



Y1893817

Study on frequency stabilization of laser using
in cooling atoms and the design of the system



Author's signature: Wenkai Tu

Supervisor's signature: Xuanhui Lu

External Reviewers: Chenghua Sui Prof. ZJUT
Yongheng Shen Prof. Zhejiang Univ.
Linhua Ye Assoc. Prof. Zhejiang Univ.

Examining Committee Chairperson:

Huizhen Wu, Prof. Zhejiang University

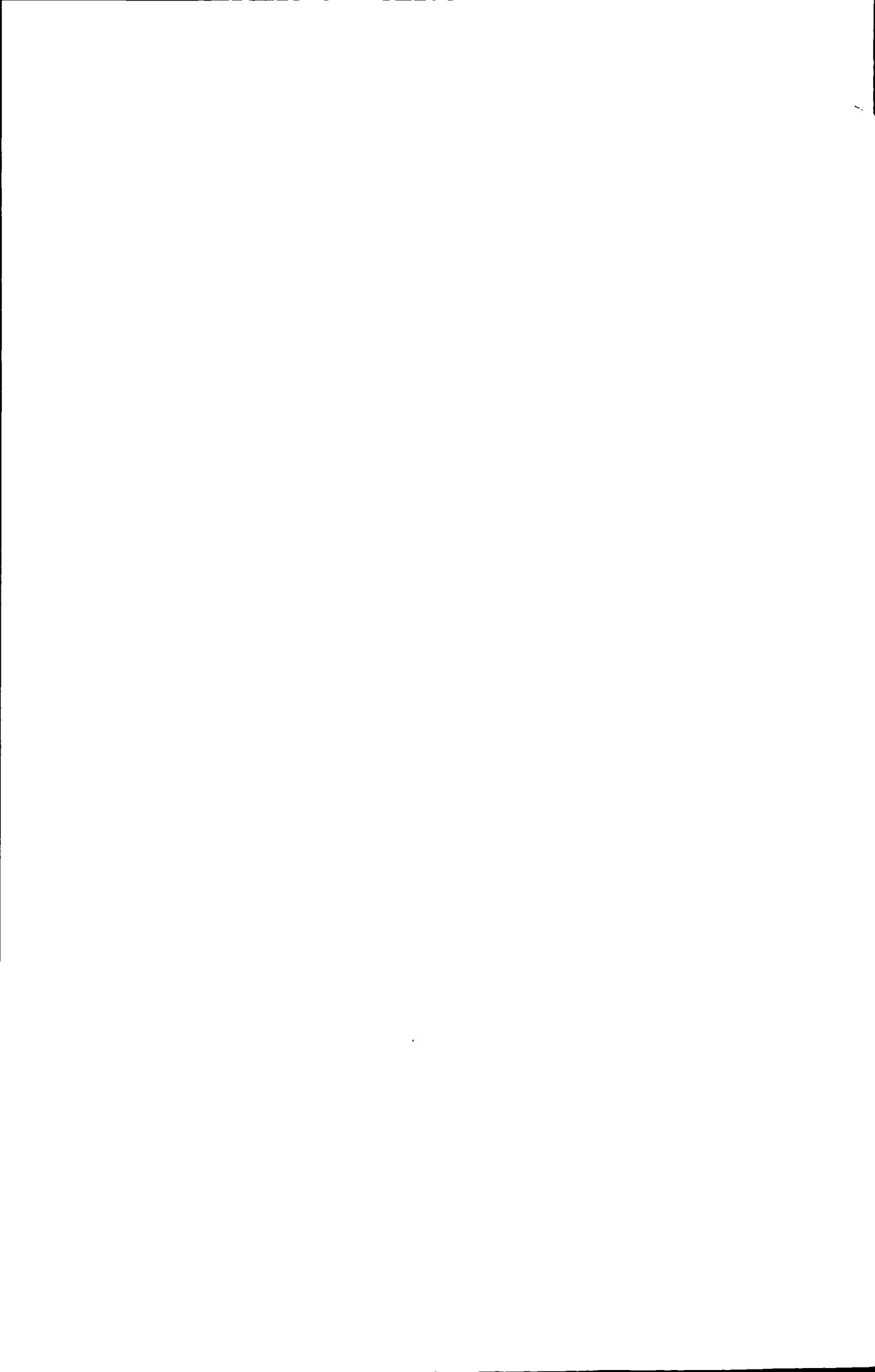
Examining Committee Members:

Xuanhui Lu Prof. Zhejiang Univ.

Dawen Zhao Prof. Zhejiang Univ.

Huilian Ma Assoc. Prof. Zhejiang Univ.

Date of oral defence: 2011. 6. 9



浙江大学研究生学位论文独创性声明

本人声明所呈交的学位论文是本人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。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。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。

学位论文作者签名：涂文凯 签字日期：2011 年 6 月 9 日

学位论文版权使用授权书

本学位论文作者完全了解 浙江大学 有权保留并向国家有关部门或机构送交本论文的复印件和磁盘，允许论文被查阅和借阅。本人授权 浙江大学 可以将学位论文的全部或部分内 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、汇编学位论文。

(保密的学位论文在解密后适用本授权书)

学位论文作者签名：涂文凯

导师签名：

陆文凯

签字日期：2011 年 6 月 9 日

签字日期：2011 年 6 月 9 日



致谢

杭州是座美丽的城市，浙大是一所有着优秀传统文化的学校，我非常荣幸能在这里度过我两年的研究生生活。两年的时间使我认识到科研不再是简单机械的学习，它需要我们去思考，它是一个发现问题、提出问题和怎样解决这个问题的过程，在这个过程中，我们不断的学习，主动的思考，独立的处理问题，从而不断的提升自己的能力。

首先我要感谢我的导师陆璇辉教授，他在学习和生活上对我关怀备至，本论文是在陆老师的指导下完成的，我在研究生期间所取得的成绩都离不开陆老师的指导。他经常教育我们在实验过程中要多沟通，善于沟通也是一种能力。

感谢黄凯凯老师在具体的实验中对我的指导，黄老师治学严谨，勤奋刻苦。做科研，勤奋是必不可少的，意志和决心常常大于智力的作用。研究生期间，重要的不是你做了什么，重要的是你在工作中养成了什么样的工作习惯，你怎样面对你所遇到的问题。

感谢一起读研，一起毕业的徐浩，他比较热心，动手能力很强，敢于尝试新的想法，从他那里我学到很多东西，我们经常一起讨论，这对我的帮助很大。感谢课题组的章显师兄，他在理论给了我很多指导，我经常向他请教实验中遇到的各种问题。还要感谢课题组蒋云峰，应皓，徐周翔，李楠，汪皓川等同学，对于他们在共同的科研项目中给我的支持和帮助表示真诚的感谢！

感谢已毕业的陈和，刘玉娜和孙雷等师兄师姐，他们生活和学习上的经验使我很快的融入到课题组的大环境中来，他们在实验中的经验使我少走了很多弯路。

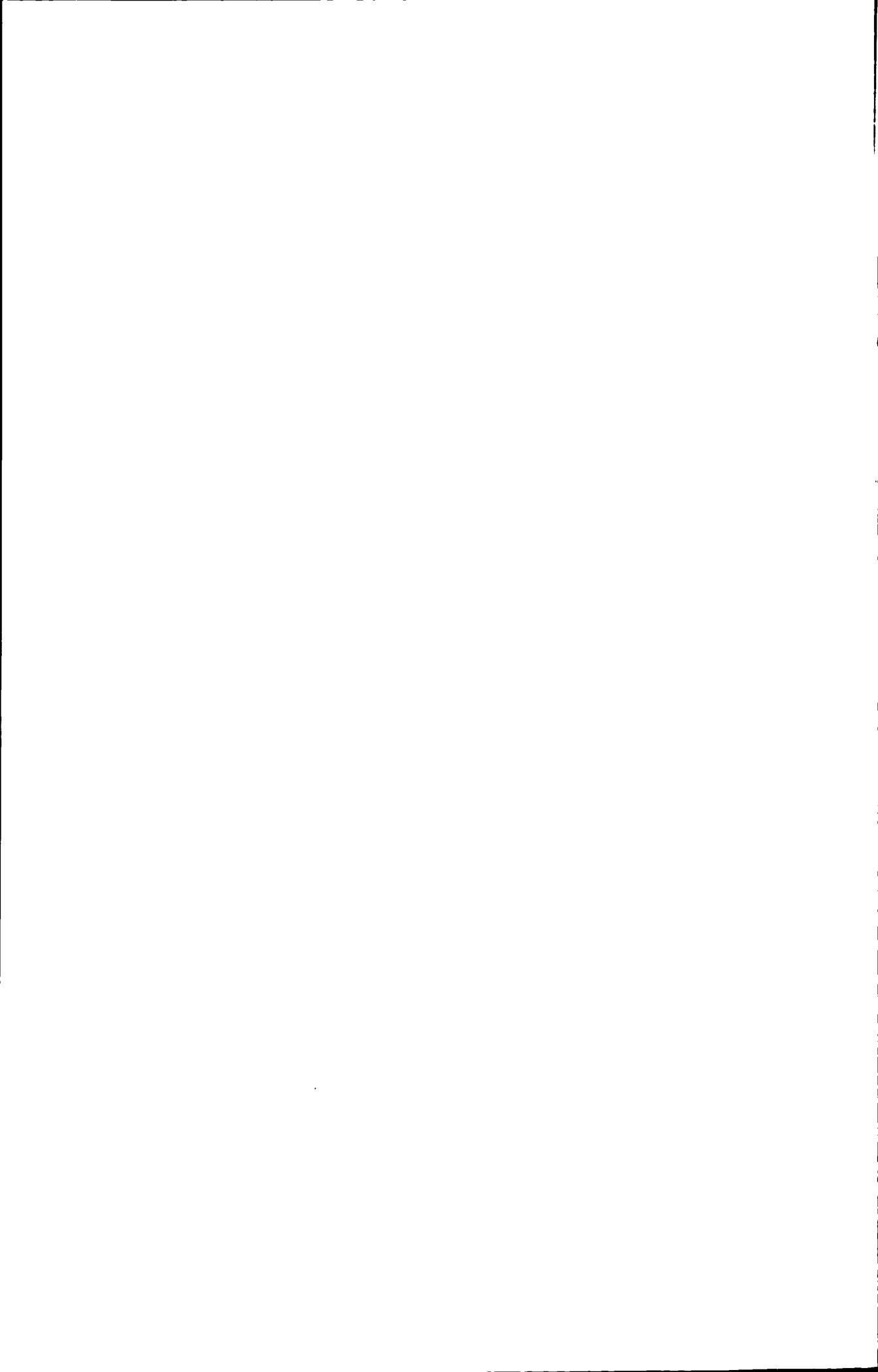
感谢浙江大学物理系光学所的所有老师，你们的教导使我受益匪浅。

最后感谢我的家人对我学习和生活一如既往的关心和支持，他们是我前进的动力。

涂文凯

浙大玉泉

二零一一年六月



摘要

激光冷却原子的研究是最近十几年科学界研究的热点,基于冷原子平台的原子干涉仪,可以精密的测量重力加速度,从而在船舶、飞机和卫星等方面有广泛的应用。本论文的目的就是以原子干涉仪为基础,围绕该技术在精密测量重力中的应用,重点开展原子干涉仪的关键技术——稳频半导体激光技术及其系统设计的研究。

论文的第一章是绪论,主要介绍了原子冷却和捕获的发展历史和研究现状,以及原子干涉仪实验研究的意义和应用前景。在第二章中对激光冷却原子的理论基础做了详细推导和叙述,同时详细介绍了实验室中对 Rb 原子冷却和捕获的整套实验装置,另外还介绍了我们实验中取得的最新进展和结果。第三章主要介绍了我们实验中的激光器和光路系统,对激光器的稳频做了深入研究,重点介绍了我们提出的一种新的稳频技术。第四章分为两个部分:第一部分是关于我们实验中自主设计的激光准直扩束系统的研究;另一部分是关于光路系统小型化的研究,这是为以后做原理样机做准备。最后一章对论文中所做的工作做了一个总结,并展望了下一阶段将做的工作。

本文重点是提出了一种新的饱和吸收稳频技术,并自主设计了一种便携式的激光准直扩束系统,已用于原子干涉的实验装置。最后对原子干涉仪的小型化做了较深入的调研和研究。

关键词: 原子干涉, 激光稳频, 准直扩束, 光路小型化



Abstract

In the past over ten years, laser cooling and trapping of atoms have played an important role in precision measurement. Because of the wide applications in measuring gravity on mobile vehicles ,the technology of atom interferometer based on cold atoms has developed rapidly. The purpose of this thesis is to realize an atom interferometer, and measure the gravity accurately.

Chapter 1 introduces the history of laser cooling and trapping atoms and it is applications. Chapter 2 and chapter 3 present the details of theoretical analysis of the atom interferometer and some experimental setups. I also present some methods that we implemented at the atom interferometer experiment. The main content is dedicated to a new method of frequency stabilization. Chapter 4 describes a beam collimator designed by me. I do some research on the compact laser system, too. In the last chapter, there is a conclusion of the thesis. And I also give some proposals for the future.

This thesis focus on three aspects : a new technique of saturation absorption spectroscopy, the original-innovation design of beam collimator and the study on integrated laser system.

Keywords: atom interferometer, frequency stabilization, beam collimator, portable laser system



目 录

致 谢.....	I
摘 要.....	II
ABSTRACT	III
目 录.....	IV
第一章 绪论.....	1
1.1 冷原子研究背景.....	1
1.2 原子冷却与俘获的简要回顾.....	1
1.3 原子干涉仪概述.....	4
1.4 冷原子研究的意义和应用.....	6
1.5 论文的主要内容.....	7
1.6 论文的创新点.....	8
第二章 原子干涉仪原理及实验装置.....	9
2.1 激光与原子的相互作用——梯度力与散射力.....	9
2.2 原子干涉仪的原理.....	11
2.3 实验装置.....	13
2.4 激光操纵原子.....	21
第三章 激光器稳频研究.....	24
3.1 饱和吸收稳频.....	24
3.2 DAVLL 稳频法.....	27
3.3 基于样品池表面反射的饱和吸收谱技术.....	30
第四章 激光的准直扩束及系统小型化研究.....	36
4.1 扩束准直系统的设计.....	36
4.2 扩束准直系统的调试和性能检测.....	39
4.3 系统小型化初步研究.....	40
第五章 总结与展望.....	43
参考文献.....	44
附 录.....	48



第一章 绪论

1.1 冷原子研究背景

激光冷却原子的实现是物理学近年来的重大进展,它为研究原子分子物理学提供了一个很理想的环境:原子处在很低的温度下,几乎静止不动。利用冷原子这个平台,能更精确的测量一些物理常量,如基于原子干涉仪的重力加速度的精密测量;用激光冷却的原子喷泉技术制成的原子钟,能够准确的测量时间频率;在激光冷却和捕获稀薄气体原子中实现波色-爱因斯坦凝聚,更是物理学实验中的经典案例。

最近十几年来,随着各种实验技术的成熟,冷原子物理成为了物理学中发展最迅速、最受物理学家关注的领域之一。基于原子干涉的重力梯度仪是当今科学界重力梯度测量的一个重要发展方向,它的关键部分是原子干涉仪,而要实现原子干涉仪首先要通过对原子冷却和俘获来得到干涉仪的工作介质——超冷原子。1997年,朱棣文凭借激光冷却和捕获原子获得了当年的诺贝尔物理学奖,他开创了一个全新的研究领域,从那时开始,原子冷却与俘获以及冷原子的干涉测量就成为了科学界的一个热点。

1.2 原子冷却与俘获的简要回顾

1960年,梅曼发明激光,它的单色性和高亮度为人们研究原子带来了一种全新的工具,从而使光与原子相互作用的相关实验研究飞速发展起来。光对原子的机械作用,让人们认识到可以用光来操控原子,激光冷却原子的技术就是在这种情况下提出来的。

早在1962年,苏联人 Аскаръян 就提出了光对原子有两种不同性质的力的作用——辐射力和梯度力^[1]。1968年,Letokhov提出了利用驻波场的梯度力来捕获原子的原子“光阱”^[2]。由此,在1975年,T. Hänsch, A. Schawlow 以及 Wineland, Dehmelt^[3]分别对中性原子和电磁阱中的离子提出了激光冷却的方案。T. Hänsch 等指出用处于多普勒增宽线型低频端的准单色激光照射原子,可使其损失动量而

减速^[4]。此后激光冷却的实验和理论飞速发展，先是在 1978 年实现了电磁阱中镁离子和钡离子的激光冷却^[5-6]，随后 1979 年科学家在实验上完成对钠原子的减速^[7]，他们用一束频率略低于原子共振频率的激光束迎面照射钠原子，观察到了原子的减速效应。到了 80 年代前期，由于激光扫频法的完善以及利用磁场补偿的塞曼减速器^[8]的应用，原子的激光冷却得到了进一步的发展，此时原子能被冷却到 100 mK 的量级。真正具有突破性进展的实验是在 1985 年，美国的朱棣文小组用三对相互垂直、两两对射的激光照射钠蒸气室，在这六束激光的交汇处得到了一种他称之为“光学黏团”（optical molasses）的原子状态，这里的原子温度只有约 240 μ K^[9]。朱棣文实验的成功让激光冷却原子成了学界的热门课题，很快 NIST 的 Philips 小组也用同样的方法实现了原子冷却，而且得到了 40 μ K 的低温^[41]，这个结果打破了理论上的多普勒冷却极限。为了解释这个结果，法国的 Cohen-Tannoudji^[10]和朱棣文分别独立的提出了偏振梯度冷却的新机制^[42]，为进一步冷却原子打开了一条通道。

此后又出现了多种激光冷却的新技术。进入 90 年代以后，法国的 Dalibard 提出了磁感应激光冷却（magnetically induced laser cooling），并且用这种方法在一维冷却实验上获得了低于多普勒冷却极限的原子^[10]。而 Cohen-Tannoudji 小组实现的速度选择相干布居俘获（velocity-selection coherent population trapping）非常巧妙得把冷却温度降到了反冲极限以下^[11]。朱棣文小组也利用原子喷泉装置实现了对光学黏团的进一步冷却——拉曼跃迁冷却（Raman cooling），用这个方法可以得到 nK 甚至 pK 量级的冷原子^[12]。1995 年，MIT^[13]、JILA^[14]和 Rice 大学^[15]等实验小组在原子阱中使用“蒸发”冷却的方法先后实现了碱金属的玻色爱因斯坦凝聚（BEC）。

从上面的回顾可以看出，激光冷却技术发展十分迅速，随着人们对光与原子相互作用的深入认识，新的原子冷却机制被不断发现，从而实现了一个又一个的低温。表 1.1 是激光冷却中性原子研究的发展历史。

表 1.1 激光冷却中性原子的发展历史^[16]

年代	进展内容	主要作者
1975	提出激光冷却原子的思想	T.W.Hansch, L.Schawlow

1979	首次观测激光减速原子的效应	V.I.Balykin, V.S.Letokhov
1980-1981	较显著的原子减速(激光扫描) 1.5K	V.G.Minogin
1982	显著的原子减速(塞曼移频补偿) 100mK	W.Phillipas
1985	Optical Molasses 240 μ k	S.Chu
1988	偏振梯度冷却 43 μ k 速度选择相干捕陷 2 μ K	P.D.Lett,W.D.Phillips A.Aspect
1992	Raman 冷却 10nk	M.Kesevech,S.Chu
1995	磁光原子阱+蒸发冷却 20nK	M.H.Anderson
1997	高 Q 腔内实现类似 Sisyphus 的冷却 nK 量级	Helmut,Ritsch

以上是激光冷却原子的历史。然而在实验中我们不仅要冷却原子，还要捕获原子。下面就简要谈谈激光捕获中性原子的发展历史。

激光捕获中性原子的思想是 1968 年莱托霍夫(Letokhov) 首先提出的^[17]。他指出用非共振的激光驻波场可以限制低速中性原子的运动范围。1978 年，阿希金(A. shkin) 进一步提出可以用两束对射的、焦点相互错开的高斯光束来形成原子阱^[18]。但是那样的光阱比较浅，原子很容易逃逸。1985 年，人们利用在原子进入磁阱之前用激光冷却技术将其热运动速度充分降低，用磁四极原子阱首次实现了原子阱^[19]。而在 1986 年，在“光学黏团”的基础上再加一束聚焦高斯光束，实现了真正意义上的激光捕陷中性原子^[19]。紧接着 1995 年综合的磁-光原子阱也在玻色-爱因斯坦凝聚实验中获得成功^[21]。从那时起，磁光阱也成为目前为止最为重要的一类原子阱^[22]。国内中科院的王育竹院士在激光冷却的理论和实验研究方面也做了很多出色的工作。在 1996 年，王育竹领导的小组和北京大学王义道领导的小组都实现了磁光阱^[23]。表 1.2 是激光捕陷中性原子研究的发展历史。

表 1.2 激光捕获中性原子的发展历史^[16]

年代	进展内容	主要作者
1968	提出激光驻波场捕陷低速原子的观点	V.S.Letokhov
1979	提出用两对射高斯光束、错开焦点	A.shkin

	形成原子阱的思想	
1980-1981	磁原子阱的首次实现(磁四极阱)	A. Migdall
1982	激光原子阱的首次实现	S.Chu
1985	磁-光原子阱的首次实现	E.Raab

从上述激光冷却和捕陷中性原子研究的发展简史可以看出, 80 年代是冷原子领域发展最重要的时期, 80 年代前半期对激光冷却更为关键, 而后半期激光捕陷原子较为重要。当然激光冷却和激光捕陷也是相互联系、密不可分的, 没有成功的冷却就很难捕陷原子, 而捕陷原子后往往更易于深度冷却原子, 二者是相辅相成, 相互促进的。

1.3 原子干涉仪概述

干涉仪是利用光的波动特性制成的一种传感器装置。典型的干涉仪由一个分光器把入射光分成两路, 然后再用反射器把这些光重新合到一起, 由于各光路的不同光程所附加的相位差, 最终在屏幕上得到干涉条纹, 通过分析干涉条纹可以得出不同光路上的信息, 比如电光调制、距离差别、温度变化等。实验上常用的光学干涉仪有马赫-曾德尔 (Mach-Zender) 干涉仪, 迈克尔逊干涉仪等。图 1.1 是一个光学 Mach-Zender 干涉样品检测仪的示意图, 光被分成两路后, 其中一路放入样品改变了相位, 从而和另一束在重合后发生干涉, 以此可以检测到样品的某些特性。

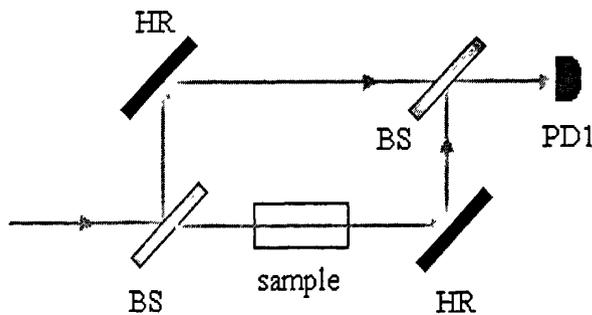


图 1.1 光学 Mach-Zender 干涉仪示意图

但是光学干涉仪的精度受制于其所使用激光的波长(光学干涉仪检测极限取

决于所使用激光波长的长短)和实验装置的大小(在用光学干涉仪检测某些很小的量——比如万有引力 G 因子时,需要非常长的光程,甚至可能达到几公里),所以有人在后来提出了物质波干涉仪的概念,它和光学干涉仪的基本原理是一样的,它们之间最大的区别是工作介质不同,物质波干涉仪中的工作介质不是光波而是物质波。

物质波的概念是 1924 年德国科学家德布罗意提出来的,他当时预言物质粒子具有波粒二象性,波长 $\lambda=h/p$,其中 $p=mv$ 。在常温下物质波波长非常短,比如原子的物质波波长只有 $0.1\sim 1\text{\AA}$,其波动性非常不明显,难以在实验上观察到,作为物质波干涉现象就更难得到了。只有在极低的温度下,当粒子能量很低,运动速度降低到 cm/s 量级时,它的波动性才得以显现,从而可以做出高精度测量的干涉仪,所以人们很早就在想是否能用物质波来做干涉仪。如果是同样的尺寸,物质波干涉仪比光干涉仪要精确得多:比如 Sagnac 效应。假设探测都受到散粒噪声的限制,用与光学干涉仪同样大小和通量的原子物质波干涉仪得到的信噪比可以提高 10^{11} 。虽然对原子干涉仪来说,在体积和通量上都受到了比光干涉仪更严格的限制,但是最终结果还是可以改善几个数量级。而且与光干涉仪不同的是原子干涉仪对电场、磁场都很敏感,这样它就可以被用作更广泛的传感器。当然同样的,测量时它也会对大量的各类有害噪声非常敏感,所以如何减少噪声,提高信噪比是原子干涉仪中一个十分重要的任务。第一个物质波干涉仪是在 70 年代实现的^[24],并且用它来测量的物理量就是地球的重力加速度 g 。

干涉现象是由于观察点上性质相同的两列波叠加时的相位关系决定的:相位相同时,振幅相加;相位相反时,振幅相消。在原子干涉仪中,两列波的相位差既可能是由于原子外部运动情况的不同,也可能是由于原子内部状态的不同。因此干涉仪可分为两类:内态干涉仪和外态干涉仪。造成原子干涉的相位差既可能来自外部原因,如原子位置的变化;也可能来自内部状态的不同,如相互作用的不同;还有可能是二者的混合。因为原子位置不同而引起路径相位不同形成的物质波干涉仪称为外态干涉仪,如 Mach-Zender 干涉仪。在内态干涉仪中,物质波的分束是通过改变原子内部状态来实现的,分束合束的元件是拉曼光。内态干涉仪可以对一团静止的原子加上在时间上分离的拉曼脉冲,以形成因作用光子相位不同而各自演化的不同原子团,从而得到干涉条纹。内态干涉仪通常使用的是冷

原子, 如用分离场相互作用的 Ramsey-Borde 干涉仪, 用脉冲激光的拉曼干涉仪。

原子干涉仪的概念早在 1973 年就被提出, Bordé 等人从上世纪 80 年代开始对此进行了进一步的理论研究^[8], 但是由于难以对原子实行分束、反射等控制, 所以直到 1991 年才有几个不同的研究小组分别独立地实现了中性原子干涉仪^[25-28]。他们使用了不同的方法来实现原子束的分光器和反射镜: 有一些用光学干涉仪中所用的类似的细缝或衍射光栅; 也有人用光场, 比如用驻波光场形成类似于光学干涉中的衍射光栅; 或者用与不同原子内态耦合的脉冲光把内态和外态的自由度联系在一起。用光脉冲来做原子束的分束器和反射镜最终被证明是有比较大的优势。随着近些年原子光学的发展, 原子分束器和原子反射镜在理论和实验上都取得了重要的进展, 而原子的激光冷却技术的成熟发展让原子干涉仪有了更大的发展空间, 而且在精度上也有了极大的提高。

用原子干涉仪来测量重力场是 Bordé 在 1984 年提出来的^[29], 最早进行该方面实验研究的有美国斯坦福大学的朱棣文小组和耶鲁大学的 Kasevich 小组等。1991 年上半年, 朱棣文等人用钠原子喷泉制成干涉仪, 测定重力加速度 g 的分辨率是 $\Delta g/g=3\times 10^{-6}$ ^[28]。当时仪器设备很笨重, 重约 35kg。1991 年下半年经过一些改进, 分辨率达到 $\Delta g/g=3\times 10^{-8}$ ^[28]。1998 年, 耶鲁大学的 Kasevich 小组, 提出利用铯原子干涉仪测量地球的重力梯度。他们的实验原理与朱棣文小组是一样的, 但是使用了两个在垂直方向分开约 1m 的冷原子团构成两个原子干涉仪, 利用两个铯原子干涉仪分别测出两个不同位置处的相位差。这种结构减少了由于仪器的不稳定以及周围噪声的影响造成的重力加速度的误差。2000 年增加了拉曼脉冲的序列, 使得原子的动量变化和相干面积增大。2002 年利用降低冷原子团温度、扩大两个原子团之间的距离、改善实验仪器的稳定性等方法, 使用两个原子干涉仪测得加速度灵敏度为 $4\times 10^{-9}gHz^{-1/2}$, 测量重力梯度的灵敏度为 $40E$ ($1E=10^{-9}/s^2$)^[31]。

1.4 冷原子研究的意义和应用

地球重力场是一个随着地球空间位置变化而变化的物理量, 对它进行精确测量有着重要的意义和价值。对重力场的精确测量, 在大地测量学中可以用它来推算平均地球椭球的形状, 精准大地水平面, 建立国家大地网和国家水准网等^[32];

在空间科学中可以确定空间飞行器受地球引力场作用的轨道修正;在固体地球物理学中可以用它来反演地球内部结构及物质分布^[33];在军事领域可以用于潜艇辅助导航和提高弹道武器的精度等^[34]。

重力,重力梯度的精密测量是地球物理中研究的重要内容,比如说火山学、构造地质学、自然资源测绘和地球结构等。特别是最近几年我国地震活动频繁发生,因此对可能用于监控地震的可携带重力仪和梯度仪的研究是很有必要的。对于地下结构,重力数据也给出了非常重要的信息,比如石油、天然气、各种矿产等。原子干涉仪的另一个可能的应用,是可以作为超高精度的本征传感器用于飞机、卫星、导弹和潜艇的自主导航,当然这需要先要将原子干涉仪小型化。

由于原子具有内部结构和能级,并且具有质量,其干涉现象还受到能级跃迁、惯性及重力的影响,这使原子干涉呈现出比光子、电子和中子等干涉更丰富的内容;因此原子干涉仪可以有效地测量重力微小变化。原子干涉测量可能花费更少的时间,得到更高的精度,它比传统的机械结构要好。用原子干涉现象做成的原子干涉仪可以精密测量物理常数,验证守恒定律等^[35-37]。原子干涉仪作为灵敏的惯性传感器,可以精确测量加速度、引力常数、重力加速度差等,从而在航空、导航、探测矿产、大地勘察、地震预报、环境监察等方面发挥重要的作用^[38-40]。原子干涉测量技术的发展促进了重力梯度仪技术的发展,使得在测量地球重力场方面有了新的方法,从而能够获得更高分辨率和精度的重力场信息。

1.5 论文的主要内容

本论文主要介绍了冷原子实验中的一些关键技术。论文分为五章:第一章简单介绍了冷原子研究的现状和发展过程,以及它的应用。第二章主要介绍原子干涉仪的理论基础:激光与原子相互作用的过程,散射力与梯度力等。还介绍了实验中用到的一些装置,如磁光阱、真空系统和光路系统。第三章是关于激光器的稳频研究,这里面包括了一些在实验中常用的稳频机制,如饱和吸收稳频、DAVLL 稳频法。另外还重点介绍了一种基于 Rb 泡玻璃表面反射的新稳频方法。第四章主要是一个激光光束准直扩束系统的设计,此外还有整个系统的一个初步的小型化研究。最后一章是总结与展望,对论文中所做的工作做了一个总结,并展望了下一阶段将做的工作。

1.6 论文的创新点

由前面的介绍可知，原子干涉仪有着重要的研究意义和应用前景。本论文是原子干涉仪实验研究中的一个组成部分。本文创新性的提出了一种新的简便的稳频方法——基于 Rb 样品池内表面反射的饱和吸收技术。另一方面，我自己设计的一些机械结构在实验过程中起到了重要的作用，如激光的扩束准直系统。这些设计有它的实用价值和独创性。

第二章 原子干涉仪原理及实验装置

2.1 激光与原子的相互作用——梯度力与散射力

辐射场和原子的相互作用,主要是考虑激光与原子相互作用能的梯度所产生的力,即

$$F = -\nabla U(\vec{r}, t), \quad (2.1)$$

式中 $U = -\vec{p} \cdot \vec{E}(\vec{r}, t)$ 是相互作用能, p 是在光场作用下原子产生的感生偶极矩。

辐射场按经典方式描述,即用半经典的方法可将原子在光场所受的力写为:

$$F = \langle p \nabla E \rangle = \langle p \rangle \langle \nabla_r E(R, t) \rangle. \quad (2.2)$$

现在先简单的考虑一个静止的二能级原子与光场相互作用。光场的电场可表示为如下形式:

$$E(\vec{R}, t) = E_0(\vec{R}) \cos[\omega t + \phi(\vec{R})] = E_0^+(\vec{R}) e^{-i\omega t} + E_0^-(\vec{R}) e^{i\omega t}. \quad (2.3)$$

将其代入式(2.2),在使用密度矩阵处理原子系统和用旋转波近似去掉高频项后,得到光学布洛赫方程组,求稳态解后可以得出原子在光场所受的力:

$$F = -\frac{\hbar \Omega^2 (\omega - \omega_a) \nabla \Omega / \Omega + \Gamma \nabla \phi / 2}{2 (\omega - \omega_a)^2 + (\Gamma/2)^2 + \Omega^2 / 2}, \quad (2.4)$$

其中 $\Omega = pE(\vec{R})/\hbar$ 为拉比频率, Γ 为原子上能级的弛豫速率, ω_a 为原子能级间的频率间隔。这个力可以分成两部分,分别正比于相位梯度和电场梯度:

$F_1 \propto \nabla \phi$, $F_2 \propto \nabla \Omega \propto \nabla E$, 它们分别被称为散射力和偶极力。接下来讨论一下它们各自的物理意义以及在冷原子实验中的应用。

先看正比于位相梯度的散射力 F_1 。在弱光强和能级有限寿命条件下原子系统的稳态跃迁概率为:

$$W_{12} = \frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega^2 / 2}{(\omega - \omega_a)^2 + \Gamma^2 / 2 + \Omega^2 / 2}. \quad (2.5)$$

考虑到 $\nabla\phi = -\vec{k}$ ，我们可以得到一个简单的形式：

$$\vec{F}_1 = -\frac{\hbar\Omega^2}{2} \frac{\Gamma\nabla\phi/2}{(\omega - \omega_a)^2 + (\Gamma/2)^2 + \Omega^2/2} = \hbar\vec{k}W_{12}, \quad (2.6)$$

其中 $\hbar\vec{k}$ 为单光子动量， W_{12} 是稳态跃迁概率，所以 F_1 表示的是单位时间内原子吸收的光子总动量，其方向与光子动量方向，即光的传播方向相同。当原子和光场相互作用时，它吸收的光子是沿一个方向的，然而原子跃迁到激发态后，再从激发态通过自发辐射返回到基态时所放出的光子却是各向等几率的，所以在原子与激光相互作用中，由于散射力的作用激光可以起到减少原子动量的效果。

由于在 F_1 的作用过程中，原子不停的通过吸收光子再进行自发辐射，这对于原子和初始的光场来说是一个耗散过程，所以文献上称这个力为散射力或耗散力或自发辐射力。利用 $\nabla\phi = -\vec{k}$ 将 F_1 写成如下形式：

$$\vec{F}_1 = \frac{\hbar\Gamma\vec{k}}{2} \frac{\Omega^2/2}{(\omega - \omega_a)^2 + (\Gamma/2)^2 + \Omega^2/2}. \quad (2.7)$$

从上式可以看到散射力 F_1 的大小与辐射场频率的关系呈洛仑兹线型，在共振频率 $\omega=\omega_a$ （即零失谐）处有最大值。另外由于拉比频率 Ω 的关系，可以知道散射力的大小与辐射场的功率有关，当辐射场较弱时， F_1 与辐射场的功率成正比（ $F_1 \propto E_0^2 \propto \Omega^2$ ），而辐射场较强时，会出现饱和现象，力随着电磁场强度增加的幅度会减弱。利用饱和参量 $s=2\Omega^2/\Gamma^2$ ，将上式化为：

$$\vec{F}_1 = \hbar\vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1 + s + (2\delta/\Gamma)^2}. \quad (2.8)$$

强场时，即当 $\delta \rightarrow 0$ ， $s \rightarrow \infty$ 时，上式有一个最大值：

$$F_{1\max} = (1/2)\hbar k\Gamma. \quad (2.9)$$

上式代表单位时间内一个原子因吸收光子可能产生的最大动量变化，它等于单光子动量与最大可能吸收光子数的乘积。 $\Gamma/2$ 就是单位时间内可能发生的最大吸收光子数。那么这个力对原子的最大加速度将是：

$$a_{\max} = (1/2m)\hbar k\Gamma \quad (2.10)$$

式中 m 为原子的质量。看一下本论文中所用到的 ^{87}Rb 原子，共振光波长 $\lambda \approx 780\text{nm}$ ， $k=1/\lambda$ ，上能级寿命 $\tau=1/\Gamma=26.24\text{ns}$ ，原子质量为 $87 \times 1.66 \times 10^{-27} = 1.44 \times 10^{-25}\text{kg}$ ，可

以算得:

$$a_{\max} = \frac{1.05 \times 10^{-34}}{2 \times 780 \times 10^{-9} \times 26.24 \times 10^{-9} \times 1.44 \times 10^{-25}} = 1.70 \times 10^4 \text{ m/s}^2, \quad (2.11)$$

而一般室温下 Rb 原子的速度在 $10^2 \text{ m/s}^2 \sim 10^3 \text{ m/s}^2$, 由此可见看出散射力实际上很大, 它足以使高速运动的原子在很短的时间内减速到零。另外, 梯度力比散射力还要大的多。

接着看第二项, 我们可以将它改写成如下形式:

$$\begin{aligned} \therefore \dots F_2 &= -\frac{\hbar\Omega^2}{2} \frac{(\omega - \omega_a)\nabla\Omega/\Omega}{(\omega - \omega_a)^2 + (\Gamma/2)^2 + \Omega^2/2} \\ &= -\frac{\hbar\delta}{4} \frac{\Omega^2}{\delta^2 + (\Gamma/2)^2 + \Omega^2/2} \frac{\nabla\Omega^2}{\Omega^2} \\ &= -\hbar\delta \frac{\nabla I}{I} \frac{W_{12}}{\Gamma} = -2\hbar(\omega - \omega_a) \frac{W_{12}}{\Gamma} \frac{\nabla E}{E_0}, \end{aligned} \quad (2.12)$$

其中 $\delta = \omega - \omega_a$ 为失谐量。从上式可以看出 F_2 与光强的相对梯度成正比, 因此文献中一般称其为梯度力或偶极力, 它的方向由辐射场的失谐量决定: 当辐射场为正失谐时 ($\delta = \omega - \omega_a > 0$, 即蓝失谐), 力的方向与光强梯度方向相反, 指向弱场方向; 而辐射场为负失谐时 ($\delta = \omega - \omega_a < 0$, 即红失谐), 力的方向与光场强度梯度方向相同, 指向强场方向。因此只有光场分布不均的光束 (如高斯光束) 才会产生这种力。这个力可以被写成一个势能的梯度, 因此它是一个保守力, 我们可以用频率负失谐的激光束做出一个偶极力处处向内的势阱, 用它来囚禁原子。

2.2 原子干涉仪的原理

首先简单地考虑一个二能级的原子, 设基态为 $|a\rangle$, $|b\rangle$ 是激发态, 初始状态为基态 $|a\rangle$, 并且能量为 0。另外还有一本征谐振子, 其频率为 ω_{LO} , 与原子从 $|a\rangle$ 态到 $|b\rangle$ 态的跃迁频率 ω_{ab} 相近。

然后该谐振子发射一个辐射脉冲并为原子所吸收, 这将使原子处在一个 a 态和 b 态的叠加态上

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|a\rangle + e^{i\omega_{ab}t}|b\rangle) \quad (2.13)$$

可以看到此时原子的内偶极算符开始以频率 ω_{ab} 振荡, 称这种脉冲为 $\pi/2$ 脉冲。 $\pi/2$

脉冲作用时，原子处在两个态的混合态上，各有 1/2 的概率。还有一种 π 脉冲，它的作用是使原子发生一个完整的跃迁，由 $|a\rangle$ 变换到态 $|b\rangle$ 。

在经过一段 T 时间的自由演化后，原子波函数频率从原来的 ω_{10} 变为 ω_{ab} ，这样就在波函数里引入了如下的一个相移：

$$\Delta\phi = \int_0^T (\omega_{10} - \omega_{ab}) dt \quad (2.14)$$

如果在这段时间 T 中原子和谐振子发出的辐射场有一个相对位移 Δz ，那么还需要考虑一个额外的相移：

$$\Delta\phi = k_{10} \cdot \Delta z \quad (2.15)$$

假定在此时对原子再作用一个 $\pi/2$ 脉冲谐振子，那原子的终态将会取决于这两个脉冲谐振子之间的相对位相。如果这两个谐振子是同相位的，那么原子将被完全转移到 $|b\rangle$ 态，而如果两谐振子刚好是差 π 相位，那原子将全部回到 $|a\rangle$ 态。而在 $|a\rangle$ 态或 $|b\rangle$ 态找到原子的几率将由相位差决定：

$$P_a = \frac{1}{2}(1 + \cos(\Delta\phi)) \quad (2.16)$$

可以看到上面这个几率的结果是取决于两谐振子之间的干涉，利用这个原理可以建立一个干涉仪。

再来看在 T 时间内自由演化带来的相移：

$$\Delta\phi = k_{10} \cdot \Delta z + \int_0^T (\omega_{10} - \omega_{ab}) dt \quad (2.17)$$

假设原子是沿着 z 方向竖直下落的，而谐振子的辐射场也是竖直方向的，那么可以看到上式中的标积 $k\Delta z \neq 0$ 。再进一步假设原子的跃迁频率是和谐振子的频率相同的。那么在重力场中该干涉仪的相位信号就变为 $\Delta\phi = k\Delta z = 1/2kgT^2$ ，刚好和重力加速度 g 成正比。这就是原子干涉仪测量重力的基本原理。

如前所述，第一个 $\pi/2$ 的 Raman 脉冲将会把初始处于 $|a\rangle$ 态中的原子布居数转移到 $|a\rangle$ 态和 $|b\rangle$ 态的叠加态上，因为原子和光的相互作用伴随着一个较大的动量转移，所以被转移到 b 态上原子的空间位置将和初始轨道分离，即 $|a\rangle$ 态和 $|b\rangle$ 态的原子在空间上也暂时分离开来。然后原子再经过一个 $\pi/2$ 脉冲的作用，实现两个能级状态的反转。此时再引入一个 $\pi/2$ 脉冲，使原先分开的波函数又将重新叠加在一起，从而使这两条不同传输路径决定的几率幅产生干涉。如上所述，总的干涉过程中就依次包含了 $\pi/2$ ， π ， $\pi/2$ 三个谐振脉冲，如图 2.1。而前一半时

间的相移和后一半时间相移之差就是干涉仪信号：

$$\begin{aligned}\Delta\varphi &= [\Delta\varphi(2T) - \Delta\varphi(T)] - [\Delta\varphi(T) - \Delta\varphi(0)] \\ &= \frac{1}{2}K_{\text{eff}}g[(2T)^2 - (T)^2] - [(T)^2 - (0)^2] \\ &= K_{\text{eff}}gT^2\end{aligned}\quad (2.18)$$

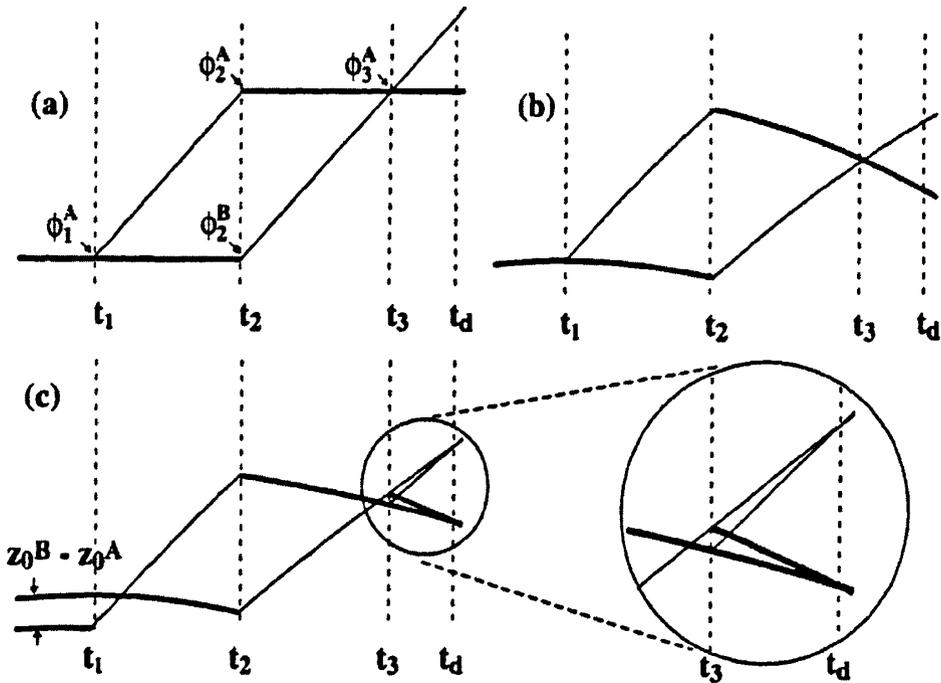


图 2.1 经典的干涉仪路径^[43]

图中 (a) 为无重力场影响时的线性路径，(b) 是在均匀重力场下的抛物线路径。在 t_3 时刻的原子经分束光脉冲作用后，两条路径完全重合形成干涉。(c) 是在有着线性梯度的重力场下的双曲线路径。 t_1 时间上初始位置的不同引起了时间 t_d 处的干涉。

2.3 实验装置

我们的实验装置主要由三部分构成，首先是一个超高真空的真空室，只有在超高真空中才可能实现冷原子的俘获。其次是磁场系统，要形成磁光阱必须要有磁阱，再考虑到杂散磁场和地磁场对冷原子测量的影响还必须要有个屏蔽磁场系统。最后是激光器和光路系统，这是冷原子实验的核心，而光路系统中最重要的则是激光频率的稳定性。下面分别介绍这三个系统：

2.3.1 真空系统

在激光冷却原子实验中，原子的相互碰撞对形成的冷原子团有重要的影响，气室的真空度高低直接决定了激光冷却和俘获原子的最终效果，因此实验必须要在一个高真空度的环境下进行。在常温下铷原子的饱和蒸气压约为 2.0×10^{-6} torr，当气室内真空度不够高时，气室内残留大量杂质气体（当气压低于 10^{-5} Pa，主要是 H_2O ， N_2 ， CO 和 H_2 等气体）。这些残留的杂质气体与铷原子之间的频繁碰撞，使激光对铷原子无法进行有效的冷却。同时磁光阱是一个动态平衡的过程，在其中的 Rb 原子不可避免地会与气室内较大速度的原子碰撞而跳出阱外。当真空度不够高，原子间的相互碰撞对磁光阱中冷原子团的影响大于磁光阱的俘获速率时，被捕获的铷原子只能在阱中停留极短的时间，从而大大限制了磁光阱所能捕获的原子数量和密度，甚至有可能形成不了冷原子团。

考虑一般的室温环境 300K，在标准大气压下的气体分子密度为 $2.47 \times 10^{19}/\text{cm}^3$ ，平均自由程约 6.7×10^{-6} cm，当气压降低到 10^{-7} Pa 的量级时，气体分子密度降为 $2.46 \times 10^7/\text{cm}^3$ ，平均自由程约达到 66 km。这是实验中所需要的气压，为了获得足够好的真空，必须对真空系统有足够的了解，并设计加工出一套符合要求的真空系统。

我们知道一个标准大气压是 1.013×10^5 Pa，一般说来，真空度按高低可划分为：粗真空 (>1330 Pa)，低真空 ($1330 \sim 0.13$ Pa)，高真空 ($0.13 \sim 1.3 \times 10^{-6}$ Pa) 和超高真空系统 ($<1.3 \times 10^{-6}$ Pa)。在本实验系统中，我们要求 10^{-7} Pa 以下的真空度，所以需要搭建一个超高真空系统。另外，由于精密测量需要一个清洁无污染的环境，所以不能用有油蒸气污染的有油真空系统。

根据以上的要求来设计真空系统：首先是真空室的设计，在主体材料上选用不锈钢，它在真空中的放气速率小于 10^{-8} torr.ltr/cm².sec，而且不锈钢也易于烘烤，在实验中的应用很方便；在观察窗口处选用了硬度较高并且放气率较低的石英玻璃，封口连接处使用的是钽丝；另外无论是金属加工还是连接法兰、真空阀门、抽气管道等，都是以 10^{-9} Pa 的真空系统为标准，对其进行焊接，清洁和预烘烤等处理。

在抽真空的过程中，我们采用机械分子泵和离子泵相结合的方法。机械分子泵实际上就是将一台机械泵和一台分子泵结合在一起，在实际运行的时候，先用

机械泵抽取,当到达极限时,机械泵停止工作,分子泵开始抽取,一直抽到 10^5Pa 或 10^6Pa 量级的时候停止。实验中所用机械分子泵是 Varian 公司的 TASK Turbo 的泵浦系统,型号为 V70LP。在机械分子泵工作结束后,使用离子泵进行进一步抽真空。在平时的实验中,离子泵也要保持工作状态以维持腔内的真空度,实验中要求腔内真空度达到 10^{-7} 量级,我们采用的是北京中科科仪公司的型号为 ZLD-400C 的离子泵。

当第一次抽真空时,要对真空室的器壁进行烘烤,烘烤温度在 $100^\circ\text{C}\sim 200^\circ\text{C}$ 之间,烘烤时间为 10 个小时左右。这样附着在器壁上的空气分子才会充分脱离,并被各级真空泵抽走。经过烘烤可以让真空系统达到最好的状态,它能增大原子的平均自由程,减小原子间的碰撞几率,从而使磁光阱对原子进行冷却和捕获效率提高。

在获得超高真空后,下一步是加载 ^{87}Rb 原子。首先压碎装有 ^{87}Rb 的玻璃泡,再打开连接气体样品和 MOT 气室之间的阀门。由于 Rb 池和真空腔之间有一定距离,当温度较低时,升华出的少量 ^{87}Rb 原子容易附着在真空室内表面,难以到达气室,可以通过适当加热 ^{87}Rb 池来解决这一问题。加热后金属 ^{87}Rb 液化,大量 ^{87}Rb 原子蒸发出来,十几分钟后,用适当波长的激光束照射气室,可以看到较强的荧光轨迹,这就说明真空腔内已经有着足够的 ^{87}Rb 原子蒸气,此时背景真空在 $10^{-7}\text{Pa}\sim 10^{-8}\text{Pa}$ 量级。

2.3.2 中性原子的原子阱与磁光阱

在对原子进行冷却之后,为了俘获原子并进一步控制它,必须利用各种各样的势阱将原子俘获在一个有限的空间中。可以说势阱是冷原子的“容器”,它可以保存冷原子,有了势阱可以更好得研究冷原子的性质或者做进一步的深度冷却。历史上曾经出现过很多不同的势阱,主要有磁阱、光阱和磁光阱。

先来看一下静磁阱,当一个具有磁矩的原子在静磁场中会受到磁场力的作用,磁偶极子和外场的经典作用能 U 可以写为:

$$U = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -\mu B \cos \theta, \quad (2.19)$$

其中 θ 为原子磁矩和磁场方向的夹角,从量子力学上来看,这就是磁场中原子能级的能量:

$$E(m_F) = g\mu_B m_F B, \quad (2.20)$$

这里 g 为朗德因子, m_F 为总角动量 F 在磁场方向上的量子数, μ_B 是玻尔磁子。而 m_F/F 就相当于经典情况下的 $\cos\theta$, 由于这个势能引起的内向力为:

$$F = -\nabla U = \nabla[\vec{\mu} \cdot \vec{B}(r)], \quad (2.21)$$

它和原子能级有关, 由于不同能级的磁矩大小和方向可能不同。可以看到磁场强度必须随着空间变化才能产生随之改变的势能和力, 从而形成磁阱。

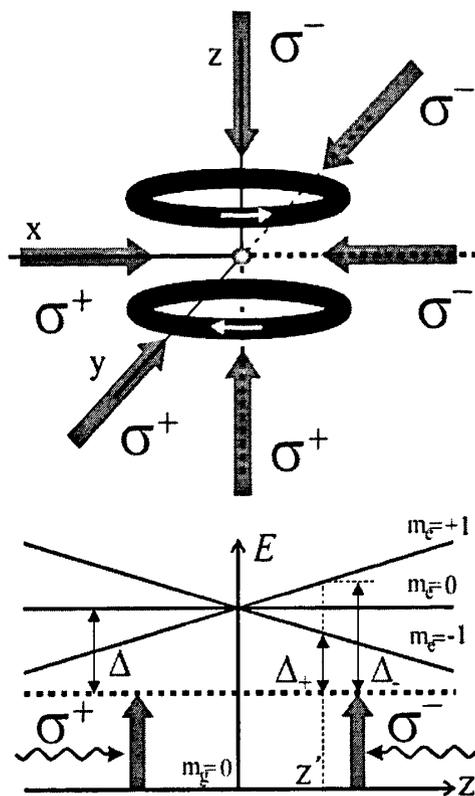
在前面讲到光和原子的相互作用时, 提到过可以利用振幅梯度形成的偶极力来形成光阱束缚原子。根据偶极力公式可以得到偶极力势阱的形式:

$$U(r) = \frac{\hbar\delta}{2} \ln\left(1 + \frac{I(r)/I_s}{1 + (2\delta/\Gamma)^2}\right), \quad (2.22)$$

这与光强以及失谐量有关。两束完全相同的红失谐聚焦高斯光束对射形成的势阱, 两束激光的焦点错开, 当相交的中心取在光束宽度为四倍束腰半径 ($4w_0$) 时, 可以获得最大的束缚力。但是红失谐的光偶极阱要将原子俘获在光强最强处, 所以具有对原子的加热作用, 并且引起的光位移效应会对冷原子的实验有干扰。

如前所述, 光阱和磁阱都有着各自的缺点, 所以科学家利用磁阱和激光的散射力组成了磁光阱 (MOT, Magnetic Optical Trap), 这是目前在实验上应用最广也最为重要的一种原子阱, 它可以直接从常温气室中俘获原子。势阱既起到俘获原子的作用, 又起到囚禁原子的作用, 我们在实验中也采用了这种势阱。

在磁光阱中, 原子在外加磁场中会发生能级的塞曼分裂。由反亥姆霍兹线圈产生的空间不均匀磁场使原子的能级产生随空间位置变化的塞曼分裂, 原子跃迁不仅与光场光强有关, 还与原子所在的位置有关。

图 2.2 磁光阱原理图^[44]

磁光阱是磁阱与光阱的结合，为了说明它的原理，可以看图 2.2。假设基态总角动量 $J_g=0$ ，激发态 $J_e=1$ 。因为 Zeeman 效应，在磁场中激发态三个简并的磁子能级 ($m_e=0, m_e=\pm 1$) 发生分裂，但是由于磁场在空间中是呈梯度分布的，所以塞曼能级的位移也随着空间中磁场强度的变化而变化，原子的跃迁频率变化如下式：

$$\hbar\Delta\omega = \Delta E = g_J\mu_B m_e B = g_J\mu_B m_e A z \quad (2.23)$$

可以看到 $m_e=1$ 的能级沿着 z 轴正向线性增大，而 $m_e=-1$ 的能级则是线性减小。如图有两束偏振分别为 σ^- 和 σ^+ 的激光从磁场的两边对射，而且激光频率对 $m_e=0$ 能级的跃迁是负失谐的。由于失谐量对于不同子能级是不一样的，那么在 $z<0$ 的区域，原子将更多得与 σ^+ 的激光作用而跃迁到 $m_e=1$ 的能态上，而在 $z>0$ 的区域中，原子将主要与 σ^- 激光作用而跃迁到 $m_e=-1$ 的态上。由于散射力的作用，所有原子都将受到指向坐标原点的作用力，而且由于原子能级分裂的大小也随着坐标趋向原点而变小，因此激光与原子的失谐量也随之变小，所以越接近原点原子所受的力也越小，这和抛物线阱中原子的受力相似。对于空间其他两个

方向也可以实现类似的作用，以此可以实现三维的激光俘获。

要实现上述的三维俘获，需要的磁场是一对反亥姆霍兹线圈。反亥姆霍兹线圈形成的磁场是中心为零，向四周作线性增长，然后再在空间三个正交方向各用一对频率相同而圆偏振方向相反的激光射向磁场零点，这就可以俘获住速度低于一定值的原子。在磁光阱中，俘获原子的力主要由激光的散射力提供，而反亥姆霍兹线圈产生的四极型磁场则给激光辐射力形成势阱提供了一个必要的环境。

在实际的情况中，原子的上下能级角动量可能都不等于零，所以要将 2.21 式中的磁矩 μ 改写为有效磁矩 $\mu' = (g_c m_c - g_g m_g) \mu_B$ ，而在磁光阱中的光学散射力可以写为：

$$F_{\pm}(z) = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega^2/2}{\delta_{\pm}^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4}, \quad (2.24)$$

式中的正负号对应于正向和反向的激光束，而且这两束光的多普勒频移和塞曼频移大小相等、符号相反，而激光失谐量是随着位置的变化而变化的：

$$\delta_{\pm}(v, z) = \delta \mp \vec{k} \cdot \vec{v} \pm \mu' A z / \hbar \quad (2.25)$$

对一维情况而言，原子所受总散射力为 $\mathbf{F} = \mathbf{F}_+ + \mathbf{F}_-$ 。

当原子被俘获住时（即速度和位移都很小），可对原子所受的总散射力按 \mathbf{v} 和 \mathbf{r} 展开，略去高次项后有：

$$\mathbf{F}(\mathbf{v}, \mathbf{r}) = -\alpha \mathbf{v} - \kappa \mathbf{r}, \quad (2.26)$$

其中 α 为阻尼系数：

$$\alpha = \frac{\hbar k^2 \Gamma \Omega^2}{(\delta^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4)^2} (-\delta) \quad (2.27)$$

第二项为原子在势能场中所受的弹性恢复力， κ 为弹性系数：

$$\kappa = \frac{k \Gamma \Omega^2 \delta}{(\delta^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4)^2} \mu' A = \frac{\mu' A}{\hbar k} \alpha \quad (2.28)$$

可以看到它和阻尼系数以及磁场梯度都成正比。这两个系数取决于原子、光场和磁场的特性。

由于地磁场，以及实验室中存在各种仪器的剩余磁场，这些磁场对实验中冷却捕获冷原子团有很大的影响，所以我们在磁光阱周围加了一个地磁补偿线圈，来中和磁光阱中心区其他无用磁场的效果。我们实验中的磁光阱如下图：

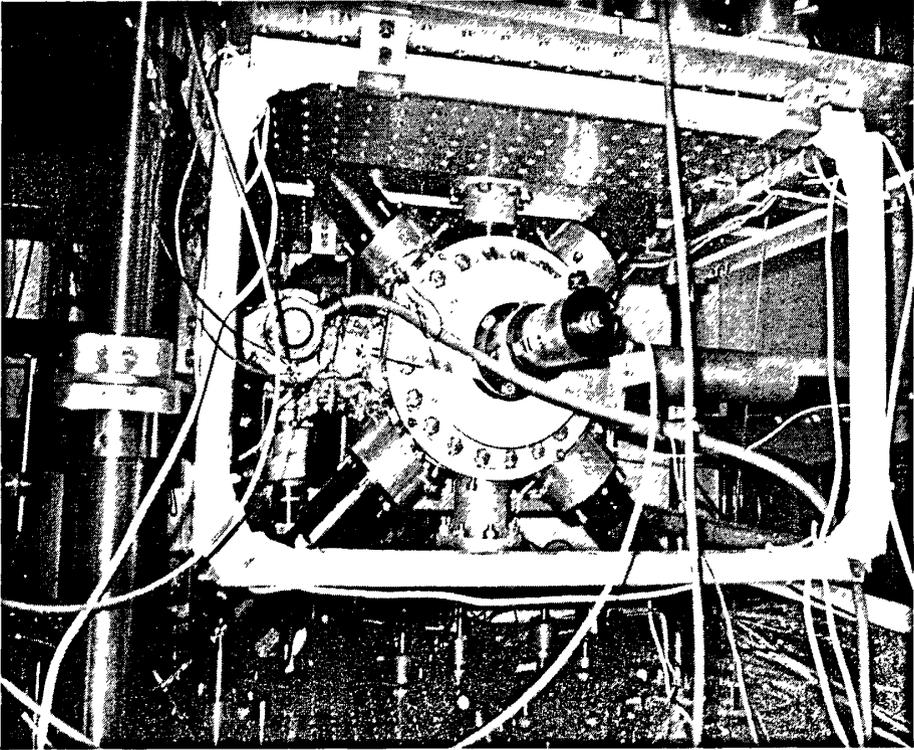


图 2.3 磁光阱实物图

磁光阱结构简单,对磁场梯度和激光功率都没有特别严格的要求,而且可以非常有效的冷却和俘获原子。实验中我们就利用磁光阱成功的俘获了 ^{87}Rb 原子团,图 2.4 是我们用 CCD 观察到的冷原子团。

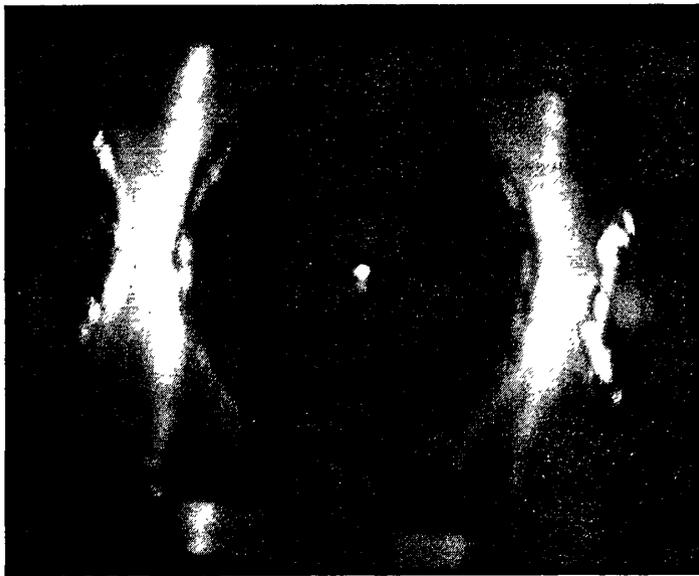


图 2.4 冷原子捕获图

2.3.3 光路系统

在实验中，我们用到的还有一大块核心内容就是激光器和光路系统，激光频率的稳定直接决定了我们实验的成败。我们对激光器的频率稳定性要求很高，不管是频率的短期抖动还是长期漂移，我们都要求他要小于原子谱线的自然线宽。

冷却和俘获 Rb 原子需要六路垂直对射的冷却光和一路 Repumping 光，它们分别锁定在 Rb 原子 $F=2 \rightarrow F'=3$ 和 $F=1 \rightarrow F'=2$ 的跃迁线上。其中 Repumping 光的作用是把通过自发辐射落到 $F=1$ 态上而不和冷却光作用的原子重新泵浦回上能级，自发辐射后可以继续被冷却光作用。图 2.5 和 2.6 是我们实验中的总光路的框图和示意图。

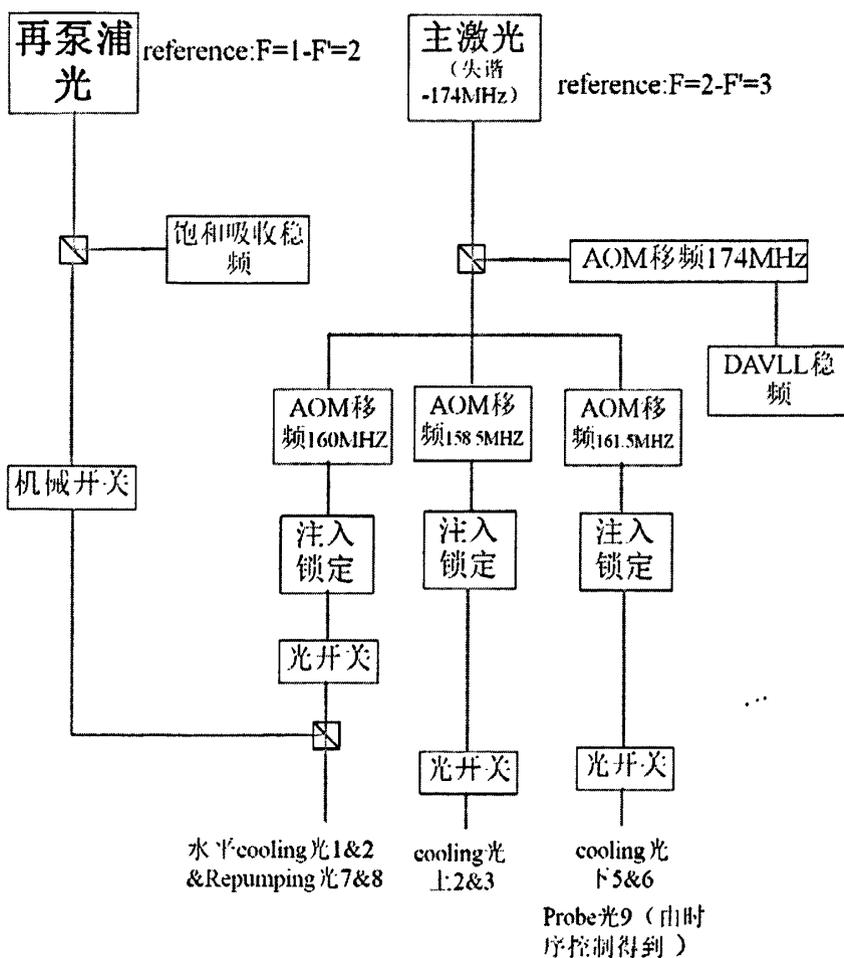


图 2.5 实验主要光路框图

存在，使得谱线的宽度远超过 6MHz。这些加宽机制中最主要，影响最大的是多普勒加宽，常温下 Rb 原子的多普勒线宽是 512MHz。

表 2.1 Rb 原子的信息^[46]

自然线宽	$2\pi * 6.065 \text{ MHz}$
多普勒加宽	$2\pi * 511.7 \text{ MHz}$
多普勒温度	146 μK
多普勒速度	117.9 mm/s
反冲温度	362 nK
反冲速度	5.88 mm/s
饱和光强	1.67 mW/cm ²

在激光冷却原子的实验中，原子是处在无规则的运动之中，这就会给原子与激光的相互作用带来多普勒效应。运动着的原子感受到的激光频率与激光的实际频率有差异，而且不同原子的多普勒频移各不相同，从而造成了原子的共振频率有个分布，这就是多普勒加宽。

由式 (2.7) 可知，散射力是随着激光频率变化而变化的，是带有共振性质的。由于原子运动产生的多普勒效应，原子受到的散射力与原子的速度密切相关。在原子冷却过程中，原子的速度不断降低，原子的共振频率发生变化，为了维持有效的减速，激光频率也要跟着变化。

实验中，我们在多普勒冷却阶段是采用激光频率红失谐来补偿多普勒频移的，在偏振梯度冷却阶段采用的是定点跳频的方法来补偿多普勒频移，也有用过自制的 DDS 来实现连续扫频来补偿多普勒频移。

2.4.2 克服光抽运

假设系统有三个能级，其中两个为基态能级 a 和 b，另一个是激发态能级 c，如图 2.7 所示。利用一束与 a 能级共振的激光照射原子，那么 a 能级上的原子就会吸收光子而被激发到 c 能级。原子从 c 能级自发辐射回到基态时，会有一定的概率分别到达能级 a 和 b。到达 a 能级的原子又被重新激发到 c 能级，这样原子就会慢慢在 b 能级积累，也就是说原子从 a 能级被抽运到 b 能级，这就是光抽运

现象。

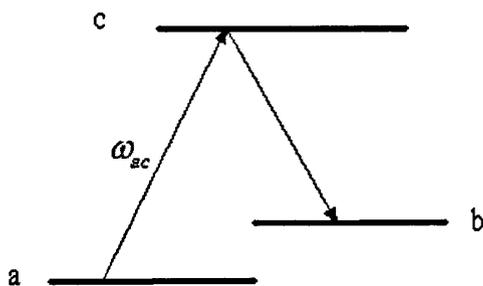


图 2.7 光抽运过程示意图

原子在有磁场的情况下，基态会出现超精细结构，那么原子从激发态回到基态时会落到其他能级，从而不与激光在发生相互作用，即光抽运到暗态上，减速过程就会停止。

为解决这一问题，我们实验中是利用圆偏振光和磁场的配合对原子的磁量子数进行选择。当一弱磁场恒定地施加于光传播方向上时，有满足 Rb 原子 $F=2 \rightarrow F'=3$ 的 $\sigma+$ 偏振光作用于原子上，根据选择定则，原子跃迁的磁量子数变化为 $\Delta m_F=1$ ，若原子的初始能级为 $F=2$ ， $m_F=2$ ，则只能跃迁到 $F'=3$ ， $m_F=3$ 的上能级中，而从激发态回来时，有选择定则为 $\Delta m_F=\pm 1, 0$ ，这样它们只能落回原来能级，这就是所谓的循环跃迁^[45]。然而实际上圆偏振光的偏振度并不是很纯粹的，因此原子还是有可能落到其他塞曼子能级而终止减速过程。实验中我们采用的是另外用一束激光，让它和基态的另一个超精细能级的跃迁共振，比如对于 Rb 原子我们就是利用了 $F=1 \rightarrow F'=2$ 的跃迁频率。这样就算原子自发辐射到了 $F=1$ 态，也会因为这束光的作用重新被泵浦到上能级，再根据 $\Delta F=0, \pm 1$ 的跃迁定则有一定几率自发辐射回到 $F=2$ 上从而再和减速光作用，一般可以称其为再泵浦光，这束光在实际工作是不能缺少的。

第三章 激光器稳频研究

实验中，我们用到的是 Rb 原子，其自然线宽是 6MHz。一个自由运转的外腔半导体激光器，它的频率漂移每天达几个 GHz 的量级，这显然远不能满足冷原子实验的要求，所以对激光器进行稳频是必不可少的^[47]。本章先介绍在实验中用到的两种传统的稳频方法，以及一些实验数据，但是更多的篇幅我会介绍我们在实验中提出的一种稳频的新方法，它是在传统的方法上进行改进，使用的器件少、结构简单。下面，我主要介绍在激光器稳频方面的研究。

3.1 饱和吸收稳频

饱和吸收法是将部分输出光锁定在 Rb 原子的 D2 线上，将其转化为电反馈信号通过反馈回路加载到激光电流和反馈光栅的压电陶瓷(PZT)电压上，达到稳定激光频率的目的。

饱和吸收的原理是这样的：激光波长被调谐到原子跃迁 $E_g \rightarrow E_k$ 上时，基态 E_g 上的原子将吸收激光光子跃迁到激发态 E_k 。随着激光强度的增大，激发态上的原子数增多，但当激光强度增大到激发态饱和时，上能级的原子数目与下能级基本相等，达到平衡状态，基态上的原子不再因吸收光子跃迁到激发态而减少。谱线的 Doppler 加宽主要是由于各种不同速度原子的吸收和发射的大量谱线的集合。因此，当光场与原子作用时，只能与和它谐振的那部分原子相互作用。如果此时光场是由反向传播的两束光组成，激光束在两个相反方向上将同时和轴向速度为零的原子相互作用，原子被强泵浦光束激励达到饱和吸收状态，即近一半的原子被泵浦光激励到激发态，在此处探测光束几乎没有被原子吸收就通过了气体吸收室，因此在探测光强度和频率的关系曲线上，在 $\omega = \omega_0$ （即跃迁频率）处消除了多普勒加宽的影响，出现了狭窄的尖峰，大大提高了激光的频率稳定度。从而可以得到无 Doppler 加宽的饱和吸收光谱。

图 3.1 是实验中我们得到的 Rb 原子 D2 线的谱线。由于 Rb 原子有 ^{85}Rb 和 ^{87}Rb 两种同位素，图 3.1 中中间 2 个大的吸收峰是 ^{85}Rb 的谱线，实验中对我们

有用的是靠近两边的两个小峰，它是 ^{87}Rb 原子的谱线信号。每个大峰都能看到精细结构，它里面有 6 个小峰，其中 3 个是对应能级跃迁峰，另外 3 个峰是交叉跃迁造成的。

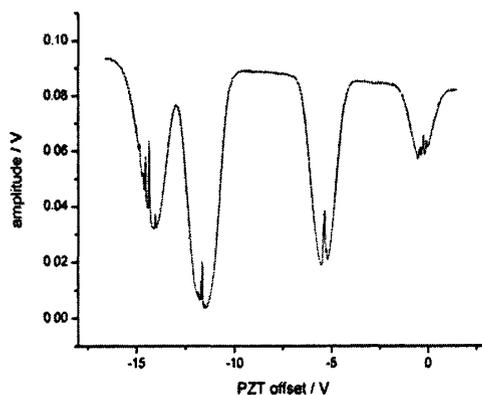


图 3.1 Rb^{87} 和 Rb^{85} 原子的谱线图

在光传播方向上，有一定速度的原子对光有一个多普勒频移，如果探测光和再泵浦光是相对传播的，那么在原子的参照系里，他们的频率会在相反的方向上有着等量的多普勒频移，如果这个频率刚好是两个跃迁频率和的一半，那么有着适当速度的原子机会同时吸收两边的光子，形成所谓的交叉跃迁 (Cross-over)，简称CO，如上图，三个跃迁谱线对应三个峰值，他们两两之间各有一个交叉跃迁，所以我们可以看到6个峰。当激光频率正好扫到某两对超精细能级的共振频率中间时，根据Doppler效应，对于探测光路径上一群特定速度分量（设该速度分量方向与探测光传播方向相同）的原子，感受到迎面而来的泵浦光频率正好升高到对应的上能级能量较高的那对超精细能级的共振频率，同时这群原子感受到从背面而来的探测光频率正好降低到对应的上能级能量较低的那对超精细能级的共振频率，在泵浦光的作用下这群原子在基态的数目减少，其结果导致对探测光的吸收减少，谱线呈现出吸收减弱的尖峰；在探测光路径上速度分量与上述速度分量大小相等而方向相反的另外一群原子，探测光与泵浦光的情形与上述对调，但结果相同。这就是交叉峰形成的原因。

实验中，传统的饱和吸收光路是由激光器、2 个全反射镜、PBS、原子样品池和光电探头组成三角形光路的设置（如图 3.2）。其中，探测光透过样品池后射入光电探测器，抽运光经过 2 个全反射镜的反射，与探测光相向传播地通过样品

池，调节两个全反镜使抽运光和探测光在光路上尽可能的重叠。半波片和 PBS 起到调整抽运光和探测光功率的作用，实验中抽运光强度较大，使原子形成饱和和吸收，从而探测光在若干个共振频率上不被吸收，被光电探测器接收后，就可以探测得一系列消除了多普勒加宽的洛伦兹线型的窄吸收峰。

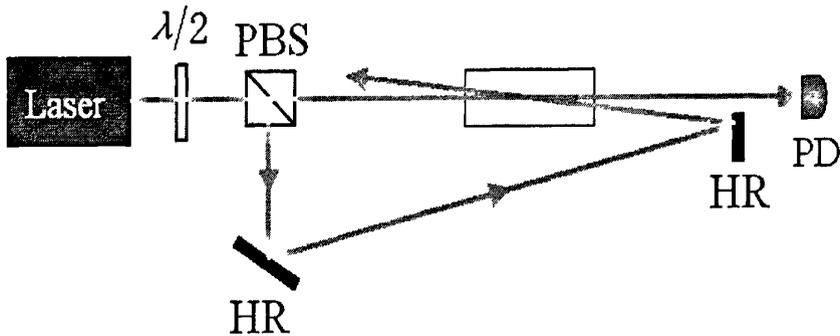


图 3.2 饱和吸收原理图

图 3.3 是我们实验中的光路实物图，图 3.4 是我们在示波器上观察到的冷却光的饱和吸收谱线，我们可以将激光器频率锁定在其中一个较大的峰上。

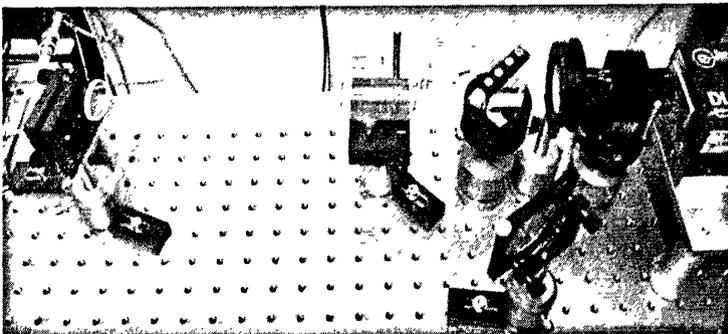


图 3.3 饱和吸收实物图

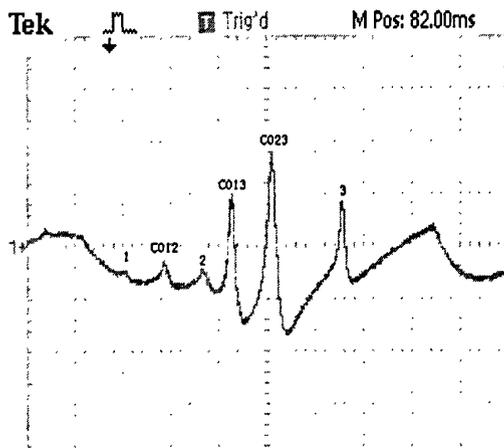


图 3.4 饱和吸收在示波器上得到的谱线

上面这种光路比较复杂，占用空间较大，后来有人在此基础上提出了另外一

种近似直线型光路的饱和吸收谱技术，所用到的原理是一样的，只是在光路设计上做出了改进，有效的节省了空间。它的原理图如图 3.5，在样品池后面设置一个 $1/4$ 玻片和一个反射率约为 20% 的部分反射镜。入射的激光包括抽运光和探测光两部分，经过部分反射镜反射的为探测光，探测光由于两次经过 $1/4$ 玻片从而其偏振态与抽运光的偏振态正交，回到样品池上游的 PBS 时被 90° 反射到光电探测器，形成饱和吸收谱。

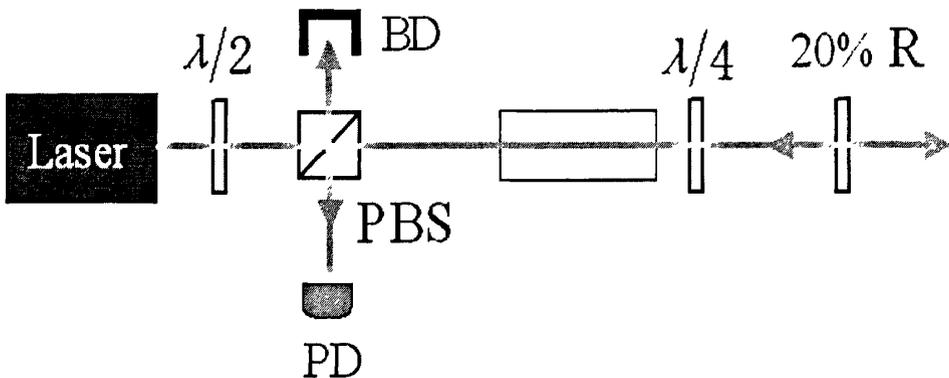


图 3.5 直线型饱和吸收原理图

这种直线型光路的饱和吸收与传统的三角形饱和吸收相比，得到的谱线效果也不相上下，但是结构更为简洁，占用的空间很小，可以用在集成化饱和吸收模块上。在具体的实验中，我们一般搭的都是三角形的饱和吸收光路，因为实验中没有空间的限制，只要效果好就行，还有就是三角形的饱和吸收光路通过调节 2 个反射镜能使探测光和再泵浦光重合的更好些。

3.2 DAVLL 稳频法

饱和吸收稳频的方法简单、实用，但是这种方法有一个缺点就是容易失锁。为此，接下来我们介绍另一种方法，叫 DAVLL，它把原子在磁场作用下的 Zeeman 效应和饱和吸收法相结合^[48]，可以很好的克服这一问题。

当有弱磁场存在时，原子 Zeeman 能级的吸收谱线会发生分裂，如图 3.6(a) 所示。当外加磁场为零时($B=0$)，同一能级的磁子能级是简并的，左、右旋圆偏振光的吸收光谱是重合的如图 a。当外加磁场不为零时($B \neq 0$)，由于在 σ^+ 光和 σ^- 光激发下的原子跃迁选择定则分别为 $\Delta m_F = +1$ 和 $\Delta m_F = -1$ ，所以两路信号的吸收峰相对 $B=0$ 时的吸收峰频率有一个频移量，左旋圆偏振光(σ^-)的吸收谱线红移如

图 b, 右旋圆偏振光(σ^+)的吸收谱线蓝移如图 c。将这两个信号相减得到关于原子共振吸收谱线的微分信号^[49]。由于 Zeeman 效应, 饱和吸收光谱中的 σ^+ 与 σ^- 分量偏移方向相反, 频移量相同。若将 b 与 c 信号相减, 可得如图 (b) 所示的类色散曲线信号。图中的原点即为谱线的中心频率处, 将此信号反馈回激光器我们就可以将激光输出频率锁定在原子的精细谱线上。

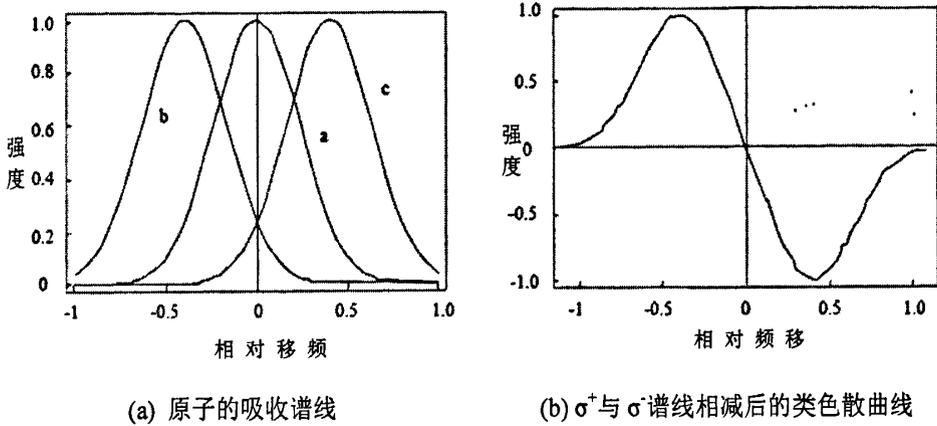


图 3.6 DAVLL 原理图^[50]

DAVLL 稳频实验装置图如图 3.7 所示, 图 3.8 是实验中的实物图。激光器用的是 DLpro 外腔半导体激光器, 从激光器输出的光先通过光隔离器, 以消除光反馈对激光器模式的影响。PBS 是偏振分束器, 通过旋转 PBS 前面的 1/2 波片可以调节通过偏振分束器两侧的光强, 激光通过 1/4 波片就会由线偏光变为圆偏光; 激光经过偏振分束棱镜分成两束, 一束用作探测光, 另一束用作再泵浦光。再泵浦光经过两个反射镜的反射射入放置在通电螺线管内的 Rb 泡中。探测光通过 Rb 泡, 经过 $\lambda/4$ 波片由线偏光变为圆偏光, 再通过 PBS 将探测光中的 σ^+ 与 σ^- 偏振分量分离开来, 用光电管分别探测, 再经过减法器将这两个信号相减得到类色散曲线, 再经过比例积分微分放大电路将误差信号反馈到激光器光栅外腔压电陶瓷(PZT)的控制电压上, 实现稳频。这种稳频的方法消除了 Doppler 加宽对谱线的影响, 能将激光器稳定在 Rb 原子超精细结构的饱和吸收峰值上, 且有较宽的信号范围。它与饱和吸收稳频相比, 不受激光功率波动的影响, 不易失锁^[50]。

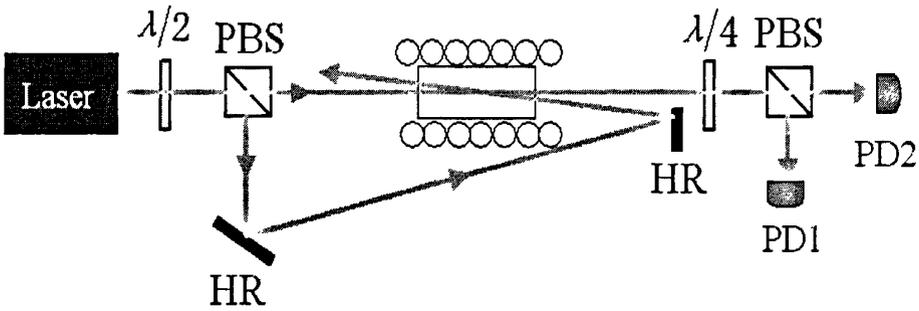


图 3.7 DAVLL 稳频实验装置图

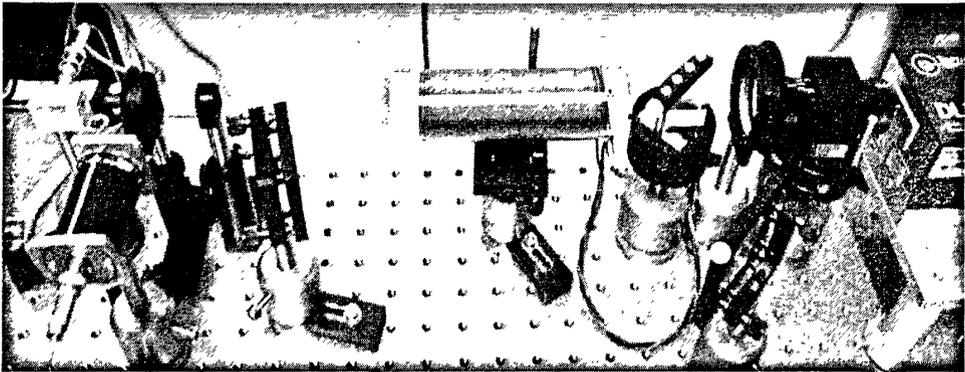


图 3.8 DAVLL 实物图

图 3.9 是两台通过 DAVLL 锁频的激光器的拍频效果图从图中可以看出，拍频后的频率半峰宽度小于 2MHz，所以一台激光器的频率大概在 1MHz 左右，达到了我们的实验需求。

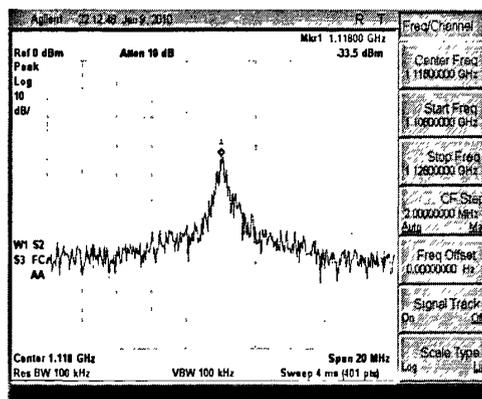


图 3.9 两台 DAVLL 锁频激光器的拍频图

对于我们实验室中用到的部分 TOPTICA DL pro 780 系列激光器，它的参数如表 3.1。我们实验室也自己设计加工外腔半导体激光器（见附录），它也用了实验光路中。

表 3.1 外腔半导体激光器的参数

TOPTICA DL pro 780	
中心波长	780.2 nm
可调谐范围	765-790 nm
工作温度	20 °C
阈值电流	28 mA
最大功率	81.8 mW
最大电流	154 mA
跳模自由调节范围	20 GHz
调制频率	20 MHz
温度稳定度	< 10 mK
电流稳定度	< 0.1 mA
最小线宽	1 MHz

3.3 基于样品池表面反射的饱和吸收谱技术

在实验中，我们发现玻璃 Rb 泡的两个端面会反射激光。在这个基础上，我们提出了一种相比传统三角形光路的饱和吸收谱方法更为简洁的新的饱和吸收谱稳频方法。它利用了 Rb 原子气体样品池表面的部分反射特性，使光路简化为一条直线型，还不需要全反射镜，激光束直射穿过原子气体样品池后直接探测。我们分析了由该方法得到的谱线半高宽和信噪比，并与传统方法作了对比，发现半高宽一致，信噪比也基本一致。用这种方法得到了内调制误差信号和内调制稳频效果。在最后我们提出了进一步优化的几点建议：一是将原子气体样品池的前后表面镀膜，设计成特定的反射率，改善探测光和泵浦光的光强比，则可以进一步优化谱线信号，提高稳频的性能；二是在 Rb 泡前放一个半透半反镜，或是将 Rb 泡前表面设计成斜面，这样探测光就可以和功率较大的再泵浦光在光路上分开，使光电管探测到的信号不至于饱和。

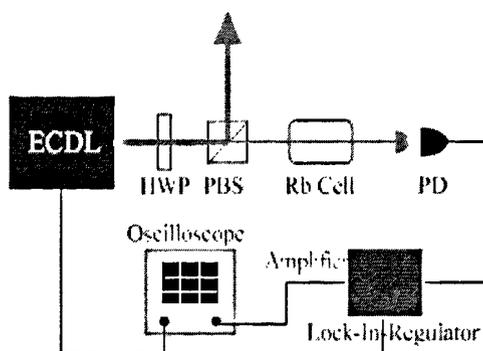


图 3.10 直射型光路饱和吸收稳频系统的实验装置图

图 3.10 是实验装置图，激光在样品池内经过 2 次内表面反射后射入光电探测器，转化为电信号后进入锁频模块，并由示波器监控饱和吸收谱线和误差信号。由于这种饱和吸收技术利用了样品池的表面反射性，从而节省了对厚玻璃块和全反射镜的需求。这样做有利于实现半导体激光器的稳频系统的小型化和集成化，增加它的可移动性。

3.3.1 形成机制

这种新的饱和吸收的形成机制是这样的：当激光束射向样品池，其后内表面和前内表面对激光束先后产生 2 次部分反射，其中后内表面的部分反射为第一次反射，使得入射激光与第一次反射激光在原子气体样品池中发生重叠，从而产生原子气体样品对激光的饱和吸收；第一次反射激光在前内表面的部分反射为第二次反射，第二次反射激光带有部分的饱和吸收谱信息，与直接透过原子样品池的激光一起射入光电探测器，得到饱和吸收谱线。图 3.11 是新饱和吸收谱的形成机制原理图。实验测得，Rb 池表面反射率 $R_1=R_2=6.4\%$ 。探测光与抽运光功率比值为 $R_2=6.4\%$ ，其中，占整个光谱的 $R_1(1-R_2)=6\%$ 的信号进入 PD 和信号放大模块。图 3.12 是这种新的直线型饱和吸收技术的实物光路图。

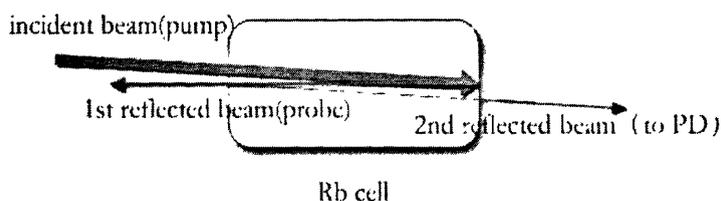


图 3.11 新饱和吸收谱的形成机制

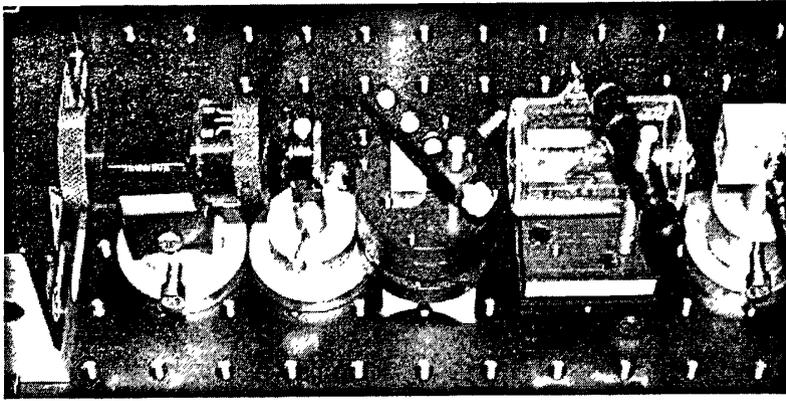


图 3.12 新饱和吸收稳频的实物图

图 3.13 是用我们提出的这种方法得到的谱线图，图中的几个小峰是 ^{87}Rb 的 D2 线中 $F=2$ 和 $F'=1, 2, 3$ 超精细能级之间的跃迁线。

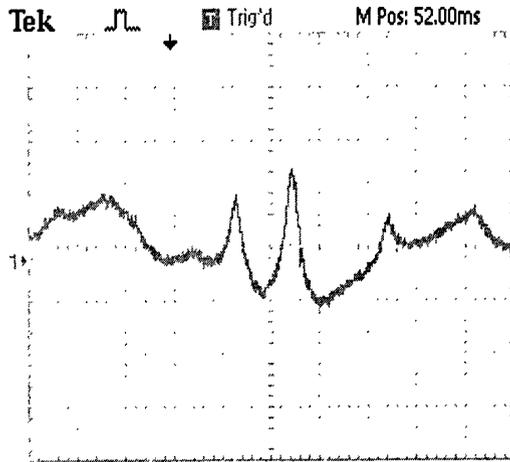


图 3.13 基于 Rb 泡端面反射的直射型光路饱和吸收谱线

图 3.14 是它与传统的三角形饱和吸收信号的比较，其中黄色谱线是直射型光路饱和吸收的谱线，灰色图形是三角形光路饱和吸收谱线。两者在信噪比和谱线形状上有一定的区别，但是这几个吸收峰是基本一致的。

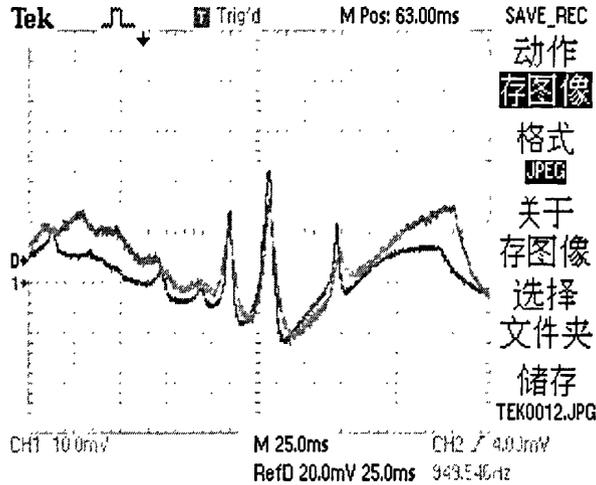


图 3.14 两种谱线的对比

图 3.15 是新的直射型光路饱和吸收谱得到的误差信号，(a)图中下面的黄色谱线是被调制的饱和吸收信号，上面的红色信号则是经过乘法器得到的误差信号。图(b)的信号是通过内调制直射型饱和吸收谱得到的误差信号，它的每个斜坡过零点对应相应的饱和吸收谱的一个小峰的峰顶。中间最大的斜坡是我们需要的，在一定调制信号参数下，其幅值达到 40mV，足够满足对锁频稳定性的需要。通过两台同样方式锁频的激光器拍频得知，用该误差信号的稳频宽度在~2MHz 的量级(1.8MHz)。

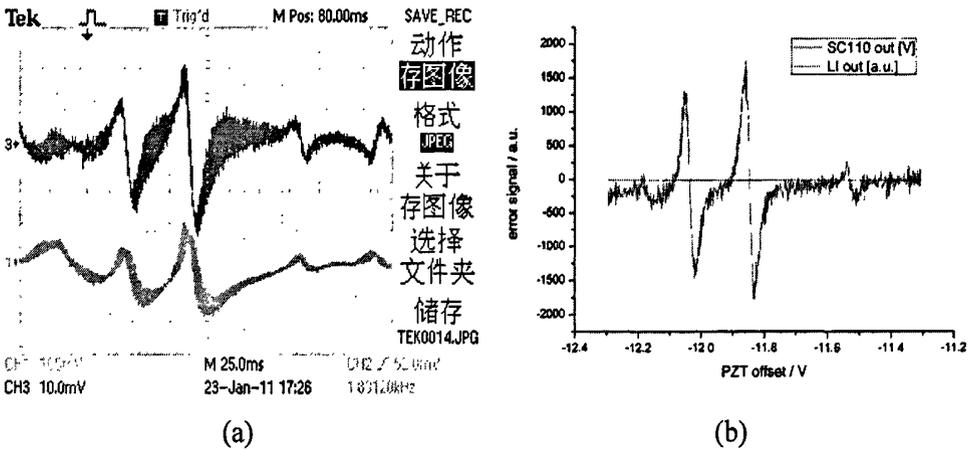


图 3.15 误差信号

3.3.2 温度对谱线的影响

在很多文献中都有提到改变 Rb 泡的温度，可以得到更好的谱线^[51-52]。图 3.16 是我们改变温度得到的冷却光谱线，可以很明显的看出温度越高，谱线更光滑，

信噪比更高。温度是影响原子谱线很重要的一个因素。

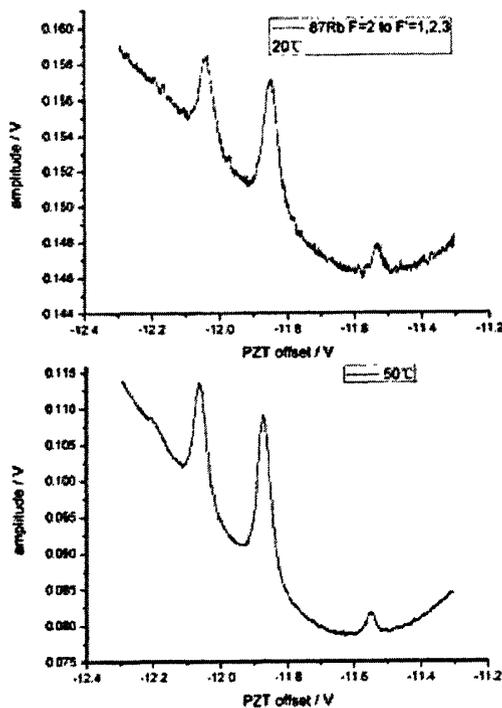
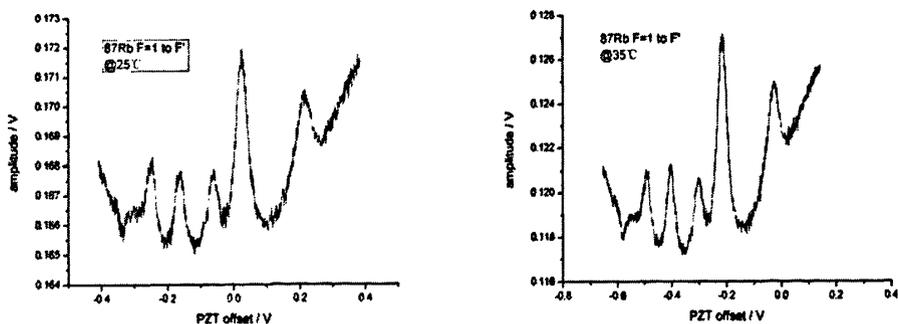


图 3.16 Rb 池内温度对冷却光谱线的影响

Rb 池的压强随温度变化而变化，饱和吸收谱的线宽又受到 Rb 池压强的影响，表现为碰撞加宽或压力加宽。温度越高，压强越大，碰撞加宽也越大。但是，适当提高温度，可以增加激光与样品原子相互作用的几率，从而提高饱和吸收峰的强度（幅值）和谱线信噪比。因此一个一定的温度值需要被确定，在该温度下饱和吸收峰的幅值、信噪比和线宽达到满足需求的最佳平衡点。我们在实验中通过加热带和温控系统来控制 Rb 池的温度，从 20°C 到 60°C 的每隔 5°C 测量一次，尝试了 9 个温度值，找到了这个最佳平衡点的经验值约为 55°C。下图是冷却光谱线随 Rb 泡温度变化的情况：



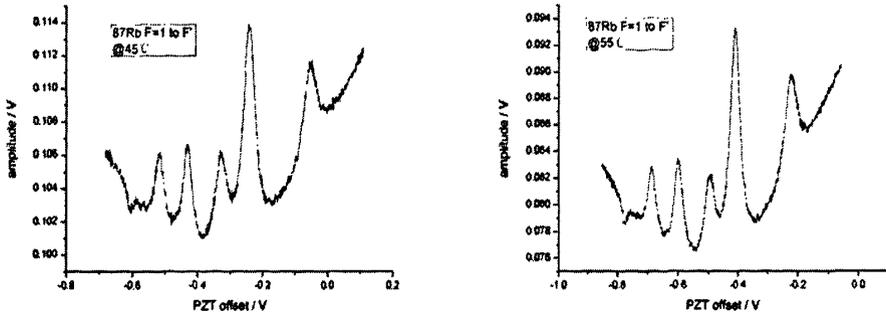


图 3.17 Rb 泡温度对再泵浦光谱线的影响

3.3.3 以后的一些改进

首先我们可以把 Rb 泡的表面镀膜（如图 3.18），使它的反射率提高，从而改变探测光和再泵浦光的功率比，使得到的谱线更好。

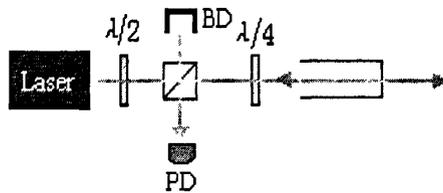


图 3.18 新饱和吸收技术的改进 1

另外一个方面，就是想办法把探测光和再泵浦光分开，不要让它们都射入到光电探测管中，因为再泵浦光功率较大，容易使光电管饱和。图 3.19 是我们下一步可以尝试的方法，一个是在 Rb 泡前面加一个半透半反镜，另一个是将 Rb 泡前表面设计成斜面。

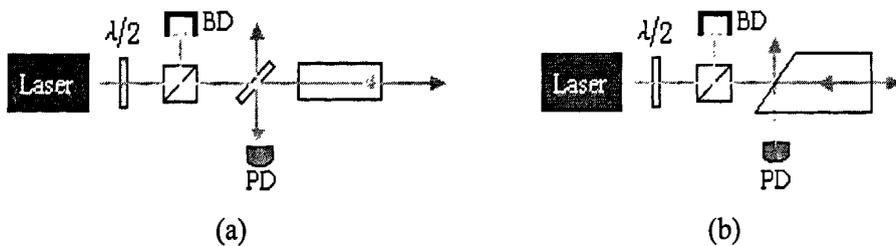


图 3.19 新饱和吸收技术的改进 2

最后还可以应用我们提出的基于 Rb 泡玻璃内表面反射的饱和吸收技术和塞曼效应相结合来实现稳频。

第四章 激光的准直扩束及系统小型化研究

4.1 扩束准直系统的设计

在获得稳定的半导体激光器输出光之后，需要将其分为光强均匀的六路，然后分成三对，两两对射入磁光阱中。在整个分束的系统中要用到包括 $\lambda/2$ 波片、 $\lambda/4$ 波片、反射镜、平凸透镜、平凹透镜、偏振分束器、光隔离器在内的各种光学元器件，当然还有大量的光学调整架。

为了调节方便，我们提出了一种一体化的系统设计方案，将光的偏振、功率、光斑大小调节和扩束准直等功能集成到一起，我们称为扩束准直系统。它的主要原理是这样的：一对平凸平凹透镜构成的望远镜系统起到扩束准直的效果。功率调节是通过在 PBS 前加有一个 $\lambda/2$ 波片来完成的，转动 $\lambda/2$ 波片，就可以调节从 PBS 出射的两束光的功率比。激光偏振是通过在光从激光出射后加一个 PBS 来实现的，PBS 的消光比为 30db，能很好的满足实验的要求。整个系统设计成一体化的整体即保证了光路的同轴性，又能有效的节省空间。

图 4.1 是整个系统的示意图。激光从激光器出射，经过光纤，从光纤准直头出射，得到小光斑直径的准直光。 $\lambda/2$ 和 PBS 的组合是用来调节功率。激光通过 $\lambda/4$ 波片，从线偏振光变成圆偏振光。再经过透镜 L2、L3 组成的望远镜系统扩束，得到符合要求的光斑。

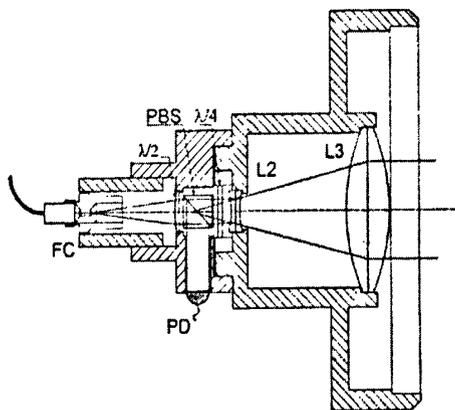


图 4.1 准直扩束系统图^[53]

这个系统在设计的时候，是分成三个部分来设计完成的（设计图纸见附录）。第一部分是望远镜系统，根据对光斑大小的要求，我们设计了 2 组透镜，分别放大 3 倍和放大 4 倍。第二部分是 4 个小孔，分别用来固定 PBS、 $\lambda/2$ 波片、PBS 和 $\lambda/4$ 波片。第三部分是一段通孔，是用来固定光纤准直头。整个系统通过 3 顶 3 紧 6 颗 M6 的螺丝与磁光阱固定在一起。下图是准直扩束系统的实物图。

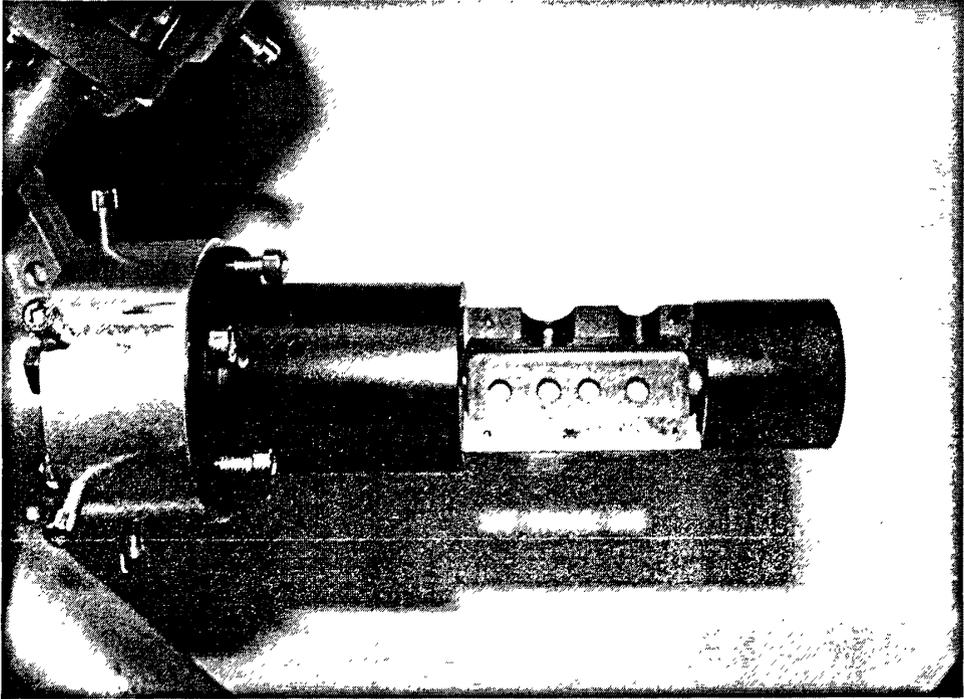


图 4.2 扩束准直系统实物图

这是我们现阶段我们正在使用的扩束准直系统。以后还会改进方案，大致的构想就是将中间 4 个孔去掉 2 个，使它变的更短、更稳定。去掉的 2 个孔原来是用来放 PBS 和 $\lambda/4$ 波片，其中 PBS 的作用是稳定光的偏振， $\lambda/4$ 波片是把线偏振光变成圆偏振光。这两个步骤都可以在激光耦合光纤之前完成。

在应用这个扩束准直系统时，有两点要特别注意：第一，最后进入 MOT 的激光的偏振态直接决定了原子冷却的效果，所以在实际搭建光路中要注意偏振分束器（PBS, Polarization Beam Splitter）的反射光和透射光的偏振方向。由于它的反射光和透射光都是线偏振光，所以在六束光入射到 MOT 之前都加入与偏振方向成 45° 的 $\lambda/4$ 波片，把线偏振光变成圆偏振光，确保反向传播的两束光的偏振方向是一致的。检测激光的偏振，我们用的是偏振分析仪（THORLABS PAX5710-T）来测量的。另外一点是在每一个 PBS 前都要加一个 $\lambda/2$ 波片，它的

作用是通过调整 $\lambda/2$ 波片的光轴方向来改变入射到 PBS 中线偏振光的偏振方向从而可以调整 PBS 出射的两束光的光强之比,使最后进入 MOT 的六束光的光强基本相等。

激光入射 MOT 时需要扩束,而且对冷却光和再泵浦光的光斑大小要求还不一样,所以我们在设计准直扩束系统时选择了扩束 3 倍和 4 倍两种类型。最后的光斑大小是由光纤准直头输出的光斑直径和望远镜系统的放大倍数两方面决定的,二者要配合起来使用。对于冷却光,我们希望在进入 MOT 时能有 20mm 的直径,它从光纤 (OZ PMJ-3S3A-780-5/125-3-3-1) 出射后,我们选择 THORLABS F810FC-780 光纤准直头和放大 3 倍的望远镜系统。而再泵浦光,所以我们选用大恒的光纤输出头和 4 倍的望远镜扩束系统相结合。

表 4.1 光纤准直头对比

	THORLABS F810FC-780	DHC GCX-L005-FC
准直光斑直径	7.1 mm	5 mm
接口类型	FC/PC	FC/PC
焦距	35.9 mm	...
数值孔径	0.25	

表 4.2 不同放大倍数望远镜系统的透镜型号

	放大 3 倍	放大 4 倍
L2 直径	12.7 mm	12.7 mm
L2 焦距	-25.4 mm	-19.0 mm
L3 直径	30.0 mm	30.0 mm
L3 焦距	75.0 mm	75.0 mm

实验中由于 MOT 结构设计的不合理 (新的 MOT 正在加工中),窗口太少,使得对射的 Repumping 光最终要和一对水平的冷却光共用一个窗口。我们在实验中是采用了这样的方法:将两路光 (一路冷却光,一路再泵浦光)同时耦合到一根光纤中,光路上做到了再泵浦光和一对冷却光完全重合。在调整好对射光的重合性,选择好各路光的偏振态和均衡六路光光强之后,光路系统就完成了。

4.2 扩束准直系统的调试和性能检测

对准直扩束光的检测，我们用的是准直光检测器，它的原理是这样的：利用平行平晶两个平行表面的反射光产生的干涉条纹，检测单色可见光线的准直性和平行性。我们通过调节平凸透镜的距离使得平行平晶表面反射干涉条纹最少，即认为从光纤准直头出射的光经过透镜系统扩束后是平行准直的。下面表格是检测到本系统的性能指标^[54]：

表 4.3 准直光检测器的参数

型号	通光孔径	波前误差	重量	平晶型号
DHC GCO-0501M	48 mm	$\lambda/20$	150 g	GCL-13

表 4.4 望远镜系统的功率利用效率

入射功率	出射功率	效率
12.28 uW	10.49 uW	85.4%

表 4.5 望远镜系统的功率稳定度

距离	功率最大值	功率最小值	功率平均值
0.05 m 处	5.76 uW	5.74 uW	5.752 uW
1 m 处	6.06 uW	6.04 uW	6.053 uW

表 4.6 光束准直性

距离	0.2 m	1 m	2 m	3 m
光斑直径	27.6 mm	28.3 mm	28.1 mm	27.5 mm

上面测试的是选择 THORLABS F810FC-780 光纤准直头和放大 4 倍的望远镜系统的组合。上面表格中所有的功率都是由功率计(OPHIR NOVA II)测得的，它的探头上有个 500 倍的衰减片，因此功率的单位是 uW。

4.3 系统小型化初步研究

实现小型化、可搬运的原子干涉仪，是我们的目标，这也是原子干涉仪得到应用的前提。所以原子干涉仪的各个部分小型化是我们研究的重要内容。

目前，针对我们实验室的具体情况，可以先将稳频部分集成化、模块化。具体方案是这样的：将实验光路尽可能的降低，各种透镜、PBS 都用小型号的，然后将一个饱和吸收光路和一个自制的外腔激光器搭在一起，光路尽可能的紧凑，实现初步的小型化。图 4.3 是我们实验室用到的北京优立光泰公司的模块化稳频激光器，它将激光器、光隔离器和一个饱和吸收稳频光路集成到一个小盒子里，实现小型化。

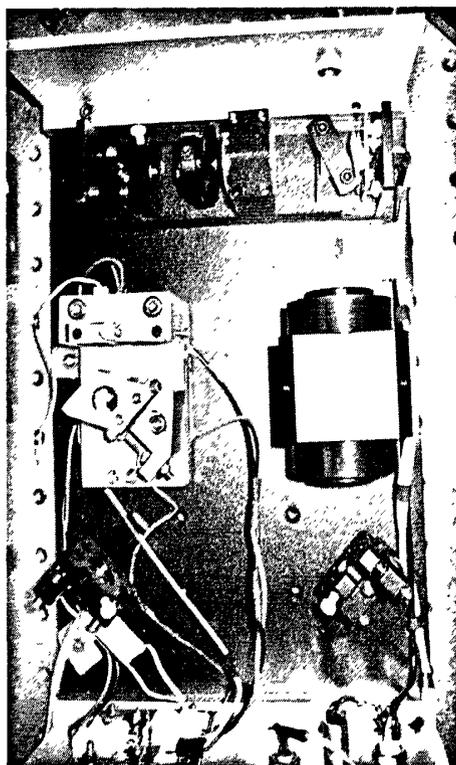


图 4.3 激光器稳频集成模块

为了实现原子干涉仪的小型化、可搬运，各个模块的集成化是必不可少的。下图是意大利佛罗伦萨 Tino 小组的光路集成图^[47]，他们把所有的光路系统集成到一个 60*60cm 的光学平台上，图中只有 TA 放大器没有放进去。

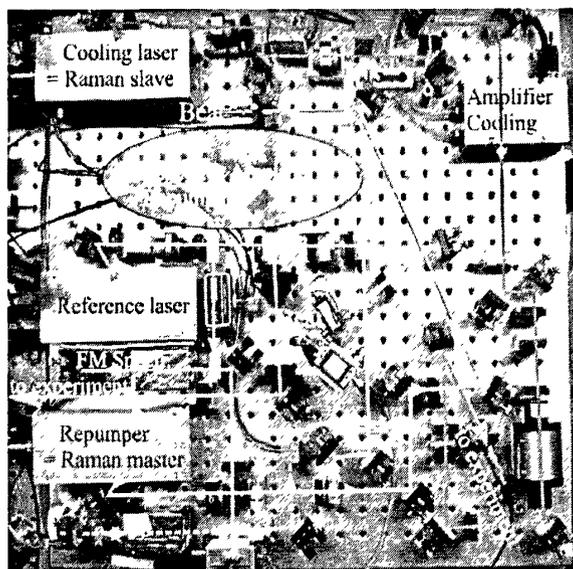


图 4.4 激光系统的压缩

下图是 Stanford 大学的 M.Kasevich 小组的主激光系统的集成图^[55]。



图 4.5 主激光系统

针对目前实验室的现状,先将整体光路系统小型化是比较可行的。我们准备先将各种透镜、波片等小型化,然后把光路系统拆分成几个模块,把每一个模块所有相关的光学元件紧凑的搭在一起,一步一步实现光路系统集成化。下图(图 4.6 和 4.7)是我设计的光路小型化方案:将实验中的主光路拆分成激光器稳频部

分和光功率放大、移频部分，然后分别独立的搭建在两个光学平台上。他们之间通过光纤连接，最后出射的过耦合光纤，通过扩束准直系统射入 MOT 中。

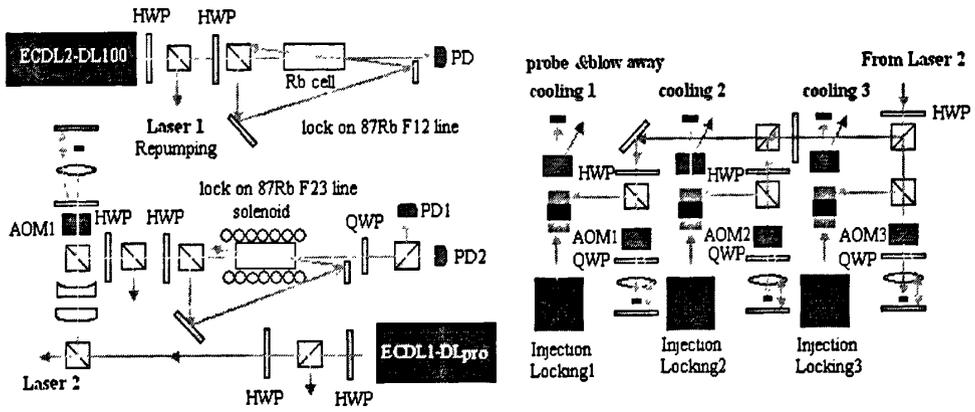


图 4.6 主光路集成示意

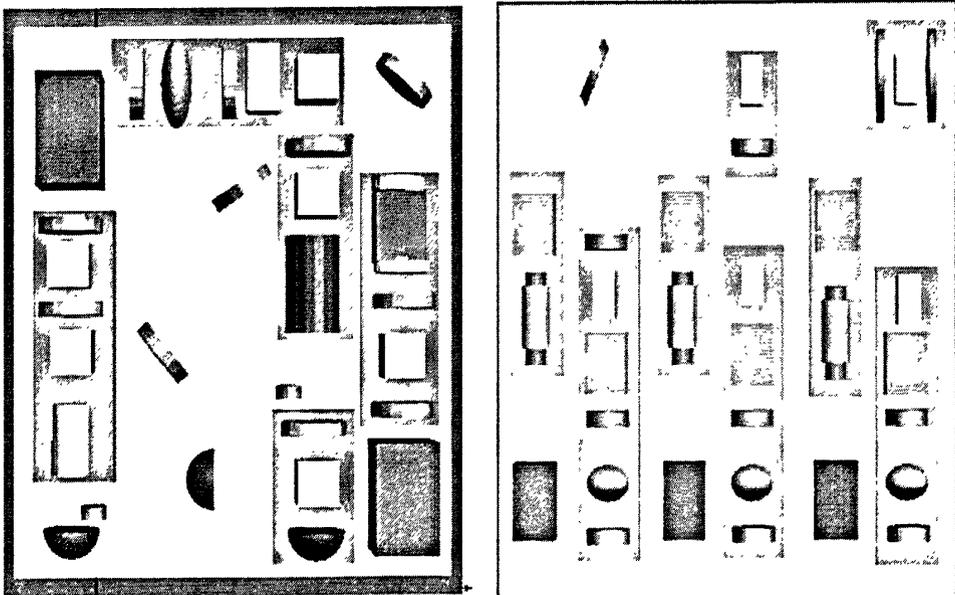


图 4.7 主光路集成 3D 示意图

第五章 总结与展望

本文系统的介绍了有关原子干涉仪的研究。第一章介绍了冷原子冷却和捕获的发展历史和研究现状，同时说明了该实验研究的意义和应用前景。在第二章中对激光冷却原子的理论基础，我们实验室中关于原子干涉仪的仪器装置，以及我们实验取得的结果做了简要叙述。第三章重点介绍了我们实验中的激光器和光路系统，对激光器的稳频做了深入研究，特别介绍了我们在实验中提出的一种新的稳频技术。第四章有两部分，第一部分是关于我们实验中自主设计的激光准直扩束系统；另一部分是关于光路系统小型化的研究，为以后做原理样机做准备。

本文主要成果是创新性的提出了一种新的饱和吸收稳频技术，并自主设计了一种便携式的激光准直扩束系统，最后对原子干涉仪的小型化做了初步调研和研究，为后面做原理样机做准备。在本文的基础上，还可以做以下几方面的工作：

1. 实现直线型光路的基于塞曼效应的亚多普勒双色稳频。
2. 加工新的更简洁的扩束准直系统，以适应我们实验中的新 MOT。
3. 设计加工小型化的光路模块，在原子干涉仪小型化方面做些探索。

参考文献

- [1] Askar'yan G. A., Effects of the gradient of a strong electromagnetic beam on electrons and atoms, *Sov. Phys. JETP*, 1962, 15, 1088-1090.
- [2] Letokhov V. S., Narrowing of doppler width in a standing light wave, *JETP Lett.*, 1968, 7, 272-274.
- [3] Wineland D. J., Dehmelt H. G., Proposed $10^{14} \Delta \nu < \nu$ laser fluorescence spectroscopy on Tl^+ mono-ion oscillator III, *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1975, 20, 637-637.
- [4] Hänsch T. W., Schawlow A. L., Cooling of gases by laser radiation, *Opt. Commun.*, 1975, 13, 68-69.
- [5] Wineland D. J., Drullinger R. E., Walls F. L., Radiation-pressure cooling of bound resonant absorbers, *Phys. Rev. Lett.*, 1978, 40, 1639-1642.
- [6] Neuhauser W., Hohenstatt M., Toschek P., et al, Optical-sideband cooling of visible atom cloud confined in parabolic well, *Phy. Rev. Lett.*, 1978, 41, 233-236.
- [7] Balykin V. I., Letokhov V. S., Migogin V. G., Observation of the cooling of free sodium atoms in a resonance laser field with a scanning frequency, *JETP Lett.*, 1979, 29, 560-564.
- [8] Bordé C. J., Atomic interferometry with internal state labelling, *Phys. Lett. A*, 1989, 140, 10-12.
- [9] S. Chu, L. Hollberg, A. Cable, and A. Ashkin. *Phys. Rev. Lett.*, 1985, 55: 48.
- [10] Dalibard J., Salomon C., Aspect A., et al., *Proc. Atomic physics 11*, Singapore: World Scientific, 1989: 199-214.
- [11] Aspect A., Arimondo E., Kaiser R., et al, Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity-selective coherent population trapping, *Phys. Rev. Lett.*, 1988, 61, 826-829.
- [12] Kasevich M., Weiss D. S., Riis E. et al, Atomic velocity selection using stimulated Raman transitions, *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 66, 2297-2300.
- [13] Davis K. B., Mewes M. O., Andrew M. R., et al., Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms, *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 75, 3969-3973.

- [14] Anderson M. H., Fisher J. R., Matthew M. R., et al., Observation of Bose-Einstein Condensation in a dilute atomic vapor, *Science*, 1995, 269, 198-201.
- [15] Bradley C. C., Sackett C. A., Tollett J. J., et al., Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions, *Phys. Rev. Lett.* 1995, 75, 1687 – 1690.
- [16] 郑松,浙江大学硕士论文,2008:14.
- [17] Letokhov V S. *JETP Lett.*, 1968, 7: 272.
- [18] Ashkin A. Trapping of atoms by resonance radiation pressure. *Phys Rev Lett.*, 1978, 40: 729.
- [19] Migdall A , Phillips W D. First observation of magnetically trapped neutral atoms. *Phys Rev Lett.*, 1985, 54: 2596.
- [21] Anderson M H, et al. Observation of Bose - Einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, 1995, 269: 198.
- [22] Chu S, et al, Experimental observation of optically trapped atoms, *Phys Rev Lett*, 1986, 57,314.
- [23] Wang Yu zhu, Laser cooling of gas atoms by optical frequency shifts, *China Phys*, 1982, 2, 227.
- [24] Shull C. G., Observation of Pendellosung fring structure in neutron diffraction, 1968, *Phys. Rev. Lett.*, 21, 1585-1589.
- [25] Carnal O., Mlynek J., Young's double-slit experiment with atoms: A simple atom interferometer, *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 66, 2689-2692.
- [26] Keith D. W., Ekstrom C. R., Turchette Q. A., Pritchard D. E., An interferometer for atoms, *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 66,2693-2696.
- [27] Riehle F., Kisters T., Witte A., et al., Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame: Sagnac effect in a matter-wave interferometer, *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 67, 177-180.
- [28] Kasevich M., Chu S., Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer, *Appl. Phys. B*, 1992, 54, 321-332.
- [29] Borde Ch J, et al. *Phys.Rev.A*, 1984,30:1836.
- [30] Kasevich M., Chu S., Atomic interferometry using stimulated Raman transitions, *Phys. Rev. Lett.*, 1991, 67, 181-184.
- [31] McGuirk J.M., Foster G T, Fixler J. B.,et al., Sensitive absolute-gravity gradiometry using atom interferometry, *Phys. Rev. B*, 2002, 65, 033608.

- [32] 夏哲仁,孙中苗,航空重力测量技术及其应用,测绘科学,2006,31,43-46.
- [33] 王乐洋,朱建军,重力卫星及其应用进展,测绘技术装备,2006, 8, 28-30.
- [34] 祝彬,郑娟,美国惯性导航与制导技术的新发展, 中国航天, 2008 (1), 43-45.
- [35] J. B. Fixler, et al. Atom Interferometer Measurement of the Newtonian constant of Gravity. *Science*, 2007, 315: 74.
- [36] A.Bertoldi, G.Lamporesi, L.Cacciapuotia, et al. Atom interferometry gravity-gradiometer for the determination of the Newtonian gravitational constant G. *Physics*, 2006, 14: 1.
- [37] Sebastian Fray, Cristina Alvarez Diez, Theodor W. H"anschl, and Martin Weitz. Atomic Interferometer with Amplitude Gratings of Light and its Applications to Atom Based Tests of the Equivalence Principle. 2005, 7: 1.
- [38] D. S. Weiss, B. C. Young, S Chu. *Appl. Phys.*, 1992, B59: 217.
- [39] Kasevich M, Chu S. *Appl. Phys.B*, 1992, 54: 321.
- [40] Arlt J, Birkl G, Rasel E, et al. *Adv.At.Mol.Opt.Phys.* ,2005,50:53.
- [41] Lett.P.D, Watts.R.N, Westbrook.C.I, et al. *Phys.Rev.Lett.*,1985,55:48.
- [42] Chu.S, Weiss.D.S, Shevy.Y, et al. Singapore: Word Scientific, 1989:636.
- [43] A.Peters, Ph.d thesis. Stanford University. High precision gravity measurements using atom interferometry. (1998).
- [44] Plamen Petrov, PhD Thesis, University of Copenhagen, Danish, 2006: 60.
- [45] Balykin.V.I, Letokhov.V.S, Mishin.V.I, Pis'ma Zh. ETF(Russ.),1979,29:614;JETP Lett., 1979,29:560; Zh. ETF(Russ.),1980,78:1376; JETP., 1980,51:692.
- [46] 王义道. 原子的激光冷却与陷阱. 北京: 北京大学出版社.2007.
- [47] T.Petelski, Ph.d. thesis-University Paris 6 . Atom interferometers for precision gravity measurements.2005.
- [48] K.L.Corwin et al, Frequency-stabilized diode laser with the Zeeman shift in an atomic vapor, *Appl.Opt*,1998:37,15.
- [49] T.Petelshi et al, Doppler-free spectroscopy using magnetically induced dichroism of atomic vapor: a new scheme for laser frequency locking. *Eur.Phys.J.D* 22(2003)279-283.
- [50] 马宏玉,徐震,王育竹. 采用 Zeeman 效应与饱和吸收法的激光器稳频,光电工程,33,3(2006).
- [51] D.J.McCarron et al, A heat vapor cell unit for DAVLL in atomic rubidium, *Rew.Sci,Ins*

78,093106(2007).

[52] Alfred Millett-Sikking, I.G.Hughes, P.Tierney, Simon.L.Cornish, DAVLL lineshapes in atomic rubidium, *J.Phts.B:At.Mol.Opt.Phts.*40(2007) 187-198.

[53] Plamen Petrov, PhD Thesis, University of Copenhagen, Danish, Quantum noise limited light interferometry with cold trapped atoms. 2006: 60.

[54] 陈伟亮等, NIM5 喷泉钟冷却光注入系统的设计和调校, *北京理工大学学报*, 2007:27,12.

[55] Grant Biedermann, PhD thesis, Stanford University, Gravity tests differential accelerometry and interleaved clocks with cold atom interferometers, 2007.

附录

附录 1: 各种机械设计图纸

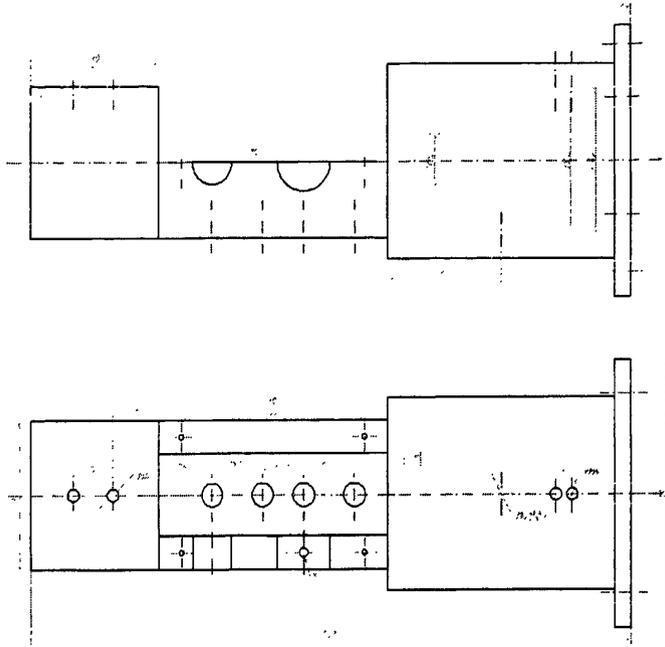


图 1. 准直扩束系统设计图纸

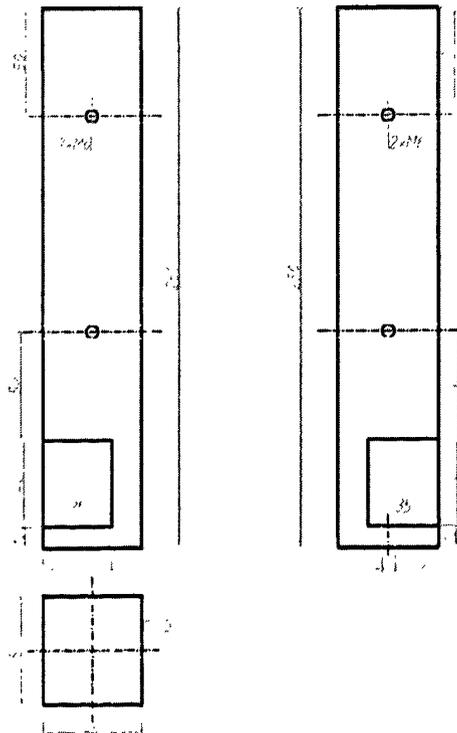


图 2. 光路屏蔽罩铝柱图纸

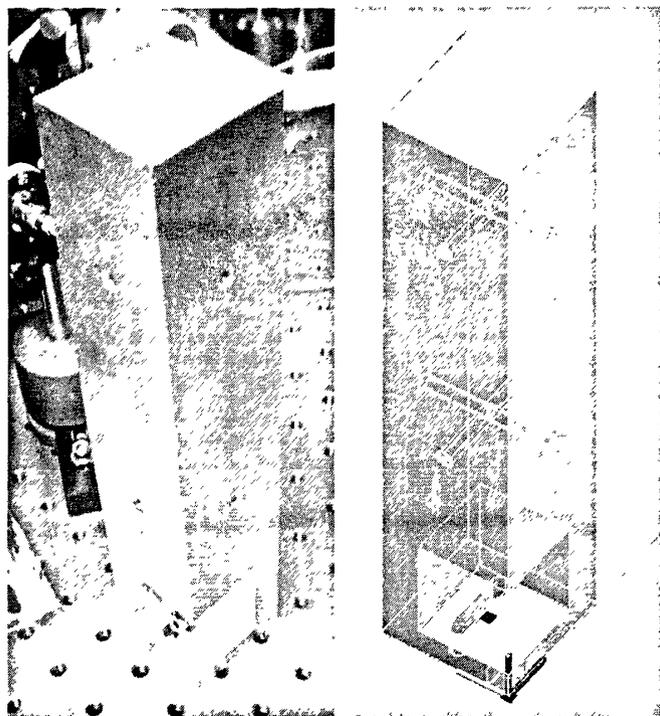


图 3. 光路屏蔽罩铝柱实物图

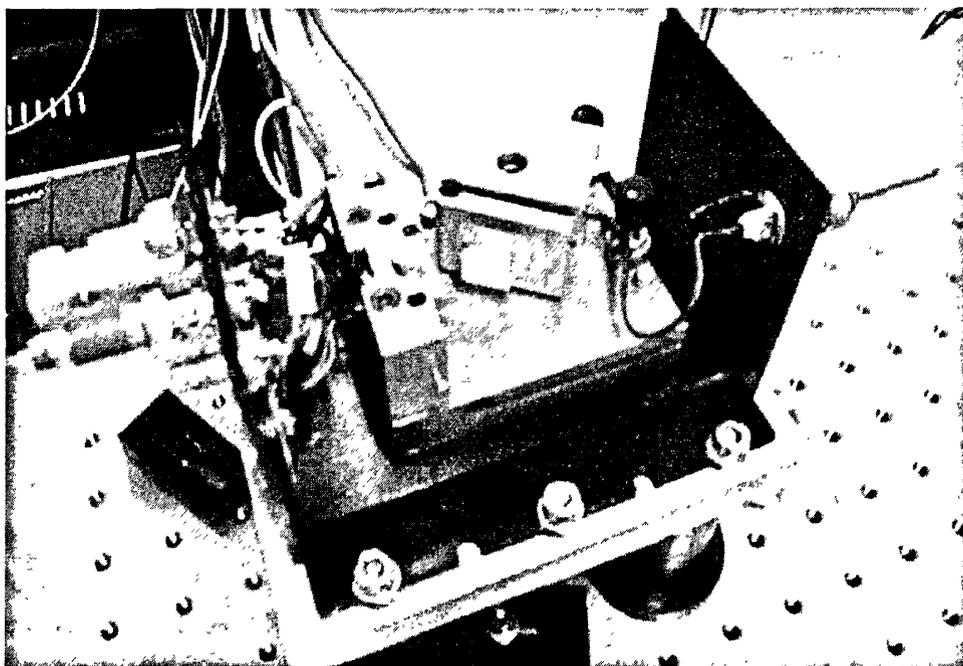


图 4. 自制 ECDL 实物图

附录 2: Rb 原子精细结构图

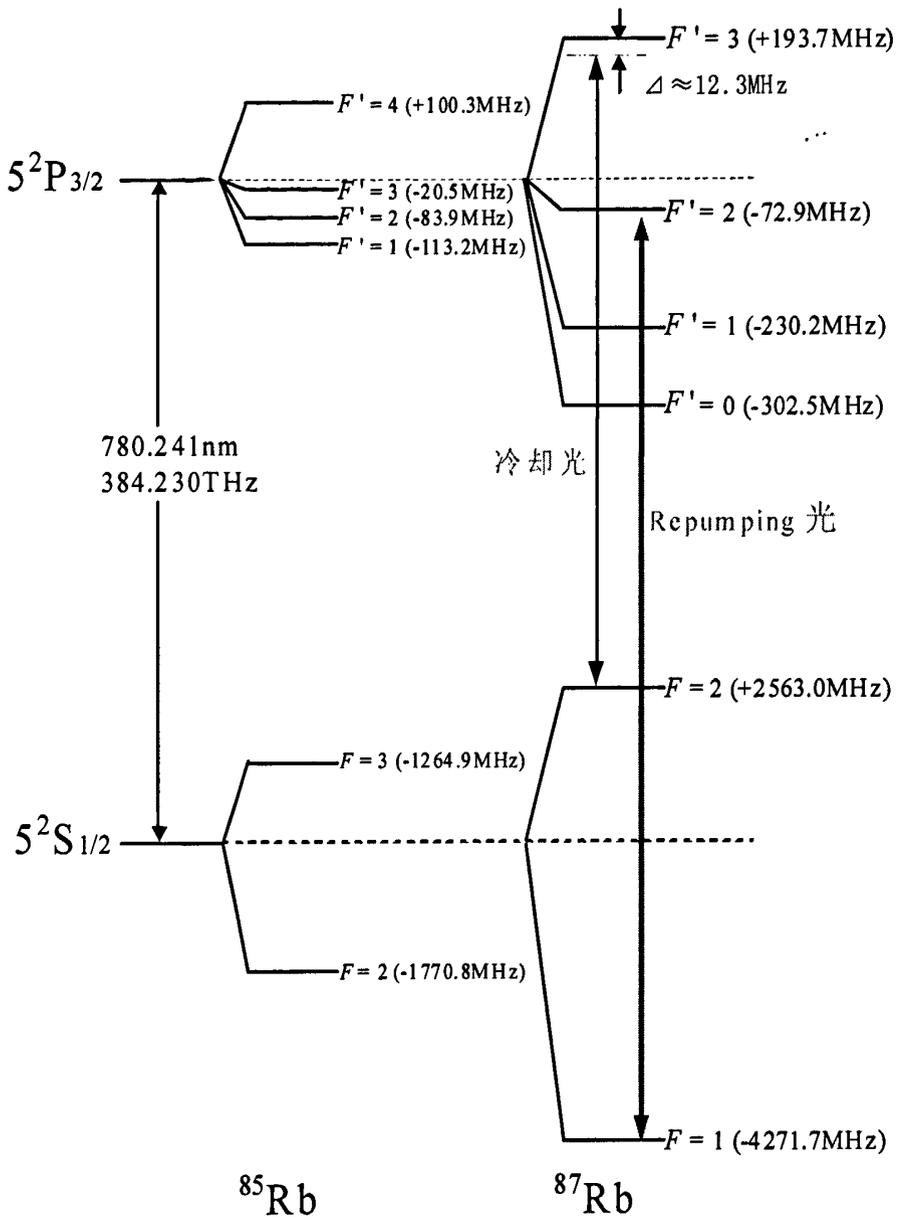


图 5. 铷原子能级超精细结构

附录 3: DLpro 激光锁频原理图

由于实验中使用的 Rb 气体玻璃泡真空度较高, 所以碰撞展宽较低, 可以得到很窄的饱和吸收峰, 宽度约为 6MHz。实验中我们通过前面介绍的饱和吸收和 DAVLL 的方法得到 Rb 原子的谱线信号, 我们还需要将激光器的输出波长锁定在这个饱和吸收峰上, 这个锁定过程是通过激光器自带的锁频模块完成的。DLpro 激光器上用的是 Toptica 公司提供的 LIR110 (Lock-In Regulator Module) 锁频模块。

锁频的原理是这样的: 用一个光电探测器将饱和吸收之后的激光信号转化为电信号, 那么这个吸收谱信号 $S(\omega)$ 是和对应的激光频率有关的。对频率为 ω 的激光信号用 $\Delta\omega$ 低频调制信号进行调制得到调制后的频率信号为:

$$\omega(t) = \omega_0 + \Delta\omega \cdot \sin(\omega_{\text{mod}}t), \quad (1)$$

而测量到的光电信号为:

$$S(t) = S_0 + S'(\omega_0) \times \Delta\omega \times \sin(\omega_{\text{mod}}t), \quad (2)$$

在锁频模块中将调制后的光电信号与调制信号相乘, 有:

$$\begin{aligned} S(t) \times \sin(\omega_{\text{mod}}t) &= S_0 \sin(\omega_{\text{mod}}t) + S'(\omega_0) \times \Delta\omega \times \sin^2(\omega_{\text{mod}}t) \\ &= \frac{1}{2} S'(\omega_0) \times \Delta\omega + S_0 \sin(\omega_{\text{mod}}t) - S'(\omega_0) \times \Delta\omega \times \cos(2\omega_{\text{mod}}t) \end{aligned} \quad (3)$$

然后将此信号通过一低通滤波来得到所需要的锁频输出:

$$\begin{aligned} \text{Lock-in output} &= \text{low pass}(S(t) \times \sin(\omega_{\text{mod}}t)) \\ &= \frac{1}{2} S'(\omega_0) \times \Delta\omega \end{aligned} \quad (4)$$

如下图所示, 锁频输出信号的正负表示了光电信号 $S(\omega)$ 的斜率的正负, 只有当斜率为零时 (即某吸收峰的峰顶), 锁频输出才是零, 这样我们就可以通过 LIR 或 PID 电路反馈控制激光器的光栅和电流, 把激光输出锁定在吸收峰上。

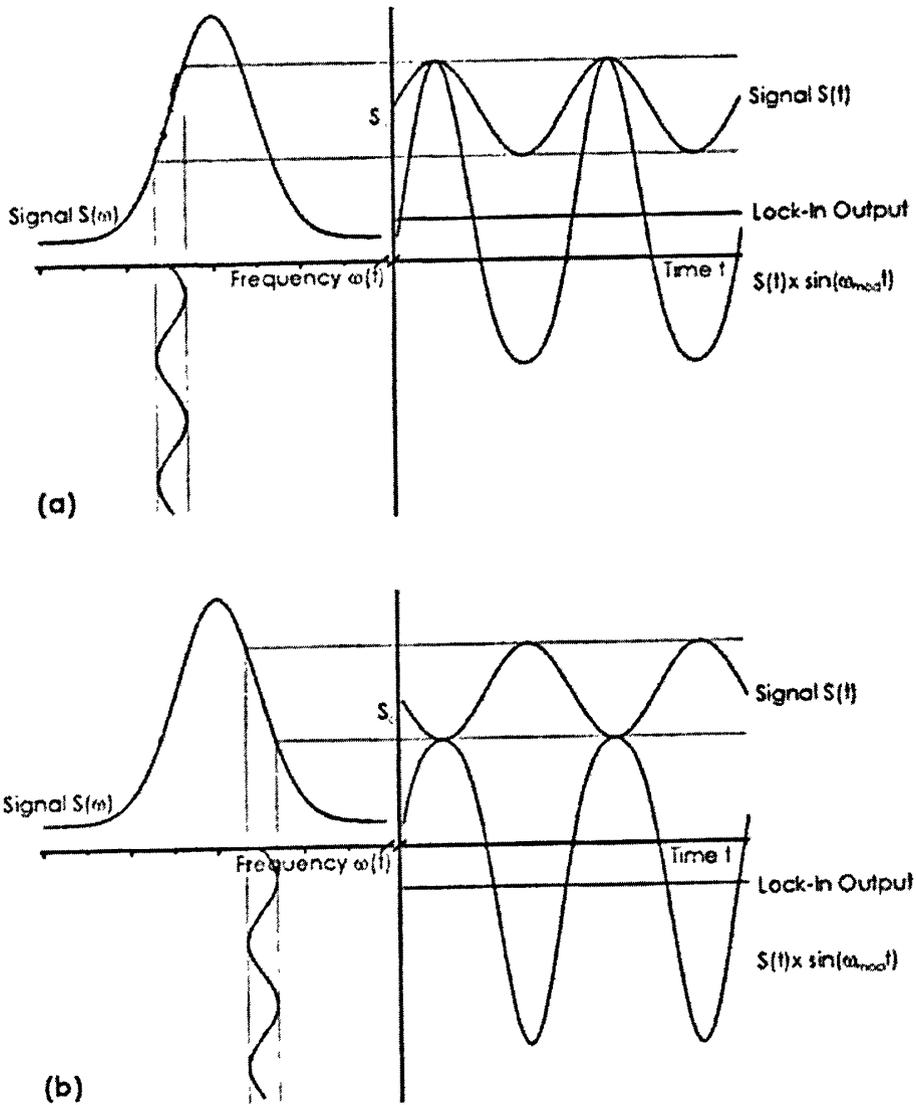


图 6. 激光锁频原理图, (a)为上升沿 (b)为下降沿