结果	49
图 4.21	线宽减小前后的谱线图	49
图 4.22	谐振峰峰值与时间延迟和反馈增益的关系	50
图 4.23	增益不同时的谱线图	50
表格 4.1	激光器引脚定义	42

第1章 绪论

1.1 研究背景

半导体激光器相比于其他类型激光器，其在体积、寿命等方面具有明显的优势。凭借这些优势，半导体激光器在激光器市场中占据大壁江山^[1]。

但不足之处在于，相比较光纤激光器，半导体激光器的线宽仍较大，这是因为半导体激光器很容易受到外界环境和自身结构的影响，导致激光器的频率不稳定^[2]，这就使半导体激光器在某些领域的应用受到限制。因为进行复杂、高效的相位调制需要较小的线宽，而相位噪声小的窄线宽半导体激光器是某些应用中的重要光源，例如相干通信^[3]、光传感^[4]、激光雷达^[5]和毫米波发生器^[6]等。由此可见，研究如何减小半导体激光器的线宽，具有十分重要的意义。

1.2 研究现状

激光器的线宽受到多方面因素的影响，例如光学限制因子、线宽展开因子和腔内损耗等，通过调整这些参数可以实现激光器线宽的减小。但是，这些参数在激光器封装生产后便无法再调整，也就是说此时已经无法再使激光器的线宽减小。

为实现减小半导体激光器的线宽，出现了不同的技术方案。其中之一就是，光反馈技术，这种技术外置镜面或者光纤，将外置镜面或光纤的反射光注入激光器来提高谐振腔的Q值。

2001年，中科院半导体所研发了光纤光栅外腔半导体激光器。根据耦合模理论（coupled-mode theory）推算出所需的长、短外腔的长度，得到50KHz的线宽。

2007年，袁杰，陈徐宗等人采用Lirrow外腔结构，使半导体激光器的线宽减小到1MHz。

2011年，国防科技大学李元栋等人基于Littman结构，研发出功率7.78瓦，谱宽小于0.1nm的半导体抽运碱金属蒸气激光器（DPAL）。

但是，这种技术存在几个问题，其中之一就是外置镜面的机械振动或光纤的

热延伸会导致反射光的相位波动,进而使线宽受到影响。同时这种相位波动还会导致激光振荡的不稳定^[7]。为消除振荡的不稳定,需要额外的伺服控制回路来维持镜面的位置或光纤的长度,这会使得系统更加复杂,体积更加庞大。即使不使用这些额外的电路,为了减小线宽也会极大的增加激光器腔体的大小,这就会牺牲半导体激光器体积小的优势。

为了克服这些问题,研究者提出了一种简单又稳定的技术,即电负反馈。这种技术利用了可以通过注入电流对半导体激光器进行宽带直接频率调制的现象。因此,激光器腔体的尺寸无需增加;同时,由于施加于激光器的反馈是负反馈,因此可以获得很高的中心频率时间稳定性和较小的谐振谱线宽。

1985年,日本 Saito 等人利用电负反馈技术,成功使一个 $0.8\mu\text{m}$ AlGaAs 激光器的线宽小于修正后的肖洛-汤斯线宽,FM 噪声降低了 20 分贝以上,线宽降低了一个数量级。

1991年,郑州大学李林林利用自差电反馈模型^[8],给出了半导体激光器线宽减小的最优反馈回路增益的设计规律。

2006年,加拿大 TeraXion 公司,将参考信号和鉴频器的输出信号相叠加,作为反馈引入激光器的注入电流,使 DFB 激光器减小到 400KHz ^[9]。

2009年,Poulin 等人借鉴 TeraXion 公司的方案,在电负反馈系统中设计封装了一个相移布拉格光栅作为鉴频器,使线宽减小到 KHz 量级^[10]。

目前报道的电负反馈半导体激光器最小线宽为 2KHz 。如何能更进一步的减小半导体激光器线宽,以满足更多领域的使用要求,还需国内外学者的后续研究。

1.3 论文主要工作及结构

半导体激光的线宽一般在 MHz 量级,这极大的限制了在相干通信和光传感等领域的应用。在本篇论文中,借鉴网络分析方法,对电负反馈半导体激光器的反馈回路的传递函数进行仿真,然后根据仿真结果选择合适的部件参数,这种方式会让自己对电负反馈技术减小半导体激光器线宽的理论知识有更加直观的理解。利用半导体激光器可以被电流直接调制的特性,利用鉴频器探测到的 FM 噪声,经过光电探测器转化为光电流,这部分光电流作为负反馈注入半导体激光器,

从而使半导体激光器的线宽降至 KHz 量级。

本文的主要章节如下：

第一章介绍窄线宽半导体激光器研究的相关进展和状况。

第二章介绍半导体激光器的基本原理以及相关工作特性；分析了半导体激光器线宽展宽的原因并推导线宽相应的表达式；给出了测量半导体激光器线宽的实验原理和方案。

第三章提出了利用电负反馈技术减小半导体激光器线宽的两种理论方法。这两种方法切入点不同，但是推导得出的理论结果是一致的，综合分析两种方法可以对电负反馈技术有更全面的理解。

第四章介绍了实验的具体方案和实验中所用的相应部件的功能。利用 MATLAB、Multisim 等软件对这些部件进行模拟仿真，进一步理解掌握部件的特性。通过特性的对比，选择更加合适的部件用于实验研究。实验数据进行相应的处理，并结合所采用的理论知识分析实验结果。

第五章总结全文工作，并对接下来的工作计划进行展望。

第2章 半导体激光器基本原理

2.1 半导体激光器工作原理

无论何种激光器，若要发出激光，必须满足三个基本条件：

- (1) 产生激光的工作物质。常见有掺钕钇铝石榴石、氦氖气体、砷化镓等。工作物质的物理性质、光谱性质等，在很大程度上决定了激光器的性能。
- (2) 粒子数反转。通过光照、高压放电、电流注入等不同方式，使激光物质中的高能级中的粒子数远远多于低能级的粒子数，这样在高能级和低能级之间出现粒子数反转。粒子数反转是激光产生的前提条件^[1]。

(3) 谐振腔。通过谐振腔的谐振作用对经过选择的波长的光产生正反馈，使其获得足够大的增益，克服内部和端面的损耗，从而产生激光振荡。谐振腔有法布里-珀罗 (F-P) 腔、布拉格光栅等多种形式，它们都能够为受激辐射的光子选择模式和进行光放大。对 F-P 腔半导体激光器来说，可以方便的利用晶体中的两个自然解理面 ([100]) 面构成谐振腔。如砷化镓半导体激光器，砷化镓的晶体结构如图 2.1 所示。

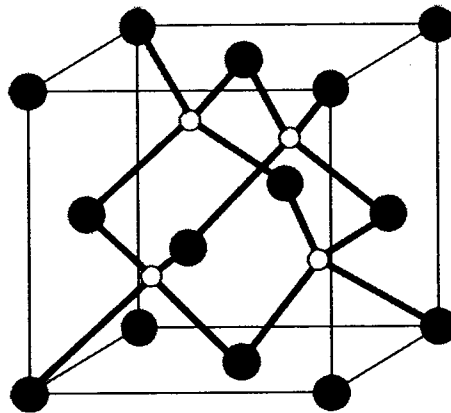


图 2.1 GaAs 的晶体结构

Figure 2.1 The crystal structure of GaAs

在半导体激光器工作时，电子会在能带间的发生跃迁，从而向外辐射发光，如图 2.2 所示。

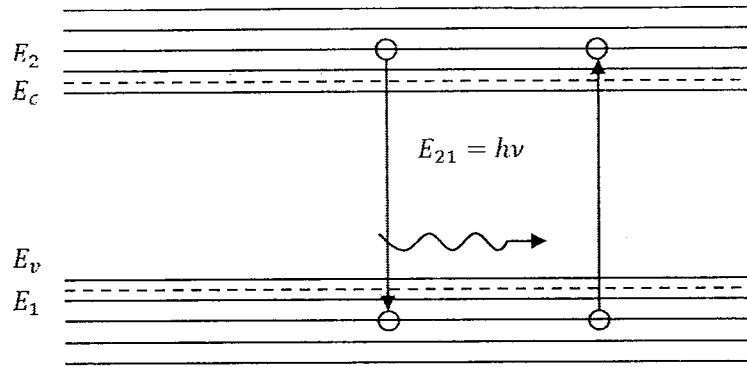


图 2.2 电子在半导体能带间跃迁

Figure 2.2 The transition of electrons between semiconductor bands

其中， E_c 是导带， E_v 是价带。根据能带理论，半导体中的电子能级并不是分立的，而是形成了相应的能带。能量较高的能级形成的能带称之为导带，而能量较低的能级形成的能带称之为价带，导带和价带之间存在带隙。当导带和价带分别存在着大量的电子和空穴时，且入射光的能量满足一定的条件，则导带和价带间会发生电子跃迁，并辐射出能量。在半导体中要实现反转分布，也就是要使价带的电子激发到导带，最有效的方法就是注入载流子。实现载流子注入有多种方式，其中电注入应用最多。电注入式半导体激光器的结构示意图如图 2.3 所示。

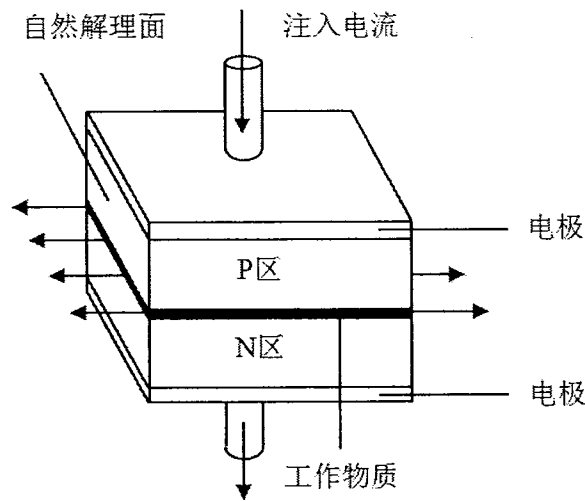


图 2.3 电注入式半导体激光器结构示意图

Figure 2.3 Schematic diagram of electric injection semiconductor laser structure

2.2 半导体激光器工作特性

I. P-I 特性

半导体激光器的功率-电流 (P-I) 特性, 表示半导体激光器的输出功率与注入电流之间的关系^[12]。半导体激光器的功率-电流关系如图 2.4 所示。

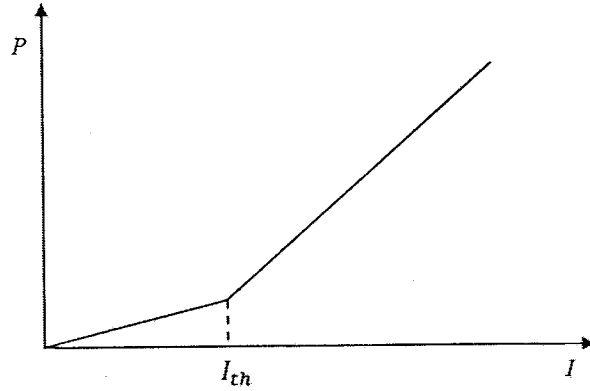


图 2.4 半导体激光器 P-I 曲线

Figure 2.4 The P-I curve of semiconductor laser

图中 I_{th} 为阈值电流。当注入电流小于阈值电流时, 注入工作物质的载流子数目较少, 辐射出光子的能量不足以克服损耗, 无法产生稳定的激光振荡, 此时激光器输出普通的荧光。但电流 I 逐渐增大到激光器增益系数达到阈值条件时, 即

$$g = \alpha + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad (2.1)$$

激光器才发射出线宽小、模式明确的激光。式 (2.1) 中 α 是激光器内部损耗; L 是谐振腔腔长; R_1 和 R_2 是谐振腔两个反射面的反射率。

II. 伏安特性

伏安特性表示半导体激光器的正向电压与注入电流的关系, 如图 2.5 所示。其关系式可表示为

$$V \approx \frac{E_g}{e} + IR \quad (2.2)$$

式中, E_g 为禁带宽度; e 为电子的电荷; R 为串联电阻。从图中可以看出, 在注入电流小于阈值的情况下, 正向电压与注入电流成正比关系; 而当大于阈值后, 随着注入电流的增大, 正向电压几乎保持不变。

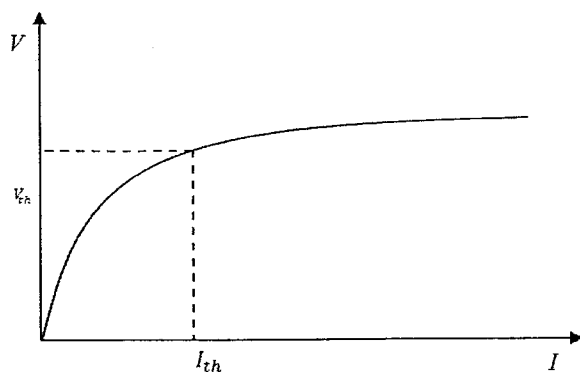


图 2.5 半导体激光器 V-I 曲线

Figure 2.5 The V-I curve of semiconductor laser

III. 温度特性

由于 PN 结自身的物理特性，半导体激光器的很多工作特性对温度的变化较为敏感。通常情况下，波长随温度变化的幅度为 $0.2\text{-}0.3\text{nm}/^{\circ}\text{C}$ ，同时光谱宽度会随温度的升高而加大，温度过高可能会使激光器无法正常运转。半导体激光器的温度特性曲线如图 2.6 所示^[13]。从图中可以看出，阈值电流与温度成正比关系；当注入电流相同时，输出功率与温度成反比关系；温度升高，则激光器的功率-电流关系曲线的线性度降低。

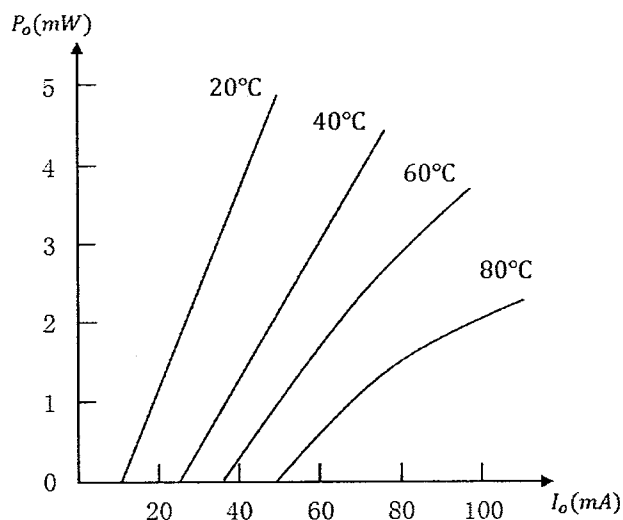


图 2.6 半导体激光器温度特性曲线

Figure 2.6 The temperature characteristic curve of semiconductor laser

2.3 半导体激光器线宽

半导体激光器的光谱线宽是一个极其重要的指标,尤其是在需要利用激光的相干特性的情况下,比如光信号的外差探测。

Fleming 和 Moodradian 第一次严格验证了 AlGaAs 激光器线宽和光功率的关系^[14],他们发现光谱是一个洛伦兹线型,并且半高全宽 Δf 和输出功率 P_o 成反比变化关系。这个特性同样存在于气体激光器,并且在激光器中是普遍存在的^{[15][16]}。但是,他们发现在 300K 温度下, Δf 的数值是半导体激光器经典理论所给出的值,即肖洛-汤斯 (Schawlow-Townes) 线宽的 50 多倍。因此,需要对肖洛-汤斯线宽作出一定的修正。

2.3.1 激光器谱线展宽

一般来说,激光谱线的宽度可以认为是由于激光光场的相位波动所造成的。这些波动来自自发辐射项,它不间断地改变激光光场的相位和强度,如图 2.7 所示。光场的幅值 $\beta = I^{1/2} \exp(i\phi)$ 增加 $\Delta\beta_i$, 同时相位变为 $\phi + \theta_i$, 此处 θ_i 是随机的角度。

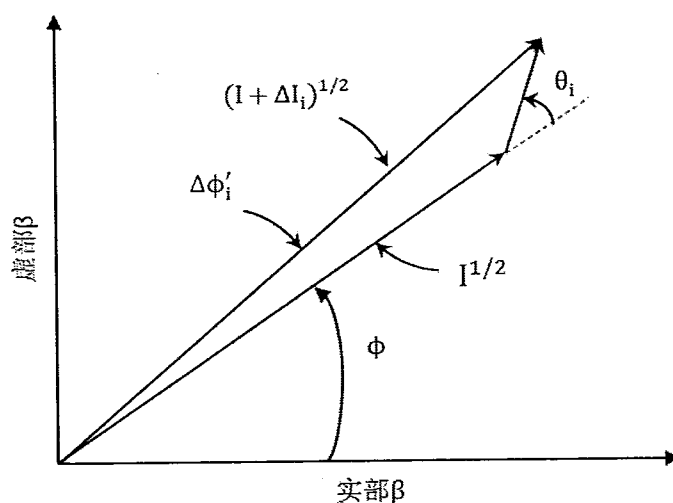


图 2.7 光场相位和强度的瞬时变化

Figure 2.7 The instantaneous changes of the phase and intensity of the optical field

除了自发辐射引起的瞬时相变之外,光场强度的瞬间变化也会导致延迟相变。为了恢复稳态场强度,激光器将经历大约 1 纳秒的弛豫振荡。在这段时间内,净

增益变化了 $\Delta g(t) = (-2\omega/c)\Delta n''(t)$ ，这里 $\Delta n''(t)$ 是折射率虚部与其静态值之间的变化量。载流子密度的变化会导致 n'' 的变化，同时也会改变折射率的实部 n' 。两者变化的比例为

$$\alpha = \frac{\Delta n'}{\Delta n''} \quad (2.3)$$

在这段有限时间内产生了 $\Delta n'$ 的变化，会使得激光光场产生额外的相移和线宽额外的展宽。脉冲激光器谱线的总展宽是由折射率变化所带来的，而折射率变化是由载流子所引起的^[17]。同样的效应也会使稳定的激光器的谱线发生大幅的展宽。一般情况下，增益(或吸收)窄谱的变化总是伴随着 n'' 和 n' 发生相应程度的变化，但是色散谱在 n'' 峰值的两端会出现相对应的两个边锋。由于烧孔效应， $\Delta n''$ 的峰值会出现在激光谱线的中央，因而 $\alpha = \Delta n' / \Delta n''$ 会是很小的。另一方面，由于载流子密度的变化所引起的增益峰值的变化要远高于激光线的能量，因此在此情况下， α 又是很大的^[18]。

2.3.2 激光器线宽表达式的推导

我们采用归一化的复振幅 β 表示光场，这样光场的平均强度 $I = \beta^* \beta$ 就等同于腔内的平均光子数

$$\beta = I^{1/2} \exp(i\phi) \quad (2.4)$$

这里的 $I(t)$ 和 $\phi(t)$ 表示激光光场的光强和相位。

假设在第 i 次自发辐射时， β 改变了 $\Delta\beta_i$ ， $\Delta\beta_i$ 具有单位振幅和随机相位，即

$$\Delta\beta_i = \exp(i\phi + i\theta_i) \quad (2.5)$$

这里 θ_i 是随机的，式 (2.5) 可由图 2.7 导出。这样假设的理由是因为能够正确反映由于自发辐射而引起的光强 I 增加的平均速率，以及光强 I 和相位 ϕ 的噪声波动 (Langexin 力)。

自发辐射会使光强 I 偏离稳态值，同时也会使相位改变 $\Delta\phi_i$ 。当光强 I 改变时，激光器会形成阻尼驰豫振荡，使得光强 I 重新趋于稳态值。根据叠加原理，因为描述激光器在稳态附近微小振荡的方程是线性的，所以多次自发辐射累积后所产生的总相变，就是单次相变变化量 $\Delta\phi_i$ 的总和。

相位变化包含两部分，分别用 $\Delta\phi_i'$ 和 $\Delta\phi_i''$ 来表示。其中， $\Delta\phi_i'$ 来源于 $\Delta\beta_i$ 的异相部分。由图 2.7 可推出 $\Delta\phi_i'$ 的变化量为

$$\Delta\phi_i' = I^{-1/2} \sin(\theta_i) \quad (2.6)$$

第二部分 $\Delta\phi_i''$ 是来源于光强 I 的变化以及强度和相位变化是耦合的这一事实。利用余弦定理，从图 2.7 中我们看到光场幅度从 $I^{-1/2}$ 变化为 $(I+\Delta I_i)^{1/2}$ ，这里

$$\Delta I_i = 1 + 2I^{1/2} \cos(\theta_i) \quad (2.7)$$

式 (2.7) 中的第二项平均值为零，那么平均自发辐射引起光场强度变化，等同于向模式中加入一个光子。但是，由于 $I \approx 40000$ ，即使在功率仅为 1 mW 的情况下，式 (2.7) 的第二项也等同于数百个光子导致的变化量。因为发生干涉，这一项便会导致光场强度的波动。

电场 E 的波动方程为

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\epsilon E) \quad (2.8)$$

电场可以表示为

$$E \sim \beta \exp[i(\omega t - kz)] + \beta^* \exp[-i(\omega t - kz)] \quad (2.9)$$

考虑到由于 β 的时间依赖性，色散会导致介电常数 ϵ 的变化，可表示为

$$\epsilon E \sim \left(\epsilon(\omega) \beta + i \frac{\partial \epsilon}{\partial \omega} \dot{\beta} \right) \exp[i(\omega t - kz)] + c.c. \quad (2.10)$$

其中 $\dot{\beta} = \partial \beta / \partial t$ 。将式 (2.9) 和 (2.10) 代入式 (2.8) 中，可得 β 和 β^* 的两个表达式， β 和 β^* 互为共轭复数。如果忽略 β 表示式中高于一阶的导数，那么 β 的表达式为

$$\frac{2i\omega}{c^2} \left(\epsilon + \frac{\omega \partial \epsilon}{2 \partial \omega} \right) \dot{\beta} = \left[\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon - k^2 \right] \beta \quad (2.11)$$

介电常数 ϵ 是个复数，可以将其表示为复折射率 $n' - in''$ 的平方，这里 n'' 决定了净增益。 n'' 和净增益的关系式为

$$g - \alpha_y = -\frac{2\omega}{c} n'' \quad (2.12)$$

g 是每单位长度的增益； α_γ 是包含了镜面损耗的损耗，并且近似认为在腔内是均匀分布的。在阈值处， $g=\alpha_\gamma$ ， ε 是个常数，对于确定的 ω 来说

$$\frac{\omega}{c}n' = k \quad (2.13)$$

载流子密度的改变会导致 n' 和 n'' 偏离阈值处的值。为了体现这一变化，将 ε 表示为

$$\begin{aligned} \varepsilon &= n'^2 + 2n'(\Delta n' - i\Delta n'') \\ &= n'^2 - 2in'\Delta n''(1 + i\alpha) \end{aligned} \quad (2.14)$$

其中

$$\alpha \equiv \frac{\Delta n'}{\Delta n''} \quad (2.15)$$

式 (2.3) 左边小括号中项与群速度 v_g 的关系式为

$$\varepsilon + \frac{\omega \partial \varepsilon}{2 \partial \omega} = n' \left(n' + \omega \frac{\partial n'}{\partial \omega} \right) = \frac{c}{v_g} n' \quad (2.16)$$

将式 (2.13)、(2.14) 和 (2.16) 代入式 (2.11)，可得

$$\begin{aligned} \dot{\beta} &= -\frac{\omega}{c} v_g \Delta n'' (1 + i\alpha) \beta \\ &= \frac{(g - \alpha_\gamma) v_g}{2} (1 + i\alpha) \beta \end{aligned} \quad (2.17)$$

在色散介质中，能量通量和能量密度的比值为群速度 v_g 。因此，受激辐射净速率 G 减去由于腔面和波导损耗所导致的腔损耗速率 γ ，其表达式为

$$(G - \gamma) = v_g (g - \alpha_\gamma) \quad (2.18)$$

则 β 的最终表达式为

$$\dot{\beta} = \left[\frac{G - \gamma}{2} \right] (1 + i\alpha) \beta \quad (2.19)$$

相似地

$$\dot{\beta}^* = \left[\frac{G - \gamma}{2} \right] (1 - i\alpha) \beta^* \quad (2.20)$$

为了转化成 I 和 Φ 的形式，利用以下关系式

$$I = \beta\beta^* \quad (2.21)$$

$$\phi = \frac{1}{2i} \ln(\beta/\beta^*) \quad (2.22)$$

最后得到

$$\dot{\phi} = \frac{\alpha}{2} (G - \gamma) \quad (2.23)$$

$$\dot{I} = (G - \gamma)I \quad (2.24)$$

联立式 (2.23) 和 (2.24)，可以得到

$$\dot{\phi} = \frac{\alpha}{2I} \dot{I} \quad (2.25)$$

我们可以近似认为在式 (2.25) 中光强 I 是个定值，并且等于其稳态值。在初始状态， $I(0)=I+\Delta I_i$ ，最终在弛豫振荡结束后， $I(\infty)=I$ 。因此，对式 (2.25) 两侧同时作积分，可得

$$\Delta\phi_i'' = -\frac{\alpha}{2I} \Delta I_i = -\frac{\alpha}{2I} (1 + 2I^{1/2} \cos(\theta_i)) \quad (2.26)$$

由式 (2.6) 和 (2.26)，可以知道总的相位变化为

$$\Delta\phi_i = \Delta\phi_i' + \Delta\phi_i'' = -\frac{\alpha}{2I} + \frac{1}{I^{1/2}} [\sin(\theta_i) - \alpha \cos(\theta_i)] \quad (2.27)$$

上式第一项很小，但是这是一个恒定的相位变化。如果平均自发辐射速率为 R ，那么第一项导致的平均相位改变为

$$\langle \Delta\phi \rangle = -\frac{\alpha R t}{2I} \quad (2.28)$$

或者角频率为

$$\Delta\omega = \langle \Delta\dot{\phi} \rangle = -\frac{\alpha R}{2I} \quad (2.29)$$

这个角频移可以被认为是由自发辐射引起的，它会使稳态时的受激辐射速率从 $G=\gamma$ 变为 $G=\gamma-R/I$ 。

自发辐射项为 $N=Rt$ ，有这些自发辐射项引起的总的相位波动为

$$\Delta\phi = \sum_{i=1}^N I^{-1/2} [\sin(\theta_i) - \alpha \cos(\theta_i)] \quad (2.30)$$

$\langle\Delta\phi^2\rangle$ 的值可以很容易地从式 (2.30) 中计算得出，因为对于随机角度来说，所有交叉项的平均值为零，由此

$$\langle\Delta\phi^2\rangle = \frac{R(1+\alpha^2)t}{2I} \quad (2.31)$$

由于随机的自发辐射，相位 Φ 执行布朗运动，并满足高斯概率分布。容易得出

$$\langle\beta(t)^*\beta(0)\rangle = |\beta(0)|^2 \exp(-|t|/t_{coh}) \quad (2.32)$$

这里相干时间 t_{coh} 的表达式为

$$t_{coh}^{-1} = \frac{\langle\Delta\phi^2\rangle}{2t} \quad (2.33)$$

激光器的功率谱就是 $\langle\beta(t)^*\beta(0)\rangle$ 的傅里叶变换。激光器的功率谱满足洛伦兹线型，它的全宽半高是

$$\Delta f = (\pi t_{coh})^{-1} = \frac{R}{4\pi I} (1 + \alpha^2) \quad (2.34)$$

为了将 Δf 与实验相联系，光强 I 必须用每个面的输出功率 P_o 来表示。设 u 为光在腔内传播 z 距离内，每单位长度里的光子数。随着激光在腔内的传播， u 的数值会不断增加，有

$$u(z) = u(0)\exp[(g - \alpha_L)z] \quad (2.35)$$

其中 g 是增益， α_L 是激光的波导损耗。同时

$$I = 2 \int_0^L u dz = \frac{2u(0)[(\exp(g - \alpha_L)L) - 1]}{g - \alpha_L} \quad (2.36)$$

在色散介质中，光子通量与光子密度的比值为 v_g 。因此

$$P_o = (1 - r_m)v_g u(L)h\nu \quad (2.37)$$

其中 $h\nu$ 是激光线的能量， r_m 是腔面反射率。已知关系式

$$u(0) = r_m u(L) \quad (2.38)$$

$$\gamma_m \exp[(g - \alpha_L)L] = 1 \quad (2.39)$$

利用式 (2.35)、(2.38) 和 (2.39)，定义腔面损耗 α_m 为

$$\alpha_m \equiv g - \alpha_L = -L^{-1} \ln(r_m) \quad (2.40)$$

其中 L 是腔长。我们发现

$$I = \frac{2P_o}{h\nu v_g \alpha_m} \quad (2.41)$$

已知自发辐射速率 R 和增益 g 是相关的。并且有

$$R = v_g r = v_g a \exp\left[\frac{eV - kv}{kT}\right] \quad (2.42)$$

$$G = v_g g = v_g a \left[\exp\left[\frac{eV - hv}{kT}\right] - 1 \right] \quad (2.43)$$

其中， a 是激光线的光学吸收因子， eV 是准费米能级的分离。联立式 (2.42) 和 (2.43)，可以得到

$$\frac{R}{v_g} = r = \frac{g}{1 - \exp[-(eV - hv)/kT]} = a + g = gn_{sp} \quad (2.44)$$

这里的 n_{sp} 称为自发辐射因子。联立式 (2.34)、(2.41) 和 (2.44)，可以最终得到

$$\Delta f = \frac{v_g^2 h \nu g n_{sp} \alpha_m (1 + \alpha^2)}{8\pi P_o} \quad (2.45)$$

上述内容对半导体激光器线宽的表达式进行了推导。如图 2.7 所示，该推导的物理概念基础是：自发辐射事件瞬间提高了激光光场的增量，而每个增量都拥有单位强度和随机相角。如果几个纵向激光模式处在阈值以上，载流子密度波动所导致的相位变化在每个模式中也都是相同的。因此，由载流子密度引起 n' 的改变所导致的线宽展宽的增强，并不会在两个不同频率模式的光谱中被观测到。

2.4 半导体激光器线宽测量

窄线宽的激光器广泛应用于如光学相干通信、全光纤干涉仪和光学探测等领域。精确测量激光器的线宽对这些系统性能的发挥起着十分重要的作用。

随着相关研究的深入, DFB 和 DBR 激光器的线宽已经可以达到 kHz 量级。对于 F-P 扫描仪测谱法等传统方法而言^[19], 已无法胜任实际的测量任务。而延时自外差法(DSHI)技术自 Okoshi 首次发表以来^[20], 已经被国内外广泛运用。这种方法是对前人所提方法的进一步改进, 使得系统的稳定性和分辨率都有了很大的提升。

2.4.1 DSHI 测量激光器线宽原理

为方便分析, 可以将激光器的输出看作准单色波, 忽略激光器的强度噪声, 可用振幅恒定、相位噪声随时间变化的正弦波来表示输出激光的光场

$$E(t) = A \exp[j\omega_0 t + \phi(t)] = A \exp[j\phi(t)] \quad (2.46)$$

根据维纳-辛钦(Wiener-Khintchine)定理: 对光电流自相关函数作傅里叶变换可得光电流的功率谱密度, 即

$$R_e(\tau) = \langle E(t)E(t-\tau)^* \rangle = A^2 \langle \exp[j\Delta\phi(t, \tau)] \rangle \quad (2.47)$$

其中, *表示取复共轭; 角括号表示求平均;

$$\Delta\phi(t, \tau) = \phi(t) - \phi(t-\tau) \quad (2.48)$$

表示激光器的相位波动。

我们定义 S_ϕ 为相位功率谱的波动, 即相位噪声谱; S_f 为频率功率谱的波动, 即频率噪声谱。相位波动的平方与频率噪声谱之间存在关系

$$\langle \Delta\phi^2(t, \tau) \rangle = \frac{2}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \sin^2\left(\frac{\omega\tau}{2}\right) S_f(\omega) \frac{d\omega}{\omega^2} \quad (2.49)$$

大多数激光器的光谱满足洛伦兹线型, 它们的频率噪声包含一个恒定的白噪声

$$S_f = S_o = 2\pi\Delta\nu \quad (2.50)$$

其中, $\Delta\nu$ 是洛伦兹线型的半高全宽。其相位波动是一个均值为零的稳定高斯过程, 相应的方差为

$$\langle \Delta\phi^2(t, \tau) \rangle = \langle \Delta\phi^2(\tau) \rangle = 2\pi\Delta\nu|\tau| \quad (2.51)$$

由于

$$\langle \exp[\pm j\Delta\phi(t, \tau)] \rangle = \exp\left[-\frac{\langle \Delta\phi^2(t) \rangle}{2}\right] \quad (2.52)$$

将式 (2.51) 和 (2.52) 代入式 (2.47)，并作傅里叶变换，可得到激光器的洛伦兹线型光谱，其表达式为

$$S_E(\omega) \propto \frac{\Delta\omega}{[(\Delta\omega/2)^2 + \omega_0^2]} \quad (2.53)$$

DSHI 技术，如图 2.8 所示，激光经过耦合器后分为参考光和信号光，信号光经过声光调制器 (AOM) 移频 Ω 后进入光纤延迟线延时 τ_d 。当延时时间 τ_d 远大于输出激光的相干时间 τ_c 时，参考激光和信号光是不相关的，则可以用射频频谱分析仪测量耦合器输出的拍频频谱^[21]。

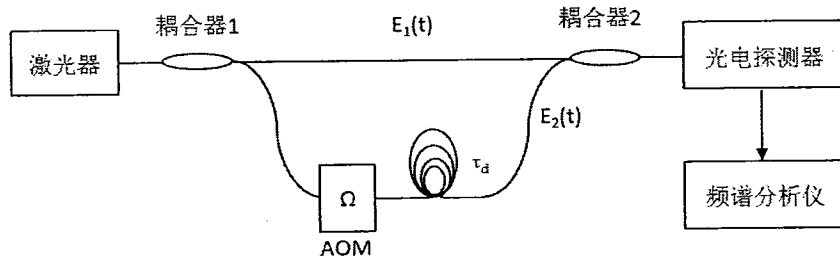


图 2.8 DSHI 线宽测量系统

Figure 2.8 Linewidth measurement system of DSHI

假设在耦合器 2 前，参考激光 $E_1(t)$ 为

$$E_1(t) \propto A \exp[j\omega_0 t + \varphi(t)] = A \exp[j\phi(t)] \quad (2.54)$$

信号光为

$$\begin{aligned} E_2(t) &\propto A \exp[j\omega_0(t - \tau_d) + \varphi(t - \tau_d)] \exp(j\Omega t) \\ &= A \exp[j\phi(t - \tau_d)] \exp(j\Omega t) \end{aligned} \quad (2.55)$$

那么两路光经耦合器 2 叠加后的光场为

$$E_s(t) \propto E_1(t) \cdot E_2(t) \quad (2.56)$$

光电探测器将 $E_s(t)$ 转化为光电流

$$I(t) \propto E_s(t)E_s^*(t) \quad (2.57)$$

光电流的自相关函数为

$$R_I(\tau) = \langle E_s(t)E_s^*(t)E_s(t-\tau)E_s^*(t-\tau) \rangle \quad (2.58)$$

对式 (2.58) 做傅里叶变换可得光电流的功率谱密度:

$$\begin{aligned} S_o(\omega) &= \mathcal{F}[R_I(\tau)] \\ &\propto \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{\tau_d}{\tau_c}\right) \delta(\omega - \Omega) + \frac{\tau_c/2}{1 + (\omega - \Omega)^2 \tau_c^2} \\ &\quad \times \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{\tau_d}{\tau_c}\right) \left[\cos(\omega - \Omega) \tau_d + \frac{\sin(\omega - \Omega) \tau_d}{2(\omega - \Omega) \tau_c} \right] \right\} \end{aligned} \quad (2.59)$$

其中, τ_c 为激光的相干时间。当 $\tau_d \gg \tau_c$ 时, $\exp(-\tau_d/\tau_c) \rightarrow 0$, 则式 (2.59) 变为

$$S_o(\omega) \propto \frac{\tau_c/2}{1 + [(\omega - \Omega)\tau_c]^2} = \frac{2\Delta\omega}{(\Delta\omega)^2 + (\omega - \Omega)^2} \quad (2.60)$$

从式 (2.60) 可以得出, 拍频频谱满足洛伦兹线型, 且谱宽为激光线宽的 2 倍。由此可见, 我们可以通过直接测量拍频的半高全宽(FWHM)从而获得激光器的实际线宽。

2.4.2 DSHI 系统仿真分析

实际测量中, 由于信号光仅仅单次经过延时光纤, 延迟时间有限, 从而使测量分辨率得到限制。由式 (2.60) 可知, 只有当 $\tau_d \gg \tau_c$ 时, 电频谱才能与光频谱保持良好的线性关系。而 $\tau_d = nL/c$, 也就是说当延时光纤足够长时, 输出光谱线才满足洛伦兹线型。为研究延迟时间对光谱线型的影响, 取 $\tau_c = 12.5\mu\text{s}$, 利用对式 (2.60) 仿真。得到不同延时条件下的仿真频谱图, 如图 2.9 所示。从图 2.9 中可以看出, 延迟时间相对于输出激光的相干时间较小时, $\exp(-\tau_d/\tau_c) \rightarrow 0$ 不成立, 由于受激光器相干性的影响, 谱线两侧波动明显, 此时测得的线宽会大于实际线宽; 延迟时间越长, τ_d/τ_c 越大, 输出光谱的波动幅度越小, 输出光谱的线型越接近洛伦兹线型。

根据分析, 延时光纤的长度决定了延时自外差法所能检测的最小线宽, 所需

测量的线宽越小,所需的长度越长。在实际测量系统中,延时光纤太长,外界干扰(声音、温度、振动等)都会影响线宽测量的精度。根据理论计算结果,延时光纤产生的延迟时间为待测激光器相干时间的6倍即可。

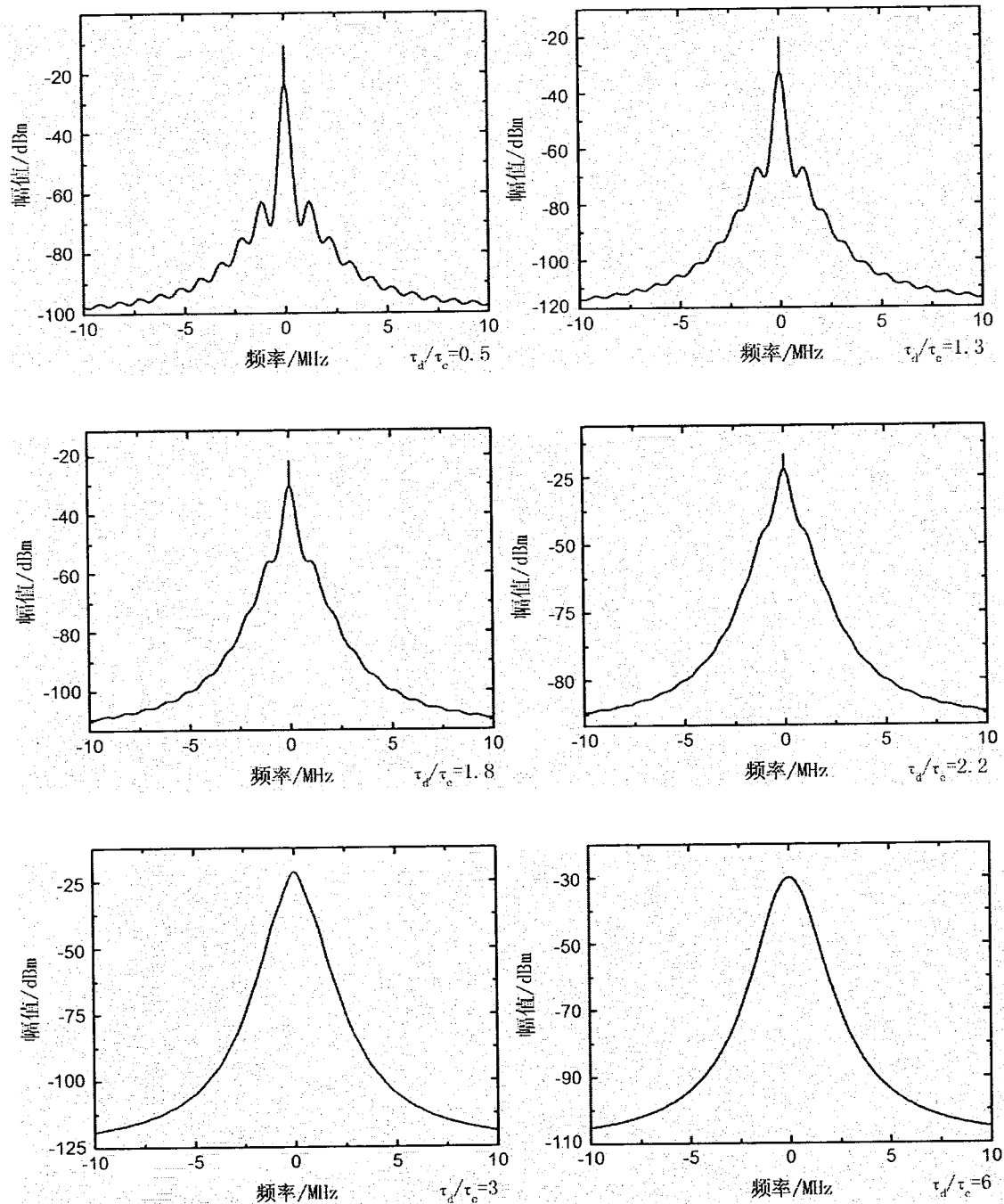


图 2.9 不同延迟时间所对应的系统输出光谱线型

Figure 2.9 The output spectrum profile of the different delay time

2.5 本章小结

本章介绍了半导体激光器的工作原理；分析了半导体激光器相关的工作特性。了解这些工作特性有助于更好地开展后续的研究工作；分析推导了半导体激光器线宽的表达式，对线宽测量系统的原理展开分析并进行相应的模拟仿真。

第3章 电负反馈技术原理

随着电负反馈技术越来越多的被用于半导体激光器, Yamamoto、Ohtsu 等人相继对该技术进行进一步的理论分析。他们利用不同的理论方法, 都证明了电负反馈技术可以压窄半导体激光器的线宽, 这为后来更广泛的应用该技术奠定了扎实的理论基础。

3.1 半经典速率方程模型法

利用速率方程, 可以简化复杂的物理运算, 直观地推导出引入电负反馈后的半导体激光器的 FM 噪声功率谱密度。

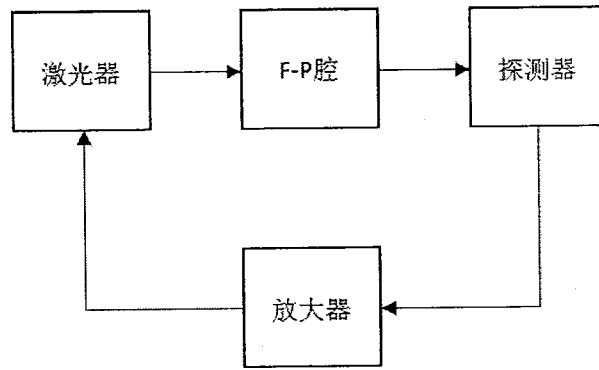


图 3.1 电负反馈半导体激光器示意图

Figure 3.1 Electric negative feedback semiconductor laser schematic

为了建立适用于电负反馈半导体激光器的速率方程模式, 先利用以下速率方程^[22]作为切入口

$$\frac{dE(t)}{dt} = \left[j\omega_0 + \frac{1}{2} \left(G(n) - \frac{1}{\tau_p} \right) \right] E(t) \quad (3.1)$$

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{J}{ed} - \frac{n(t)}{\tau_s} - G(n)|E(t)|^2 \quad (3.2)$$

设 $E(t)$ 为

$$E(t) = E'(t) \exp\{j(\omega t + \varphi_i(t) + P(t))\} \quad (3.3)$$

$P(t)$ 为相位调制^[23], $P(t)$ 可表示为

$$P(t) = \int_0^t \int_0^\infty h(\tau) \left[\frac{d\varphi_i(t' - \tau)}{dt'} + \Gamma'(t' - \tau) \right] d\tau dt' \quad (3.4)$$

$h(\tau)$ 为反馈回路脉冲响应; $\Gamma'(t)$ 为反馈回路引入的噪声项。把式(3.3)代入(3.1)中, 并把实部和虚部分开, 可得

$$\frac{dE(t)}{dt} = \frac{1}{2} \left(G(n) - \frac{1}{\tau_p} \right) E'(t) \quad (3.5)$$

$$\frac{d\varphi_i(t)}{dt} = \omega_0 - \omega - \Delta\omega \quad (3.6)$$

式中已令 $\Delta\omega = dp/dt$ 。式(3.2) ~ (3.6)就是半导体激光器速率方程模型。

考虑 $I = V|E'(t)|^2$, 可得,

$$\begin{aligned} G(n) &= G_0 + \left(\frac{\partial G}{\partial n} \right) \Delta n \\ &= G_0 + G_n \Delta n + G_I \Delta I \end{aligned} \quad (3.7)$$

$$\omega_0(n) = \omega_0(n_0) + \frac{1}{2} \alpha G_n \Delta n \quad (3.8)$$

α 为线宽增强因子; G_i 为增益饱和效应^[24]。令 $N = \Gamma V n = N_0 + \Delta N$, $I = I_0 + \Delta I$ 和 $\varphi_i = \varphi_0 + \Delta\varphi_i$, 其中 Γ 为限制因子, N_0 , I_0 , φ_n 均为稳态值。由式(3.2)、(3.5)和(3.6)可以得到

$$\Delta \dot{I} = \frac{G_N I_0}{\Gamma V} \Delta N - \left(\frac{R_s}{I_0} + G_I I_s \right) \Delta I + F_I(t) \quad (3.9)$$

$$\Delta \dot{\varphi}_i = \dot{\varphi}_i = \frac{\alpha G_N}{2\Gamma V} \Delta N - \Delta\omega + F_{\varphi_i}(t) \quad (3.10)$$

$$\Delta \dot{N} = - \left(\frac{1}{\tau_s} + \frac{G_N I_0}{V} \right) \Delta N - (G_0 \Gamma + G_I I_0) \Delta I + F_N(t) \quad (3.11)$$

式中 R_s 是自发辐射速率, $F_I(t)$, $F_{\varphi_i}(t)$ 和 $F_N(t)$ 是为了研究激光器噪声特性而加入的 Langevin 力, 满足

$$\langle F_i(t) \rangle = 0 \quad (3.12)$$

$$\langle F_i(t)F_j(u) = D_{ij}\delta(t-u) \rangle \quad (3.13)$$

$i, j = I, \varphi_i, N, D_{ij}$ 是扩散系数, 对式 (3.9)、(3.10) 和 (3.11) 两侧同时作傅里叶变换, 可得

$$j\Omega\Delta\tilde{I}(\Omega) = \frac{G_N I_0}{\Gamma V} \Delta\tilde{N}(\Omega) - \left(\frac{R_s}{I_0} + G_I I_0 \right) \Delta\tilde{I}(\Omega) + \tilde{F}_I(\Omega) \quad (3.14)$$

$$\tilde{\varphi}_i(\Omega) = \frac{\alpha G_N}{2\Gamma V} \Delta\tilde{N}(\Omega) - H(\Omega)\tilde{\varphi}_i(\Omega) - H(\Omega)\tilde{\Gamma}'(\Omega) + \tilde{F}_{\varphi_i}(\Omega) \quad (3.15)$$

$$j\Omega\Delta\tilde{N}(\Omega) = -\left(\frac{1}{\tau_s} + \frac{G_N I_0}{V} \right) \Delta\tilde{N}(\Omega) - (G_0\Gamma + G_I I_0) \Delta\tilde{I}(\Omega) + \tilde{F}_N(\Omega) \quad (3.16)$$

式中 $\Delta\tilde{I}(\Omega)$, $\Delta\tilde{N}(\Omega)$, $\tilde{\varphi}_i(\Omega)$, $\tilde{F}_I(\Omega)$, $\tilde{F}_{\varphi_i}(\Omega)$ 和 $\tilde{F}_N(\Omega)$ 分别是 $\Delta I(t)$, $\Delta N(t)$, $\varphi_i(t)$, $F_I(t)$, $F_{\varphi_i}(t)$ 和 $F_N(t)$ 窗函数的傅里叶变换。 $H(\Omega)$ 为反馈回路的传递函数, 有 $H(\Omega) = \mathcal{F}\{h(t)\}$ 。由于 $\langle F_i(u)\Gamma'(t) \rangle = 0$, 同时令 $\gamma_c = \frac{1}{\tau_s} + \frac{G_N I_0}{V}$, $\beta = \frac{R_s}{I_0} + G_I I_0$ 和 $\gamma_0^2 = \frac{G_N G_0 I_0}{V}$, 联立式 (3.14) ~ (3.16) 可以得到 FM 噪声功率谱密度

$$\begin{aligned} S_{\varphi_i}(\Omega) &= \lim_{T \rightarrow \infty} \left(\frac{\langle |\tilde{\varphi}|^2 \rangle}{2T} \right) \\ &= \frac{R}{2I_0|1+H|^2} \left\{ \frac{(\alpha\gamma_0^2)^2 \left[2I_0 + 1 + \frac{\Omega^2 + \beta^2}{(G_0\Gamma)^2} \right]}{2I_0[(\gamma_c + \beta)^2\Omega^2 + (\gamma_0^2 + \gamma_c\beta - \Omega^2)^2]} + 1 \right\} \\ &\quad + \left| \frac{H}{1+H} \right|^2 \langle |\Gamma'|^2 \rangle \end{aligned} \quad (3.17)$$

同理我们可以推出强度噪声功率谱密度 $S_{\Delta I}(\Omega)$ 和载流子噪声功率谱密度 $S_{\Delta N}(\Omega)$, 这两项与自由运转时相同。电负反馈半导体激光器 FM 噪声功率谱密度减小到是自由运转时的 $1/|1+H|^2$, 同时增加了一项反馈回路本身的噪声项。已知, 当 $|H| \rightarrow \infty$ 时, $S_{\varphi}(\Omega) \rightarrow \langle |\tilde{\Gamma}'|^2 \rangle$ 。因此, 只需反馈回路的增益足够大, 同时引入的噪声足够小, 则激光器的线宽可被减小到远低于根据 Shawlow-Townes 公式计算所求的数值。

3.2 网络分析法

网络分析法,即通过分析反馈回路中各组成部分的传递函数,从而确定反馈回路总的传递函数。总的传递函数推导出来后,即可大致确定电负反馈半导体激光器线宽的减小程度。

3.2.1 实验装置

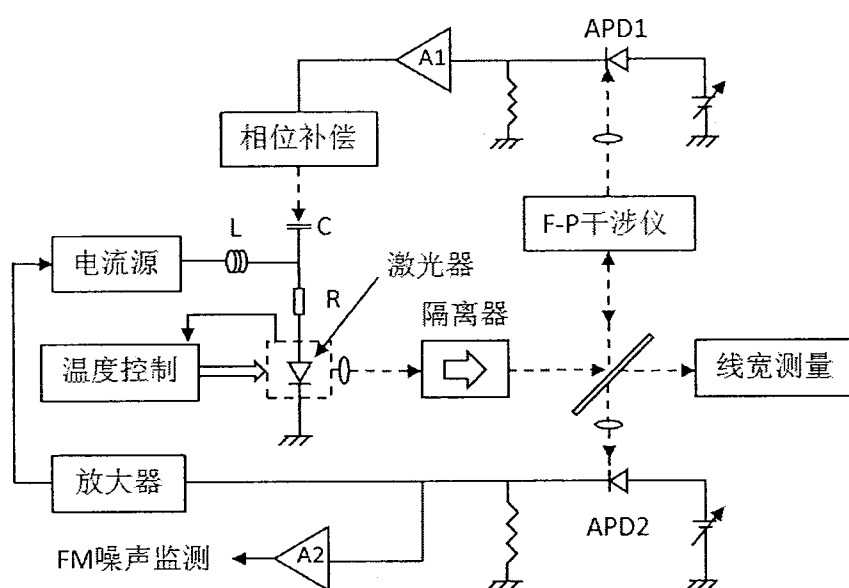


图 3.2 实验装置

Figure 3.2 Experimental apparatus

图 3.2 为实现半导体激光器线宽减小和频率稳定的实验装置图。光学隔离器由法拉第旋转器和两个偏振器组成,用于阻隔反射光从外部的光学元件注入到激光器中。3cm 长的 F-P 干涉仪是由熔融的石英圆柱棒制作而成,用作频率参考和 FM 噪声鉴别器。为了实现线宽减小,将 F-P 干涉仪透射光的谐振曲线的斜率用于 FM 噪声的鉴别。图 3.2 中的 A1 是一个宽带宽的运算放大器,构成伺服放大器,其增益是固定的。反馈回路的总增益由加载在光电二极管 APD1 上的电压来调节。相位补偿回路用于更好的调节反馈回路的带宽和增益。

除了用于减小线宽的反馈回路,另一条反馈回路用于同步实现激光光谱中心频率的稳定。F-P 腔反射光的谐振曲线的斜率则用于这条回路 FM 噪声的鉴别。光电二极管 APD2 产生的光电流经直流伺服放大器后反馈回激光器。宽带宽放大器 A2 的输出信号用于测量光谱中心频率的稳定性。

激光输出光谱采用延时自相干技术来进行测量。

3.2.2 线宽减小极限

在低频段中, $1/f$ 闪烁噪声是 FM 噪声的主要成分, 而在傅里叶变换频率范围内, FM 噪声可以近似为白噪声, 这一部分是光谱线宽的主要来源。白噪声的强度正比于 $(I/I_{th}-1)^{-1}$, 其中 I 和 I_{th} 分别是直流注入电流和激光器的阈值电流。这意味着, 这部分白噪声是自发辐射和载流子密度波动所产生的量子 FM 噪声^[25]。

已知半导体激光器的量子 FM 噪声可由传统的光电技术进行测量, 例如干涉测量法; 同时, 激光频率可以通过注入宏观量, 如电流进行直接调节。因此, 通过注入电流对激光频率进行反调制, 可以抵消探测到的量子 FM 噪声。如果假设反馈回路的带宽为无穷大, 则电负反馈的这种效应可以用以下量子力学的 Langevin 方程表示^[26]:

$$\delta v(t) = \Gamma_s(t) + \Gamma_c(t) - \int_0^\infty h(\tau) \cdot \{\delta v(t-\tau) + \Gamma_n(\tau)\} d\tau \quad (3.18)$$

这里 $\delta v(t)$ 是在时间 t 的频率波动。Langevin 力 Γ_s 和 Γ_c 分别表示激光器在自由运转时, 由于自发辐射和载流子密度波动而出现的两种量子 FM 噪声源。式(3.18)右边的卷积代表电负反馈的影响, $\delta v(t-\tau)$ 是探测到的 FM 噪声, Γ_n 是反馈回路引入的噪声强度, $h(\tau)$ 是反馈回路的瞬时响应。式(3.18)的傅里叶变换为

$$F(f) = \frac{\Pi_s(f)}{1+H(f)} + \frac{\Pi_c(f)}{1+H(f)} - \frac{H(f)}{1+H(f)} \cdot \Pi_n(f) \quad (3.19)$$

这里 F , Π_s , Π_c , Π_n 和 H 分别代表 δv , Γ_s , Γ_c , Γ_n 和 h 的傅里叶变换。在式(3.19)中, 当反馈回路的具有无限大增益, 即 $|H| \rightarrow \infty$ 时, 右边第一项和第二项的值趋于零; 同时, 第三项趋于 $|\Pi_n|$ 。这意味着 Γ_s 和 Γ_c 这两种量子 FM 噪声源的贡献可以被反馈回路高增益抑制, FM 噪声的大小将会最终减小为反馈回路产生噪声的值。换句话说, 如果采用高增益、低噪声的反馈回路, 就可以人为的实现非常高的时间相干性, 获得比自由运转激光器时更低的频率调制噪声。因此, 通过计算反馈回路产生的噪声, 即式(3.19)中 Π_n 的大小, 可以估算出能获得的最小线宽。

3.2.3 反馈回路网络分析

由式(3.19)计算得到的最小线宽, 在实际中很难实现。这是因为引入的反

反馈回路的增益是有限的，而增益的有限是由于反馈回路带宽是有限的。

反馈回路的传递函数可以通过网络分析仪测量得到，例如联接在图 3.2 中相位补偿回路和电容 C 之间。在这里，反馈回路传递函数的相应表达式为

$$H = H_C \cdot H_L \cdot H_F \cdot H_A \cdot H_P \cdot H_D \quad (3.20)$$

其中， H_C 是由图 3.2 中电容 C、电阻 R 和激光二极管的阻抗所组成回路的传递函数。它可以表示为

$$H_C = \frac{1/R}{1 + 2\pi f_l/s} \quad (3.21)$$

s 是拉普拉斯变换复变量。在这个等式中，激光二极管阻抗的实际值远小于电阻 R，可以忽略不计。低频截止频率 f_l 为 $1/2\pi CR$ ； H_L 是激光器 FM 响应的传递函数； H_F 是图 3.2 中 F-P 干涉仪和光电二极管 APD1 的传递函数。由于激光频率被锁定在 F-P 干涉仪谐振曲线最陡的点上， H_F 可以表示为

$$H_F = \frac{3\sqrt{3}}{4} \cdot \frac{R_A \cdot I_A}{\Delta v_{FP}} \cdot \frac{1}{1 + s/2\pi f_{FP}} \quad (3.22)$$

这里 R_A 和 I_A 分别表示光电二极管 APD1 的负载电阻和偏置电流。为了推导反馈回路传递函数，近似假设 F-P 干涉仪一个具有高频截止频率 f_{FP} 的低通滤波器；同时，它的谐振曲线满足洛伦兹线型。 H_A 是放大器 A1 的传递函数，表达式为

$$H_A = \frac{G_o}{1 + s/2\pi f_h} \quad (3.23)$$

这里， G_o 是放大器增益。 f_h 是高频截止频率，放大器的制造厂商为保证放大器的稳定运转，对其做出了限制。 H_P 是由电容和电阻构成的相位补偿回路的传递函数。由于采用了相位滞后-超前补偿^[27]， H_P 可表示为

$$H_P = \frac{(1 + s/2\pi f_1)(1 + s/2\pi f_2)}{(1 + sn/2\pi f_1)(1 + s/2\pi f_2n)} \quad (3.24)$$

其中 f_1 和 f_2 是相应的高频截止频率。 H_D 是信号在反馈回路中传播产生的延时的传递函数，表达式为

$$H_D = \exp(-s\tau_D) \quad (3.25)$$

这里, τ_D 代表反馈回路中的总延时, 它由电线和光学路径的长度以及放大器 A1 带来的延时构成。

引入反馈回路和自由运转时 FM 噪声功率谱密度之比, 可以利用传递函数 H 计算求得, 其表达式为

$$S_{vFB}/S_{vFR} = \left| \frac{1}{1+H} \right|^2 \quad (3.26)$$

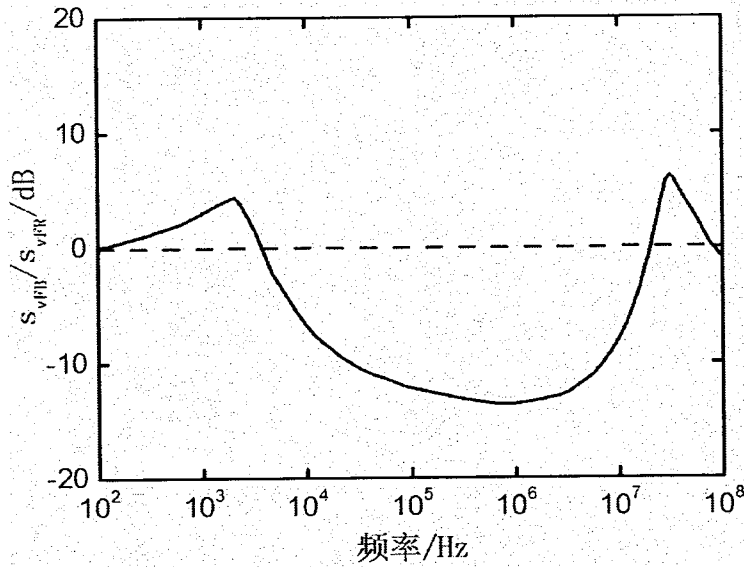


图 3.3 电负反馈和自由运转时 FM 噪声功率谱密度比值

Figure 3.3 The ratio of FM noise power density before and after the negative feedback

图 3.3 中的曲线为利用式 (3.20) ~ (3.26) 计算得到。如图所示, FM 噪声在反馈回路的通带中得到减小。

3.2.4 减小 IM 噪声所限制线宽的方法

前部部分已经证明在反馈回路有足够的带宽, 并且 τ_D 和 f_L 大小适合的情况下, 受激光器 IM 噪声决定的线宽可以得到减小。在有足够带宽的前提下, 通过提高 FM 噪声鉴频器的灵敏度, 降低 IM 噪声限制的线宽成为可能。激光的频率波动 $\delta\nu$ 和入射功率的波动 δP 都引起了通过 F-P 干涉仪透射激光的功率波动。

由 $\delta\nu$ 导致的功率波动 δP_v 可以表示为

$$\delta P_v = \frac{3\sqrt{3}}{4} \cdot \frac{P_o}{\Delta\nu_{FP}} \cdot \delta\nu \quad (3.27)$$

这里 P_0 表示 F-P 干涉仪中的直流功率。为了推导这个等式, 近似认为 F-P 干涉仪的谐振曲线是个洛伦兹线型, 其线宽 $\Delta\nu_{FP}$ (FWHM) 为

$$\Delta\nu_{FP} = \frac{c}{2nL} \cdot \frac{1-R}{\pi\sqrt{R}} \quad (3.28)$$

其中 c 是光在真空中的光速; L 是干涉仪的长度; n 是介质折射率; R 是干涉仪两端镜面的反射率。同时, 激光频率被假定为在干涉仪谐振曲线的斜率最陡处被锁定。另一方面, 由 δP 导致的功率波动 δP_I 可以表示为

$$\delta P_I = \frac{3}{4} \cdot \delta P \quad (3.29)$$

δP_V 和 δP_I 的比值给出了 FM 噪声探测的信噪比, 其表达式为

$$S/N = \frac{3P_0^2}{(\Delta\nu_{FP})^2} \cdot \frac{S_{VFR}}{S_{IFR}} \quad (3.30)$$

在式 (3.30) 中, δP_V 和 δP_I 被各自的功率谱密度 S_{VFR} 和 S_{IFR} 替换。

自由运转时激光器光场的谱线近似满足洛伦兹线型, 因此它的线宽为 $\Delta\nu_{FP} = \pi S_{VFR}$ [25][28]。而由于在引入反馈回路后, 通带内的减小的 FM 噪声功率谱密度可近似为白噪声, 因此, 此时光场的谱线, 除了其尾部, 也近似满足洛伦兹线型, 意味着线宽也可表示为 $\Delta\nu_{FB} = \pi S_{VFB}$ 。此外, 因为在引入反馈的情况下, IM 噪声的增加可以被忽略, 因此将 $S/N=1$ 代入式 (3.30) 可以得到 IM 噪声限制的线宽, 其表达式为

$$\frac{\Delta\nu_{FB}}{\Delta\nu_{FR}} = \frac{(\Delta\nu_{FP})^2}{3P_0^2} \cdot \frac{S_{IFR}}{S_{VFR}} \quad (3.31)$$

可以通过减小 $\Delta\nu_{FP}$ 的值减小式 (3.31) 中 $\Delta\nu_{FB}/\Delta\nu_{FR}$ 的值, 例如使用更加灵敏的 FM 噪声鉴频器。

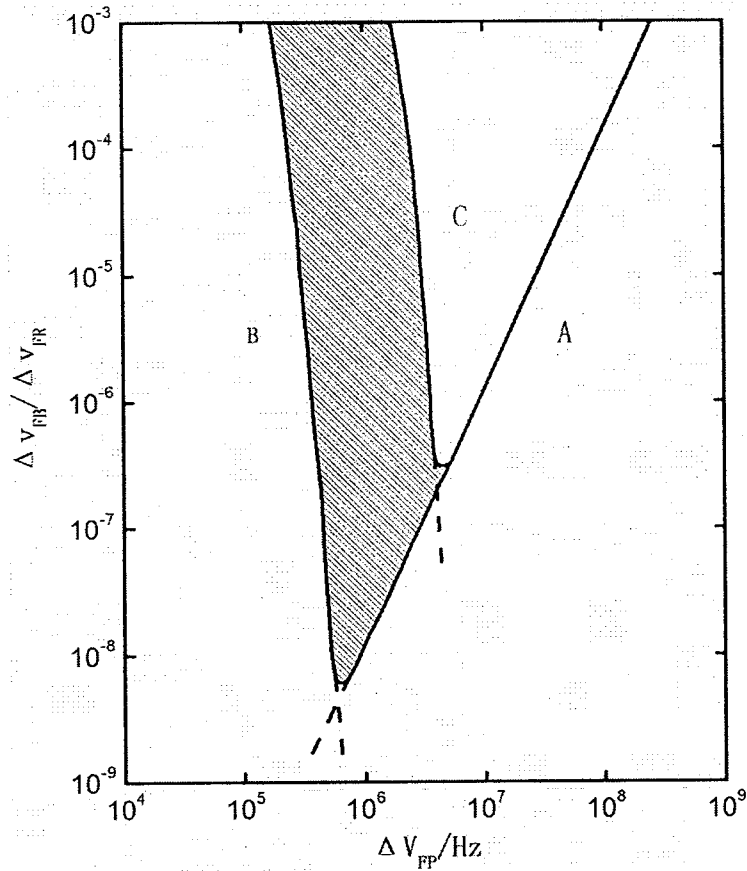

 图 3.4 Δv_{FP} 和 $\Delta v_{FB}/\Delta v_{FR}$ 关系的计算结果

 Figure 3.4 calculation result of the relation between Δv_{FP} and $\Delta v_{FB}/\Delta v_{FR}$

图 3.4 中的曲线 A 是根据式 (3.31) 计算得出的 Δv_{FP} 与 $\Delta v_{FB}/\Delta v_{FR}$ 之间的关系。曲线 B 和 C 表示被 F-P 干涉仪所限制时的 $\Delta v_{FB}/\Delta v_{FR}$ 的值。从曲线 A 可以看出，可以通过减小 Δv_{FP} 从而获得极小的线宽 Δv_{FB} 。

但是，由式 (3.22) 可知， Δv_{FP} 的减小会导致 F-P 干涉仪带宽 f_{FP} 的减小，因为 Δv_{FP} 正比于 f_{FP} 。如果 Δv_{FP} 非常窄， f_{FP} 的减小会限制反馈回路的带宽，而这和这一节假设反馈回路有足够带宽相违背。在反馈回路没有足够带宽 B 的情况下，例如带宽和线宽 Δv_{FR} 的值相比不足够大，就必须对式 (3.31) 中 $\Delta v_{FB}/\Delta v_{FR}$ 的值进行修正^[28]。利用图 3.4 中给出的结果，在反馈回路没有足够带宽时，修正后的表达式为

$$\frac{\Delta v_{FB}}{\Delta v_{FR}} = \frac{(\Delta v_{FP})^2}{3P_o^2} \cdot \frac{S_{IFR}}{S_{vFR}} + \left[1 - \frac{(\Delta v_{FP})^2}{3P_o^2} \cdot \frac{S_{IFR}}{S_{vFR}} \right] \cdot \exp(-kB/\Delta v_{FR}) \quad (3.32)$$

上式中右边第二项表示没有足够带宽的影响, 参数 k 的值在 5 到 50 之间。如果反馈回路带宽的受限于 F-P 干涉仪的带宽, 那么式(3.32)中的 B 需要替换成 f_{FP} 。图 3.4 中的曲线 B 和 C 就是表示替换后, 式 (3.32) 右边第二项的值, k 分别为 50 和 5 两条曲线之间的啮合区对应 $5 < k < 50$ 的结果。

从图 3.4 中的啮合区以及曲线 A 给出的 Δv_{FP} 与 $\Delta v_{FB}/\Delta v_{FR}$ 之间的关系, 可以得出结论: $\Delta v_{FB}/\Delta v_{FR}$ 的最小值出现在曲线 A 和 B 的交叉点或者曲线 A 与 C 的交叉点。

上述内容完成对反馈回路的网络分析。从分析中可以发现, 任何反馈增益都受限于反馈回路的有限带宽。而带宽的有限是因为信号在反馈回路中传输存在延时, 以及在激光器的 FM 响应中, 不同调制频率处的相移不一致。通过减小延时, 提高低频截止频率, 选择最佳的 F-P 干涉仪灵敏度等方式, 有助于激光器线宽的进一步减小。

3.3 本章小结

本章介绍了两种电负反馈技术的理论分析方法, 即半经典速率方程模型法和网络分析法。对比分析两种方法, 可以从不同角度更加全面的理解电负反馈技术的原理, 为后续的实验方案设计提供理论基础支撑。

第4章 实验方案及实验结果分析

4.1 实验方案

借鉴 Othsu 所采用的网络分析方法, 对电负反馈技术减小半导体激光器线宽进行分析。具体的实验方案如图 4.1 所示。

图 4.1 中光学隔离器由法拉第旋转器和两个偏振器组成, 用于阻隔反射光从外部的光学元件注入到激光器中。 π 相移的光纤布拉格光栅 (FBG) 作为 FM 噪声鉴别器。为了实现线宽减小, 将 π 相移的光纤布拉格光栅透射光的谐振曲线的斜率用于 FM 噪声的鉴别。图中的 A1 是一个宽带宽的运算放大器电路, 构成伺服放大器, 其增益是可以调节的。反馈回路的总增益运算放大电路 A1 的增益和 APD 的增益相加。相位补偿回路用于更好的调节反馈回路的带宽和增益, 同时改变反馈回路的频率特性, 避免产生自己振荡。激光输出光谱采用时延自相干技术 (DSHI) 来进行测量。

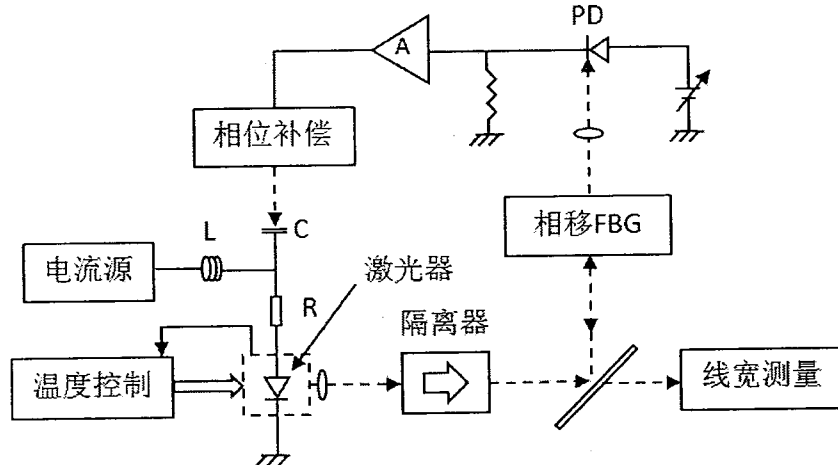


图 4.1 实验方案

Figure 4.1 The experimental scheme

激光器输出光的一部分, 经过由 π 相移光纤布拉格光栅构成的鉴频器, 鉴频器鉴别的激光的频率噪声再由光电探测器 APD 转化为光电流。经过鉴频器和光电探测器后, 激光的频率噪声被转化为强度噪声。由于电负反馈技术减小半导体激光器线宽的程度与反馈回路的增益成正比关系, 因此运算放大电路 A 对光电

流起放大电路，并用于控制反馈回路的总增益，经放大的光电流直接与激光器注入电流串接在一起。由于将鉴频器检测到 FM 噪声作为反馈量，引入负电反馈，从而减小半导体激光器的线宽。

4.2 鉴频器

激光器的频率噪声经鉴频器转换成光电二极管可探测到的强度噪声，因此鉴频器需要具有一定的鉴频灵敏度。常用的鉴频器有法布里-珀罗干涉仪和相移光纤布拉格光栅。

4.2.1 法布里-珀罗干涉仪

在 F-P 干涉仪中，主要将透射光的谐振曲线的斜率用于 FM 噪声的鉴别。

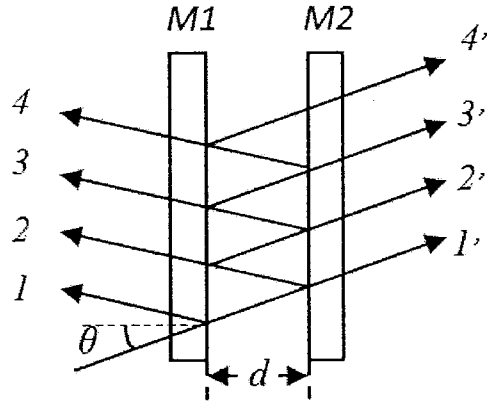


图 4.2 F-P 干涉仪结构

Figure 4.2 F-P interferometer structure

法布里-珀罗干涉仪的结构如图 4.2 所示，图中的 d 是两个反射镜之间的距离； R 是反射镜的反射率； θ 是光线的入射角度。在反射（或透射）光束序列中，相邻两束光的相位差为

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda} \cdot n \cdot d \cdot \cos(\theta) + 2\phi \quad (4.1)$$

其中 n 为两个反射镜之间间隙的折射率； Φ 为反射膜的相位变化。干涉仪的精细度密度为

$$F = \frac{4R}{(1-R)^2} \quad (4.2)$$

法布里-珀罗干涉仪的光谱特性可表示为^[29]

$$I(\lambda) = \frac{1}{1 + F \cdot \sin^2 \left[\frac{\delta(\lambda)}{2} \right]} \quad (4.3)$$

设两个反射镜的反射率相同，模拟出 $I(\lambda)$ 与 λ 的关系曲线，如图 4.3 所示

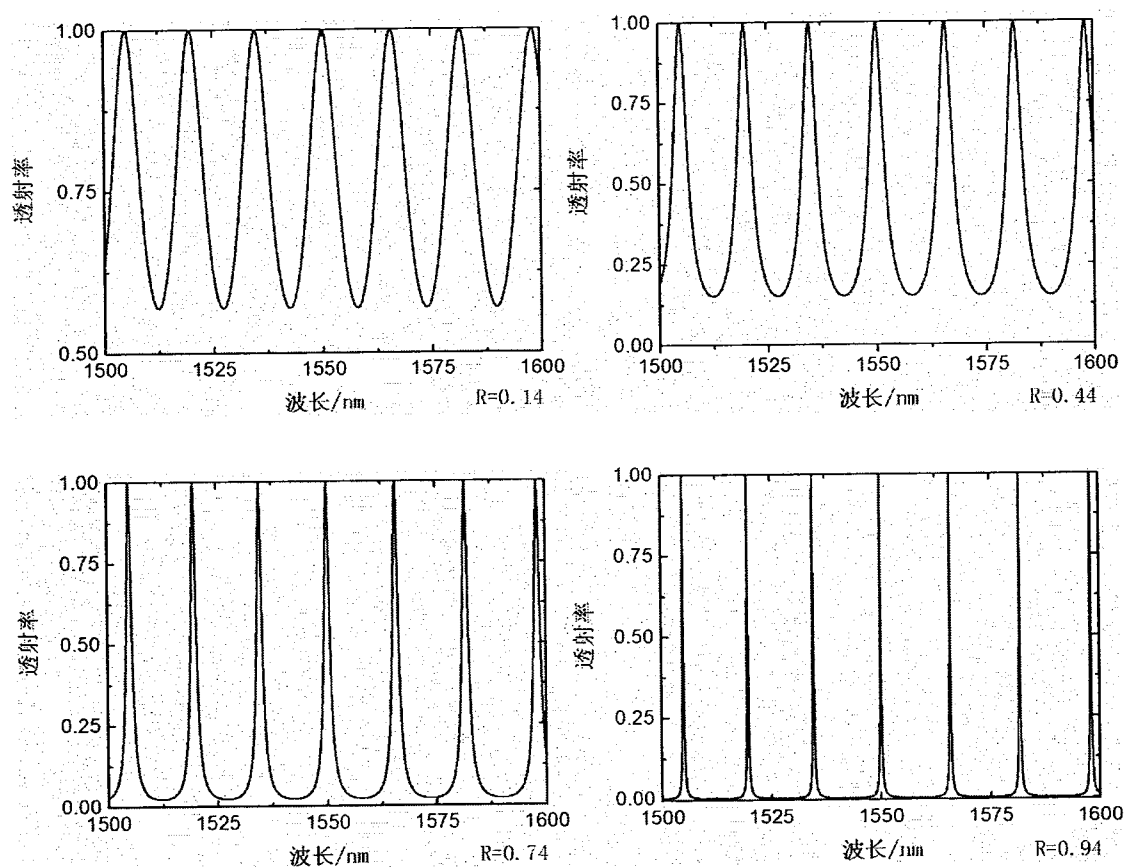


图 4.3 F-P 干涉仪透射谱

Figure 4.3 Transmission spectrum of F-P interferometer

由图 4.3 可知，在同一波长的情况下，反射率 R 越大，透射光强越小。同时在透射谱中，出现多个透射窗口。可以利用这些透射窗口，对激光光谱进行窄带滤波。

4.2.2 相移光纤布拉格光栅

在 FBG 中加入一定的相移，会产生一个或多个窄带的透射窗口。由于相移布拉格光栅具有波长选择度高、插入损耗低等特点，在光通信的窄带滤波中被广泛应用^{[30][31]}。其结构图如图 4.4 所示。

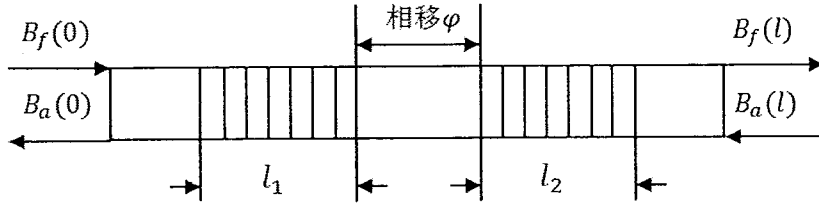


图 4.4 相移光纤布拉格光栅

Figure 4.4 Phase-shifted fiber Bragg grating

在图 4.4 中，左边光栅的传递矩阵 G_1 可表示为

$$M_1 = \begin{bmatrix} \cosh(ql_1) - j\frac{\delta}{q} \sinh(ql_1) & -j \sinh(ql_1) \\ j \sinh(ql_1) & \cosh(ql_1) + j\frac{\delta}{q} \sinh(ql_1) \end{bmatrix} \quad (4.4)$$

其中

$$q = \sqrt{\kappa^2 - \sigma^2} \quad (4.5)$$

$$\sigma = \frac{2n_{off}\pi}{\lambda} - \frac{\pi}{\Lambda}$$

δ 是光波相对于光纤布拉格光栅中心波数的失谐量； κ 是耦合系数； Λ 是光纤布拉格光栅的栅距。相移部分的传递矩阵可写成

$$P = \begin{bmatrix} e^{-j\varphi} & 0 \\ 0 & e^{j\varphi} \end{bmatrix} \quad (4.6)$$

右边光栅的传递矩阵为

$$M_2 = \begin{bmatrix} \cosh(ql_2) - j\frac{\delta}{q} \sinh(ql_2) & -j \sinh(ql_2) \\ j \sinh(ql_2) & \cosh(ql_2) + j\frac{\delta}{q} \sinh(ql_2) \end{bmatrix} \quad (4.7)$$

整个光栅的传递矩阵可表示为

$$\begin{pmatrix} B_f(-l_1) \\ B_a(-l_1) \end{pmatrix} = M_1 \cdot P \cdot M_2 \begin{pmatrix} B_f(l_2) \\ B_a(l_2) \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

边界条件 $B_f(l_2)=1$, $B_a(l_2)=0$, 相移光纤光栅的反射系数 $r=B_f(-l_1)/B_a(-l_1)$ 可表示为

$$r = \frac{B_f(-l_1)}{B_a(-l_1)} = \quad (4.9)$$

$$\frac{j\kappa\{[q\cosh(ql_2) - j\delta\sinh(ql_2)]\sinh(ql_1) + [q\cosh(ql_1) + j\delta\sinh(ql_1)]\sinh(ql_2)e^{j2\varphi}}{[q\cosh(ql_1) - j\delta\sinh(ql_1)][q\cosh(ql_2) - j\delta\sinh(ql_2)] + \kappa^2\sinh(ql_1)\sinh(ql_2)e^{j2\varphi}}$$

设 l_1 和 l_2 相同,用 MATLAB 软件对相移 φ 分别为 0 、 $\pi/2$ 、 π 和 $3\pi/2$ 时的光纤布拉格光栅进行模拟仿真^[32]。仿真结果如图 4.5 所示。

从图 4.5 可知,改变相移的大小,可以使光栅透射峰的位置发生改变。当 $\varphi=\pi/2$ 和 $\varphi=3\pi/2$ 时的透射峰波长相较 $\varphi=\pi$ 时的分别右移和左移。相移 φ 为 π 时,与没有相移的光纤布拉格光栅相比,出现了一个很窄的透射窗口,因此更加适合作为窄线宽激光器的鉴频器。由此可见,在选用相移光纤布拉格光栅作为鉴频器时,通过改变相移 φ 的大小就可得到实验所需的波长。

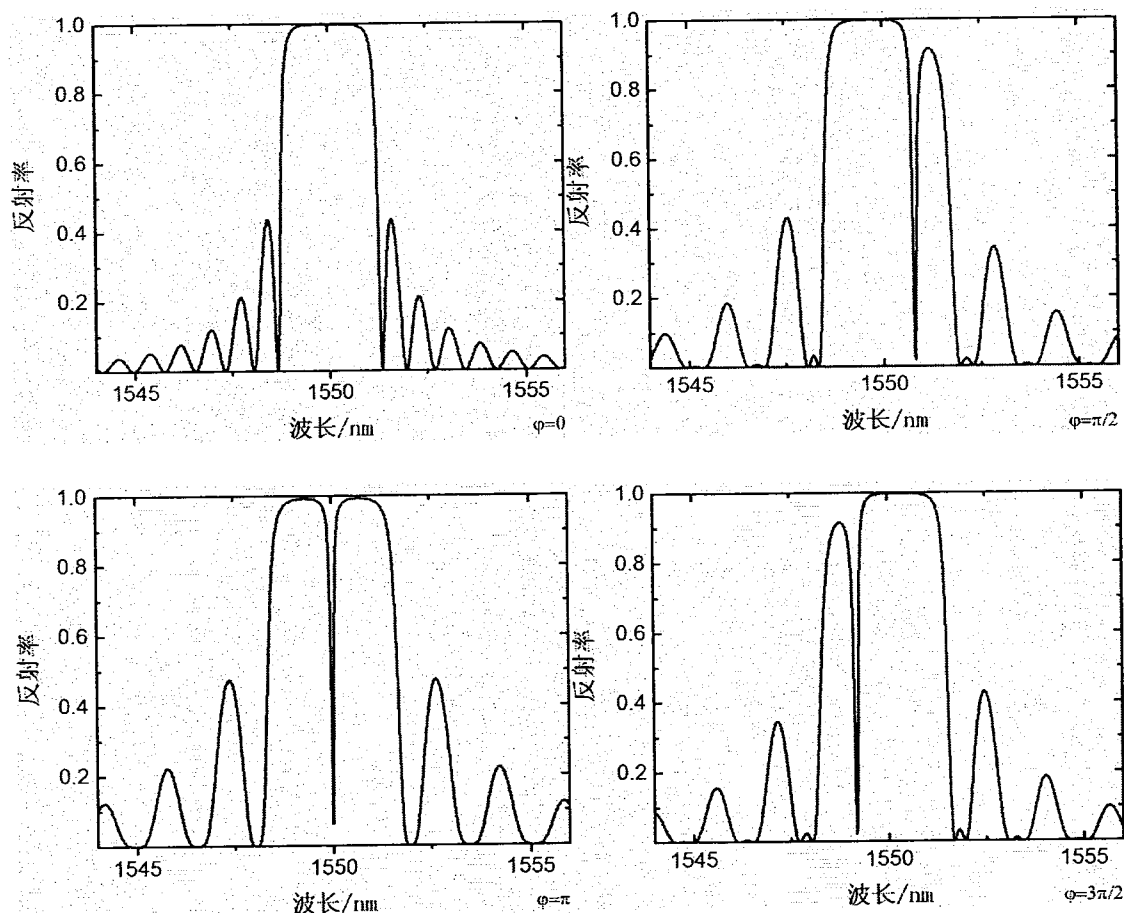


图 4.5 相移光纤布拉格光栅反射谱

Figure 4.5 Reflection spectrum of phase-shifted fiber Bragg grating

4.3 半导体激光器驱动电路

本实验的半导体激光器驱动方式采用恒定电流驱动。恒定电流驱动一般情况下都会和温度控制系统配合使用，用来稳定激光器的特性，主要包括物理结构特性和阈值特性；同时，稳定的驱动电流可以减小输出激光的频率和功率波动，而保证驱动电流的稳定是通过反馈电阻两端的电压变化来实现的。为了达到调节的目的，驱动电路采用闭环负反馈的控制方式^[33]。

根据负反馈原理设计的半导体激光器驱动电路，包含放大电路和反馈电路两个部分，原理图如图 4.6 所示^[34]。

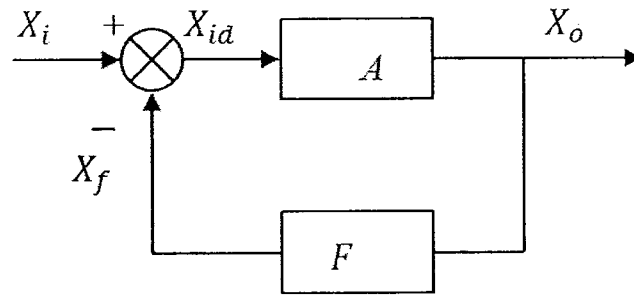


图 4.6 负反馈放大电路

Figure 4.6 The negative feedback amplification circuit

图中， X_i 是输入信号； X_o 是输出信号； X_{id} 是净输入信号； X_f 是反馈信号； A 是放大电路的放大倍数； F 是反馈网络的放大倍数。从图 4.6 中可以看出，输出信号 X_o 作为反馈，经过反馈网络放大后，得到的反馈信号 X_f ，与输入信号 X_i 两者相加等于净输入信号 X_{id} ，净输入信号 X_{id} 再经放大电路得到 X_o ，由此构成反馈控制网络。自此可以获得这几个信号之间的相互关系，基本放大电路的净输入信号 X_{id} 为

$$X_{id} = X_i - X_f$$

$$A = \frac{X_o}{X_{id}} \quad (4.10)$$

$$F = \frac{X_f}{X_o}$$

负反馈放大电路的闭环增益 A_f 为

$$A_f = \frac{X_o}{X_i} \quad (4.11)$$

将式 (4.10) 代入式 (4.11) 可得

$$A_f = \frac{X_o}{X_i} = \frac{X_o}{X_{id} + X_f} = \frac{X_o}{\frac{X_o}{A} + F X_o} = \frac{A}{1 + A \cdot F} \quad (4.12)$$

在实际情况中, 温度、电压等外界因素会影响基本放大电路的开环增益 A , 因此可用 dA/A 来表示开环增益 A 的稳定性, dA/A 越小, 代表电路的稳定性越高。同理, dA/A_f 也可用来表示闭环增益 A_f 的稳定性。对式 (4.12) 作微分可得

$$dA_f = \frac{(1 + A \cdot F) \cdot dA - A \cdot F \cdot dA}{(1 + A \cdot F)^2} = \frac{dA}{(1 + A \cdot F)^2} \quad (4.13)$$

联立式 (4.12) 和 (4.13) 有

$$\frac{dA_f}{A_f} = \frac{1}{1 + A \cdot F} \cdot \frac{dA}{A} \quad (4.14)$$

由式 (4.14) 可知, 负反馈放大电路的闭环增益 A_f 的变化量减小到基本放大电路的开环增益 A 的 $1/(1+AF)$, 即稳定性提高了 $1+AF$ 倍。综上可知, 加入负反馈, 对提高电流和功率控制的稳定性有十分重要的意义。

4.3.1 恒定电流驱动电路

恒定电流驱动是指利用稳定的电流驱动半导体激光器正常工作的技术^[35]。该技术基于负反馈原理, 通过精确控制半导体激光器驱动电流的大小来调整输出激光功率的大小, 其原理图如图 4.7 所示。图中, 采样电阻 R_2 与激光二极管 LD 串联, 流经 R_2 的电流等于流经 LD 的驱动电流。由此可用采样电阻 R_2 两端的电压作为反馈信号, 经反馈网络将反馈信号输送到电压比较器的负相输入端, 与预先设定好的值 U_{SET} 做比较, 然后电压比较器输出两者之间的差值, 电压比较器输出的电压差值信号随输入信号正比例变化, 加载在和 LD 串联的 R_1 上。由于流经 R_1 的电流就是激光二极管 LD 的驱动电路, 因此构成了一个反馈网络, R_1 两端电压大小可由改变预先设定值 U_{SET} 来控制, 从而对激光二极管 LD 的驱动电流进行调节。

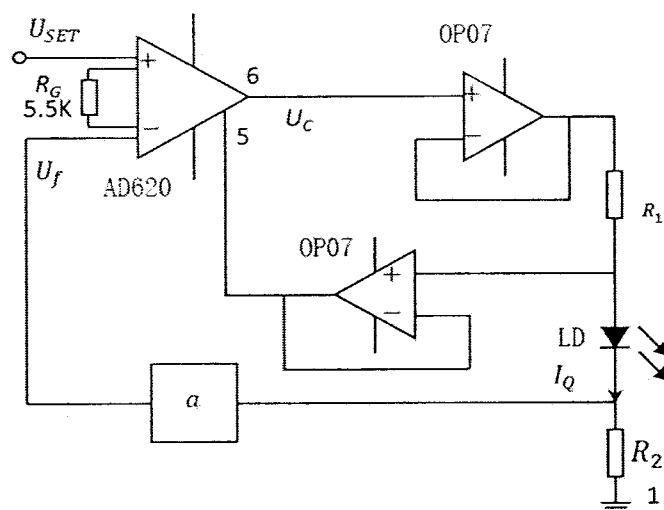


图 4.7 恒定电流驱动原理图

Figure 4.7 The principle diagram of the constant current driver

从对图 4.7 的电路分析可知，电压比较器输出的电压差为

$$U_C = G(U_{SET} - U_f) \quad (4.15)$$

其中， G 是比较放大器的增益倍数，可通过电阻 R_G 来调节，其相应的调节公式为

$$G = \frac{49.4K}{R_G} + 1 \quad (4.16)$$

流经 R_1 的电流，即激光二极管 LD 的驱动电流为

$$I_Q = \frac{U_C}{R_1} \quad (4.17)$$

利用采样电阻 R_2 形成的反馈信号为

$$U_f = a \cdot I_Q \cdot R_2 \quad (4.18)$$

这里 a 是反馈网络的增益倍数。将式 (4.15) 代入 (4.17)

$$I_Q = \frac{G(U_{SET} - U_f)}{R_1} \quad (4.19)$$

在将式 (4.18) 代入 (4.19)，最终可得

$$I_Q = \frac{G(U_{SET} - a \cdot I_Q \cdot R_2)}{R_1} \quad (4.20)$$

$$= \frac{G}{R_1 + a \cdot G \cdot R_2} \cdot U_{SET}$$

当 a 、 G 、 R_1 、 R_2 的参数都固定后，从式 (4.20) 中可以看出，调节 U_{SET} 就可以线性调节激光二极管 LD 的驱动电流。

理想条件下，驱动电流 I_Q 和预先设定值 U_{SET} 之间成正比关系，但在实际应用中，带有负反馈网络的电路始终处于一种动态平衡的状态，除了有元件导致的电路迟延，还有元件本身的精确度，这些都会对驱动的稳定性的造成影响^[36]。因此，在搭建电路时，应尽可能选择精确度较高的元件。其中，对整个电路影响最大的电阻 R_1 和采样电阻 R_2 的选择最为关键。激光二极管 LD 正常运转所需的驱动电流较大，则电阻 R_1 应选择阻值较小的；而采样电阻 R_2 则选择精密电阻。

4.3.2 半导体激光器恒温控制电路

为了使半导体激光器能够正常工作，恒温控制至关重要。从原理上解释温度对激光器正常工作的影响，是因为半导体 PN 结的物理参数由于热胀冷缩而发生改变，从而使激光器的波长、阈值等特性也发生相应的变化。同时，过高的温度也会严重影响半导体激光器的工作寿命。

4.3.2.1 温度控制原理

温度控制系统示意图如图 4.8 所示。自动温度控制原理基于闭环负反馈技术，传感器测量实际温度并将其转换为电压输入，为温度控制器提供反馈。温度控制器的精确电流源通过传感器驱动电流，为控制系统提供电压反馈。比例积分电路处理设置温度与实际温度之间的误差，产生驱动信号驱动热电制冷器 (TEC) 对激光器的温度进行调节，最终构成闭环的系统温度负反馈控制。这种技术利用减小反馈信号与预先设定信号值之间的差别，实现对温度的实时和精准控制。

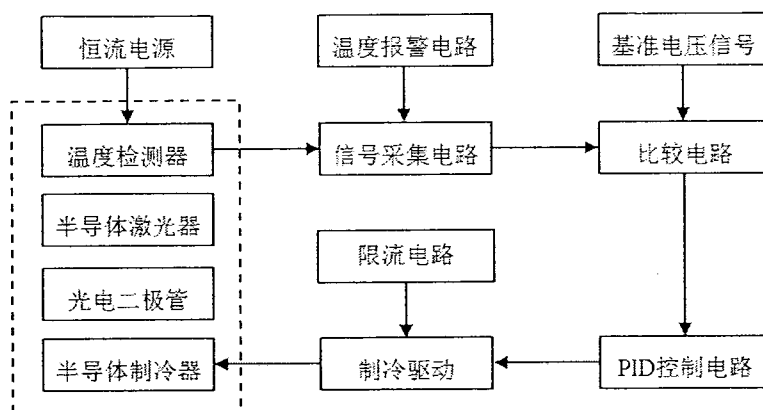


图 4.8 温度控制系统结构示意图

Figure 4.8 Schematic diagram of temperature control system

4.3.2.2 温度检测器

如今有多种温度检测器被广泛应用，例如热敏电阻、热电偶等，铂热电阻的阻值会随外界环境温度的变化而变化，其阻值与温度的关系式可表示为

$$R_t = R_0(1 + At + Bt^2) \quad (4.21)$$

式中， R_0 是 Pt100 在 0°C 时的阻值，此时 $R_0=100\Omega$ ； R_t 是 Pt100 在 $t^\circ\text{C}$ 时的阻值；A、B 是与铂热电阻自身相关的系数。

4.3.2.3 制冷元件

由于半导体激光器工作时产生的大量热量会极大的影响激光器的物理特性，因此需要对激光器进行降温。一般采用热电制冷芯片（Thermoelectric Cooler）实现制冷的目的。热电制冷片又被称为半导体制冷片^[37]，这个装置有两个侧面，当直流电流流过装置时，它会从一边向另一边加热，这样一边就会变冷，而另一边会变热。“热”侧附着在一个散热片上，使其保持在常温下，而阴凉的一侧则在室温下。在一些应用中，可以将多个冷却器串联在一起以降低温度^[38]。

两种独特的半导体，一种 n 型和一种 p 型，因为它们需要不同的电子密度。将半导体彼此平行并电串联地放置，然后在每一侧与热传导板连接。当电压施加到两个半导体的自由端时，在半导体的结上存在直流电流，导致温度差。带冷却板的一侧吸收热量，然后热量被移动到散热器的另一侧。半导体制冷片的结构如图 4.9 所示。

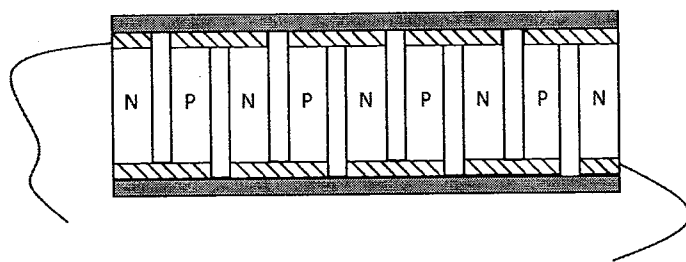


图 4.9 TEC 内部结构图

Figure 4.9 TEC internal structure diagram

实际半导体激光器的驱动电路如图 4.10。

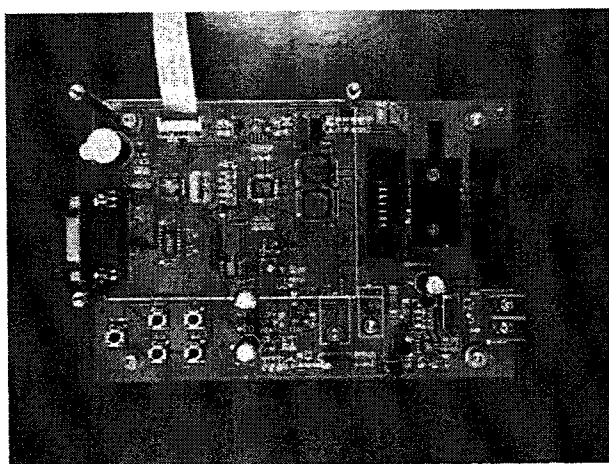


图 4.10 半导体激光器驱动电路

Figure 4.10 Semiconductor laser drive circuit

激光器引脚图如图 4.11。

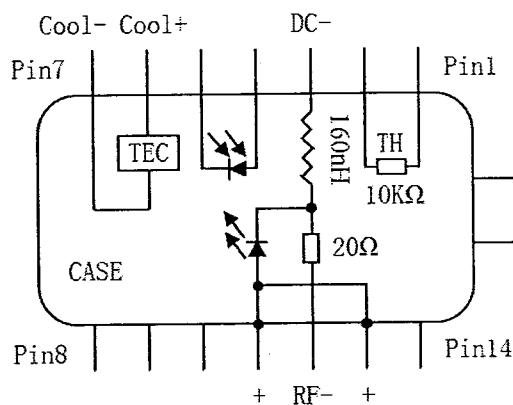


图 4.11 激光器引脚图

Figure 4.11 Laser pin drawing

激光器的引脚定义如表格 4.1 所示。

表格 4.1 激光器引脚定义

Table 4.1 Laser pin definition

编号/pin No.	引脚定义/Pin Function
1	热敏电阻/Thermistor
2	热敏电阻/Thermistor
3	激光器直流负极/Laser DC bias cathode (-)
4	光电二极管正极/PD monitor anode (-)
5	光电二极管负极/PD monitor cathode (+)
6	制冷器正极/Thermoelectric cooler (+)
7	制冷器负极/ Thermoelectric cooler (-)
8	无/NC
9	无/NC
10	无/NC
11	激光器正极, 接外壳/ Laser anode (+), case
12	激光器射频负极/Laser RF cathode (-)
13	激光器正极, 接外壳/ Laser anode (+), case
14	无/NC

4.4 电流放大电路

已知反馈回路的总增益,是由运算放大电路对光电二极管产生的光电流进行放大的增益所决定的。在实际应用中,主要用到的电流放大器件是晶体三极管。NPN 型半导体三极管的结构如图 4.12 所示。

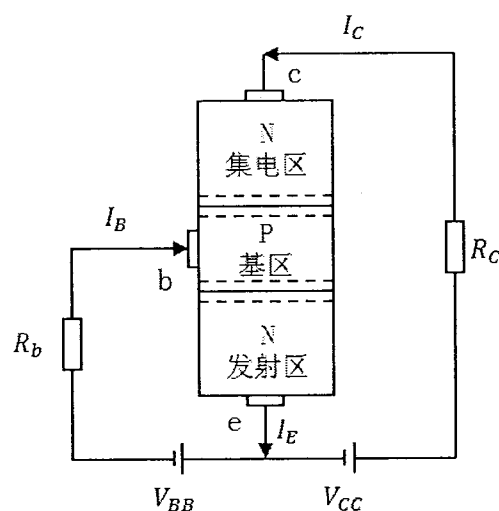


图 4.12 NPN 三极管结构图

Figure 4.12 NPN triode structure diagram

根据电流的连续型定理

$$\begin{aligned}
 I_e &= I_b + I_c \\
 &= I_b + \beta I_b \\
 &= (1 + \beta) I_b
 \end{aligned}
 \quad (4.22)$$

这里 β 是电流放大倍数。

实现电流放大的完整电路图见附录。这个放大电路实际可分为两部电路来分析，一部分是将光电二极管探测到的光电流转化为电压。另一部分再把电压转化为注入激光器的反馈电流。经过两部分电路的变换，完成对电流的放大。将探测到的光电流转化为电压的电路图如图 4.13 所示。

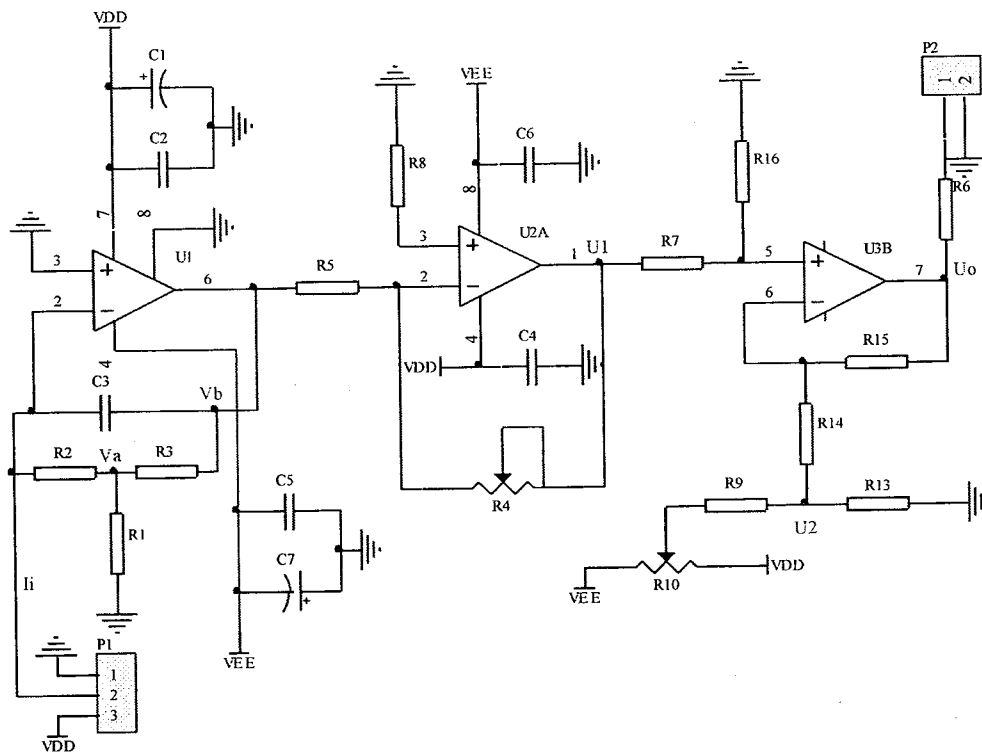


图 4.13 I-V 转换电路

Figure 4.13 I-V conversion circuit

图 4.13 中，左边第一个集成运算放大器组成的电路中，电阻 R_1 、 R_2 、 R_3 和电感 C_3 共同构成 T 型反馈网络；第二个组成的电路中的滑动变阻器 R_4 可调节该运算放大电路的放大倍数；第三个组成减法电路，利用偏置调节通过减法电路给交流信号叠加直流偏移，作为减法器使用，通常使 $R_7 = R_{14}$ ， $R_{15} = R_{16}$ 。

设输入电流为 I_{in} ，在左边第一个集成运算放大器，考虑“虚短”和“虚断”，流向负相输入端的电流为零，输入端的电压也为零，则 R_2 的电流等于输入电流 I_{in} ，则图中

$$V_a = -R_2 \cdot I_{in} \quad (4.23)$$

流经电阻 R_1 的电流为

$$I_1 = \frac{0 - V_a}{R_1} = \frac{R_2}{R_1} \cdot I_{in} \quad (4.24)$$

那么流经电阻 R_3 的电流为

$$I_3 = I_{in} + I_1 = \left(\frac{R_1 + R_2}{R_1}\right) I_{in} \quad (4.25)$$

图中 V_b 的电压为

$$\begin{aligned} V_b &= V_a - I_3 \cdot R_3 \\ &= -\left(\frac{R_1 \cdot R_2 + R_1 + R_2}{R_1}\right) \cdot I_{in} \end{aligned} \quad (4.26)$$

同样在第二个集成运算放大器，考虑“虚短”和“虚断”，流向正相输入端的电流为零，输入端的电压也为零。流进电阻 R_5 的电流为

$$\begin{aligned} I_5 &= \frac{V_b - 0}{R_5} \\ &= -\left(\frac{R_1 \cdot R_2 + R_1 + R_2}{R_1 \cdot R_5}\right) \cdot I_{in} \end{aligned} \quad (4.27)$$

流经电阻 R_4 的电流与流经 R_5 的电流相等，则有

$$\begin{aligned} U_1 &= 0 - I_5 \cdot R_4 \\ &= \frac{R_4 \cdot (R_1 \cdot R_2 + R_1 + R_2)}{R_1 \cdot R_5} \cdot I_{in} \end{aligned} \quad (4.28)$$

第三个集成运算放大器是一个减法器，如果经滑动变阻器 R_{10} 调节后 U_2 存在，则输出电压 $U_0 = R_{15}/R_{14} \cdot (U_1 - U_2)$ 。如果不存在，则最终输出电压为

$$U_0 = U_1 = \frac{R_4 \cdot (R_1 \cdot R_2 + R_1 + R_2)}{R_1 \cdot R_5} \cdot I_{in} \quad (4.29)$$

则该部分电路的输出电压与输入电流的关系为

$$\frac{U_o}{I_i} = \frac{R_4 \cdot (R_1 \cdot R_2 + R_1 + R_2)}{R_1 \cdot R_5} \quad (4.30)$$

再将电压转化为反馈电流的电路图如图 4.14 所示。

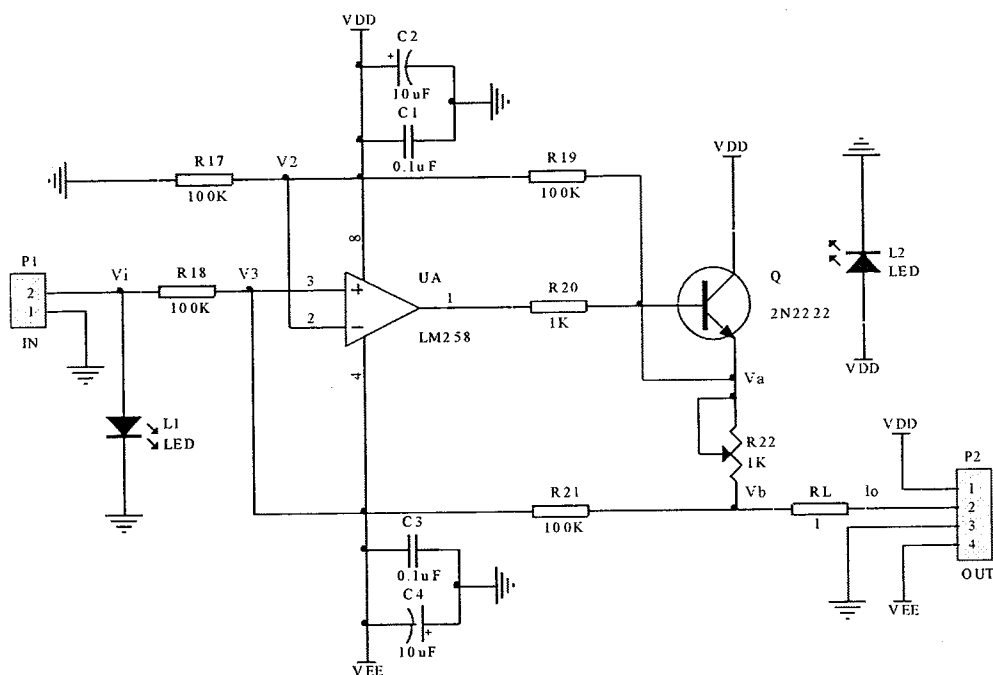


图 4.14 V-I 转换电路图

Figure 4.14 V-I conversion circuit

图 4.14 中, 输入电压为 U_i' , 在集成运算放大器, 考虑“虚断”, 由上支路可得

$$V_2 = \frac{R_{17}}{R_{17} + R_{19}} \cdot V_a \quad (4.31)$$

由于 $R_{17} = R_{19}$, 并考虑“虚短”, 于是有

$$V_a = 2 \cdot V_2 = 2 \cdot V_3 \quad (4.32)$$

由下支路可得

$$\frac{V_i - V_3}{R_{18}} = \frac{V_3 - V_b}{R_{21}} \quad (4.33)$$

由于 $R_{18} = R_{19}$, 于是有

$$V_b = 2 \cdot V_3 - U'_i \quad (4.34)$$

列 b 点处的节点流方程

$$I_o = \frac{V_b}{R_l} = \frac{V_a - V_b}{R_{22}} + \frac{V_3 - V_b}{R_{21}} \quad (4.35)$$

将式 (4.32) 和 (4.34) 代入 (4.35), 得到

$$I_o = \frac{U'_i}{R_{22}} + \frac{U'_i - V_3}{R_{21}} \quad (4.36)$$

因为 $R_{21} \gg R_{22}$, 忽略后一项, 得到输出电流

$$I_o = \frac{U'_i}{R_{22}} \quad (4.37)$$

则该部分电路的输出电流与输入电压的关系为

$$\frac{I_o}{U'_i} = \frac{1}{R_{22}} \quad (4.38)$$

可以看出, 输出电流与负载 R_L 的大小无关。通过改变滑动变阻器的大小可调节电路的转换效率。联立式 (4.30) 和 (4.37), 可以得到最终电流的放大倍数为

$$\begin{aligned} \frac{I_o}{I_i} &= \frac{U_o}{I_i} \cdot \frac{I_o}{U'_i} \\ &= \frac{R_4 \cdot (R_1 \cdot R_2 + R_1 + R_2)}{R_1 \cdot R_5 \cdot R_{22}} \end{aligned} \quad (4.39)$$

设计好的 PCB 板如图 4.15 和图 4.16 所示。

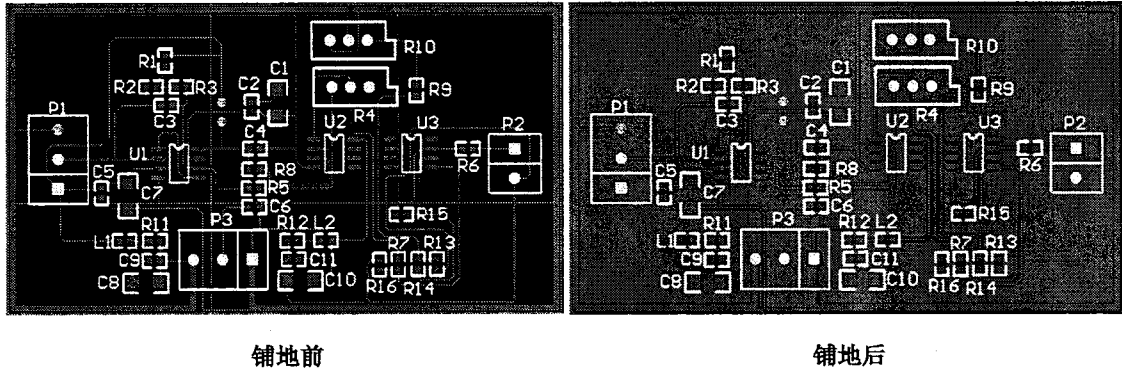


图 4.15 I-V 转换 PCB 板

Figure 4.15 PCB board of I-V conversion

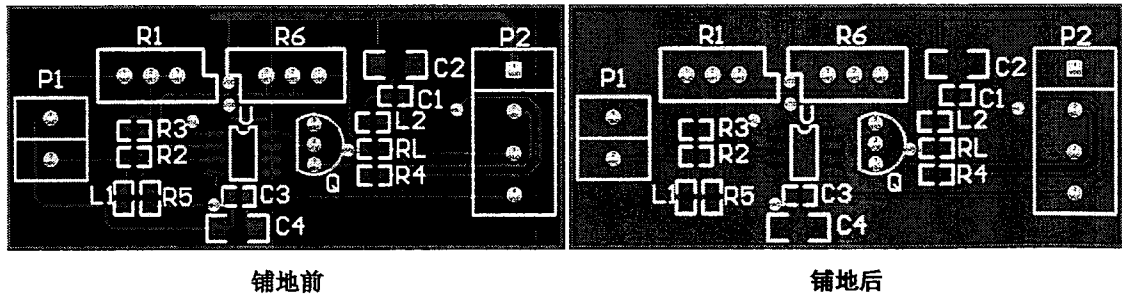


图 4.16 V-I 转换 PCB 板

Figure 4.16 PCB board of V-I conversion

实际电路板如图 4.17 所示。

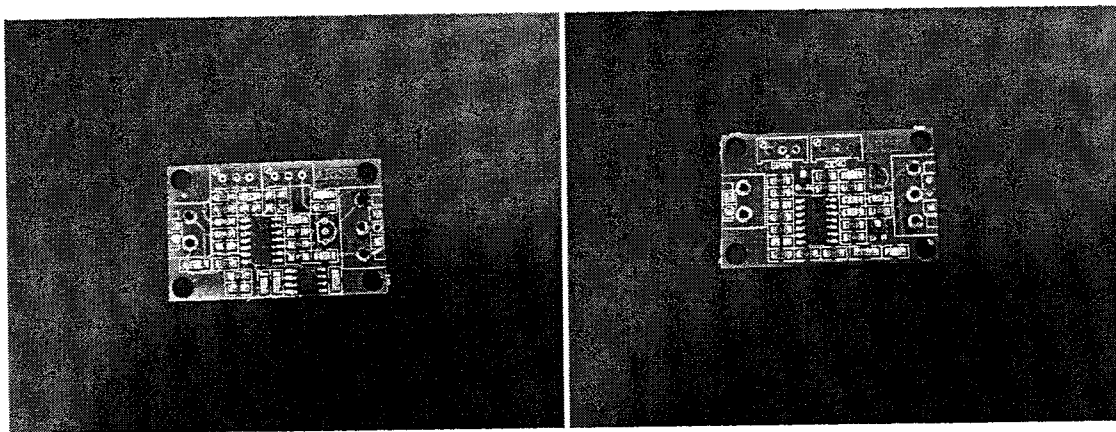


图 4.17 实际电路板

Figure 4.17 Actual circuit board

4.5 实验结果分析

实验采用 1550nm 波长的 DFB 激光器作为激光源。它在不同温度下的 P-I 特性曲线如图 4.18 所示。

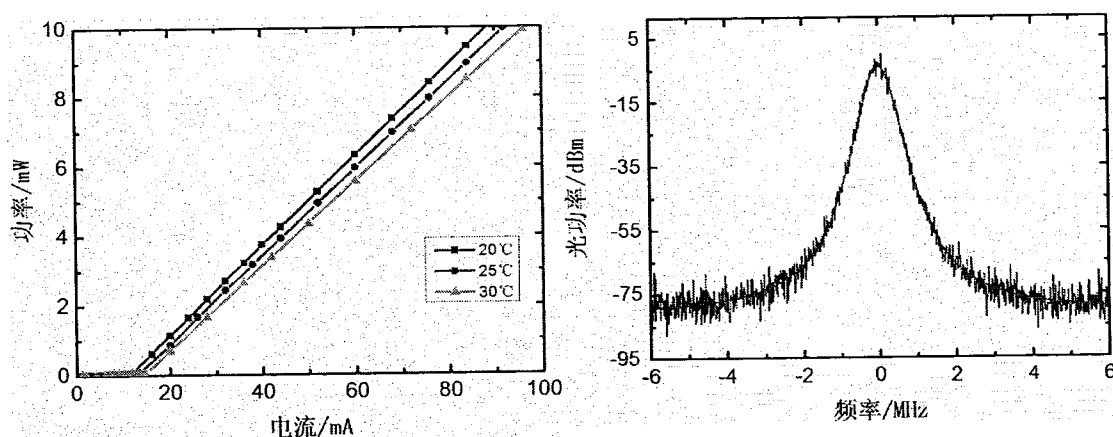


图 4.18 DFB 激光器的 P-I 曲线和谱线

Figure 4.18 P-I curve and spectral line of DFB laser

在三种温度下，当注入电流大于阈值电流时的拟合曲线分别为

1. 当 $T = 20$ 度时，阈值电流为 11.7mA，拟合曲线为： $y = 0.1299x - 1.4553$ ；
2. 当 $T = 25$ 度时，阈值电流为 13.2mA，拟合曲线为： $y = 0.1258x - 1.5946$ ；
3. 当 $T = 30$ 度时，阈值电流为 14.7mA，拟合曲线为： $y = 0.1217x - 1.7339$ ；

由此可以看出，当温度升高时，阈值电流提高，而斜率效率变小，这与理论分析一致。实验温控控制在 25 度，此时 DFB 激光器的谱线如图 4.18 所示，线宽为 3MHz。对公式 (3.20) ~ (3.26) 进行 MATLAB 仿真，根据式

$$S_{vFB}/S_{vFR} = \left| \frac{1}{1+H} \right|^2 \quad (4.40)$$

得到仿真结果，如图 4.19 所示。

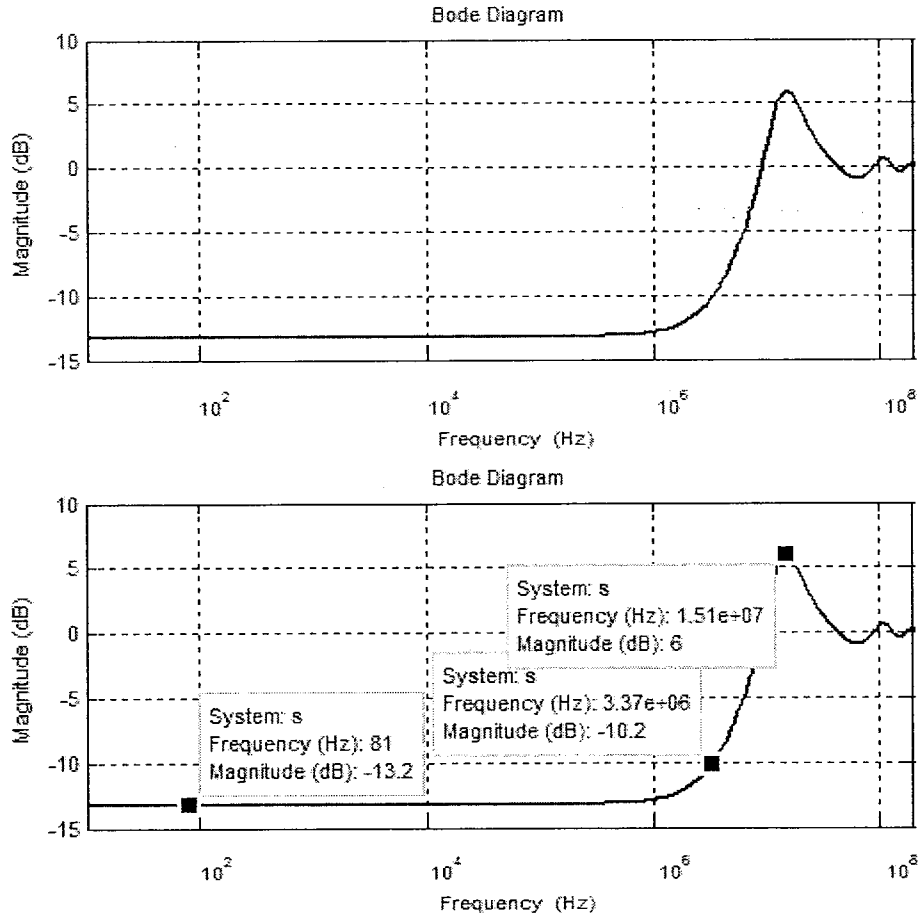


图 4.19 FM 噪声功率谱密度减小

Figure 4.19 The decrease of FM noise power spectral density

在图 4.20 的 (a) 图中，蓝色曲线代表自用运转时激光器的 FM 噪声功率谱密度；红色曲线代表引入电负反馈后的 FM 噪声功率谱密度。在低频范围内， $1/f$ 噪声贡献处于主导地位，而且它与输出功率无关^[39]，同时还可以观察到由于电流源噪声而产生的过量噪声。在图 4.20 的 (b) 图中，蓝色曲线代表根据式 (3.20) ~ (3.26) 的计算结果；红色曲线代表实际测量结果，可以看到两条曲线在反馈回路带宽内较为吻合。在反馈回路带宽内，曲线的 S_{vFB}/S_{vFR} 比值约为 -13.2dB (= 1/20)，此时反馈回路增益为 11.1dB。激光器线宽减小前后的谱线图如图 4.21 所示，减小后的线宽为 150KHz。

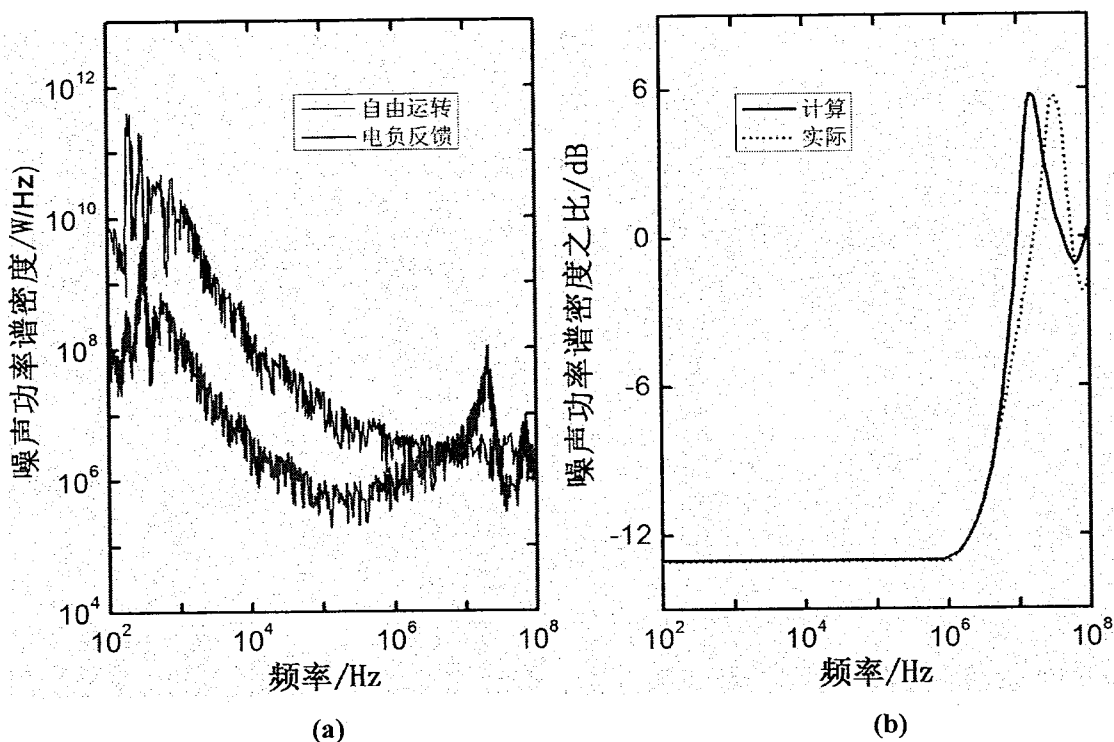


图 4.20 FM 噪声功率谱密度减小的实验结果

Figure 4.20 Experimental results of the decrease of FM noise power spectral density

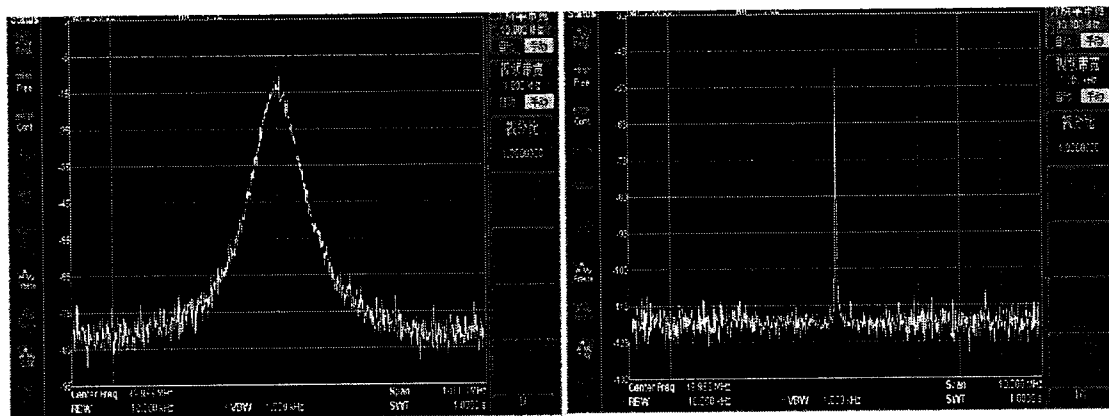


图 4.21 线宽减小前后的谱线图

Figure 4.21 The spectral diagram before and after the reduction of linewidth

图 4.20 的(b)图中, 出现一个谐振峰, 大约在 $f = 32\text{MHz}$ 处, 峰值约为 $+6\text{dB}$ 。这个谐振峰限制了实验装置反馈回路通带的高频截止端。谐振峰的出现是由式 (3.25) 中的 H_D 引起的, 表示信号在反馈回路传输的时间延迟。谐振峰的峰值在反馈回路增益一定时, 会随着反馈延时的变大而变大; 而在在反馈延时一定时, 也会随着反馈回路增益的变大而变大, 如图 4.22 所示。

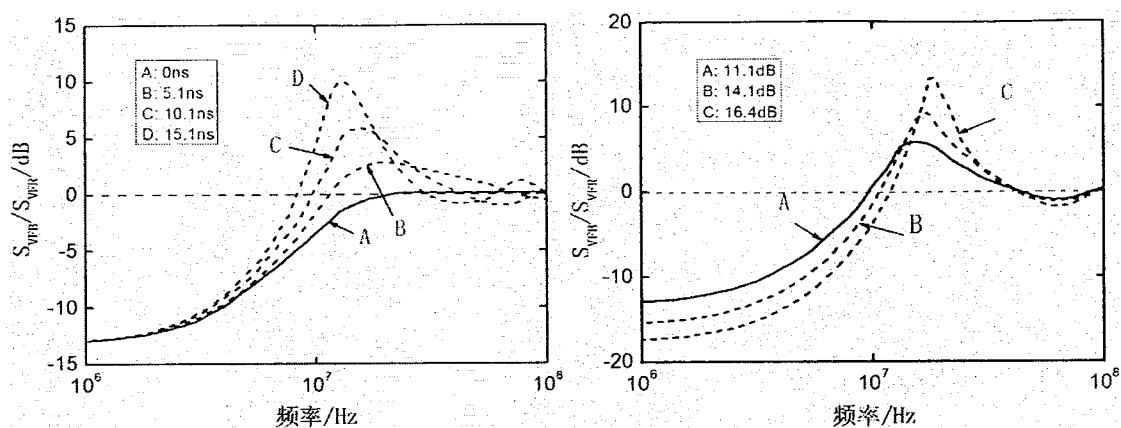


图 4.22 谐振峰峰值与时间延迟和反馈增益的关系

Figure 4.22 The relationship between the peak height and the time delay and the gain

谐振峰峰值的变大会导致在场谱中出现 FM 边带。线宽减小的程度正比于反馈回路的增益，但一旦边带出现，增益的进一步增加则会使边带得到增强^[40]，如图 4.23 所示。

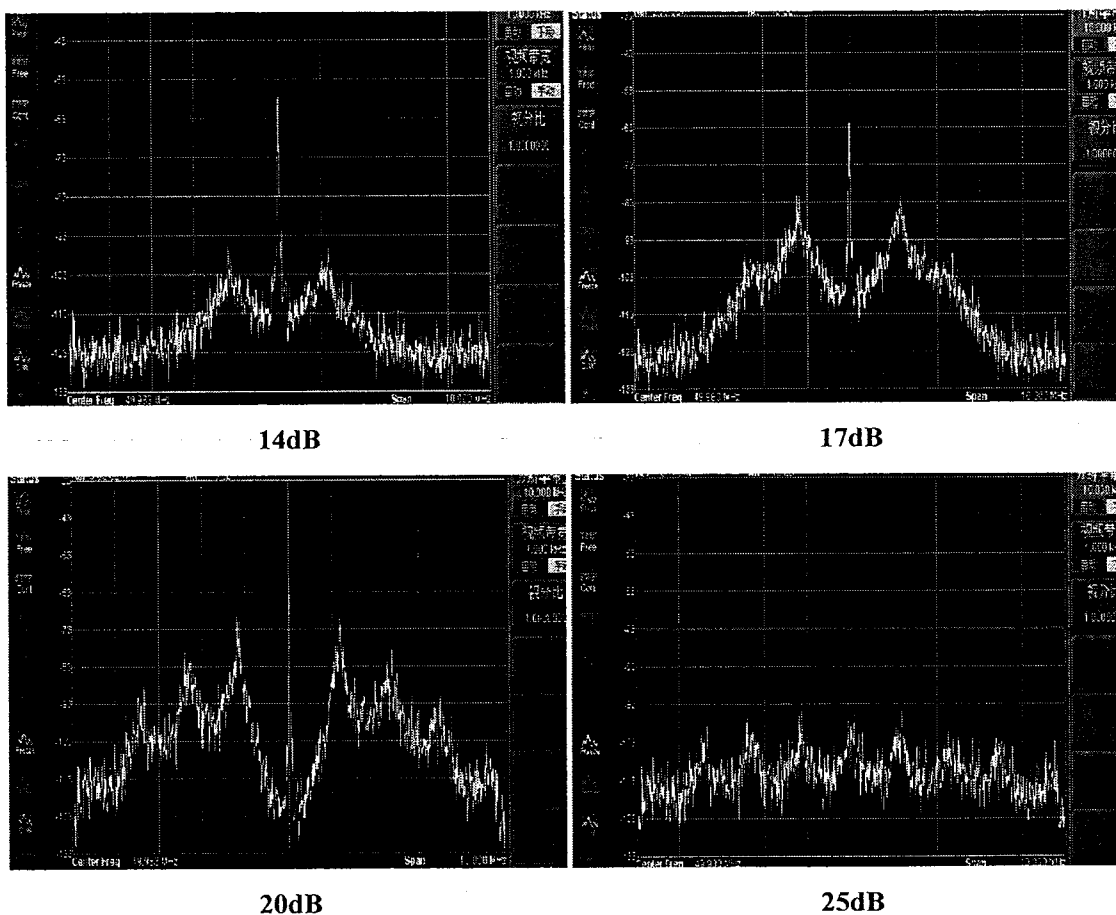


图 4.23 增益不同时的谱线图

Figure 4.23 The spectral diagram at different feedback gain

在反馈增益为 14dB 的时候,边带出现在场谱中距离中心频率 32MHz 的位置。随着增益的增加,出现越来越多的边带并且中心频率处的能量水平逐渐降低。此时,反馈增益的增加无法使线宽得到进一步减小。因此,FM 边带的产生意味着所能采用的最大反馈增益和能获得的最小线宽。如果想通过增加反馈回路增益来进一步减小线宽,就需要减小反馈回路的延时,也就是提高反馈回路通带的高频截止端。这需要采用延时更小、速度更快的运算放大器以及更加合理的电路设计。

4.6 本章小结

本章介绍了实际的实验方案,并对实验方案中的重要组成部分做了详细分析,包括鉴频器的选择,半导体激光器驱动电路和电流放大电路的设计;最后对实验结果进行整理分析。实验结果表明,在反馈回路的带宽内,半导体激光器的线宽得到有效减小,线宽从 3MHz 减小到约 150KHz。但受到反馈回路延时的限制,反馈回路增益增加到一定数值后,激光光谱中会出现边带。此时反馈回路增益的增加已经无法再使激光器的线宽得到进一步的减小。

第5章 结论与展望

5.1 结论

半导体激光器的相关研究发展迅猛, 半导体激光器凭借其体积小、寿命长和可靠性高等特点, 在激光通信、远程遥感等多个领域均得到广泛的应用。通常情况下, 半导体激光器的线宽在几百 KHz 甚至 MHz 量级, 并伴有较高的相位噪声。这些不利因素极大的限制了半导体激光器在某些领域的应用, 因此如何进一步减小半导体激光器的线宽成为热门的研究课题。

本文分析给出经过修正的肖洛-汤斯线宽的表达式, 这为接下来从根本上理解如何减小线宽奠定良好基础; 介绍了延时自外差法测量半导体激光器线宽的原理和组成部分, 分析了其实现高分辨率的原因。通过软件仿真给出了实际测量中延时光纤长度选择的标准。

在理论分析的基础上设计了实验方案。使用相移布拉格光栅, 替代法布里-干涉仪作为鉴频器, 减小了系统的复杂度; 设计了用于实现放大电流的电路替代单一的运算放大器。相较于单一的运算放大器, 设计的电路的放大倍数更容易根据实际情况进行调节。只需调节电路中相应的滑动变阻器便可实现对放大倍数的调节, 降低了实验的操作难度, 更好的保证实验效果。对实验结果的整理证明了使用电负反馈技术减小半导体激光器线宽的可行性。实验中实现将线宽从 3MHz 量级减小到 150KHz。最后分析了因为反馈回路延时的限制, 包括放大电路的延时和信号在电线和光纤中传输所需的时间, 反馈增益提高到一定数值后场谱中便会出现边带, 导致激光器的线宽无法得到进一步的减小。

5.2 展望

下一步工作准备选用更加合适的反馈回路组成部件, 如使用速度更快的运算放大器, 以减小反馈回路的延时, 从而可通过提高反馈回来增益进一步减小激光器的线宽; 优化对电流放大电路的设计, 从而提高整个实验方案的工作稳定性; 减小低频端噪声, 主要是减小 $1/f$ 噪声和电流源噪声。

