

涉密论文 ☐ 公开论文 ☐

浙 江 大 学

本 科 生 毕 业 论 文（设计）



题目 激光谱线的 DAVLL-lock 锁定

姓名与学号 肖腾 3140104610

指导教师 颜波

年级与专业 2014 级求是科学班（物理）

所在学院 物理学系

提交日期

浙江大学本科生毕业论文（设计）承诺书

1. 本人郑重地承诺所呈交的毕业论文（设计），是在指导教师的指导下严格按照学校和学院有关规定完成的。

2. 本人在毕业论文（设计）中除了文中特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含为获得浙江大学或其他教育机构的学位或证书而使用过的材料。

3. 与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示谢意。

4. 本人承诺在毕业论文（设计）工作过程中没有伪造数据等行为。

5. 若在本毕业论文（设计）中有侵犯任何方面知识产权的行为，由本人承担相应的法律责任。

6. 本人完全了解浙江大学有权保留并向有关部门或机构送交本论文（设计）的复印件和磁盘，允许本论文（设计）被查阅和借阅。本人授权浙江大学可以将本论文（设计）的全部内容编入有关数据库进行检索和传播，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编本论文（设计）。

作者签名：

导师签名：

签字日期： 年 月 日

签字日期： 年 月 日

致 谢

感谢实验室对我的大力支持。感谢颜波老师不厌其烦的指导；感谢实验室谢笛舟、苟维、卜文浩、陈涛师兄，王东月师姐在实验研究上的帮助。希望自己能以更加严谨、求是的态度对待科研，找到激励，提高水平，保持热情。

摘要

二向色性原子蒸气激光频率锁定 (DAVLL) 是一种非常有使用价值的激光稳频方案。文章将展示对于二向色性原子蒸气激光频率锁定 (DAVLL) 在铷原子D1跃迁($^{87}\text{Rb } F=1 \rightarrow F'$, $^{87}\text{Rb } F=2 \rightarrow F'$, $^{85}\text{Rb } F=2 \rightarrow F'$ 和 $^{85}\text{Rb } F=3 \rightarrow F'$) 的使用, 分析其稳定激光器频率的原理。我们在DAVLL中使用相对最佳参数来激光稳频。在稳频系统中我们需要100高斯量级的磁场来得到差分信号。我们在磁场上采取了使用永磁体小球的简单设计。这个设计非常简单并且易于调节磁场大小。四分之一玻片的角度要保证两个光电探测器的信号在远失谐 ($>1\text{GHz}$) 时差值为零, 然后选取合适的温度。使用自行设计的光电探测器, 环路滤波器和具有伺服功能的激光器电流源作为反馈电子伺服回路。我们最终通过我们设计的DAVLL系统锁定了激光频率并且长时间的稳定度小于1MHz。

关键字: DAVLL、激光稳频、塞曼效应、铷原子

Abstract

The dichroic atomic vapor laser lock (DAVLL) is a very useful scheme for frequency stabilization. A study of the dichroic atomic vapor laser lock (DAVLL) for the D1 transitions in atomic rubidium ($^{87}\text{Rb } F = 1 \rightarrow F'$, $^{87}\text{Rb } F = 2 \rightarrow F'$, $^{85}\text{Rb } F = 2 \rightarrow F'$ and $^{85}\text{Rb } F = 3 \rightarrow F'$) is presented. And the principle of DAVLL is analyzed. We use relative optimal operating parameters for DAVLL to laser frequency stabilization. A bias field on the order of 100 G is required to get the error signal for frequency locking. Here we use a simple design for the bias field with the permanent magnetic balls. It is really simple and easy to adjust the magnitude. Angle of the quarter-wave plate make sure equal intensities on the two photodetectors when the laser is far detuned ($>1\text{GHz}$) from the Rb resonances, and cell temperature is suitable. Using self-designed photodetector, loop filter and current source with electronic servo as a feedback, finally we locked the laser with our DAVLL system and achieved a long term stability less than 1 MHz.

Key words: DAVLL、laser frequency stabilization、Zeeman effect、Rb atom

目 录

第一部分 毕业论文（设计）

1 绪论.....	1
1.1 背景.....	1
1.2 DAVLL 稳频技术的历史研究.....	1
2 DAVLL 原理.....	6
3 实验细节与实验装置.....	8
3.1 外加磁场设计.....	8
3.2 电路设计.....	9
3.2.1 光电探测器.....	10
3.2.2 loop filter.....	11
3.2.3 具有伺服功能的电流源.....	11
3.3 其他光路设计细节.....	13
3.4 DAVLL 锁频系统实物图.....	14
4 数据分析.....	15
5 结论和未来工作展望.....	17
5.1 总结.....	17
5.2 未来工作展望.....	17
参考文献.....	19
作者简介.....	20

《浙江大学本科生毕业论文（设计）任务书》

《浙江大学本科生毕业论文（设计）考核表》

第二部分 文献综述和开题报告

文献综述和开题报告封面

指导教师对文献综述和开题报告具体内容要求

目录.....	I
一、文献综述.....	1
二、开题报告.....	15

三、外文翻译.....21

四、外文原文.....27

《浙江大学本科生文献综述和开题报告考核表》

第一部分

毕业论文（设计）

1 绪论

1.1 背景

激光频率的主动稳频或者说“锁定”是许多原子物理实验的关键条件。例如，在原子的减速和冷却领域的巨大进步^[1,2]需要控制激光的频率在原子跃迁的线宽中的一小部分中，这个宽度通常是MHz量级。稳频的一个常用的方案包含“抖动”^[3]激光频率的结构来产生一个被用来控制激光的频率的信号（即“误差信号”）。这样的系统利用激光的频率调制和此后的锁定检测，而且产生过零点的、和参考原子跃迁相符合的陡峭的误差信号。然而，在很多应用中避免激光的频率调制是很有利的，因此许多不需要调制激光频率就能产生合适的误差信号的方法被发展了出来。这些技术包括极化分光学^[4-6]；二向色性原子蒸气激光频率锁定（DAVLL）^[7,8]；饱和吸收法和DAVLL的结合^[9,10]；Sagnac干涉法^[11,12]；棱镜偏转法^[13,14]；使用声光调制器^[15,16]；低场下的法拉第旋光法^[17]；速度选择饱和吸收光谱^[18]；双偏振光谱学^[19]和相位调制Ramsey技术^[20]。在射频频率范围通过使用外加相位调制驱动依然可以实现频率调制光谱^[21]。上面列出的泵浦-探测方案通常可以获得亚多普勒级别的分辨率，于是在碱金属原子D1线的跃迁光谱的“俘获范围”（定义为系统可以允许偏离锁定点频率而且能够重新锁定到想得到的锁定点的频率偏移范围）通常是几十MHz。相比之下，那些单光束的技术，例如DAVLL，通常具有多普勒展宽的光谱特性，自然也就有更大的俘获范围。

各种各样技术的性能和功能自然也各不相同。在锁频技术中，需要对简洁性、成本、操作的简便性、俘获范围、零点位置与原子参照标准的符合程度，还有对外界干扰的敏感程度等作出取舍。DAVLL是一种原理清晰简洁、结构简单、成本低廉、操作简便、俘获范围较大、零点位置符合较好，相对而言对外界干扰不敏感的运行稳健的技术。尽管锁频范围在MHz量级，但是对于相对要求锁频精度不那么高的实验，例如我们的DAVLL系统所被用于的CPT系统，就相当便捷合适。

1.2 DAVLL稳频技术的历史研究

最早的DAVLL稳频结构是在JILA被研究出来。^[22]他们使用二极管激光器搭建稳频结构。带有光栅反馈的二极管激光器的频率取决于电流，温度和外部衍射光栅的位置。在一个自准式结构的激光腔下，输出光束通过光栅反射出去，而第一阶衍射光束射回激光二极管。来自于光栅的光学反馈是光谱上很狭窄的，并且在一个和裸露的二极管中心频率不同的频率达到峰值。于是这个反馈使得激光线宽小于1MHz并且迫使中心频率向反馈信号接近。为了调整激光中心频率，光栅被一个压电式转换器以一个电压控制倾斜角度。随着时间过去，中心频率将会因为温度，电流，或者机械波动而移动。通过稳定外部条件，可以减少这种移动。此外，激光频率微小的、迅速的波动，（对激光线宽有所贡献），可以通过迅速的控制二极管激光器的电流来减小它。

那时常用的稳频方法是饱和吸收稳频法，将部分输出光进入饱和光谱吸收仪。二极管激光频率被锁定在狭窄的饱和吸收线的一边或峰值。这些狭窄的吸收光谱线优势是提供了陡峭的斜率，这里的斜率是激光频率的部分吸收信号。通过对PZT电压的控制来实现边侧锁定，使饱和吸收信号保持在特定的水平。然而，边侧锁频的一个缺点在于光束对准和强度的波动将改变锁定点，导致激光频率漂移。峰值锁定对这些波动不敏感，但也有自己的缺点，与相位敏感检测有关：要么直接调制激光输出，要么使用昂贵的电光组件调制进入光谱仪的光。一个进一步的缺点就是峰值和边侧锁频都是小俘获范围，这就使得它们无法在激光频率移动超过30MHz的扰动中回复过来。

为了克服上面提到的传统锁频方法的缺点，JILA开发了一种二向色性原子蒸汽激光锁频（DAVLL）。这个技术利用弱磁场使原子的一个多普勒展宽吸收信号分裂出两个Zeeman成分，然后用吸收频率不同的两种成分的差产生一个差分信号。减法最小化了由于线型和吸收的变化对频率移动的影响，这些变化通常限制了多普勒展宽吸收特征在频率稳定的实用性。DAVLL锁频技术提供了上面饱和吸收技术没有的优势：大重俘获范围，简易，低廉并且不需要频率调制。如图1.1（a）所示，当一束激光（波矢为 \mathbf{K} ）通过一个Rb蒸汽泡并且激光频率穿过原子跃迁频率范围扫描时，一个多普勒展宽吸收信号就被探测出来。在没有磁场的时候，无论激光偏振如何我们都获得同样的信号。然而，如果存在一个均匀的磁场，激光是 σ^+ 圆偏振光，吸收信号中心频率会增加（图1.1（b））。

如果激光是 σ -圆偏振光，中心频率减小（图1.1（c））。通过将两个吸收信号相减（图1.1（d）），我们得到一个反对称的通过零点适合锁频的信号。一个二极管激光器和光学器件产生DAVLL信号的原理图如图1.2所示。如上所述，这个SDL780nm的二极管激光器通过使用衍射光栅进行调谐。激光出射光束通过一个分束器，一小部分功率被分走用于锁频。在通过一个小孔后，光束通过一个起偏器。纯的线偏振光可以看成两束功率相同的圆偏振光的叠加。这束光（直径2.5mm，0.5mW）接下来通过磁场中的蒸汽泡，这是一个Rb蒸汽泡，磁场为100G。磁场由嵌入橡胶的永磁体环产生，恰当的摆放并且粘合在玻璃泡的周围。^[22]

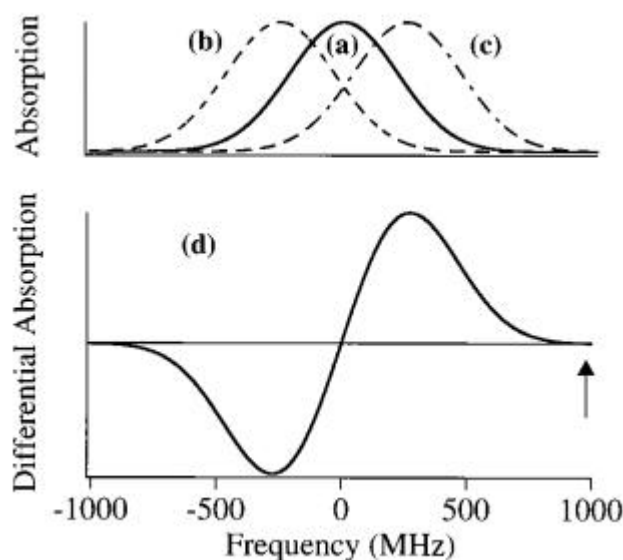


图1.1 DAVLL信号线型图^[22]

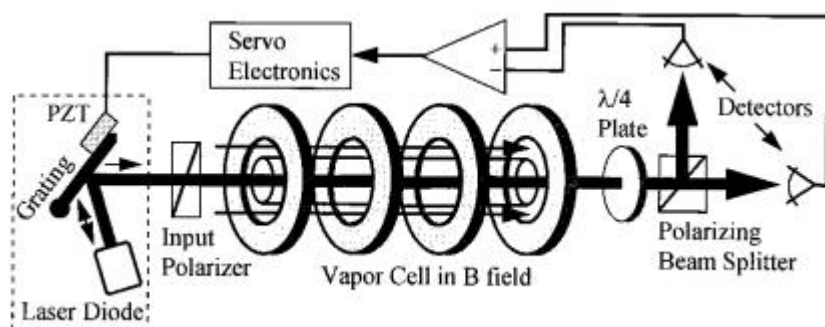


图1.2 DAVLL系统原理图^[22]

一个有陡峭斜率的DAVLL信号可以锁频，对于模拟激光频率变化的噪声源不敏感，比如激光强度噪声。一个粗略的利用实验室里经典的饱和吸收设置的比较显示DAVLL信号斜率和饱和吸收谱线相差不大。这件事最初看起来很惊

奇，因为饱和吸收谱线的线宽（半高宽约20MHz）比DAVLL谱线小得多（峰与峰之间大约500MHz）。）（图1.3）然而，饱和吸收特征线的高度在多普勒展宽吸收部分从1/3到1/30不等，而DAVLL信号高度是吸收信号的两倍。通过将斜率近似为线宽除以信号高度，我们估计饱和吸收峰的最大斜率只比DAVLL斜率大四倍。

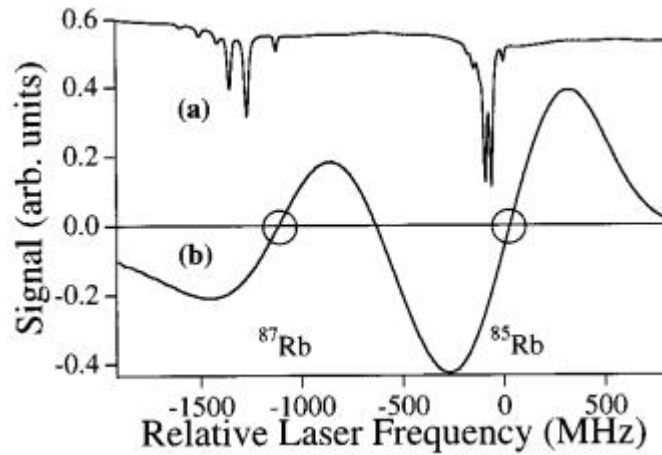


图1.3 (a) 饱和吸收谱线 (b) DAVLL信号^[22]

DAVLL信号的斜率也受磁场影响。两个塞曼移动的吸收峰相距必须大到可以有一个较大的俘获范围，但是也要小到相减后的DAVLL信号的零点即在未发生塞曼移动时的共振点处的斜率足够大。此外，塞曼位移吸收峰展宽随着磁场增加而增加，因为在一个多普勒展宽图像中不同的跃迁会移动不同的数值。文章发现100G的磁场使得斜率最大化，于是这代表了在增加塞曼间距和增加展宽最好的妥协。^[22]不过，斜率对于磁场的依赖性不是很强，所以即使磁场变为两倍应该也不会明显的改变锁频效果。

最终JILA的研究表示，一个780nm的二极管激光器的频率，利用Rb原子的DAVLL信号稳频，在38小时内的频率移位峰值不超过0.5MHz。这种可调节的锁频技术具有一个大的重俘获范围和高稳定性，可以很廉价的搭建，需要激光功率小，很少失锁，并且可以通过使用不同的原子种类来使用到其他的波长的激光器上。

在1999年，加利福尼亚大学Valeriy等人对DAVLL锁频方法进行了进一步研究和改进，主要在于提出要对铷泡的磁场装置进行磁屏蔽的处理以便DAVLL技术用于对磁场敏感的系统。^[23]后来于2004年，俄克拉荷马大学的Overstreet等

人将DAVLL技术应用于Cs原子，锁频后24h内激光频率最大频移也没有超过300MHz，还初步研究了四分之一波片角度对锁定点和线型的影响。^[24]

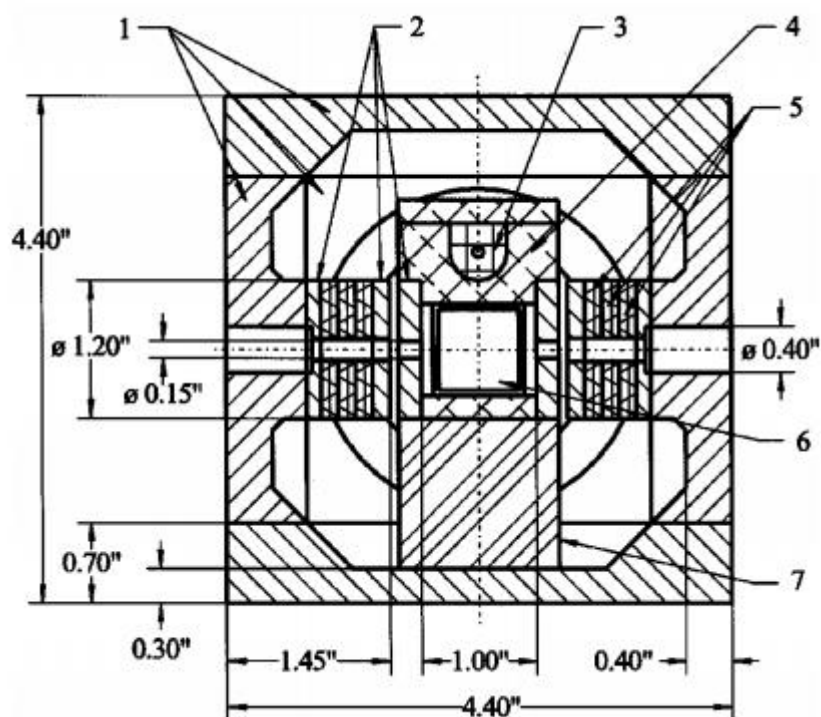


图1.4 铷泡-磁场结构剖面图，最外层为磁屏蔽层^[23]

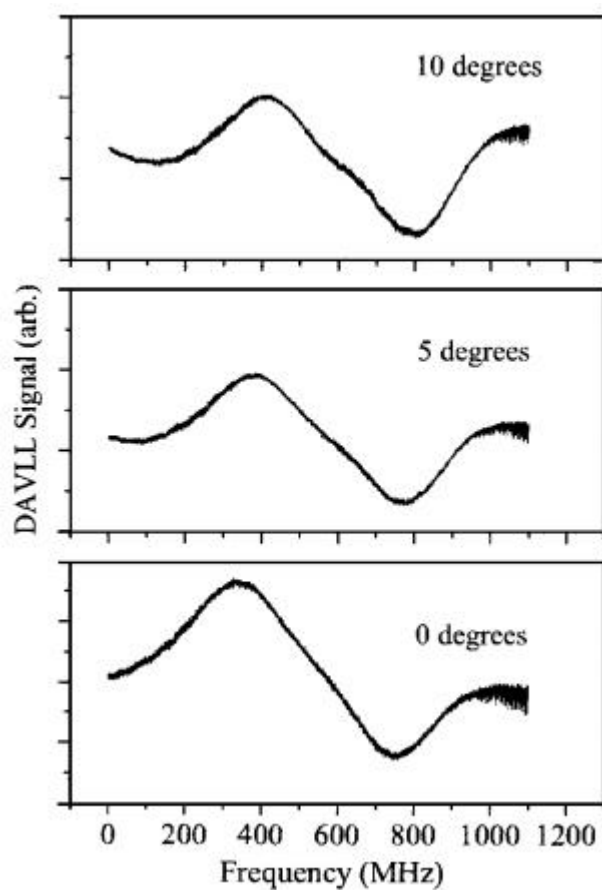


图1.5 度数指四分之一波片的位置。0度指远失谐时两个光电探测器的信号平衡的位置。

调节波片就能调节锁定点从而改变激光锁定频率。^[24]

2 DAVLL原理

二向色性原子蒸气激光频率锁定（DAVLL）的基本原理如下所述。一束线偏振的探测光束入射到充满相应原子气体的玻璃泡中，对于我们来说就是Rb。光的波矢的方向要平行于我们所使用的磁场的中心轴方向。在光束离开铷泡后，它要再经过一个四分之一波片，再通过一个偏振分光器（PBS），如图2（a）所示。入射进铷泡的线偏振光可以被分解为两个相同振幅且偏振方向相反的圆偏振光，即 $\sigma+$ 偏振光和 $\sigma-$ 偏振光。在PBS输出端射出的光被光电探测器探测所得到的信号是与 $\sigma+$ 偏振光和 $\sigma-$ 偏振光的强度成正比的。接下来我们用一个简单的例子分析一下。首先考虑最简单的情况，探测的光束频率在一个 $J=0$ 到 $J=1$ 的跃迁共振频率附近。这时并没有外加磁场的存在，所以对于磁量子数 $m_J = \pm 1$ 这两个能级是简并的。两种圆偏振光都被玻璃泡中的原子（只是举例说明，不是指铷原子）同等的吸收，并且对于扫频的所有频率范围两个光电探测器的信号的差值都是零。但是在当一个限定的磁场加在装有原子气体的玻璃泡上时，原来的能级简并就被解除了。光通过的介质，也就是原子气体，变成二向色性的了，如图2（b）所示。对于其中的 $\sigma+$ 偏振光，原子吸收谱线的中心向激光频率升高的方向移动了；相应的， $\sigma-$ 偏振光的原子吸收谱线的中心向激光频率降低的方向移动。通常我们以这样的标准来选择磁场的量级，即加上的磁场对原子吸收谱线中心的位移（体现在中心频率的移动上）和原子的多普勒展宽基本一致。这样的话，最终得到的差分信号就有一个类似色散曲线的形状，在图像中心处有一个零点，并且有一个宽广的俘获范围，如图2（c）所示。

当然，这只是一个简单的模型，这样的模型并不能完全解释我们在实验中获得的光谱图像的所有性质。要较为完整的解释，我们必须考虑到我们所使用的原子的多能级的性质。在实验中我们使用的是铷原子，要考虑 ^{85}Rb 和 ^{87}Rb 在795nm的激光激发下D1跃迁谱线的性质。对于一个处于 $^2\text{S}_{1/2}$ 的基态的原子，它具有核自旋角动量 I ，所以对于原子总角动量 F ，它有两个值 $F = I \pm 1/2$ 。激发态的原子总角动量 F' 也有两个值 $F' = I \pm 1/2$ 。基态的超精细结构能级差（ ^{85}Rb 是3.0GHz， ^{87}Rb 是6.8GHz）超过室温下的多普勒展宽（大约0.5GHz），然而原子激发态下的超精细结构能级差却小于多普勒展宽（ ^{85}Rb ）或者和多普

勒展宽在同一量级 (^{87}Rb)。于是, 对每种同位素来说没有磁场时的原子吸收光谱是由两个独立的多普勒展宽的原子吸收谱线组合而成。

举个例子, 比如我们考虑 ^{85}Rb 从 $F=3$ 到 $F'=3, 2$ 的所有跃迁。一共有 19 个不同的塞曼能级对信号有所贡献; 并且在这些实验中通常使用的磁场下, 超精细能级的塞曼效应要大于它们之间的能级间隔, 因此超精细结构的塞曼矩阵必须是对角化的。不同的跃迁有不同的谱线强度和不同的对于磁场的敏感度(也就是和 F 相关的朗德 g 因子)。之前的研究表明, 即使将这些效应都结合起来也不能完全解释实验所获得的光谱。需要再考虑加入光泵浦效应的作用和对杂散双折射的正确处理, 这是剩下的差异的一个可能的解释。[25]

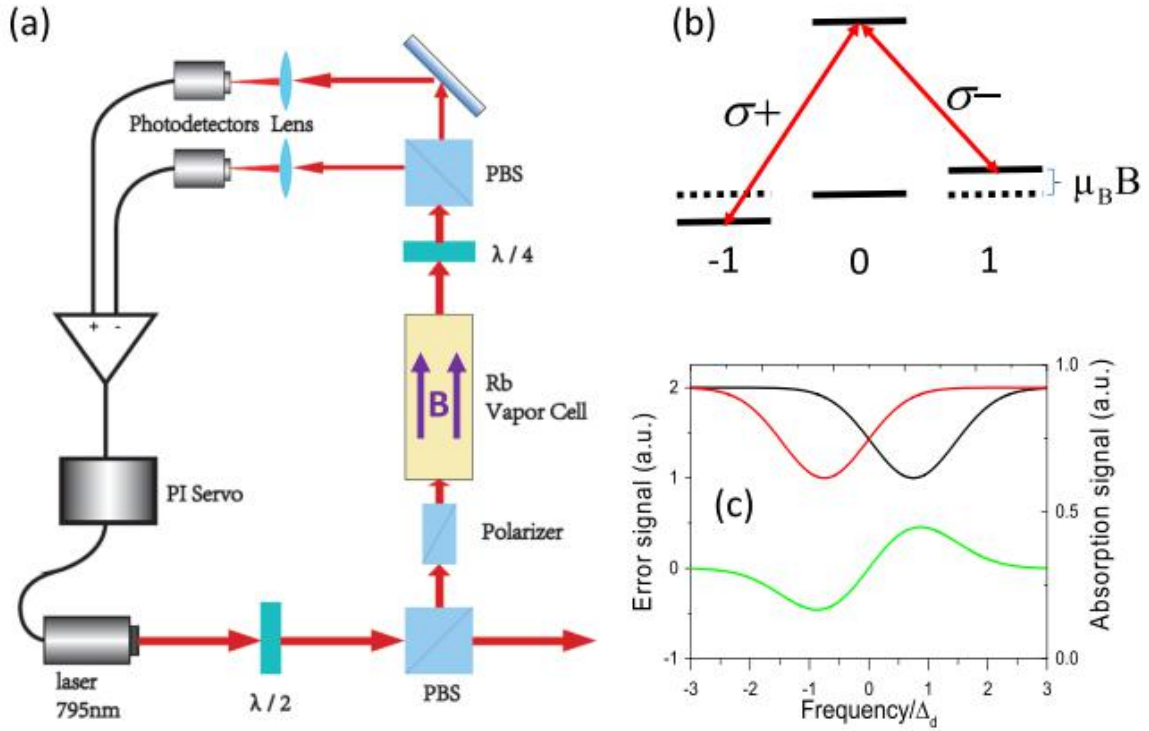


图 2 DAVLL 锁频技术结构图。(a) DAVLL 锁频技术的装置示意图。(b) 和 (c) 展示了一个简化能级结构模型下 DAVLL 锁频技术的原理。(b) 在外加磁场下原子的塞曼能级移动及对应圆偏振光跃迁的示意图。(c) 在外加磁场下的原子吸收信号（红线和黑线）和相应的差分信号。

3 实验细节与实验装置

实验装置示意图如图2（a）所示。我们将分别介绍实验的外加磁场设计、电路设计和其他光路设计细节，最后展示实物图。

3.1 外加磁场设计

在DAVLL这个结构中，外加磁场被用来移动 $\sigma+$ 偏振光和 $\sigma-$ 偏振光分别产生的吸收谱线信号。谱线中心移动的频率大约为 $\pm\mu_B B$ 。对于铷原子，室温下的多普勒展宽大约为500MHz。为了获得较好的差分信号，两个不同的原子吸收谱线分开的频率范围应该接近于原子的多普勒展宽。按照原始文献（DAVLL是JILA最先提出实现的）所建议的^[22]，外加磁场大小最好在100G到200G。因为DAVLL锁频装置对于 $\sigma+$ 偏振光和 $\sigma-$ 偏振光是对称的，所以差分信号的零点对于外加磁场并不敏感。

外加磁场可以由通电线圈产生也可以由永磁体的结构产生。使用通电线圈产生一个100-200G的外加磁场通常需要相对较高的功率消耗。^[26]使用永磁体结构的话需要精心设计，改变它的大小并不容易。这里我们利用永磁体小球设计了一个提供外部磁场的新方案。这个想法已经被应用于设计一个塞曼减速器。^[27]因为DAVLL锁频技术对于外加磁场并不敏感，那么这样的一个想法就很合适。

外加磁场装置如图3（a）所示；磁体小球是钕铁硼巴克球。它们被作为孩子们的一种玩具贩卖而且非常便宜。每个小球直径6mm，在小球的表面处的磁场大小有5000G。它们可以很容易地组装成不同的形状。磁体小球和其他的小球相连形成磁链。磁链和其他不同磁偶极矩方向的磁链在塑料管（直径45mm）基底上形成一层，如图3（a）所示。因为不同方向的磁链相互抵消了互相产生的磁场，所以这一层“磁面”并没有贡献多少外加磁场。^[27]在磁球层上，有13条相同磁偶极矩方向的磁链（每条磁链由9个小球组成），最终提供了足够强的外加磁场，结构如图3（b）所示。每条磁链小球的数量是在综合考量得到相对大的外加磁场和相对更长的磁场均匀区域两个目标后所确定的。当逐渐增加每条磁链上的小球数目时，中心处的外加磁场先增加然后减小，正如参考文献^[27]所示。图3（c）和图3（d）展示了计算模拟出的磁场装置在塑料管中心附近的横断面磁场分布和沿中轴线的纵向磁场分布。在图3（d）中，红色十字形的点

是沿着塑料管中轴线测量得到的数据。计算得到曲线形状和测量得到的数据相当符合。模拟曲线和测量数据没有完全吻合的原因主要在于作为基底的“磁面”的对磁场的贡献，因为我们计算的时候没有考虑它。

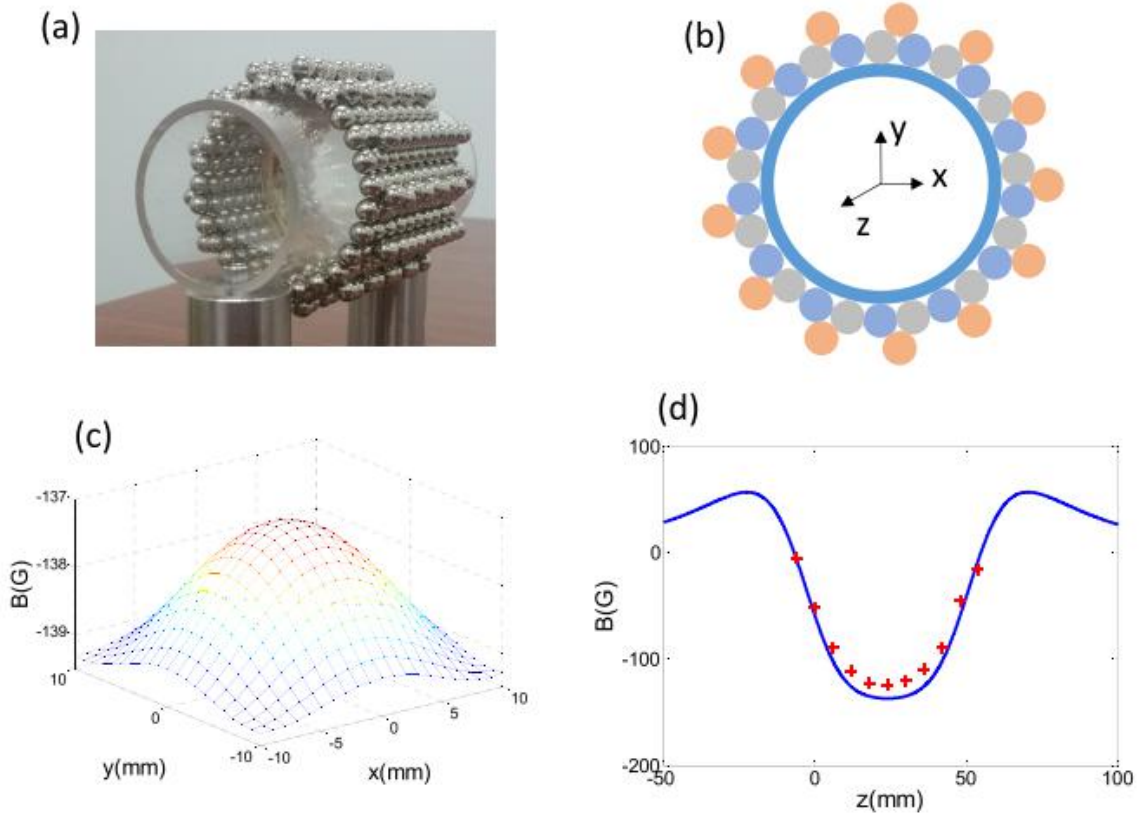


图3 (a) 磁体小球的装置图。(b) 装置的截面图，不同的颜色代表了小球不同的磁偶极矩方向。(c) 和 (d) 是外加磁场在 x - y 平面的分布 (c) 和沿 z 轴的分布 (d)；红十字的点是测量数据。

3.2 电路设计

为了产生DAVLL信号， σ^+ 偏振光的吸收信号必须和 σ^- 偏振光的吸收信号相减。为了实现这件事，在光束离开Rb泡后，两束圆偏振光通过一个四分之一玻片成为两束偏振正交的线偏振光。然后两束线偏振光被PBS分开，产生的两束光入射进两个光电探测器中，两个光电探测器的光电流信号再做差。只要激光频率在包含原子跃迁频率的频率范围内扫描，一个反对称的信号就产生了，如图2 (a) (c) 所示。激光器被伺服电路的电压的反馈所锁住，使得DAVLL信号保持在中心零点位置，也即是锁住了激光频率。

我们的反馈电路主要由两个光电探测器、loop filter和有伺服功能的电流源（都以JILA电路图为参考）构成。两个光电探测器的光电流信号做差由一个简单的运放电路实现，不必赘述。

3.2.1 光电探测器

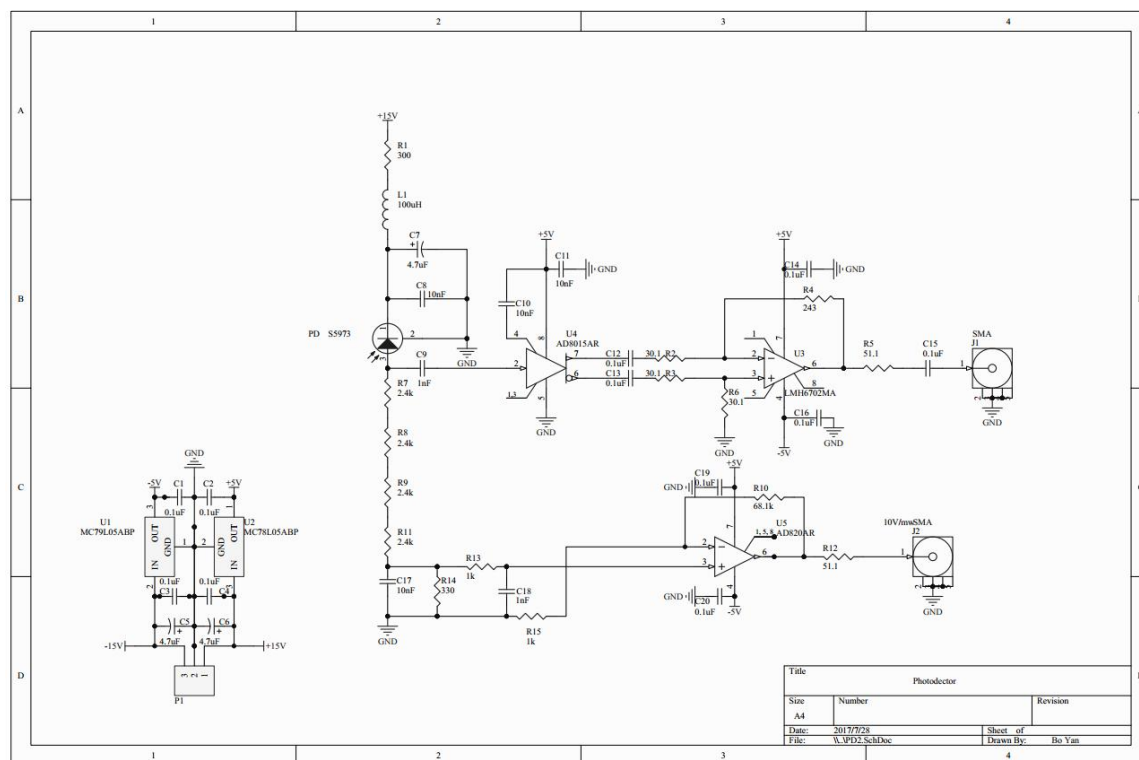


图3.1.1 光电探测器电路图

电路我们是采用JILA的光电探测器设计，进行了一些改进。有两样功能，一个是直流输出，是最常用的模式。一个是交流输出，用来测量快速的相应，比如激光的拍频等等。测试得到DC噪声在2mV量级；直流情况下，光电探测器“光强-电压”关系基本成线性；响应也足够迅速，例如对闪光灯响应时间为100微妙量级。

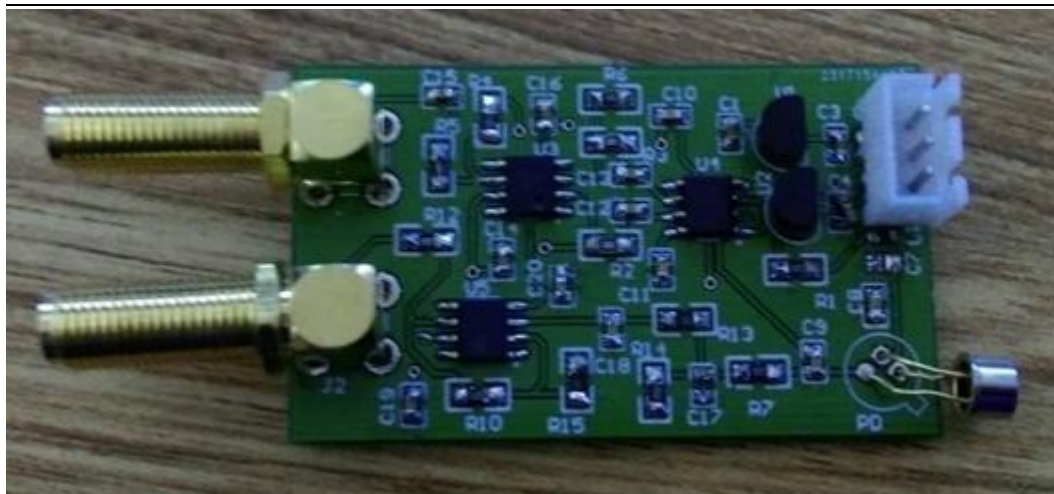


图3.1.2 光电探测器实物图

3.2.2 loop filter

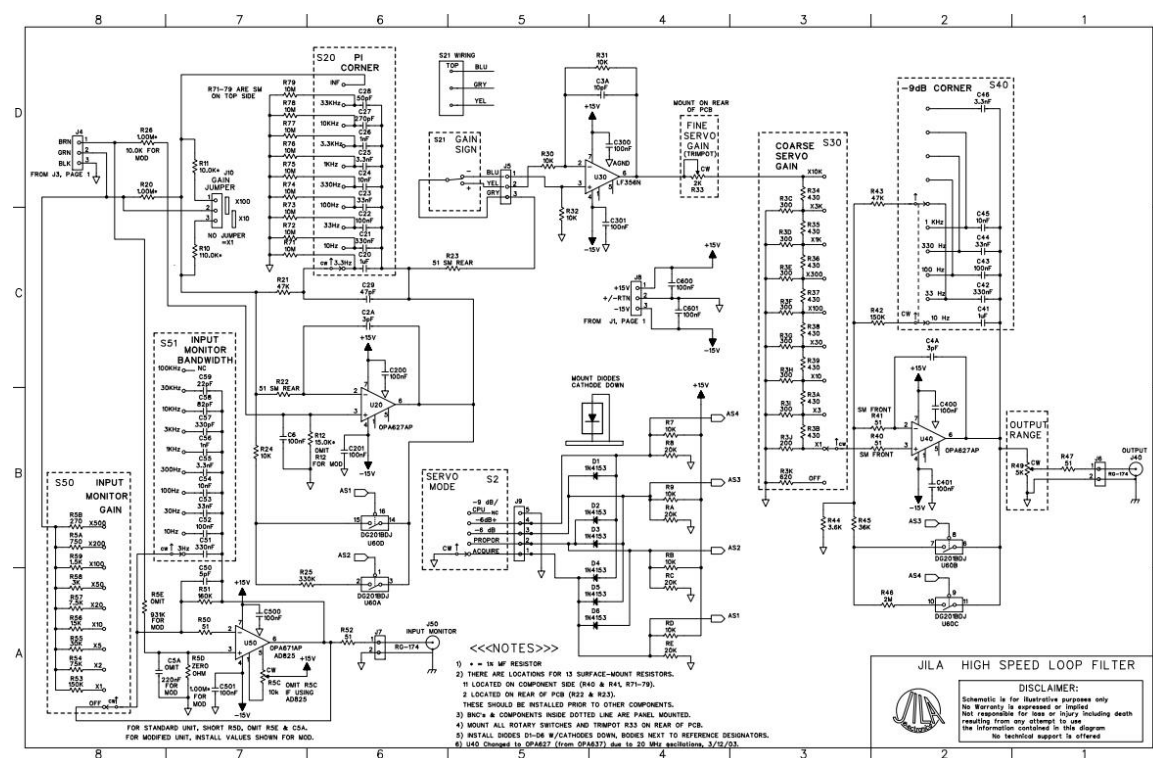


图3.2.1 Loop filter主要部分电路图

Loop filter主要是用于反馈系统，当误差信号进来后，进行PID控制，最后反馈到系统中。实验中激光锁频常用到Loop filter。

3.2.3 具有伺服功能的电流源

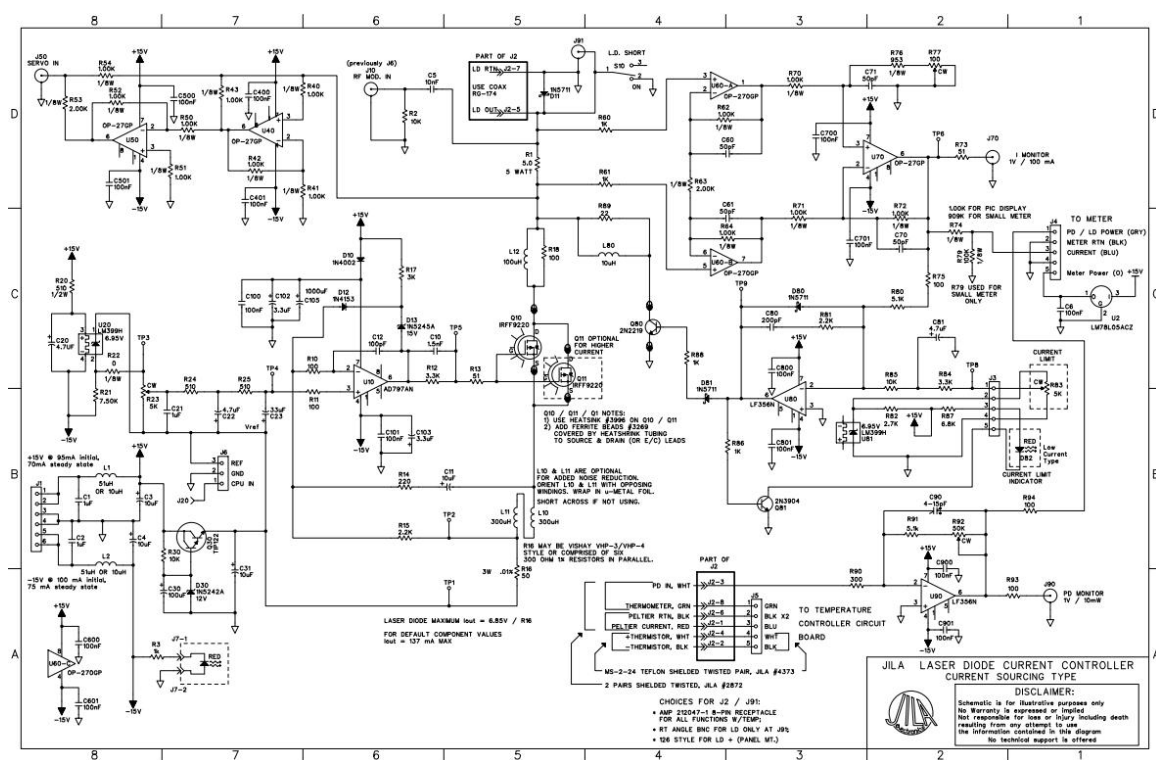


图3.3.1 电流源电路图

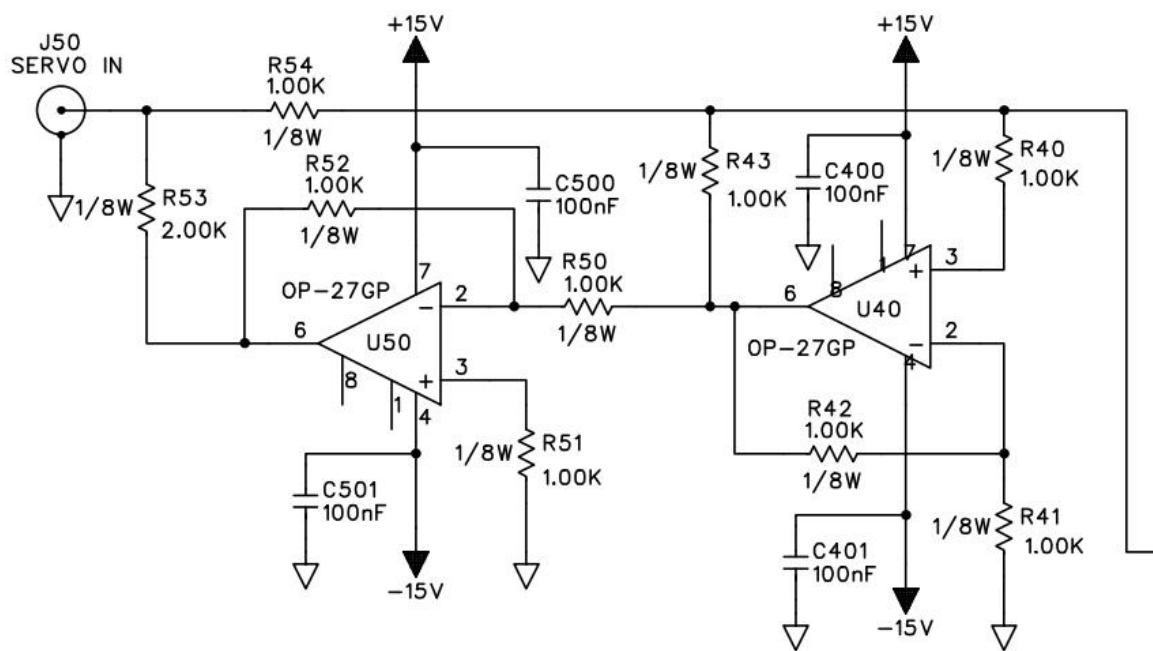


图3.3.2 电流源伺服模块电路图

作为驱动激光器的电流源，本身就需要足够的稳定性，经测试，在启动较长时间（大约1h）后，温度稳定后，此电流源将趋于稳定，将有 $1.3e-6$ 的稳定性。

伺服模块为1V输入进入电流源1mA电流。我们利用伺服模块加入扫频信号和DAVLL信号，改变激光器电流从而实现激光频率的扫频和锁定。



图3.3.3 电流源实物图

3.3 其他光路设计细节

从光路图上我们已经设计了锁频的基本结构，其中要注意的地方是， $\lambda/4$ 玻片的快轴与其光路后的PBS的平面成 45° 角（理论值）。我们对此做一个简单的分析：假设起偏器射出线偏振光电矢量为 $E=A \cos(\omega t)$ 。线偏振光可以分解为 σ^+ 偏振光和 σ^- 偏振光，经过Rb泡后吸收为两束性质不变，光强减小的圆偏振光。经过 $\lambda/4$ 玻片后，两束圆偏振光变为两束偏振正交的线偏振光，与玻片快轴分别成 45° 角。所以当PBS与快轴成 45° 角时，分离出的两束偏振正交的光正好对应于在Rb泡内 σ^+ 偏振光和 σ^- 偏振光的吸收光。（ σ^+ 偏振光和 σ^- 偏振光是相对于磁场的圆偏振定义）

$\lambda/4$ 玻片的快轴与其光路后的PBS的平面成 45° 角（理论值）会使得当激光从Rb原子共振峰远失谐（ $>1\text{GHz}$ ）时两个光电探测器的输出信号强度相等，如图1(c)所示。DAVLL系统在远失谐的时候信号没有净的光电流，会更为稳定，并且锁定点因此非常接近没有移动时的共振峰的中心。我们通过增加一个电信号补偿或者旋转四分之一玻片改变 $\lambda/4$ 玻片的快轴与其光路后的PBS的平面所成角度的方式调节激光锁频频率。后面的光学方法是通过改变圆偏振光的比例从而改变频率。这种补偿比电学补偿更为稳定，因为锁定点在纯粹的光电流下

的值永远为零，即此时两个光电探测器的入射光功率相等。因为光学补偿，锁定点保持了对于激光强度波动的不敏感性。

注意射入Rb泡的光必须为线偏振光，良好的起偏器是必要的。（DAVLL技术当然也可以拓展为其他的原子，只需要替换相应的原子蒸汽的玻璃泡）

Rb泡的加热装置也应适应于其他场合，所以使用无剩余磁场的线圈环绕设计。温度不能加热过高以免原子吸收信号出现“平峰”（吸收比100%），使得零点处的斜率不够陡峭；但也不能太低以免差分信号信号太小，不利于反馈电路的工作。实验上显示，温度最好在45-55℃左右，吸收比大约50-80%之间。此时差分信号良好，反馈电路运作正常。

3.4 DAVLL锁频系统实物图

实验中在上述基础上，我们搭建出了如下系统。

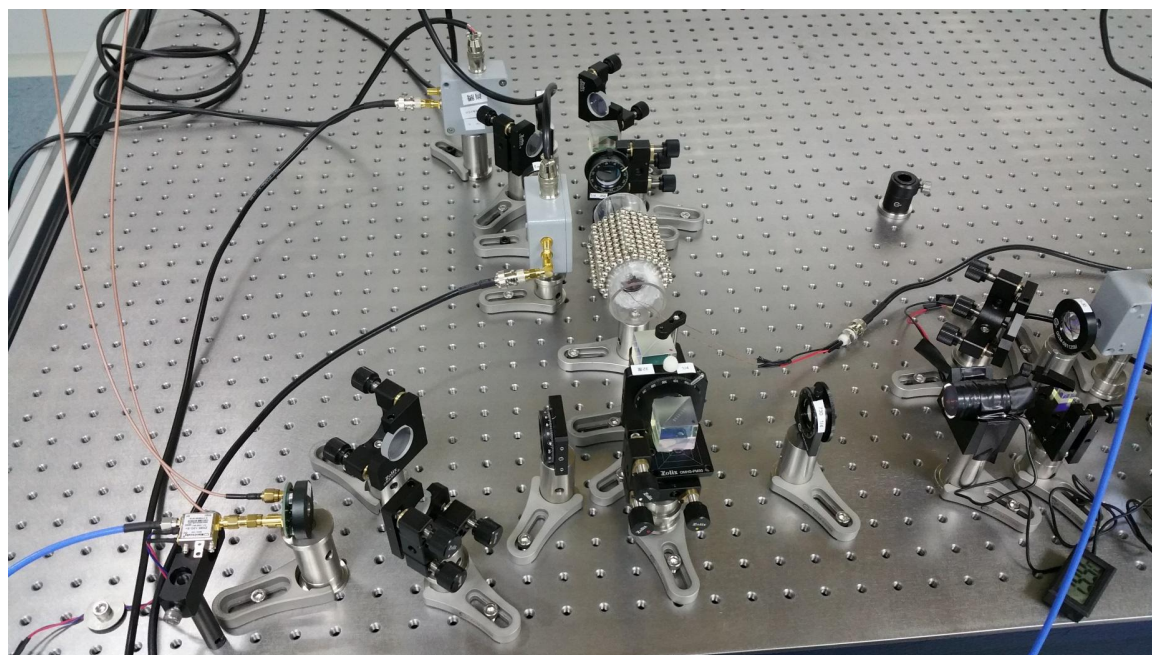


图3.4 DAVLL锁频系统实物图

4 数据分析

在实验上，我们使用垂直腔面发射激光器（VCSEL）来实现DAVLL锁频。这个激光器有大约200微瓦的功率的光通过Rb泡（自然丰度）。正如图4（a）所示，黑线和红线分别是 σ^+ 偏振光和 σ^- 偏振光的吸收谱线信号。这两个吸收峰分别是 ^{85}Rb 的 $F=3 \rightarrow F'=2,3$ 和 ^{87}Rb 的 $F=2 \rightarrow F'=1,2$ 。蓝线是两个吸收信号相减得到的差分信号，如图4（b）所示。信噪比大约是10。我们分出一束激光做了一个无磁场的吸收谱线，如图3.4所示。差分信号的零点和吸收谱线的共振点完全一致。我们长时间锁定误差信号，结果如图4（c）所示。通过将误差信号转化为频率来监测长时间的激光频率的移动。在1h之内激光频率的移动小于1MHz，这个锁频效果对于接下来要使用这个锁频系统的CPT实验已经足够好了。

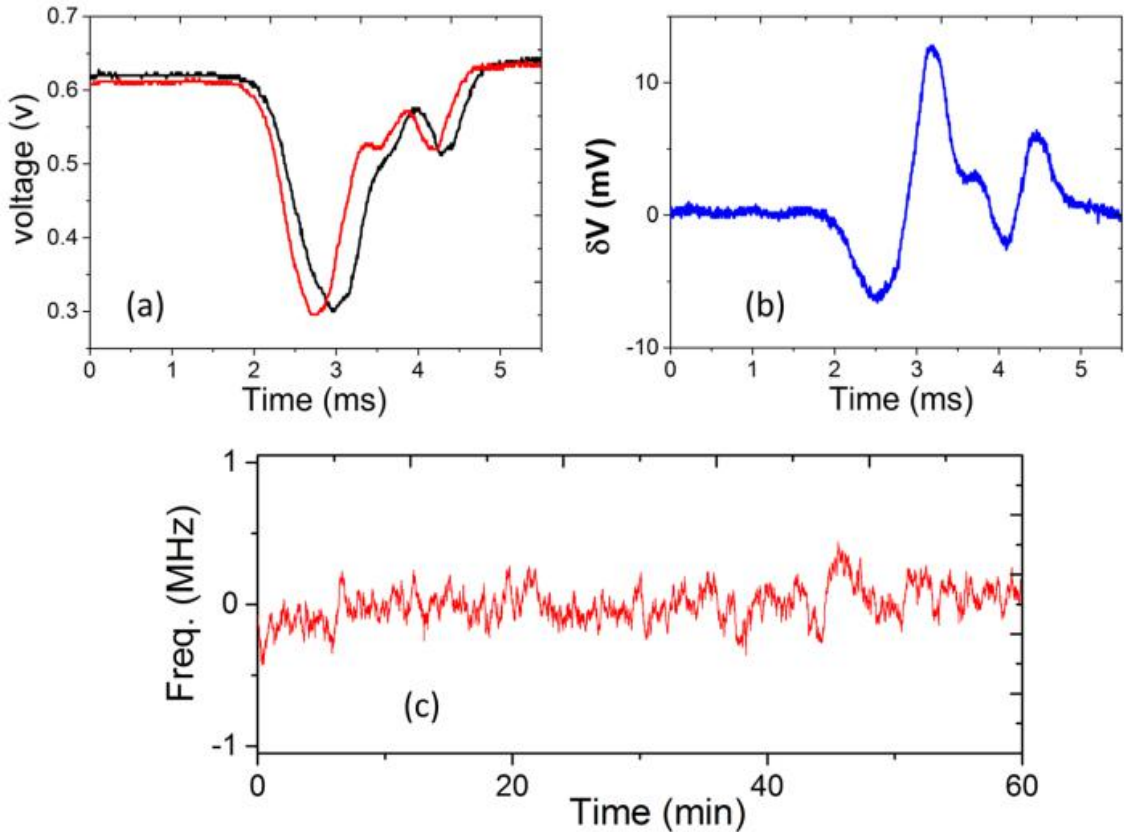


图 4 实验数据。(a) σ^+ 偏振光和 σ^- 偏振光的吸收谱线信号。它们因为外加磁场的作用相互分开了。(b) 两个吸收谱线信号相减得到的误差信号。激光器被锁定在这个误差信号的零点。对于图（a）和图（b），x 轴是与激光频率成正比的扫描时间。因为我们扫描激光频

率时, 频率对时间呈线性关系。(c) 锁定住的误差信号。长时间的频率移动没有超过 1MHz。

5 结论和未来工作展望

5.1 总结

我们设计了一个简洁、简单且灵活的方案为 DAVLL 系统提供外加磁场。我们制作并调试完成了光电探测器、loop filter 和具有伺服功能的电流源，成功完成了 DAVLL 系统的伺服反馈电路。我们成功设计并搭建了有效的光路，对 Rb 泡温度等其他影响参数进行有益的监测、测试和调节。最终，我们完成了 DAVLL 系统，能够长期不失锁且长时间的激光频率移动小于 1MHz。完全符合接下来的 CPT 实验的要求，并且已经在被应用中。

5.2 未来工作展望

下一步我们将把此系统改进调整后应用于 CPT 实验。

使用纯 ^{87}Rb 铷泡，剔除 ^{85}Rb 谱线的干扰，提高信噪比。（已完成）

铷泡的加热系统改为加热更均匀，不易镀膜且温度更高，剩磁更少的加热片。（已完成）

磁场的设计方案也可以进一步优化，并加入磁屏蔽措施防止磁场对其他实验装置的影响。CPT 实验就是一个对于磁场相当敏感的实验，对磁场结构添加磁屏蔽措施是很必要的。（已完成）

反馈电路的进一步优化。（目前将两个光电探测器改为有两个光电管的差分光电探测器，从而在内部就直接对信号做差输出差分信号减少电子噪声。）

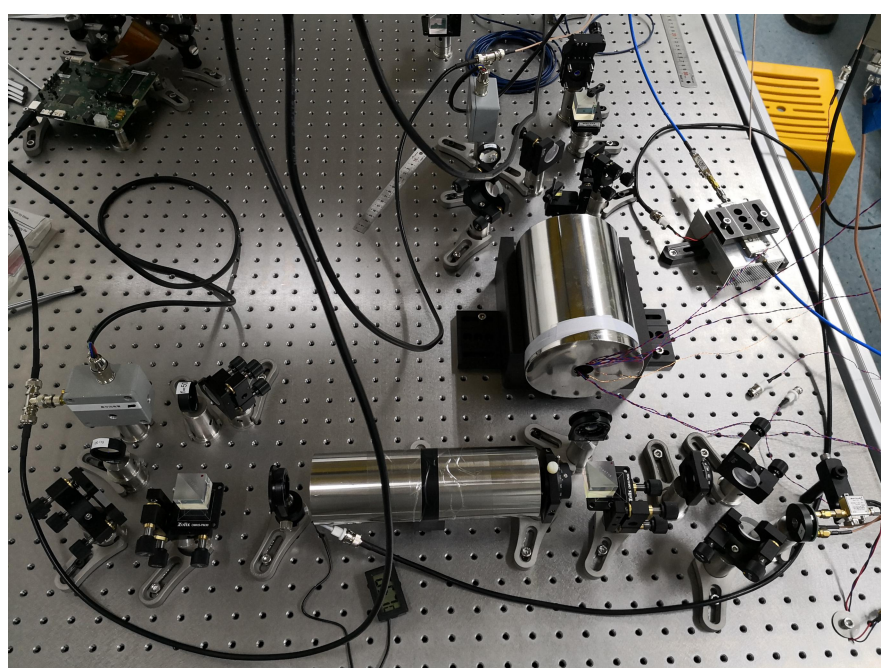


图 5 改进的 DAVLL 系统和简易的 CPT 系统。

最终我们将搭建起一个 CPT 系统（已经搭建起简易的 CPT 系统并且观测到了微弱的 CPT 信号，进一步优化改进中）并研究 CPT 现象发生时的相关光与原子相互作用的性质。

参考文献

- [1] Cohen-Tannoudji C N 1998 *Rev. Mod. Phys.* **70** 707
- [2] Adams C S and Riis E 1997 *Prog. Quantum Electron.* **21** 1
- [3] Rovera G D, Santarelli G and Clairon A 1994 *Rev. Sci. Instrum.* **65** 1502
- [4] Wieman C and Hansch T W 1976 *Phys. Rev. Lett.* **36** 1170
- [5] Pearman C P, Adams C S, Cox S G, Griffin P F, Smith D A and Hughes I G 2002 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **35** 5141
- [6] Ratnapala A, Vale C J, White A G, Harvey M D, Heckenberg N R and Rubinsztein-Dunlop H 2004 *Opt. Lett.* **29** 2704
- [7] Cheron B, Gilles H, Hamel J, Moreau O and Sorel H 1994 *J. Physique III* **4** 401
- [8] Corwin K L, Lu Z-T, Hand C F, Epstein R J and Wieman C E 1998 *Appl. Opt.* **37** 3295
- [9] Petelski T, Fattori M, Lamporesi G, Stuhler J and Timo G M 2002 *Eur. Phys. J. D* **22** 279
- [10] Wasik G, Gawlik W, Zachorowski J and Zawadzki W 2002 *Appl. Phys. B* **75** 613
- [11] Robins N P, Slagmolen B J J, Shaddock D A, Close J D and Gray M B 2002 *Opt. Lett.* **27** 1905
- [12] Jundt G, Purves G T, Adams C S and Hughes I G 2003 *Eur. Phys. J. D* **27** 273
- [13] Gilles H, Cheron B and Hamel J 2001 *Opt. Commun.* **190** 179
- [14] Purves G T, Jundt G, Adams C S and Hughes I G 2004 *Eur. Phys. J. D* **29** 433
- [15] Sukenik C I, Busch H C and Shiddiq M 2002 *Opt. Commun.* **203** 133
- [16] van Ooijen E D, Katgert G and van der Straten P 2004 *Appl. Phys. B* **79** 57
- [17] Kerckhoff J A, Bruzewicz C D, Uhl R and Majumder P K 2005 *Rev. Sci. Instrum.* **76** 093108
- [18] Park S E, Lee H S, Kwon T Y and Cho H 2001 *Opt. Commun.* **192** 49
- [19] Tiwari V B, Singh S, Mishra S R, Rawat H S and Mehendale S C 2006 *Opt. Commun.* **263** 249
- [20] Letchumanan V, Gill P, Sinclair A G and Riis E 2006 *J. Opt. Soc. Am. B* **23** 714
- [21] Bjorklund G C 1980 *Opt. Lett.* **5** 15
- [22] K. L. Corwin, Z. T. Lu, C. F. Hand, R. J. Epstein, and C. E. Wieman, “Frequency-stabilized diode laser with the Zeeman shift in an atomic vapor,” *Appl. Opt.* **37**(15), 3295–3298 (1998).
- [23] V. V. Yashchuk, D. Budker, and J. R. Davis, “Laser frequency stabilization using linear magneto-optics,” *Rev. Sci. Instrum.* **71**(2), 341–346 (2000).
- [24] K. R. Overstreet, J. Franklin, and J. P. Shaffer, “Zeeman effect spectroscopically locked Cs diode laser system for atomic physics,” *Rev. Sci. Instrum.* **75**(11), 4749–4753 (2004).
- [25] Reeves J M, Garcia O and Sackett C A 2006 *Appl. Opt.* **45** 372
- [26] D. J. McCarron, I. G. Hughes, P. Tierney, and S. L. Cornish, “A heated vapor cell unit for dichroic atomic vapor laser lock in atomic rubidium,” *Rev. Sci. Instrum.* **78**(9), 093106 (2007).
- [27] V. Lebedev and D. M. Weld, “Self-assembled Zeeman slower based on spherical permanent magnets,” *J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys.* **47**(15), 155003 (2014).