

2012 届研究生博士学位论文

学校代码：10269

学号：52050602011

# 華東師範大學

## 超窄线宽激光 及其在光钟中的应用

院 系： 物 理 系

专 业： 光 学

研 究 方 向： 精密激光光谱与  
光场时频域精密控制

指 导 教 师： 马 龙 生 教 授

论 文 作 者： 蒋 燕 义

2012 年 5 月完成



Thesis for the Ph.D. in 2012

University code: 10269

Student No. 52050602011

# East China Normal University

## Narrow Linewidth Lasers: Application to Optical Clocks

Department: Physics Department

Major: Optics

Research field: Precision spectroscopy  
and optical field control

Advisor: Prof. Long-Sheng Ma

Author: Yanyi Jiang

May 2012



## 华东师范大学学位论文原创性声明

郑重声明：本人呈交的学位论文《超窄线宽激光及其在光钟中的应用》，是在华东师范大学攻读博士学位期间，在导师的指导下进行的研究工作及取得的研究成果。除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含其他个人已经发表或撰写过的研究成果。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中作了明确说明并表示谢意。

作者签名：\_\_\_\_\_

日期： 年 月 日

## 华东师范大学学位论文著作权使用声明

《超窄线宽激光及其在光钟中的应用》系本人在华东师范大学攻读学位期间在导师指导下完成的博士学位论文，本论文的研究成果归华东师范大学所有。本人同意华东师范大学根据相关规定保留和使用此学位论文，并向主管部门和相关机构如国家图书馆、中信所和“知网”送交学位论文的印刷版和电子版；允许学位论文进入华东师范大学图书馆及数据库被查阅、借阅；同意学校将学位论文加入全国博士、硕士学位论文共建单位数据库进行检索，将学位论文的标题和摘要汇编出版，采用影印、缩印或者其它方式合理复制学位论文。

本学位论文属于不保密，适用上述授权。

导师签名\_\_\_\_\_

本人签名\_\_\_\_\_

年 月 日

\*“涉密”学位论文应是已经华东师范大学学位评定委员会办公室或保密委员会审定过的学位论文（需附获批的《华东师范大学研究生申请学位论文“涉密”审批表》方为有效），未经上述部门审定的学位论文均为公开学位论文。此声明栏不填写的，默认为公开学位论文，均适用上述授权）。



## 博士学位论文答辩委员会成员名单

姓名	职称	单位	备注
王育竹	院士	上海光学精密机械研究所	主席
徐雷	教授	复旦大学	
王祖赓	教授	华东师范大学	
徐信业	教授	华东师范大学	
C. W. Oates	研究员	美国国家标准与技术研究所	



## 摘 要

超窄线宽稳频激光器在科学研究与技术领域中有着重要且广泛的应用，如光原子钟、高分辨激光光谱、低噪声微波信号产生、基本物理常数测量和基础物理验证等。

在光原子钟研究中，这种窄线宽稳频激光器被称为“本地振荡器”（LO），用该激光探测装载在光晶格中的冷原子或被囚禁的单冷离子，可获得线宽超窄且频率极稳定的跃迁谱线（称为钟跃迁谱线），并用该跃迁谱线对本振激光频率实现精密锁定，从而建成高稳定度和高精度的光学频率标准或光钟。降低本振激光的频率噪声和提高其频率稳定度将有助于增加本振激光探测原子的时间，从而提高探测钟跃迁谱线的分辨率，同时减小 Dick 效应对光钟频率稳定性的影响，进而提高光原子钟的频率稳定度。目前，基于中性原子光钟的频率稳定度在很大程度上受限于本振激光的频率噪声。因此，降低窄线宽激光的频率噪声对光原子钟及其它应用具有至关重要的作用。

为了获得高稳定且频率噪声极低的激光，通常采用 Pound-Drever-Hall (PDH) 技术将激光的频率精密锁定在超稳定光学参考谐振腔的谐振频率上。本论文首先简要介绍了 PDH 技术的原理，分析了该稳频技术中各种噪声对稳频的影响。当系统具有高信噪比的鉴频信号和高精度的频率控制系统时，激光的频率稳定度在很大程度上取决于参考腔长度的稳定性。因此，本论文还讨论了提高光学参考腔长度稳定性的方法，如采用各种隔离环境噪声的措施来减小外界环境对腔长的影响，并讨论分析了垂直、水平和环形三种腔体结构和支撑方式，使得光学谐振腔具有“振动免疫”的特点。在实验上，我们将光学谐振腔放置在精密温度控制的高真空室内，并采取隔振、隔音措施，大大提高了光学谐振腔的长度稳定性。同时，结合激光功率精密控制技术和光纤位相噪声消除技术，通过高精度伺服控制系统，实现将激光频率锁定在超稳腔的谐振频率上。经测量比对，窄线宽稳频激光的频率特性都已接近参考腔的热噪声极限。其中，两台 1064 nm 稳频激光的线宽达到 1 Hz（分辨率 0.25 Hz）、频率不稳定性达到  $1.7 \times 10^{-15}$ （1 秒平均时间）；578 nm

窄线宽激光器的线宽达到 0.25 Hz (分辨率 85 mHz), 在 1-10 秒的平均时间内频率不稳定性达到 $\leq 3 \times 10^{-16}$ 。

为了进一步验证窄线宽稳频激光的性能, 本文还将研制的 578 nm 低噪声窄线宽激光应用于镱原子光钟实验。用该激光探测囚禁在光晶格中的冷镱 (Yb) 原子, 观察到镱原子钟跃迁谱线宽度为 1 Hz (跃迁频率为 518 THz), 其品质因子 $> 5 \times 10^{14}$ ; 本论文通过降低 LO 激光频率噪声、提高激光频率稳定度, 延长了激光对原子的探测时间, 从而减小了 Dick 效应对光钟频率稳定性的影响, 提高了光钟的频率稳定度。实验测量显示, 光钟的频率不稳定性达到了 $5 \times 10^{-16} / \sqrt{\tau}$  ( $\tau$  为平均时间), 这是目前已报道的光钟频率稳定性最好的结果。

最后, 论文展望了进一步改善窄线宽稳频激光器性能的方案, 着重讨论了减小参考谐振腔热噪声影响的方法, 同时还介绍了产生窄线宽激光的其它方法及发展前景。论文的最后还讨论了通过进一步提高窄线宽稳频激光器性能、并积极采取其它有效的实验方案来减小 Dick 效应对光钟频率稳定性的影响, 从而进一步提高光钟的频率稳定性。

#### 关键词:

稳频激光、光钟、法布里-珀罗腔、热噪声、Dick 效应、Pound-Drever-Hall 技术

## Abstract

Spectrally narrow, ultrastable lasers have a variety of important applications such as optical atomic clocks, high-resolution laser spectroscopy, generation of low phase noise microwave signals, measurements of fundamental physical constants and tests of fundamental physics.

In one of its important applications, optical atomic clocks, a narrow linewidth laser source with high frequency stability, called the local oscillator (LO), probes cold atoms in optical lattice sites or a trapped single ion to resolve an ultra-narrow highly-stable transition (clock transition), which is used as a feedback signal to control the frequency of the LO. The frequency stability of optical atomic clocks depends on the frequency noise and frequency stability of the LO, which enables high frequency resolution and a reduced Dick effect, resulting partly from longer interaction time with atoms. In fact the performance of state-of-the-art optical clocks based on neutral atoms is usually limited by an imperfect local oscillator. Improving local oscillator thus plays a critical role in optical atomic clocks as well as its other applications.

To suppress the frequency noise and improve the frequency stability, a laser is usually frequency-stabilized to an ultra-stable optical reference cavity by the Pound-Drever-Hall (PDH) technique. This thesis first gives a brief introduction to the PDH technique, including a variety of noise sources that might limit the performance of ultrastable lasers. Assuming a good signal-to-noise ratio (SNR) and a tight phase lock, we find that the laser frequency stability depends on the length stability of the reference cavities. Here I discuss how we improve the length stability of reference cavities, including the shape and support configuration of the reference cavities for vibration insensitivity and isolation from environmental vibration and acoustic noise. Experimentally, I show how we realized ultrastable reference cavities (two 1064 nm

cavities and two 578 nm cavities) based on vacuum chambers, precision temperature control and acoustic isolation. Lasers stabilized to these cavities have almost reached to the thermal noise limit for these reference cavities. Two 1064 nm lasers have achieved a linewidth of 1 Hz (RBW=0.25 Hz) and fractional frequency instability of  $1.7 \times 10^{-15}$  at an averaging time of 1 s. The resulting stabilized 578 nm laser is measured to have a linewidth of 0.25 Hz (RBW=85 mHz) and fractional frequency instability of  $\leq 3 \times 10^{-16}$  at an averaging time of 1-10 s, a result that advances the state-of-the-art for laser stabilization.

To further characterize the performance of the ultra-stable narrow-linewidth lasers, the 578 nm laser was used to probe the clock transition of cold ytterbium (Yb) atoms trapped in optical lattice sites. We resolved an atomic spectrum with spectral linewidth 1 Hz, corresponding to a line quality factor of  $> 5 \times 10^{14}$  at a transition frequency of 518 THz. With the stable laser source and the signal to noise ratio afforded by the Yb optical clock, we dramatically reduced the key instability limitations of the clock, and made measurements consistent with a clock instability of  $5 \times 10^{-16} / \sqrt{\tau}$ , the lowest recorded for an atomic clock.

Further improvements of ultrastable lasers, especially reducing the thermal noise limit of the reference cavities, are discussed. Alternative methods to generate narrow linewidth laser light are also introduced. As an application to optical clocks, improvements on the LO directly reduce the Dick-effect of optical atomic clocks, which is the main limitation of the frequency stability of state-of-the-art optical atomic clocks. Therefore, I also consider ways to reduce the Dick effect limitation as a means toward even more stable optical clocks.

**Keywords:**

Ultrastable laser, optical atomic clock, Fabry-Perot cavity, thermal noise, Dick effect, the Pound-Drever-Hall technique

# 目 录

<b>第一章</b>	<b>引言：窄线宽稳频激光与光原子钟 .....</b>	<b>1</b>
1.1	研究背景与意义.....	1
1.2	光原子钟.....	2
1.3	窄线宽稳频激光的研究进展.....	7
1.4	论文概况.....	8
<b>第二章</b>	<b>PDH 激光稳频技术基本原理及 FP 参考腔.....</b>	<b>10</b>
2.1	PDH 激光稳频技术基本原理.....	10
2.2	PDH 激光稳频技术中的噪声.....	13
2.2.1	激光幅度噪声.....	13
2.2.2	散粒噪声.....	14
2.2.3	探测、放大和伺服控制系统中的噪声.....	16
2.2.4	剩余幅度调制.....	17
2.3	参考腔.....	21
2.3.1	概述.....	21
2.3.2	温度不敏感参考腔设计.....	23
2.3.3	振动不敏感参考腔设计.....	24
2.3.4	热噪声.....	31
<b>第三章</b>	<b>窄线宽稳频激光的实验装置与测量结果.....</b>	<b>37</b>
3.1	实验装置.....	37
3.1.1	光源介绍.....	37
3.1.2	PDH 实验装置.....	38
3.1.3	光纤相位噪声消除系统.....	42
3.1.4	光功率稳定控制系统.....	43
3.2	参考腔.....	45

3.2.1	参考腔及其外围装置.....	45
3.2.2	参考腔的精细度和对比度测量.....	46
3.2.3	参考腔的振动敏感度测量.....	49
3.2.4	零膨胀温度点测量.....	51
3.3	1064 nm 窄线宽激光系统及其性能测试.....	56
3.3.1	频率噪声谱测量.....	56
3.3.2	线宽测量.....	57
3.3.3	激光频率不稳定性测量.....	62
3.3.4	1064 nm 窄线宽激光系统噪声评估.....	64
3.4	578 nm 窄线宽稳频激光系统及其性能测试.....	66
3.4.1	频率噪声谱测量.....	67
3.4.2	线宽测量.....	69
3.4.3	激光频率不稳定性测量.....	69
3.4.4	578 nm 窄线宽稳频激光系统噪声评估.....	72
<b>第四章</b>	<b>窄线宽激光在镱原子光晶格光钟中的应用.....</b>	<b>74</b>
4.1	冷镱原子制备.....	74
4.2	钟跃迁探测.....	79
4.3	Yb 光钟闭环锁定.....	82
4.4	Dick 效应.....	85
<b>第五章</b>	<b>总结与展望.....</b>	<b>89</b>
5.1	窄线宽稳频激光器的展望.....	89
5.1.1	进一步减小参考腔的热噪声影响.....	89
5.1.2	其它方法.....	93
5.2	高稳定度光钟的展望.....	95
<b>附录</b>		
A1	用 ANSYS 软件设计振动不敏感参考腔的步骤.....	97
A2	简称表.....	98

A3	符号表.....	100
A4	发表论文列表.....	103
	参考文献.....	105
	后记.....	119



## 第一章

### 引言：窄线宽稳频激光与光原子钟

#### 1.1 研究背景与意义

20 世纪中期激光诞生后，它以其优异的时间和空间相干性，迅速地代替原有的光源而被广泛应用于各项实验。激光如同“针尖”，可以精确地分辨空间位置、时间或频率差。对于光谱学家而言，通过激光与原子、分子相互作用得到有用的光谱信息，这些光谱信息使我们深入地了解微观粒子的内部结构。随着光谱应用的扩展，用于光谱研究的激光器种类迅速增加。同时，许多光谱学家致力于提高光谱分辨率和精确测量光波长：“兰姆凹陷”光谱的诞生使探测光谱的宽度不再受多普勒展宽的影响，达到能级跃迁谱线的自然线宽，或者受限于探测激光的线宽与频率稳定度。激光频率控制与激光频率测量在精密光谱及其它领域起着重要的作用。

我们知道，激光的产生是基于光的受激辐射过程，而基于这一过程产生的光子应具有相同的位相、频率、偏振和传输方向。因此，激光应有超高的频率分辨率，即激光的线宽非常窄。在激光发明不久，肖洛 (Schawlow) 和汤斯 (Townes) 计算了激光量子噪声极限线宽 (只考虑激光腔内由增益介质引入的自发辐射)，称为肖洛—汤斯线宽<sup>[1]</sup>：

$$\Delta\nu_{\text{laser}} = \frac{\pi h\nu(\Delta\nu_c)^2}{P_{\text{out}}}, \quad (1.1)$$

其中， $h\nu$  为光子能量， $\Delta\nu_c$  是激光腔的线宽(半高全宽, FWHM)， $P_{\text{out}}$  是激光输出功率。据此式推算，一个输出功率为 1 mW 的激光 (假定  $\Delta\nu_c=10$  MHz)，其肖洛—汤斯线宽为几 mHz 至几十 mHz。然而，目前还没有激光能达到如此窄的线宽。事实上，由于外界环境对激光腔的影响，激光的线宽大多在 kHz 量级以上。在激光发明早期，人们采用隔振等被动措施来改善激光的线宽却没有大获成功。而一些科学家采用主动控制的方法实现激光频率控制，如采用“兰姆凹陷”等饱和吸收光谱技术获得激光与分子能级跃迁的频率差，并将激光的频率锁定在某一分

子的能级跃迁谱线上<sup>[2-4]</sup>。这种稳频激光的频率不稳定性可以达到  $5 \times 10^{-14}$  量级（1 秒平均时间），几百秒的平均时间后可进入  $10^{-15}$  量级。这比自由运转的激光器提高了至少 7 个数量级。因此在 1997 年国际长度咨询委员会（CCL）上推荐了其中几种激光稳频系统作为光频率标准，复现米定义<sup>[5]</sup>。

虽然上述激光稳频技术可以实现激光频率控制，但是它们无法大幅度地压窄激光的线宽。而之后发明的基于光学谐振腔的激光稳频技术则具有信噪比高、鉴频特性好和伺服响应快等优点，可大大压窄激光线宽，提高激光相干性。它的基本原理是将激光的频率高精度地锁定在一个超稳定的光学法布里-珀罗（Fabry-Perot, FP）参考腔的谐振频率上。1973 年，Hall 等人使用光电伺服控制的方法实现了将染料激光器的线宽压窄至几十 kHz<sup>[6]</sup>。1983 年，他们利用 Pound-Drever-Hall（PDH）技术再次将染料激光器的线宽压窄至小于 100 Hz<sup>[7]</sup>。PDH 技术利用了电光位相调制产生的频率边带作为位相参考来测量激光在参考腔内的相位，具有响应快、噪声低的特点。虽然基于参考腔的稳频激光器不能作为光频率标准，但是由于这种稳频激光具有极低的频率噪声和极优异的短时间频率稳定特性，使其在超高分辨激光光谱、光原子钟<sup>[8-10]</sup>、引力波探测<sup>[11, 12]</sup>、低噪声微波信号产生<sup>[13-15]</sup>和测量基本物理定律<sup>[16, 17]</sup>等研究领域有着重要的应用。例如，利用这种窄线宽稳频激光和飞秒光梳结合产生超低位相噪声的微波信号时，在 10 Hz 至 10 kHz 低频区，它的位相噪声优于目前性能优异的低温宝石腔所产生的微波信号<sup>[15, 18]</sup>。这种性能优异的微波信号可应用于雷达成像系统<sup>[19]</sup>、通讯与数字采集系统<sup>[20]</sup>、超大型干涉仪<sup>[21]</sup>、精密光谱和原子钟<sup>[13, 22]</sup>。

随着窄线宽超稳激光应用的发展，对窄线宽激光的要求也越来越高，因此我们须不断提高其性能。而窄线宽激光应用于光原子钟就是一个很好的例子，也是本论文将要讨论的主要部分。

## 1.2 光原子钟

光原子钟是用光波来计时的工具，就好像单摆钟用钟摆的振动周期来计时一样。光钟里的光波必须具有极高的精度和频率稳定性：它由窄线宽稳频激光系统

输出（初稳），其频率被校准在原子的能级跃迁频率  $\nu_0$  上。

目前，国际单位制中（SI）的时间单位定义是：“1 秒等于铯 133 原子的两个超精细结构对应跃迁周期的 9,192,631,770 倍”<sup>[23]</sup>。从该定义中我们不难发现：一秒时间等于  $N$  个振荡周期。正如我们平时常见的单摆钟，当单摆摇摆一次即为一秒。当钟的单摆周期越小，即振荡频率越高，那么钟就越精确。正如测量长度的尺子一样：当尺子上的刻线越多，测量得越精确<sup>[24]</sup>。那么在上述 SI 秒定义中，其振荡频率在微波频段，约 9 GHz，因此它比单摆钟要精确得多。而在光钟中，我们用光波振荡替代微波振荡，其频率比微波频率高出 5 个数量级，因此光钟具有更高的精度。

据估算，光钟有望达到  $10^{-18}$  量级的频率精度。目前铝离子光钟的频率不确定度已经达到  $8.6 \times 10^{-18}$ <sup>[25]</sup>；中性原子光钟的频率不确定度达到  $(1-3) \times 10^{-16}$ <sup>[9, 26]</sup>。它们都已超越了铯微波频率标准<sup>[27-32]</sup>，因此它们是未来的时间/频率标准的强有力的候选者。

光钟提供了前所未有的测量精度，它为我们深入认识物质世界提供了强有力的技术手段。目前科学家们已经开始用这种高精度的计时工具探索新的物理问题。例如，通过比较不同原子光钟的频率差异随时间的变化来检验基本物理常数（如精细结构常数）是否真的是“常数”，还是随时间变化<sup>[10, 33-36]</sup>？利用这种高精度的测量工具，科学家们开始以更高的精度验证狭义、广义相对论<sup>[16, 37-38]</sup>。此外，还有许多依赖于时钟的应用将受益于光钟所提供的精度：如全球定位系统（GPS）和深空导航等，它们将实现更准确的定位<sup>[39, 40]</sup>。

光钟具有高精度的同时，还具备了高频率稳定度和高重复性。

对于受量子噪声（Quantum Projected Noise）限制的光钟来说，它的频率不稳定性可用阿仑偏差表示为<sup>[41]</sup>：

$$\sigma(\tau) \propto \frac{\delta\nu}{\nu_0} \frac{1}{(S/N)\sqrt{\tau}}, \quad (1.2)$$

式中  $\delta\nu$  为激光频率抖动（主要由钟跃迁谱线线宽决定）， $\nu_0$  是光波频率， $S/N$  是钟跃迁谱线信噪比（1 Hz 带宽）， $\tau$  是平均时间。对于相同的跃迁谱线宽度，跃迁频率越高，钟的稳定度越高。因此，光钟（频率  $> 10^{14}$  Hz）极有可能提供比铯

微波钟更高的频率稳定度。

目前，单离子光钟和中性原子光钟的频率不稳定度均已经达到 $\sim 3 \times 10^{-15}/\sqrt{\tau}$  [9, 10, 25, 42]，已比最好的铯原子 (Cs) 喷泉钟<sup>[27]</sup>的稳定度提高了几十倍。但是，这些光钟要达到  $10^{-18}$  量级的测量不确定度，仍需要  $10^6$  秒的平均时间（约 10 多天），因此有必要进一步提高光钟的频率稳定度。目前单离子光钟的频率稳定度已受到量子噪声的限制，而中性原子光钟的频率稳定度还远没有达到它的极限：由于中性原子光钟的信号来自成千上万个原子，因此它的锁频信号的信噪比非常高，由式 (1.2) 可知，中性原子光钟应具有更高的频率稳定度。然而目前基于中性原子光钟的频率稳定度也只与离子光钟的水平相当<sup>[9, 26]</sup>，主要原因是受 Dick 效应<sup>[43-45]</sup>的影响。本论文将着重分析 Dick 效应，并通过改善 LO 激光的频率特性，降低 Dick 效应的影响，从而提高中性原子光钟的频率稳定性。

下面将介绍光钟的工作原理与主要组成部分。

根据上面的描述，我们知道光钟是基于低噪声、高稳定度的光波。和普通光源比，自由运转激光的频率噪声降低了很多，但是它在光钟的应用中还远远不够。为了降低激光的频率噪声，通常将激光的频率锁定在法布里-珀罗 (FP) 光学参考腔的谐振频率上。

然而，频率锁定在 FP 腔上的激光（称为本地振荡器，LO），它的频率仍由于环境因素发生漂移。在光钟中，LO 激光的频率漂移可通过反馈控制系统将其频率锁定在原子的能级跃迁光谱上进行抑制<sup>[46-48]</sup>，如图 1.1 所示。这种原子跃迁可以是中性原子：如锶原子 (Sr)<sup>[8, 9, 49, 50]</sup>、镱原子 (Yb)<sup>[26, 51-53]</sup>、钙原子 (Ca)<sup>[54, 55]</sup>、汞原子 (Hg)<sup>[56-58]</sup>或钍原子 (Th)<sup>[59]</sup>；也可以是单个离子：如铝离子 ( $\text{Al}^+$ )<sup>[10, 25]</sup>、 $\text{Hg}^+$ <sup>[10, 48]</sup>、 $\text{Sr}^+$ <sup>[60, 61]</sup>、 $\text{Yb}^+$ <sup>[62, 63]</sup>、铟离子 ( $\text{In}^+$ )<sup>[64, 65]</sup>或  $\text{Ca}^+$ <sup>[66-68]</sup>。这种原子跃迁谱线通常又被称为“钟跃迁谱线”，它的寿命非常长（线宽在亚赫兹量级），对环境非常不敏感。因此，激光锁定在 FP 参考腔时获得短时稳定度，而再锁定于原子钟跃迁谱线时可获得极好的长时稳定度。

然而，目前世界上还没有一个计数器可对光波这样快的振荡周期进行计数。因此，在 1999 年光学频率梳<sup>[69, 70]</sup>发明以前，人们只能通过一个频率链将光频溯

源于 SI 秒定义，实现光的绝对频率测量<sup>[71]</sup>。然而这个频率链是由许许多多个稳频激光器组成，它不仅体积庞大、结构复杂，而且测量的次数与结果也差强人意。而光学频率梳正好解决了这一难题。它像一个“齿轮”，可以准确地将光波的频率稳定性和精度精确地向下传递到射频段进行计数、转换和操纵。在对未知激光频率进行测量时，将未知激光与光梳拍频，测得拍频频率  $f_b$ ，同时用射频计数器测量光梳的重复频率  $f_{\text{rep}}$  和零频  $f_0$ （两者都位于射频段），我们就可得出未知激光的频率。当用光梳将光频传递到微波频段时，光梳这个“齿轮”可以做到准确无误，绝不会“滑齿”。华东师范大学马龙生研究小组和国际计量局（BIPM）、美国国家标准与技术研究所（NIST）之间的合作研究表明：光学频率梳可以高精度地对光频进行合成与传递<sup>[72]</sup>，不确定度达  $10^{-19}$ ，可以满足高精度（ $10^{-18}$  量级）光钟的需求。

当光钟的不同部分处于不同平台，例如超稳定 FP 参考腔处于隔音室或隔振平台上，或冷原子系统在独立的一个平台上，那么窄线宽激光可以通过光纤连接。光纤也可以将光钟信号传送给其他用户。然而光纤在提供便捷传输的同时也引入一些问题：通过光纤传输的激光相位会由于环境气压、温度等因素的影响而发生变化，这等同于对被传输的光波进行随机位相调制，从而使窄线宽激光的线宽增宽。为了保证激光在光纤中传输时仍保持窄线宽的特性，我们需要对光纤位相噪声进行主动抑制（FNC）<sup>[73]</sup>。

归纳起来，光钟有四个主要部件：本振激光 LO、囚禁的中性冷原子或单离子、光学频率梳和光纤位相噪声消除系统（FNC）。

在光钟中，本振激光 LO 不同于用于冷却原子的激光，它应具有极低的频率噪声、窄线宽和极高的频率稳定度：

- 1) LO 被用来探测非常窄的冷原子钟跃迁谱线（Hz 量级以下），因此该激光的线宽也应在同一量级。
- 2) 要达到非常高的钟跃迁光谱分辨率  $\delta\nu$ （Hz 量级及以下），LO 探测冷原子的时间必须不小于  $1/\delta\nu$ （傅里叶极限）。因此在该探测时间内，LO 的频率抖动应小于光谱线宽，以避免光谱展宽。

图 1.1：光钟原理图。本地振荡（LO）初稳在一个超稳 FP 光学参考腔上，以减少频率噪声、提高频率稳定度。然后用该激光探测冷原子或单离子的窄线宽跃迁谱线（钟跃迁谱线），并以此信号为鉴频信号，通过反馈控制系统纠正 LO 的频率，以保持激光与原子钟跃迁频率一致。光学频率梳将稳频后 LO 频率的稳定性、相干性和精度传递到微波区域，并由射频计数器进行频率计数。光纤传输相位噪声由高精度光纤位相噪声消除系统（FNC）消除。

3) 由于Dick效应<sup>[43-45]</sup>的影响，目前中性原子光钟的频率稳定度还未达到量子噪声极限。这是由于在每个测量周期内必须有一定时间制备冷原子，LO的频率只能定期地在有限的时间内与冷原子的钟跃迁频率进行比较，这使得LO的频率噪声被冷原子误“读”而误“校正”，从而影响了光钟的频率稳定度。因此，减小LO的频率噪声、提高其频率稳定度，可增加冷原子的探测时间，从而减小光钟的Dick效应，使其对光钟的频率不稳定性影响达到量子噪声极限，这是本论文的重点研究内容之一。

### 1.3 窄线宽稳频激光的研究进展

利用 PDH 技术，激光的频率可以精密锁定在光学 FP 参考腔的共振频率上。为了获得高信噪比、高分辨率的锁频信号，我们通常选用低损耗、高品质因子(Q)的光学谐振腔，这就要求参考腔的反射镜有极高的反射率 ( $R > 99.9\%$ )。

在 PDH 激光稳频技术中，除了要有高信噪比的鉴频曲线和高精度的频率控制系统，FP 参考腔的长度稳定性在很大程度上决定了稳频激光的频率稳定性。为了尽量减少参考腔的腔长随环境温度起伏而变化，通常腔体和高反镜都采用热膨胀系数低材料，例如，殷钢和微晶玻璃。现在有一种新的材料，称为超低膨胀系数玻璃 (ULE)，已得到广泛使用<sup>[74]</sup>。同时，为了提高腔长的稳定性，通常还对参考腔进行精密温度控制。此外，环境噪声，如噪音和低频振动等，也会使参考腔的长度发生抖动，从而增宽激光的线宽。因此，还必须对参考腔进行隔振与隔音，例如用橡皮筋悬挂参考腔可以衰减大部分的外界振动。在 1999 年，Bergquist 等人通过这种隔振方法获得了很好的结果，他们得到了两台窄线宽激光的拍频线宽仅为 0.22 Hz<sup>[75]</sup>，并长期保持着这一记录。现在，这种特殊的隔振方式也可用商售的主动或者被动隔振平台代替，它们可对频率大于 1 Hz 的振动有 >30 dB 的隔振效果。由于窄线宽激光系统对参考腔的腔长稳定性要求非常高，除了对参考腔进行隔振外，还需对腔体的形状和支撑方式进行特殊设计，使得它对环境振动非常不敏感。其中，JILA 实验室设计的美式橄榄球形状的光学参考腔对振动非常不敏感，这个腔垂直放置，它的支撑面位于腔体的中心平面上，从

而抵消由上下两个镜面移动而引起的腔长变化<sup>[76-78]</sup>。其它实验室用这种腔时也都获得了 Hz 甚至小于 1 Hz 的激光线宽<sup>[78-81]</sup>。借鉴于 JILA 实验室用数值分析计算的方法来设计光学参考腔<sup>[82]</sup>，其他小组也设计了水平放置的光学谐振腔，其振动敏感度与垂直腔的相比拟<sup>[83-86]</sup>。

得益于光学谐振腔的长度稳定性，激光的线宽大大降低至 1 Hz 以下。然而，参考腔的长度稳定性受到一个不可避免的因素限制，那就是热噪声。从微观看，由于光学谐振腔的温度大于绝对零度，因此腔体、腔镜的基片和镀膜分子都在无规则地自由运动，因此在宏观上看，参考腔的长度发生抖动。早在上世纪 90 年代，激光干涉引力波探测（LIGO）小组就开始研究热噪声<sup>[87-89]</sup>。当研制稳频激光的研究人员发现其线宽也受到参考腔的热噪声限制时，他们开始对参考腔的热噪声进行研究<sup>[90, 91]</sup>。在本论文中，为了进一步提高稳频激光的特性，我们采取以下措施来减小参考腔的热噪声<sup>[90, 92]</sup>：1) 长腔；2) 增大光斑尺寸；3) 选择特殊材料作为镜片的基片。通过这些修改，将参考腔的热噪声引起的激光频率不稳定性降至  $1.4 \times 10^{-16}$ ，并通过实验测量证明激光的频率不稳定性也接近此值。

## 1.4 论文概况

针对以上讨论的研究目的与内容，本论文将在第二章讨论窄线宽稳频激光的基本原理及方法。首先介绍了 PDH 激光稳频技术的原理，及该技术中的各种噪声对稳频激光的影响。然后着重讨论了 FP 参考腔的设计，包括振动不敏感腔体设计和热噪声的影响等。

第三章主要介绍了稳频激光的实验装置与测量结果。介绍了光学参考腔参数测量的方法与结果，包括光学参考腔的精细度、对比度、振动敏感度和热膨胀系数等。实验中，建立了四套超稳参考腔系统（两台 1064 nm 和两台 578 nm），实现了激光频率精密锁定在参考腔的共振频率上。并通过比对测量，评估了各激光系统的频率噪声、线宽和频率不稳定性。

在第四章中，我们将 578 nm 窄线宽稳频激光应用于镱原子光晶格光钟实验中，并验证了通过对窄线宽稳频激光改进，可提高镱原子光钟的频率稳定性。首先，

简要介绍了冷原子的制备，然后介绍了用窄线宽稳频激光探测冷铯原子的钟跃迁，并获得了1 Hz线宽（FWHM）的光谱线宽。通过降低LO的频率噪声，我们大大降低了Dick极限，从而降低了光钟的频率不稳定性至 $5 \times 10^{-16}/\sqrt{\tau}$ ，这是目前稳定性最好的光钟。

在最后一章中对论文进行总结，并展望了进一步提高窄线宽激光性能及减小光钟Dick效应的方法。

## 第二章

### PDH激光稳频技术基本原理及FP参考腔

提高激光的频率稳定性有被动和主动两种方法：对激光进行温度控制、隔音和隔振都属于被动控制；而主动控制则需要将激光的频率与一个参考频率进行比较，从而获得鉴频信号，并通过伺服控制系统来调整激光频率，使之与参考频率相等。频率参考可以是原子、分子或 FP 参考腔。而获得鉴频信号的方法也有很多种，如 Lamb 凹陷、Zeeman 分裂光谱、饱和吸收光谱或调制转移光谱等。

Pound-Drever-Hall (PDH) 激光稳频技术是最有效的稳频技术之一。它结合了频率调制光谱技术和光外差探测技术，具有伺服响应快、噪声低的特点。在 PDH 激光稳频技术中，激光的频率保持与参考腔的共振频率一致。在这一章中，我将介绍 PDH 技术的基本原理及相关噪声来源。然后讨论了参考腔的设计，使腔长稳定性最高。

#### 2.1 PDH激光稳频技术基本原理

在 PDH 技术中，激光的频率 ( $\omega$ ) 与 FP 参考腔的某一模式的共振频率进行比较，比如参考腔的基模， $TEM_{00}$ ，它的频率为是  $m \times FSR$ ， $m$  是整数， $FSR$  是参考腔的自由光谱程，表示为：

$$FSR = \frac{c}{2nL}, \quad (2.1)$$

其中， $n$  是折射率， $L$  腔的光程长， $c$  是光速。当激光频率满足  $\omega = 2\pi \times m \times FSR$  时，鉴频曲线（或称为 PDH 信号）过零点。

许多参考文献详细介绍了 PDH 技术的基本原理<sup>[7, 93]</sup>，这里我只做简单的介绍。图 2.1 (a) 是 PDH 稳频技术的原理图。首先，激光光场  $E_{in} = E_0 e^{i\omega t}$  经过一个调制频率为  $\Omega$ 、调制度为  $\beta$  的电光调制器 (EOM) 进行位相调制，它的电场变为  $E_{in} = E_0 e^{i(\omega t + \beta \sin \Omega t)}$ 。其中， $E_0$  是光场强度， $\omega$  是光场角频率。当  $\beta < 1$ ，则激光场可用贝塞尔函数表示为：

$$E_{\text{in}} \approx E_0 [J_0(\beta)e^{i\omega t} + J_1(\beta)e^{i(\omega+\Omega)t} - J_1(\beta)e^{i(\omega-\Omega)t}]. \quad (2.2)$$

从上式中我们可以看到，经位相调制后的光场，在载波的两侧出现了一对频率为  $\omega \pm \Omega$ 、位相相反的调制边带，如图 2.1 (b) 所示。

当经过位相调制后的光场耦合进入长为  $L$  的 FP 参考腔后，参考腔的反射光场可表示为：

$$E_r \approx E_0 [R(\omega)J_0(\beta)e^{i\omega t} + R(\omega + \Omega)J_1(\beta)e^{i(\omega+\Omega)t} - R(\omega - \Omega)J_1(\beta)e^{i(\omega-\Omega)t}]. \quad (2.3)$$

其中  $R(\omega)$  是腔的反射函数：

$$R(\omega) = \frac{(\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2}e^{i\varphi})}{1 - \sqrt{R_1 R_2}e^{i\varphi}}, \quad (2.4)$$

$R_1$  和  $R_2$  分别是两个腔镜的反射率。激光在参考腔内往返一次的位相  $\varphi$  为

$$\varphi = \frac{\omega}{FSR}. \quad (2.5)$$

在探测器(PD)上探测到的光功率  $P_{\text{rf}}^2$  可表示为

$$\begin{aligned} P_{\text{rf}} \propto |E_r|^2 = & E_0^2 \{ J_0^2(\beta) |R(\omega)|^2 + J_1^2(\beta) |R(\omega + \Omega)|^2 - J_1^2(\beta) |R(\omega - \Omega)|^2 \\ & + 2J_0(\beta)J_1(\beta) [\text{Re}(R(\omega)R^*(\omega + \Omega) - R(\omega - \Omega)R^*(\omega)) \cos \Omega t \\ & + \text{Im}(R(\omega)R^*(\omega + \Omega) - R(\omega - \Omega)R^*(\omega)) \sin \Omega t] + 2\Omega \text{ terms} \}. \quad (2.6) \end{aligned}$$

它包含了直流 (DC) 项、频率为  $\Omega$  项和  $2\Omega$  项。而  $\Omega$  项是信号隐含项，我们可以通过与本振项  $E_L = Ae^{i(\Omega t + \Phi)}$  在混频器内混频后解调出鉴频信号：

$$\begin{aligned} \varepsilon \propto 2E_0^2 J_0(\beta)J_1(\beta) & [\text{Re}(R(\omega)R^*(\omega + \Omega) - R(\omega - \Omega)R^*(\omega)) \cos \Phi \\ & + \text{Im}(R(\omega)R^*(\omega + \Omega) - R(\omega - \Omega)R^*(\omega)) \sin \Phi]. \quad (2.7) \end{aligned}$$

解调后的鉴频信号如图 2.1 (b) 所示，也常被称为 PDH 信号。它反映了载波和两个调制边带在参考腔内所经历的不同位相。我们可以看到，假如激光载波频率与参考腔的共振频率一致时，PDH 信号过零点。而当激光频率比腔共振频率偏大或偏小，PDH 信号表现为或正或负，满足鉴频特性要求。

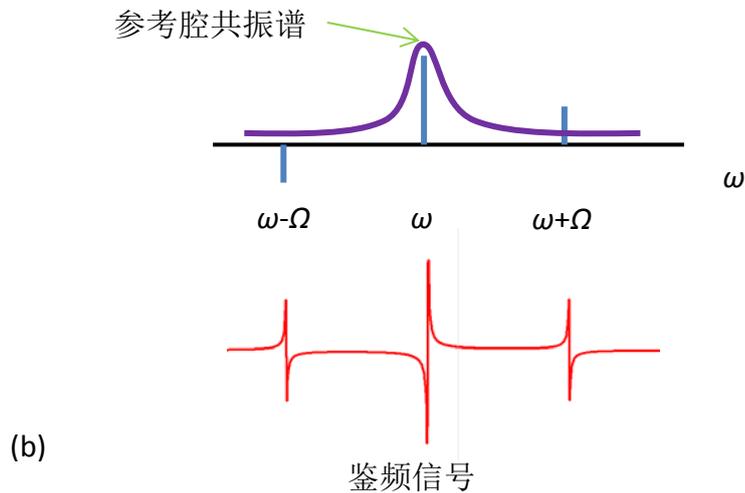
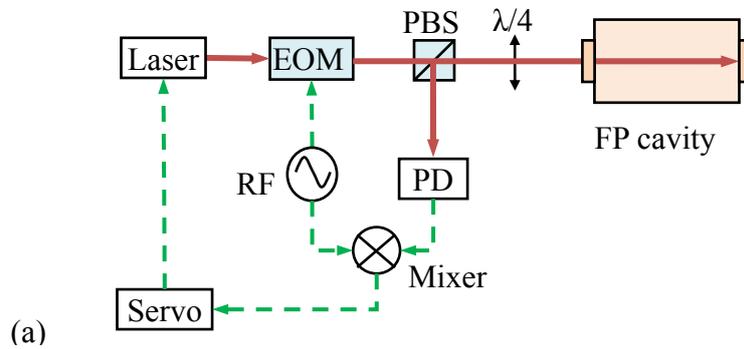


图 2.1: PDH 稳频技术基本原理和鉴频信号。(a) PDH 稳频技术基本原理图。激光先被电光调制器 (EOM) 位相调制后耦合入参考腔。腔的反射信号由探测器 (PD) 接收, 然后送入混频器 (Mixer) 相敏解调后获得鉴频信号。偏振分束棱镜 (PBS) 与四分之一波片 ( $\lambda/4$ ) 的作用是让腔反射光导入探测器。(b) 位相调制光谱频域图、参考腔共振信号和鉴频信号。

当用 PDH 信号对激光频率进行控制时, PDH 信号的斜率  $D$  和信噪比(SNR)对稳频后激光的特性起着至关重要的作用。当激光与参考腔近共振时, 假如激光的调制边带远大于参考腔的共振谱线线宽  $\Delta\nu_c$ , 即  $\Omega \gg \Delta\nu_c$ , PDH 信号可近似表示为 (假设  $R_1=R_2=R \approx 1$ ):

$$\varepsilon \propto -4E_0^2 J_0(\beta) J_1(\beta) \sin \Phi \frac{\sqrt{R}\delta\omega}{\pi\Delta\nu_c}. \quad (2.8)$$

式中  $\delta\omega$  是激光与腔共振频率之差。当位相延时  $\Phi$  选为  $\pi/2$  时, PDH 信号简化为:

$$\varepsilon \propto -4P_0 J_0(\beta) J_1(\beta) \frac{\sqrt{R}\delta\omega}{\pi\Delta\nu_c} = 4\sqrt{P_c P_s} \frac{\sqrt{R}\delta\omega}{\pi\Delta\nu_c}, \quad (2.9)$$

输入光功率为  $P_0 \propto E_0^2$ ,  $P_c$  为载波功率,  $P_s$  为边带功率。因此我们可以得到在近共振时 PDH 信号的斜率为 (单位: V/Hz)

$$D = \frac{d\varepsilon}{df} \propto -\frac{8\sqrt{R P_c P_s}}{\Delta\nu_c}. \quad (2.10)$$

从上式中可以看到, 鉴频信号的斜率取决于光功率、调制度 ( $P_c \sim P_0 J_0^2(\beta)$ ) 和腔的线宽  $\Delta\nu_c$ 。当腔的线宽越窄, 那么鉴频信号的斜率越大。正因为如此, 我们往往选用高反射率  $R$ 、低损耗的反射镜来作为光学谐振腔的腔镜。我们也可用精细度  $F$  来描述 F-P 腔内损耗:

$$F = \frac{FSR}{\Delta\nu_c} = \frac{2\pi}{Loss} = \frac{\pi}{1-R}. \quad (2.11)$$

同样, 要提高 PDH 的斜率, 必须选用高精度的参考腔。接下来, 我将重点讨论如何提高 PDH 信号的信噪比 (SNR)。

## 2.2 PDH激光稳频技术中的噪声

### 2.2.1 激光幅度噪声

激光幅度噪声是激光中最基本的噪声之一, 它来源于量子噪声或技术噪声, 如泵浦源引起的噪声、激光腔的抖动、增益介质的热噪声等。激光幅度噪声可以用一个快速探测器直接探测, 并在频谱仪上进行分析。一般来说, 不同类型的激光器的幅度噪声分布也各不相同, 如固体激光器的幅度噪声就比光纤激光器的小很多。但大多数激光幅度噪声都分布在几十兆赫兹以下, 而在高频段, 所有激光器的幅度噪声都接近光的散粒噪声。

图 2.2 是一台 Nd:YAG 固体激光器的幅度噪声谱 (Innolight 公司), 它的波长为 1064 nm。该图是在频谱仪分辨率 (RBW) 为 30 kHz 时测得的。图中, 红色和蓝色虚线分别是当激光的噪声抑制开关 (noise eater) 在“关”和“开”的情况下测得的幅度噪声谱。我们可以看到, 当开启激光噪声抑制开关时, 频率为 0.3 MHz 的幅度噪声被抑制了 2 个数量级, 但是频率为 0.5 MHz 以上的幅度噪声都还在。图中还标出了探测器的电子噪声 (绿色点划线) 和光的散粒噪声 (黑线)。我们可以看到, 当频率大于 2 MHz 时, 激光的幅度噪声接近散粒噪声极限。

如果 PDH 信号里含有激光幅度噪声, 那么用该信号控制激光频率时, 激光幅度噪声会转成频率噪声。为了使整个稳频系统不受幅度噪声限制, 达到散粒噪声极限, 我们利用频率调制光谱技术 (FM): 用电光调制器 (EOM) 对光进行频率调制, 信号也将加载在这个调制信号上。当调制频率足够高时, 激光的幅度噪声接近散粒噪声, 而探测器只探测该频率处的信号时, 从而可以摆脱探测带宽外的激光幅度噪声, 达到散粒噪声极限。

当调制频率非常高时, 激光频率控制系统的伺服带宽也变得非常宽, 即系统的响应速度非常快。在实际应用中, 伺服带宽往往受执行元件的限制, 如压电陶瓷 (PZT) 的响应带宽一般小于 100 kHz。另外, 当调制频率升高时, 电光调制器的剩余幅度噪声 (RAM) 也相对变大 (见 2.2.4 小节)。因此, 我们需要将激光的幅度噪声、系统伺服带宽和 RAM 等因素综合考虑来选择合适的 EOM 调制频率。

### 2.2.2 散粒噪声

由上分析可知, 在用鉴频信号控制激光频率时, 鉴频信号中的任何噪声都会转换为激光频率噪声, 其中包括了上节提到的激光幅度噪声。由于光具有量子特性, 因此鉴频信号里也夹杂散粒噪声, 这将最终限制稳频激光的频率特性。

散粒噪声是白噪声, 它的功率谱密度为 (单位是  $W/\sqrt{Hz}$ ):

$$s_{sn}(f) = \sqrt{2h\nu P_{rf}}. \quad (2.12)$$

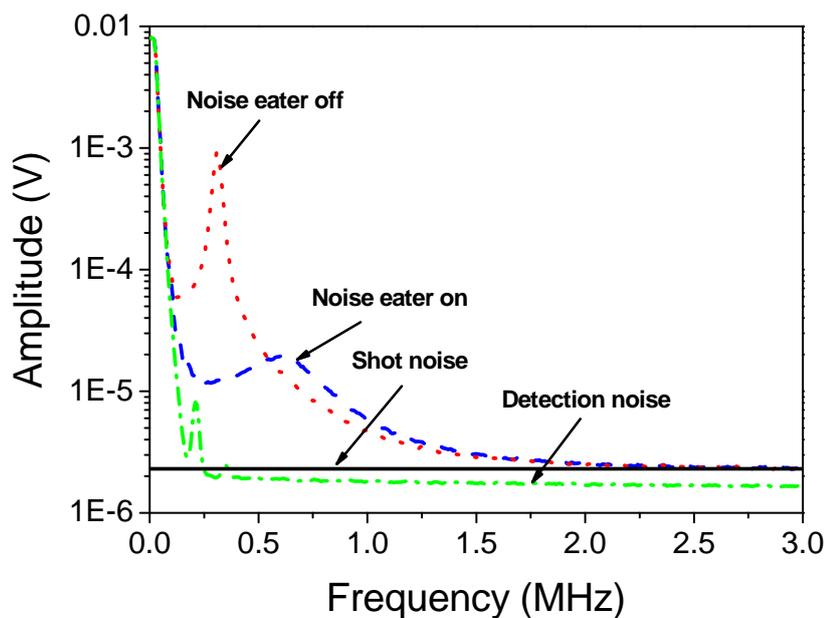


图 2.2: 激光的幅度噪声谱(分辨率为 30 kHz)。红点线和蓝虚线分别表示 Nd:YAG 固体激光器的幅度噪声抑制开关 (noise eater) 在“关闭”和“开启”的情况下测得的幅度噪声谱。图中标出了探测器的电子噪声 (绿色点划线) 和光的散粒噪声 (黑线)。

当激光频率锁定在光学谐振腔的共振频率上时，假设激光的载波完全耦合入参考腔内（腔的对比度为 100%），而调制边带位于腔的共振谱线外，那么反射到探测器的功率近似为边带的光功率  $P_{\text{ref}} \approx 2P_s$ 。若将式 (2.12) 除鉴频信号的斜率  $D$ ，从而得到光的散粒噪声引起的激光频率噪声谱密度表示为（单位：Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ）

$$s_{v-\text{sn}}(f) = \sqrt{\frac{h\nu}{P_c R} \frac{\Delta\nu_c}{4}}. \quad (2.13)$$

正如前面提到的那样，当参考腔的线宽越窄，散粒噪声引起的激光频率噪声越小。

有趣的是，上式与前面提到的 Schawlow-Townes 线宽十分相似（见式 1.1）。

例如，功率为 10  $\mu\text{W}$  的 1064 nm 激光锁定于一个线宽  $\Delta\nu_c \sim 10$  kHz、精细度  $F \sim 300,000$  的参考腔上后，根据式 (2.13) 可推算出由光的散粒噪声引起的激光频率噪声约 0.35 mHz/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ，这相当于激光的线宽为 0.4  $\mu\text{Hz}$ ，频率不稳定性为  $1 \times 10^{-18}/\sqrt{\tau}$ （根据式 (3.9) 和 (3.12) 计算， $\tau$  为平均时间）。这比我们实验结果得到的要小许多（见第三章）。

另一种估算由散粒噪声引起的激光频率噪声的方法是：用实验测得的腔反射功率  $P_r$  来计算，而非腔入射功率，这是因为实际参考腔的对比度一般不可能达到 100%。假如探测器的负载电阻为  $R_l$ ，鉴频信号的斜率测量后得到  $D$ ，那么相应的激光频率噪声为：

$$s_v = \frac{\xi R_l \sqrt{2h\nu P_{\text{ref}}}}{D}. \quad (2.14)$$

### 2.2.3 探测、放大和伺服控制系统中的噪声

除了激光引入的噪声外，一些电子器件也会引入噪声，如探测器、放大器、伺服控制电路、激光频率执行元件（如 PZT）等。

在光电探测器中，即使没有光子进入探测器，也会有暗电流。以滨松公司的 InGaAs 的 PIN 型光电二极管 G8376 为例，其暗电流是 1.5 nA。对于 1064 nm 激光，它的光电灵敏度为 0.6 A/W。为了有效克服光电二极管的暗电流，入射激光的功率应大于 2.5 nW。幸运的是，在 PDH 激光稳频技术中采用了光外差技术，也就是将微弱的光信号（从腔内漏出）同具有一定功率的腔反射光进行外差，这样就可以有效克服探测器暗电流的影响。

此外，在探测器中使用的运算放大器也有输入电压噪声和输入电流噪声。以常用的运算放大器 LF356 为例，它的输入电压噪声约  $15 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ （频率为  $100 \text{ Hz}$  时），在高频时，它的电压噪声就会低 3 至 5 倍。而 PDH 激光稳频技术正好采用了频率调制光谱技术，它使得探测器工作在调制频率处（一般在几 MHz 以上），这也无疑降低了探测器的电子噪声。谐振式探测器的噪声也比普通的探测器噪声小很多，因为它将谐振频率以外的电子噪声都滤掉了。此外，也可以选择一些商售的探测器，它们也具有非常低的等效噪声功率，如文献[94]描述的探测器，它的等效噪声功率仅为  $3.3 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ ，带宽为  $125 \text{ MHz}$ ，即使将带宽范围内的噪声都相加起来，它的等效噪声入射光功率也只有  $1 \mu\text{W}$ 。

除了探测器的电子噪声外，还有伺服电路中的放大器会将电子噪声附加给 PDH 信号。为了将这些电子噪声对信号的影响降至最低，可增加光功率，使光信号远大于噪声。当然，选择输入电压或电流噪声小的运算放大器也有助于提高信号的信噪比。

除了伺服电路中的放大器噪声会影响 PDH 的信噪比之外，放大器的电压偏置和漂移也应重点考虑。当用伺服电路控制激光频率、使之锁定于参考腔时，如果伺服电路的电压存在偏置，会使激光频率不一定等于腔的共振频率，更糟糕的是，如果放大器的输出电压出现漂移，这将导致锁定后的激光频率随之变化，从而降低激光的频率稳定度。因此，在伺服控制系统中须要仔细选择输入电压偏置和漂移都非常小的差分放大器。

#### 2.2.4 剩余幅度调制 (RAM)

在 PDH 激光稳频技术中，常常用 EOM 实现频率调制。然而，它还附加了剩余幅度调制产生的低频噪声，使得鉴频信号的信噪比不能达到散粒噪声极限，降低了稳频激光的频率稳定性。

文献[95]对 RAM 的产生原因进行了详尽的分析，这里只对 RAM 进行简单的介绍。

如图 2.3 (a) 所示，一束光入射至电光 (EO) 晶体，光的偏振方向与晶体的

主轴  $z$  轴成  $\alpha$  角。有一射频场 (RF) 加在晶体的  $z$  轴方向, 那么晶体在  $o$  光 ( $y$  轴) 和  $e$  光 ( $z$  轴) 方向上的折射率分布为  $n_2$  和  $n_3$ 。折射率  $n_2$  和  $n_3$  随电场变化为  $n_{2,3} = n_{o,e} - n_{o,e}^3 r_{o,e} E_z / 2$ , 其中,  $n_{o,e}$  和  $r_{o,e}$  分别是  $o$  光和  $e$  光在没有电场时的折射率和电光晶体的电光系数。因此, 在  $y$  轴和  $z$  轴偏振方向上的光经过长为  $l$ 、高为  $h$  的电光晶体后, 沿传播方向产生的相移为:

$$\phi_{2,3}^F = \omega \frac{n_{2,3} l}{c} = \frac{2\pi l}{\lambda} n_{o,e} - \frac{\pi l}{\lambda d} n_{o,e}^3 r_{o,e} V_{rf} \sin \Omega t = \phi_{0o,e} - \beta_{o,e} \sin \Omega t, \quad (2.15)$$

上式中  $\beta_{o,e}$  和  $\Omega$  分别是电光调制器的调制度和调制频率, 那么被电光晶体表面反射的光沿传播方向相反方向传播时产生的相移为

$$\phi_{2,3}^B = \phi_{0o,e} - \beta_{o,e} \frac{\sin \phi_{mo,e}}{\phi_{mo,e}} \sin(\Omega t + \phi_{mo,e}), \quad (2.16)$$

其中,  $\phi_{mo,e} = \Omega n_{o,e} l / c$ 。假设电光晶体的端面反射率为  $R_{EO}$ , 那么电光晶体就好像一个 FP 腔, 经过电光晶体透射出的光场强度表示为

$$I_{EO} = I_0 \frac{(1 - R_{EO})^2}{1 + R_{EO}^2 - 2R_{EO} \cos(\phi_{2,3}^F + \phi_{2,3}^B)}. \quad (2.17)$$

这里入射光强  $I_0 = cE_0^2 / 8\pi$ 。电光晶体的透射光强  $I_{EO}$  会随着以下实验条件的变化而发生改变:

1) 由于电光晶体表面会反射光, 因此电光晶体就好似 FP 腔, 如图 2.3 (b) 所示。当晶体的长度  $l$  或者折射率  $n_{o,e}$  随环境起伏或者激光的频率发生改变时, 这都会使激光频率与电光晶体的共振谱线发生偏离, 从而导致透射光强发生起伏。这种标准具效应有时来自光散射或其它面的反射。

2) 光的偏振方向与电光晶体的  $z$  轴成  $\alpha$  角。由于晶体的双折射效应, 这个角度会随着晶体温度的起伏而发生改变。

3) 实验平台或者光学支撑架的振动都可使上述各参数发生变化。

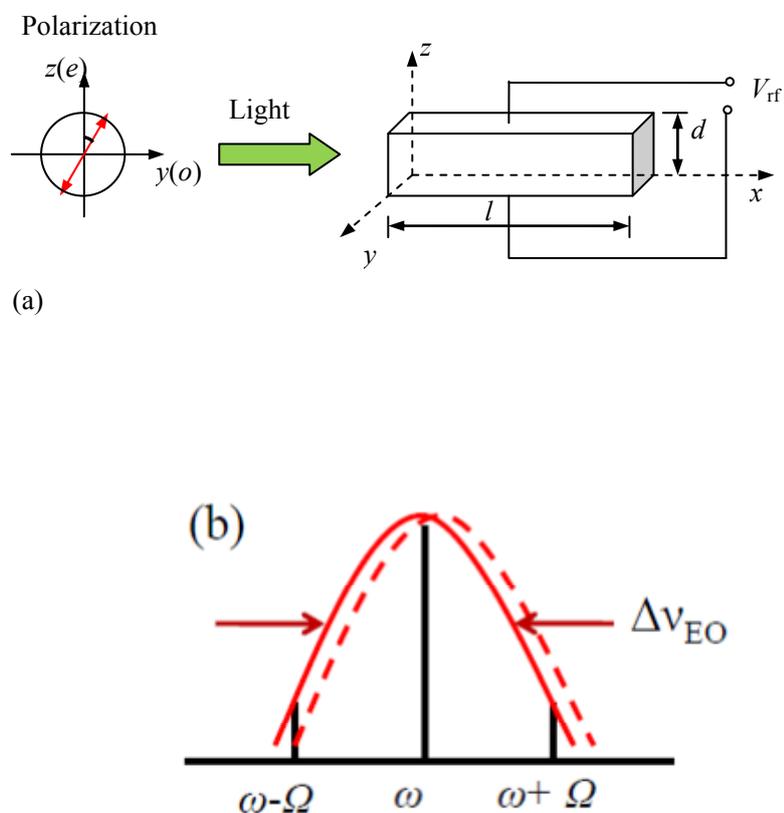


图 2.3：剩余幅度调制示意图。(a) 激光与电光晶体结构图。激光沿着  $x$  方向入射至电光晶体，入射光的偏振方向与晶体  $z$  轴成  $\alpha$  角，电光晶体的长度和厚度分别为  $l$  和  $d$ ，射频信号加载方向为  $z$  轴。(b) 由于电光晶体表面对光有反射率，因此它就像一个 FP 腔，FP 腔效应使得两个调制边带的幅度随环境因素的影响而随机起伏。

在理想情况下，频率调制光谱产生幅度完全相等、相位相反的调制边带，因此，载波和调制边带的拍频在调制频率处应等于零。然而，由于 RAM，两个调制边带的幅度并不完全相等，这导致拍频信号也不为零。在 PDH 技术中，这个不为零的信号经过解调后会使得 PDH 信号发生直流偏移，进而使稳频后的激光频率并不完全等于参考谐振腔内的共振频率。更糟的是，RAM 引起的直流偏置会随时间而随机起伏，而锁定系统又无法将这个直流偏置与激光频率抖动区分开来，因此伺服系统会错误地纠正激光的频率。因此在 PDH 技术中，RAM 使我们无法达到激光稳频的散粒噪声极限。

那么如何消除 RAM 呢？根据 RAM 产生的原因，我们可以采取以下几项措施<sup>[24]</sup>：1) 对电光晶体的表面镀增透膜以减少由表面反射引起的 FP 腔效应；2) 在 EOM 后加入隔离器可防止反射光进入电光晶体形成 FP 腔效应；3) 对电光晶体进行温度控制以减小晶体的折射率和双折射效应变化；4) 在 EOM 前加入高消光比的偏振器，使得入射到电光晶体光的偏振方向与晶体主轴一致；5) 选用 RAM 效应小的电光晶体材料；6) 选用低噪声的 RF 信号源；7) 选用大入射面积和大电极端面的电光晶体；8) 保持激光在电光晶体的中心通过；9) 将光学装置都放置在隔振平台上以减少振动的影响；10) 在 EOM 后探测光束时，尽量使探测器探测整个光斑；11) 将电光晶体放置在调节架上进行细微调节，使 RAM 最小。RAM 的大小可在 EOM 后放置探测器进行探测，并在频谱仪上进行分析，通过调节电光晶体前的偏振器和晶体的位置，可将 RAM 调到最小。

由于 RAM 产生的原因有很多，到目前位置还没有一个完美的解决方法。从上世纪八十年代开始，一些研究小组就开始研究和消除 RAM。E. A. Whittaker 等人分析了由电光晶体的标准具效应引起的 RAM<sup>[95]</sup>，并提出了用双调制技术，将 RAM 减小了四倍<sup>[96]</sup>。JILA 实验室的 J. L. Hall 用主动反馈控制的办法，调节电光晶体两端的直流电压<sup>[97]</sup>，这种方法可以实时消除 RAM，可使 PDH 技术的探测极限达到散粒噪声极限。在本课题组，我们曾将 EOM 调制后的光进入一个 FP 腔，使 RAM 引起的边带不对称通过 FP 腔不对称衰减后成为对称边带，从而消除 RAM<sup>[98]</sup>。然而，这种方法须要对腔进行仔细的设计，使得 FP 腔损耗最小。

通常我们用调制度来描述调制幅度的大小，但是在 PDH 技术中，这样评估并不能直接明了地说明 RAM 对激光频率的影响有多大。参照文献[97]，这里我们将 RAM 引起的 PDH 信号噪声谱（单位为  $V/\sqrt{\text{Hz}}$ ）或者电压漂移（单位为  $V$ ）用 PDH 信号的斜率转化成激光频率噪声谱（单位为  $\text{Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ ）和激光频率不稳定度进行评估（详见表 3.1）。通过上述有效措施，可使激光频率噪声或激光频率不稳定性不受 RAM 限制。

## 2.3 参考腔

在 PDH 激光稳频技术中，激光的频率锁定在 FP 腔的共振频率上。当稳频系统中具有高信噪比的鉴频信号和高精度的伺服控制系统时，激光频率不稳定性完全取决于参考谐振腔的长度稳定性：

$$\frac{\Delta f}{f} \approx -\frac{\Delta L}{L}, \quad (2.18)$$

其中， $\Delta f$  是锁定后激光的频率抖动大小。对于长度变化为  $\Delta L$  的参考腔，它的绝对腔长  $L$  越长，则稳频后的激光频率越稳定。

下面我将分析各种使参考腔腔长变化的环境因素，并针对不同的环境扰动采取相应的措施使参考腔长变化量减小。

### 2.3.1 概述

#### (1) 温度起伏

由于参考腔与环境之间有热交换，因此环境温度起伏将导致参考腔的温度变化。又由于热膨胀效应，参考腔的长度也随着温度变化而发生变化。假如材料的热导率为  $\kappa$ ，其单位为  $\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ ，那么单位时间内传输到参考腔的热量  $\Delta H$  为

$$\frac{\Delta H}{\Delta t} = \kappa A \Delta T / l, \quad (2.19)$$

式中， $A$  是连接参考腔和外界环境的导热材料的截面面积， $l$  是长度， $\Delta T$  是参考腔和环境的温度差。由上式可知，为了减小参考腔和环境间的热传导，连接参考腔与环境的材料应具有非常小的导热率  $\kappa$  和导热截面积，并增大两者的距离。如果参考腔和环境的温度差  $\Delta T$  变小也将有助于减小热传导。若将参考腔包裹在隔

热材料中，并对整个隔热层的外面进行温控，那样由环境引起的参考腔的温度变化将变得更小。

参考腔与外界环境之间的热交换除了热传导之外还有热辐射。在温度大于绝对零度时，任何物体都发射电磁波，电磁波的频率与其温度有关。在室温附近，参考腔的周围物体会发出红外光。这些光被参考腔吸收后，引起参考腔的温度变化，最后导致腔长变化。此外，参考腔周围物体的温度往往是不均匀的，这使得参考腔发生不均匀的热膨胀，由此产生更大的、由应力引起的腔长变化。因此，保持参考腔环境温度稳定且均匀是十分重要的。

前面提到由于热膨胀效应，参考腔的温度变化会引起其长度变化。因此，为了减小其长度变化，我们也可选用热膨胀系数（CTE）尽可能小的材料做成腔体和镜片。微晶玻璃（Zerodur）的 CTE 非常小，约  $5 \times 10^{-8} \text{ K}^{-1}$ ，因而被广泛使用。现在，有另外一种材料叫超低膨胀玻璃（ULE），它的  $\text{CTE} < 3 \times 10^{-8} \text{ K}^{-1}$ ，特别是它在室温附近  $\text{CTE} = 0$ ，称为零膨胀温度点，ULE 玻璃的这个优势使它现在被广泛使用。除了选用热膨胀系数小的材料，制作腔体和镜片基片的材料应选用具有相同热膨胀特性，否则应力将引起非常大的腔长变化<sup>[99]</sup>。这就再次要求对 FP 参考腔进行精密温度控制。

## （2）噪音和振动

FP 参考腔的长度还对低频区的机械振动很敏感，如声音和地面振动。环境噪声可以通过参考腔的支撑结构或空气传播给参考腔，导致参考腔沿力的方向形变。又由于材料有一定的泊松比，因此也会向其它方向弹性形变。

对参考腔进行隔振、隔声是直接减少声波和振动噪声对其长度影响的方法。另一种有效的方法是设计振动不敏感的参考腔<sup>[83-86]</sup>。由美国 JILA 实验室设计的垂直放置的参考腔就是一个例子，将激光锁定在这种振动不敏感的腔上可获得亚赫兹的激光线宽<sup>[78]</sup>。在这之后，其它小组也依据他们的设计方法纷纷重新设计参考腔的腔体和支撑结构。如今，许多横向放置的光学参考腔，如被支撑在“艾里”点的参考腔，也可以达到相媲美、甚至更好的结果。关于振动不敏感的腔体将在 2.3.3 节中具体叙述。

### (3) 折射率变化

前面提到的参考腔的长度  $L$  应正确地表示为  $nL$  ( $n$  是参考腔内空气的折射率), 因此, 式 (2.18) 应写为:

$$\frac{\Delta f}{f} = -\frac{\Delta n}{n} - \frac{\Delta L}{L}. \quad (2.20)$$

文献[24]估计, 在室温 25 °C 和标准大气压下, 当温度改变 1 °C 或气压变化 5 torr 时, 折射率变化  $\Delta n \approx 10^{-6}$ 。这对于一长度  $L=10$  cm 的腔来说, 激光频率不稳定性只能达到  $10^{-6}$ 。

如果参考腔放置在真空中, 那么空气的折射率可简单地表示为:

$$n = 1 + \alpha_{\text{chem}}\rho, \quad (2.21)$$

式中  $\alpha_{\text{chem}}$  是单位体积空气的极化率, 一般约为  $10^{-30}$ ,  $\rho$  是空气密度:

$$\rho = \frac{P_r}{k_B T}, \quad (2.22)$$

上式中  $P_r$  是气压,  $T$  是温度。在室温下,  $T=300$  K, 当气压起伏小于  $4 \times 10^{-6}$  Pa, 则折射率变化  $\Delta n$  将小于  $10^{-15}$ 。

因此, 为了减少空气折射率  $n$  的波动, 必须将参考腔放置在真空室内。此外, 真空还有助于减少声音传播和热传导, 从而进一步提高参考腔的长度稳定性。

### 2.3.2 温度不敏感参考腔的设计

由前面分析可知, 为了减少参考腔的温度敏感度, 通常采用低热膨胀系数的材料作为腔体材料。ULE玻璃就是这么一种材料, 而且它的CTE在室温附近可能为零, 称为零膨胀温度点。当参考腔的温度控制在零膨胀温度点时, 即使它的温度发生起伏, 它的长度也不会发生变化。通过对ULE玻璃掺适量的TiO<sub>2</sub>, 我们可以将ULE玻璃的零膨胀温度点移至室温偏高的温度<sup>[100]</sup>, 这样就可以方便地对参考腔进行温控。

然而即使是同一块ULE玻璃, 不同位置也有不同的CTE。当参考腔的腔体和反射镜基片选用不同CTE的ULE玻璃时, 由热膨胀系数不同而引起的应力形变将占腔长变化的主导因素。因此, 参考腔的腔体和反射镜材料都应选自同一块ULE玻璃, 且越靠近越好。

在本论文中，我们将选用熔石英作为参考腔的反射镜材料，因为它具有非常低的机械损耗，有助于降低参考腔的热噪声（见2.3.4节）。但是熔石英的CTE(+500 ppb/K) 远大于ULE玻璃。如果参考腔的腔体用ULE玻璃，而镜片用熔石英，那么当温度变化时，由于两种材料的CTE不同，会引起非常大的应力，使得反射镜产生非常大的形变，从而使等效腔长发生大的变化。而且采用熔石英作为反射镜材料时，还会使参考腔的零膨胀温度点偏移原来的温度点。为了补偿熔石英非常大的CTE，一种方法是用ULE玻璃做成的圆环粘在熔石英镜片背面<sup>[101, 102]</sup>，以减小镜片的形变；另一种方法是选用室温下CTE为负值的ULE玻璃制成参考腔的腔体，这种特殊材料是通过将ULE玻璃进行不同的掺杂而获得的，通过材料的选择使得参考腔总的CTE为零，从而使参考腔具有温度不敏感的特性。

### 2.3.3 振动不敏感参考腔设计

我们在 2.3.1 节中提到，地面振动和声音都会对参考腔的长度进行调制，从而使其长度发生变化。利用隔振和隔音装置可以对传递到参考腔的噪声大幅度地衰减。然而，由于实验要求非常高，任何一点点的残余噪声（一般在低频区域）都会通过支撑架后传递给参考腔，从而使参考腔的长度发生变化。

为了解决这一问题，许多科研小组开始重新设计参考腔的腔体结构和支撑方式，使系统对振动噪声非常不敏感。在过去几年中，许多实验室采用的腔体结构大多是垂直放置的参考腔，它的光轴方向在重力方向，支撑位置在腔长方向上的一半，如图 2.4 所示。当该参考腔受到垂直方向的振动时，上下镜片会同时朝同一方向偏移，因此保持总的腔长不变。这种垂直腔的振动敏感度（在垂直振动方向）可以达到  $10 \text{ kHz}/(\text{ms}^{-2})$ <sup>[76, 78]</sup>。之后，其他小组也开始利用数值模拟分析的方法设计水平放置的参考腔。这种参考腔的支撑位置在艾里点，可以使反射镜发生平行移动而不倾斜。经过测试，这种水平腔的振动敏感度（在垂直振动方向）也有非常好的效果，约  $0.1 \text{ kHz}/(\text{ms}^{-2})$ <sup>[85, 86]</sup>。将激光分别锁定在这些参考腔时，都获得了线宽在 Hz 甚至亚 Hz 的激光。

在本论文中，我们对各种参考腔进行了数值模拟分析。利用 ANSYS 程序，

对不同的腔体结构和支撑方式的参考腔进行计算,使更加深入地理解振动对参考腔的影响。在模拟时,对所有的参考腔都加以 $\sim 10 \text{ m/s}^2$ 的振动加速度,然后定量地研究参考腔形变情况。在实际装置中,许多振动都处于低频区域,因此分析中运用静态分析是合理的。参考文献[82]介绍了如何将这种动态问题简化为静态分析。

在运用 ANSYS 程序进行计算时,首先对参考腔进行建模,然后加载各种约束条件,再进行网格划分将参考腔划分成若干个小块。这些小块之间是由应力相互连接的,在计算时是用微分方程来表示。因此,对参考腔的受力模拟就简化为求解成千上万个方程,称为有限元分析。通过求解这些方程,可以同时计算得到参考腔的形变、腔长变化和反射镜形变等。弹性变形分析为腔体设计提供了有效的指导。

ANSYS 是一个功能非常强大的模拟计算分析软件,它可以进行静态和动态的有限元分析。针对本论文的应用,我们将使用线性静态分析。附录 A 列出了用 ANSYS Mechanical 求解参考腔在受外界振动后的机械形变的步骤。ANSYS Workbench 的计算核与 ANSYS Mechanical 的相同,并且用该程序可直接从 AutoDesk Inventor 导入建好的模型,从而可简化建模过程。

在计算参考腔的腔长受到外界振动后发生改变时,往往考察腔镜中心附近各点的形变情况,而不单是镜片中心的形变情况,这是因为激光在腔内谐振时具有一定的光斑大小,而且有助于加深理解腔镜受外界振动的形变情况。在实际计算时,我们往往在镜面上精细划分网格,这样有助于提高分析的精度。

那么数值分析计算的结果与实际值的误差有多大呢?这取决于计算中网格划分的大小、材料的特性值误差、约束条件的合理性和参考腔的加工误差等等。

计算时,网格划分得越细,则计算的精度应该越高。但是,网格划分得越多,对计算机来说就意味着有更多的方程需要求解,这势必挑战计算机的计算能力,也将花费更长的计算时间。文献[82]对同一参考腔进行不同大小的网格划分,并进行比较。他们发现虽然每个镜面的形变量不同,但是两种情况下总的腔长变化量还是相同的。另外,他们运用了参考腔的几何对称性,只用了一半的腔或四分

之一的腔，并加载合适的约束条件就可以模拟整个腔的形变情况，这大大提高了单位计算时间的计算精度。

在数值模拟时，参考腔支持面的约束是任何一个方向都不会有位移，而实验中却不一定如此，这可能会导致模拟结果和实验之间的差异。另外，作为参考腔腔体材料并不一定具有非常均匀的物理特性，而模拟时却是均匀的。此外，在腔体加工过程中也会引入误差和公差，因此很容易破坏参考腔的对称设计，从而使得与计算模拟之间存在一定的差别。参考文献[82]深入地探讨了引起计算误差的各种原因，他们发现由于四个支撑点的受力不均引起的误差是主要因素。

### 竖直放置参考腔

竖直放置参考腔是由美国 JILA 实验室首先提出的<sup>[76, 78]</sup>。它的腔体呈圆锥型，光轴的方向沿重力方向。当外界振动力的方向沿重力方向时，假设支撑位置在腔体的任意一个端面，那么支撑处的端面不会产生位移，而另外一个端面则由于外力的作用而产生位移，导致腔长变化。如果支撑在腔体的中间位置，那么在外力的作用下，腔体的上端面和下端面都会往外力方向移动，最终有可能使参考腔的腔长不变。

竖直放置参考腔的几何结构见图 2.4 (a) 所示。腔体长 7.75 cm，两端镜片直径是 1 英寸、厚度为 1/4 英寸。参考腔的两端呈锥形，腔体的支撑位置位于圆柱中间的圆盘。圆盘上均匀分布着 6 个小孔，3 根聚四氟乙烯支杆在其中 3 个小孔处支撑腔体。在数值模拟时，聚四氟乙烯支杆和腔体的接触面假设不动，而外界振动方向在  $z$  轴方向，大小为  $10 \text{ m/s}^2$ 。图 2.4 (b) 是参考腔受外力作用后的形变图，形变量放大了  $3 \times 10^6$ 。

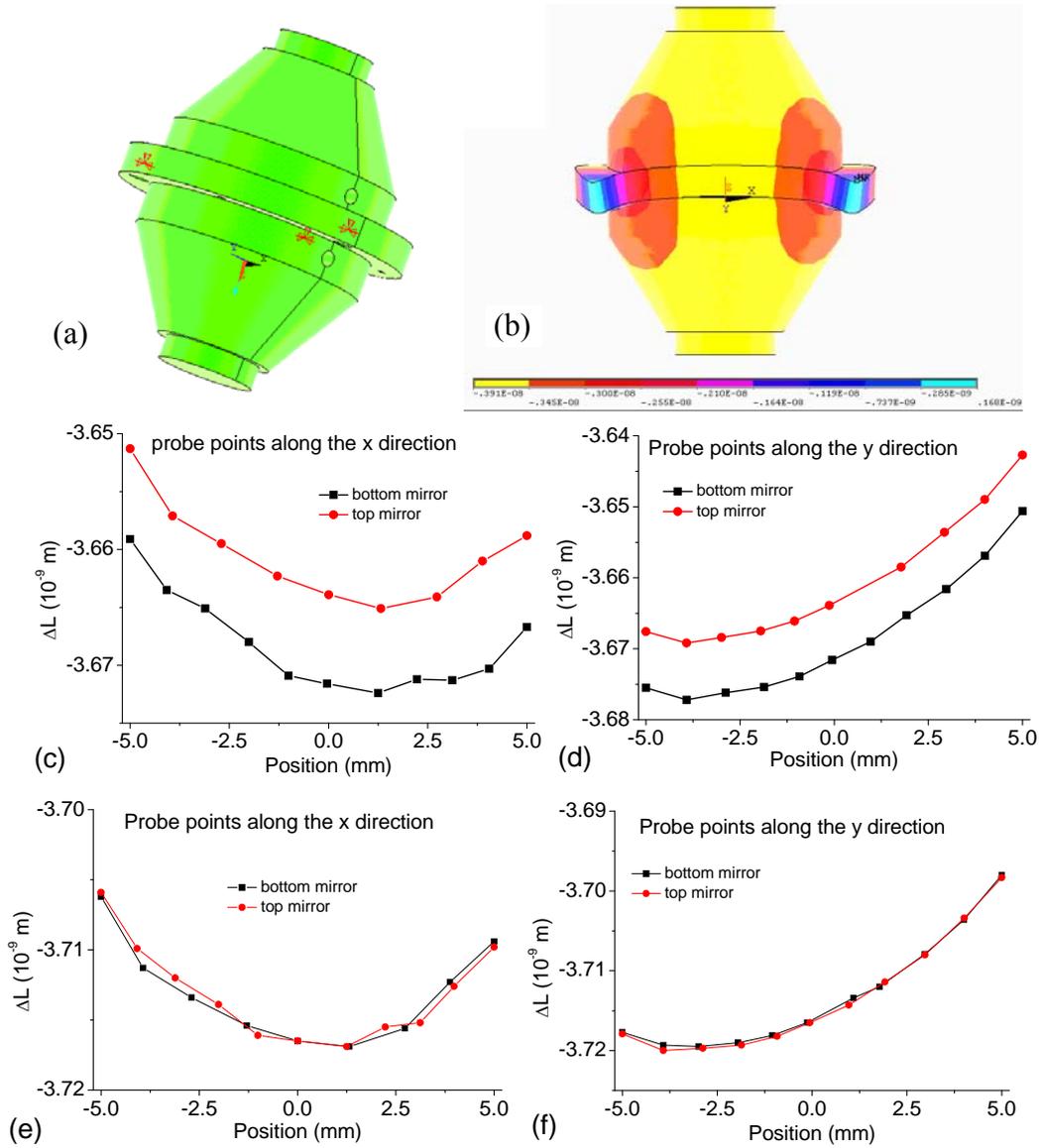


图 2.4: 振动不敏感垂直参考腔。(a) 垂直参考腔的结构示意图。它有三个支撑面，在数值模拟计算时，三个支撑面都固定不动。外界振动加速度在  $z$  轴方向，大小为  $10 \text{ m/s}^2$ 。(b) 垂直参考腔受外界振动后的形变图，形变量放大了  $3 \times 10^6$ 。(c) 和 (d) 图分别是镜面上  $x$  和  $y$  方向上各探测点的位移。参考腔在  $z$  方向上是对称的。(e) 和 (f) 图分别是当参考腔上部加一厚为  $5.2 \text{ mm}$  的铝环时，镜面  $x$  和  $y$  方向上各探测点的位移（具体见文中描述）。

在数值模拟中，通过分析镜面上各点的在  $z$  方向上的位移，可推出参考腔的腔长变化量。由于竖直参考腔在  $x$ - $y$  平面内并不对称，因此镜面上沿  $x$  和  $y$  方向上各点的位移不同，如图 2.4 (c) 和 (d) 所示。虽然上下镜面都向下移动，但位移量略有不同。镜面中心的点移动量较大，根据镜面中心点的位移量计算出总的腔长变化量  $8 \times 10^{-12}$  m，从而得到单位振动加速度引起的相对腔长变化量为  $\Delta L/L \approx 10^{-11} / \text{ms}^{-2}$ ，振动敏感度为  $\sim 2.8 \text{ kHz/ms}^{-2}$ （若激光波长为 1064 nm）。

根据图 2.4 (c) 和 (d) 的计算结果，如果上镜面向下移动更多，那么腔长变化量将减小。为了补偿上下镜面在受外力时的位移量不同，可通过将参考腔设计成非对称腔，即腔体的上半部分长于下半部分。经计算，当竖直腔的支撑面下移 0.7 mm 就可实现上下镜面移动相等，即总腔长不变。

但对于一个已经做成的参考腔来说，如果在腔体的上部分加额外的载重，也就相当于破坏了腔体的对称性，也能达到振动不敏感的效果<sup>[76]</sup>。在数值模拟时，我们在参考腔的上半部分增加了一个内径为 25.5 mm、外径为 30 mm 的铝环，该铝环正好放在镜片的外围。计算时，铝环的密度  $\rho = 2.7 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ ，杨氏模量  $E = 6.3 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$ ，泊松比  $\sigma = 0.33$ 。结果表明，当铝环的厚度为 5.2 mm 时，上下镜面的位移量相等，如图 2.4 (e) 和 (f)，此时，参考腔的腔长对振动非常不敏感。

## 水平参考腔

在竖直放置参考腔发明之前，水平参考腔经常被用在精密光谱研究中。当 JILA 研究小组用数值模拟计算的方法成功设计了振动不敏感的竖直腔后，其他小组也开始用数值模拟计算的方法设计水平放置的参考腔，以达到同样的振动不敏感的效果<sup>[83-86]</sup>。水平放置的参考腔除了容易搭建光路外，还有以下几个优点：

(1) 振动不敏感性。在许多实验室中，水平方向的振动大于垂直方向的振动，而实验所用的隔振平台又往往对水平方向的振动隔离效果差些，因此参考腔对水平方向的振动敏感度应更低。为了减小参考腔的热噪声影响（见 2.3.4 节），需要增加参考腔的长度。对于竖直放置的参考腔来说，随着腔长的增加，它对水

平方向的振动敏感度将增大。而水平腔将具有更大的优势。

(2) 艾里点。如图 2.4 所示，当竖直放置的参考腔受外界振动干扰时，其镜面将发生倾斜及弯曲。如果考虑腔镜上的光斑有一定的大小，则镜面的不同位置将对应不同的腔长。若要进一步减少热噪声时，需要增加镜面上的光斑大小（见 2.3.4 节），那么这种效应将更明显。对于水平腔来说，如果它的支撑点在艾里点，则参考腔的镜面不存在弯曲或倾斜的问题。

水平放置参考腔的外形见图 2.5 所示。腔体是圆柱型的 ULE 玻璃，长约 29 cm，腔体两端成锥形结构，可以减小腔体和镜片由于不同的 CTE 而引起的热膨胀应力。参考腔的末端有两块 ULE 玻璃制成的高反镜片，被光胶在腔体上。腔内通光处有直径为 10 mm 的通光孔，在垂直于通光孔处有另外一个小孔用于真空抽气。腔体的外径处、沿着通光方向开有两个槽用来作为支撑面，并有 4 个支撑点（半径为 2 mm）分别位于两侧的支撑面上。由于该参考腔的体积庞大，在计算时，为了节省计算时间，我们只用四分之一的参考腔来计算，如图 2.5 (b) 所示，同时在对称面上加载约束，即对称面上的各点只在该面内移动。

由于水平参考腔在  $xy$  和  $yz$  平面都很对称，因此它对水平方向的振动非常不敏感。在垂直方向上 ( $y$  轴) 的振动敏感度是主要的计算内容<sup>[86]</sup>，这里加载的加速度方向为  $+y$  方向，大小为  $10 \text{ m/s}^2$ 。通过调节支撑面在  $y$  轴方向上的位置  $Y_d$  和  $z$  轴方向上的位置  $Z_d$ ，可以找到艾里点。

图 2.5 (c) 是  $Y_d=0$  时，镜面  $y$  轴方向上各点所对应腔长的相对变化量，不同的曲线代表不同的  $Z_d$ 。在  $x$  轴方向上各点的位移量与镜面中心点的相同。当  $Z_d \sim 60 \text{ mm}$  时，镜面中心的点并没有移动，但是镜面发生倾斜。图中  $Z_d=20 \text{ mm}$  的曲线虽然不经过零位移点，但是几乎所有的点都有相同的位移，即镜面不倾斜，这个支撑点称为“艾里点”。在本论文的应用中，除了镜面不能倾斜外，最重要的是镜面不移动。通过改变  $Y_d$  的值至  $Y_d=5.55 \text{ mm}$  时，如图 2.5 (d) 所示，并微调  $Z_d=19.5 \text{ mm}$ ，腔长的相对变化量只有  $2.5 \times 10^{-11}$ ，且镜面保持平行。此时参考腔的振动敏感度仅为  $7 \text{ kHz/ms}^{-2}$ （对于波长为  $1064 \text{ nm}$  的激光）。

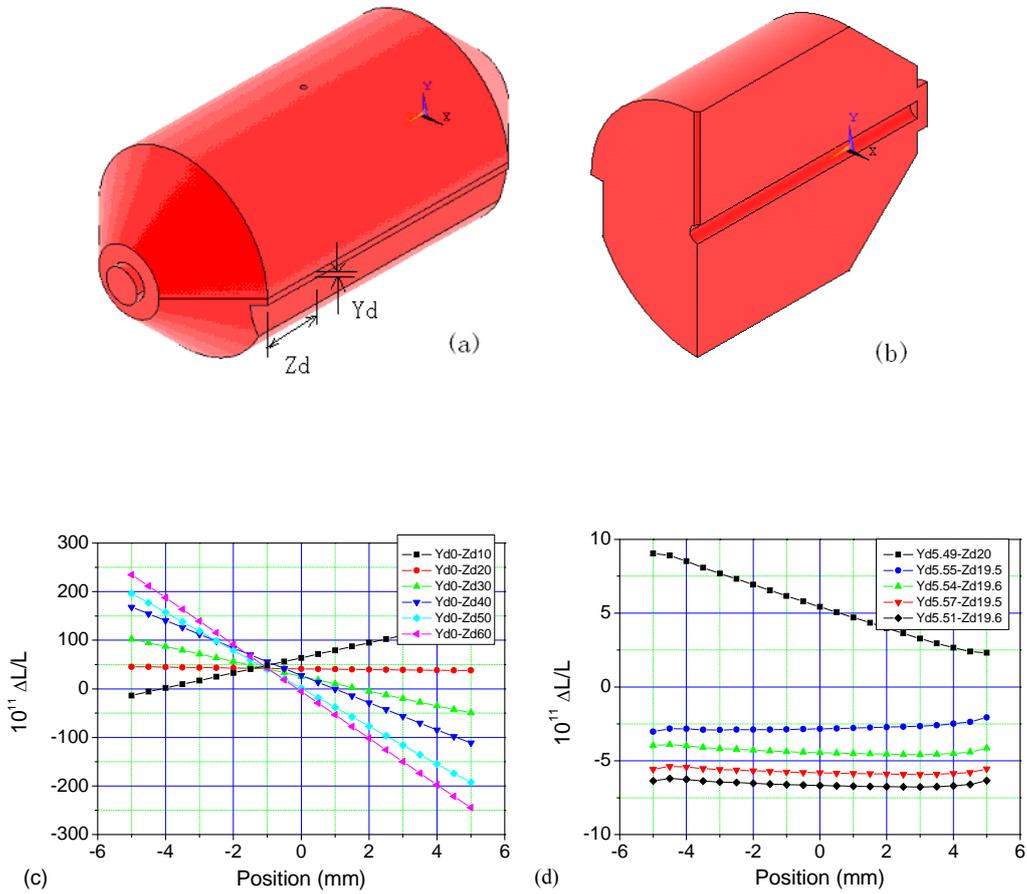


图 2.5: 振动不敏感的水平参考腔。(a) 水平参考腔的外形图。参考腔的腔体呈圆柱形, 长为 29 cm, 直径为 140 mm, 参考腔由四个直径为 4 mm 的支撑面支撑。

(b) 在数值模拟计算时, 为了提高计算速度和精度, 我们用四分之一腔进行模拟计算。(c) 和 (d) 分别是当支撑面的位置  $Y_d$  和  $Z_d$  改变时, 参考腔镜面沿  $y$  轴方向上各点对应的腔长相对变化量。

## 环形参考腔

环形参考腔由两个以上的镜片组成，其入射光以一定角度入射至腔内。因此相比于线性腔，环形参考腔的反馈更小<sup>[103]</sup>。它仅有的反馈信号只可能由背向散射引起，不过，这也可以通过改变入射角度来降低散射反馈。在引力波探测实验中，环形腔已成功地应用于光斑整形和稳频<sup>[104]</sup>。

更重要的是，相同的腔长，环形腔的体积比线性腔的要小很多，相应的真空腔室和整个实验装置也都非常小，这有利于减小环境温度和振动的影响。使用环形腔结构作为参考腔是减小热噪声影响（见下节描述）的一种可行方案。

为了使环形参考腔达到同样的振动不敏感的特性，文献[105]运用有限元分析对不同结构和支撑方式的环形参考腔进行振动敏感分析。结果显示，当支撑位置的精度达到 0.1 mm 时，沿重力方向的振动敏感度可达到  $0.7 \text{ kHz/ms}^{-2}$ （1064 nm 的激光波长）。

振动不敏感的环形参考腔似乎非常有优势，但是必须解决以下问题：1）由于参考腔的镜片有双折射效应，当不同偏振方向的光以一定的角度入射至腔镜时，会产生不同的相移<sup>[106]</sup>，即不同偏振方向的光在腔内的光程是不同的，因此应对入射光的偏振方向进行精密控制。2）当光以一定的角度入射到凹面反射镜时，反射光的光斑成椭圆，这是因为光在轴向上的聚焦长度不同引起的，称为象散。象散可能降低参考腔的模式匹配效率。通过热效应<sup>[107]</sup>或者特殊结构设计<sup>[108]</sup>可以降低环形参考腔的象散问题。

### 2.3.4 热噪声

即使消除或降低了上述几种噪声，FP 参考腔的长度还会涨落。那是由于腔体和镜片的温度并不是绝对零度，它们内部的分子处于无规则热运动状态，而从宏观上看表现为参考腔长度变化。

根据涨落耗散理论（FDT）<sup>[109]</sup>，系统的机械涨落谱密度  $s_x(f)$  为

$$s_x(f) = \frac{k_B T}{\pi^2 f^2} |\text{Re}[Y(f)]|, \quad (2.23)$$

式中  $Y(f)$  是机械阻抗函数：

$$Y(f) = \frac{2\pi i f x(f)}{F(f)}. \quad (2.24)$$

它表示当有外力  $F(f)$  作用于某一材料时所引起的位移  $x(f)$ 。

在机械系统中存在两种热噪声：布朗噪声<sup>[87-90]</sup>和热弹性噪声<sup>[109-114]</sup>。本论文将简单介绍这两种噪声对参考腔长度的影响。

#### (1) 布朗噪声

布朗噪声是均匀的机械损耗，它与材料的杨氏模量  $E_{YM}$ 、泊松比  $\sigma_P$  和机械损耗  $\phi_l$  有关。杨氏模量描述的是材料受外力  $F$  作用时的刚度（ $A$  为受力面积）：

$$E_{YM} = \frac{F/A}{\Delta L/L}. \quad (2.25)$$

泊松比  $\sigma_P$  描述的是当材料受某一方向的力时，它在其它方向上的形变：

$$\sigma_P = -\frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_y}. \quad (2.26)$$

而材料的机械损耗  $\phi_l = 1/Q_M$ ，这里  $Q_M$  是材料的机械品质因子。各材料的机械属性见表 2.1。

#### (a) 腔体的布朗噪声

对于一长为  $L$ 、半径为  $R$  的圆柱形腔体，由布朗噪声引起的位移谱密度：

$$S_{x\text{-spacer}}(f) = \frac{4k_B T}{2\pi f} \frac{L}{3\pi R^2 E_{YM}} \phi_{l\text{-spacer}}. \quad (2.27)$$

#### (b) 腔镜基片的布朗噪声

半径为  $\omega_r$  的激光探测到的由腔镜热噪声引起的位移谱密度为：

$$S_{x\text{-sub}}(f) = \frac{4k_B T}{2\pi f} \frac{1-\sigma_P^2}{\sqrt{\pi}\omega_r E_{YM}} \phi_{l\text{-sub}}. \quad (2.28)$$

如果光斑半径  $\omega_r$  增大时，它所探测到的位移起伏将减小，这是因为平均效应更加明显了。

#### (c) 腔镜镀膜的布朗噪声

一般参考腔的腔镜都镀有高反膜，如  $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$  介质膜。如果高反膜的厚度为  $d$ ，那么激光探测到的由腔镜热噪声引起的位移谱密度为：

$$S_{x\text{-c}}(f) = S_{x\text{-sub}}(f) \left( 1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1-2\sigma_P}{1-\sigma_P} \frac{\phi_{l\text{-c}}}{\phi_{l\text{-sub}}} \frac{d}{\omega_r} \right). \quad (2.29)$$

表 2.1: FP 参考腔中常用材料的温度和机械参数。(  $E_{YM}$ : 杨氏模量;  $\sigma_P$ : 泊松比;  $\phi_l$ : 机械损耗;  $Q_M$ : 机械品质因子;  $\rho$ : 密度;  $CTE$ : 热膨胀系数;  $\kappa$ : 导热率;  $C$ : 比热容)

材料	ULE 玻 璃	微晶玻 璃	熔石英 [111]	Sapphire [110,111]	单晶硅 [115,116]	SiO <sub>2</sub> /Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub> 镀膜 [117]
$E_{YM}$ (Gpa)	67.6	91	72.1	400*	187.5 <sup>†</sup>	68/140
$\sigma_P$	0.17	0.24	0.179	0.29*	0.17	0.19/0.23
$\phi_l$	$1.7 \times 10^{-4}$	$3.3 \times 10^{-4}$	$1 \times 10^{-6}$	$3.3 \times 10^{-9*}$	$< 10^{-7\ddagger}$	$4 \times 10^{-4}$
$Q$	$6 \times 10^4$	$3 \times 10^3$	$1 \times 10^6$	$3 \times 10^8$	$> 10^7$	$2.5 \times 10^3$
$\rho$ (kg·m <sup>-3</sup> )	2210	2530	2200	3980	2330	
$CTE$ (K <sup>-1</sup> )	$< 3 \times 10^{-8}$	$5 \times 10^{-8}$	$5.2 \times 10^{-7}$	$< 10^{-10*}$	$< 5 \times 10^{-9}$	$7.5 \times 10^{-7}$ $/-4.4 \times 10^{-5}$
$\kappa$ (W·m <sup>-1</sup> ·K <sup>-1</sup> )	1.31	1.64	1.38	40	500 <sup>†</sup>	
$C \times 10^2$ (J·kg <sup>-1</sup> ·K <sup>-1</sup> )	7.67	8.21	7.7	7.9	2.6 <sup>†</sup>	

\* 测试温度为 5 K; <sup>†</sup> 测试温度为 124 K。

## (2) 热弹性噪声

与布朗噪声不同，热弹性噪声是非均匀分布的。当参考腔的腔镜吸收一部分光的能量后，其温度将不均匀地升高。当热量从高到低传递时，腔镜的形状和位置都会改变，从而导致参考腔的腔长发生变化。由于腔镜吸收的光能量呈泊松分布，因此腔镜温度和腔长也随之起伏。

### (a) 腔镜的热弹性噪声

体积为  $V$  的材料，它的温度起伏为：

$$\langle \delta T^2 \rangle = \frac{k_B T}{c \rho V} \quad (2.30)$$

根据朗之万方法，在空间位置 $(x, y, z)$ 处，其温度偏离平均值  $T$  的大小  $u(x, y, z)$  可由热源  $F(r, t)$  得到，那么该点的位移变化量为  $\alpha_{\text{CTE}}u(x, y, z)$ ，其中  $\alpha_{\text{CTE}}$  是热膨胀系数。通过对镜面上的光斑进行平均，可得到腔镜的弹性热噪声引起的位移谱密度为<sup>[113,114]</sup>：

$$S_{\text{x-sub}}^{\text{TD}}(f) = \frac{8}{\sqrt{2\pi}} \frac{\alpha_{\text{CTE-sub}}^2 k_B T^2 (1+\sigma_P)^2 \kappa}{(\rho C)^2 \omega_r^3 (2\pi f)^2} \Omega_c^2 J(\Omega_c), \quad (2.31)$$

其中， $\alpha_{\text{CTE-sub}}$  是腔镜基片的热膨胀系数， $\omega_r$  是光斑半径， $\Omega_c$  是归一化角频率：

$$\Omega_c = \frac{\omega}{\omega_c}, \quad \text{且 } \omega_c = \frac{2\kappa}{\rho C \omega_r^2}. \quad (2.32)$$

$J(\Omega_c)$  是与光斑形状有关的函数：

$$J(\Omega_c) = \frac{\sqrt{2}}{\pi^{3/2}} \int_0^\infty du \int_0^\infty dv \frac{u^3 e^{-u^2/2}}{(u^2+v^2)[(u^2+v^2)^2+\Omega_c^2]}. \quad (2.33)$$

### (b) 腔镜镀膜的热弹性噪声

Braginsky 等人分析了腔镜高反膜的热弹性噪声<sup>[114]</sup>：由于镀膜材料的热膨胀系数比基片大许多，而且它的有效体积也非常小，因此由腔镜镀膜引起的热弹性噪声远大于由基片引起的。假如腔镜反射膜由  $N$  层  $\lambda/4$  厚的镀膜介质构成：奇数层的折射率为  $n_1$ ，厚度为  $d_1$ ，热膨胀系数为  $\alpha_{\text{CTE1}}$ ，杨氏模量为  $E_{\text{YM1}}$ ，泊松比为  $\sigma_{\text{P1}}$ ；偶数层分别为  $n_2$ 、 $d_2$ 、 $\alpha_{\text{CTE2}}$ 、 $E_{\text{YM2}}$  和  $\sigma_{\text{P2}}$ 。那么镀膜层的热弹性噪声引起的位移谱密度为：

$$S_{\text{x-c}}^{\text{TD}}(f) = \frac{4\sqrt{2}(1+\sigma_P)^2 \alpha_{\text{CTE12}}^2 d^2 k_B T^2}{\pi \omega_r^2 \sqrt{\kappa \rho C} (2\pi f)}, \quad (2.34)$$

式中  $d$  是总的镀膜厚度： $d=N(d_1+d_2)$ 。镀膜层的有效热膨胀系数为

$$\alpha_{\text{CTE12}} = \frac{\alpha_{\text{CTE1}d_1}}{d_1+d_2} \frac{E_{\text{YM1}}(1-2\sigma_P)}{E_{\text{YM-sub}}(1-2\sigma_{\text{P1}})} + \frac{\alpha_{\text{CTE2}d_2}}{d_1+d_2} \frac{E_{\text{YM2}}(1-2\sigma_P)}{E_{\text{YM-sub}}(1-2\sigma_{\text{P2}})} - \alpha_{\text{CTE-sub}}. \quad (2.35)$$

假如腔镜由  $N=19$  层镀膜介质组成，奇数层为  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  ( $n_1=2.1$ ， $\alpha_{\text{CTE1}}=-4.4 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ ， $E_{\text{YM1}}=1.4 \times 10^{11} \text{ Pa}$ )，偶数层为  $\text{SiO}_2$  ( $n_2=1.45$ ， $\alpha_{\text{CTE2}}=7.5 \times 10^{-7} \text{ K}^{-1}$ ， $E_{\text{YM2}}=6.8 \times 10^{10} \text{ Pa}$ )。那么， $d_1=n_1 \times \lambda/4=0.303 \text{ } \mu\text{m}$ ， $d_2=n_2 \times \lambda/4=0.210 \text{ } \mu\text{m}$ ，总厚度为  $d=N(d_1+d_2)=9.75 \text{ } \mu\text{m}$ 。

### (3) 参考腔的热噪声引起的激光频率不稳定性

对于一个 FP 参考腔，由热噪声引起的总腔长起伏  $s_L(f)$  是两个腔镜的热噪声（包括基片和镀膜）和腔体热噪声的总和：

$$s_L(f) = s_{x\text{-spacer}}(f) + 2 \left( s_{x\text{-c}}(f) + s_{x\text{-sub}}^{\text{TD}}(f) + s_{x\text{-c}}^{\text{TD}}(f) \right). \quad (2.36)$$

当激光的频率跟踪锁定在该 FP 参考腔时，激光频率噪声  $s_v(f)$  与腔长起伏的关系：

$$\frac{\sqrt{s_L(f)}}{L} = \frac{\sqrt{s_v(f)}}{v}. \quad (2.37)$$

上式中  $L$  是腔长， $v$  是激光频率。对于频率闪烁噪声，激光的频率不稳定性  $\sigma_y$ （用阿仑偏差表示）与激光频率噪声谱  $s_v(f)$  之间的关系<sup>[118]</sup>：

$$\sigma_y = \frac{\sqrt{2(\ln 2) f s_v(f)}}{v}. \quad (2.38)$$

根据上述公式，我们可以计算出当激光的频率锁定在各种不同的参考腔时，由参考腔的热噪声引起的激光频率不稳定性，见表 2.2。对于表中列出的大多数参考腔来说，腔镜的布朗噪声是最大的噪声源。

根据式 (2.28) 和 (2.29) 可知，降低参考腔热噪声影响的方法有：1) 降低参考腔的温度（例 E）；2) 选用低机械损耗  $\phi_{l\text{-sub}}$  的材料作为腔镜材料（例 D）；3) 增加光斑大小  $\omega_0$ （例 G）。由式 (2.37) 可知，激光频率噪声反比于腔长，因此也可以通过增加参考腔的腔长来降低腔的热噪声影响，比如表 2.2 中的例 B 和 C。

表 2.2：不同参考腔的热噪声极限。（C 为该噪声在整个噪声中的比例）

例		A	B	C	D	E	F	G
光波长 (nm)		1064	578	578	578	578	578	578
温度 (K)		300	300	300	300	<b>4</b>	<b>124</b>	300
腔体	材料	ULE	ULE	ULE	ULE	sapphire	silica	ULE
	$L$ (cm)	7.75	7.75	<b>29</b>	29	29	29	29
	$R$ (m)	~0.06	~0.06	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
	$C_{\text{spacer}}$	0.4%	0.3%	1.5%	5.2%	~0	~0	4.5%
腔镜	材料	ULE	ULE	ULE	<b>Fused silica</b>	sapphire	silica	Fused silica
	$\omega_0$ ( $\mu\text{m}$ )	248*	183*	243	243	243	243	<b>243×3</b>
		269	199					
	$C_{\text{sub}}$	64.2%	70.9%	74.8%	15.0%	0.08%	1.3%	54.3%
	$C_{\text{td-sub}}$	~0						
	$C_{\text{coating}}$	35.5%	28.8%	23.8%	79.7%	99.9%	98.8%	41.3%
	$C_{\text{td-coating}}$	~0						
$\sqrt{s_v}$ (Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ) @ $f=1$ Hz	0.24	0.49	0.11	0.06	0.002	0.02	0.02	
$\sigma_v$ (1 s)	1.0E-15	1.1E-15	2.5E-16	1.3 E-16	4.9 E-18	4.5E-17	4.5E-17	

\* 平凹腔

## 第三章

### 窄线宽稳频激光的实验装置与测量结果

本章将详细描述窄线宽稳频激光的实验装置。实验中，我们分别对1064 nm的Nd:YAG激光及由光纤激光和固体激光和频产生的578 nm激光的线宽进行压窄。1064 nm激光的频率噪声相对较低，而和频产生的578 nm激光的频率噪声相对较高。578 nm窄线宽稳频激光可用于探测镱原子光钟的钟跃迁谱线，它是镱光钟的本地振荡（LO）。实验中，采用两种不同的参考腔：1) 7.75 cm长的ULE腔，其腔镜由ULE玻璃制成；2) 29 cm长的ULE腔，其腔镜由熔石英制成。由于这两种腔的长度和腔镜材料不同，因此热噪声引起的腔长不稳定性也各不相同。通过将两种激光分别锁频于各自的参考腔后，分别得到1064 nm窄线宽激光和578 nm窄线宽激光。最后测量了各激光的频率噪声谱、线宽和频率不稳定性等特性。结果显示，各激光的性能已接近其参考腔的热噪声极限。

#### 3.1 实验装置

##### 3.1.1 光源介绍

本论文中，1064 nm窄线宽激光系统的光源采用商售的Nd:YAG固体激光器（Innolight OEM 200NE），其输出功率达200 mW。该激光的频率可通过Nd:YAG晶体上的压电陶瓷（PZT）进行调节，调节范围达100 MHz，调节系数为~1 MHz/V，响应带宽小于100 kHz。通过两台相同的激光拍频测试，该激光在自由运行时的线宽~1 kHz，频率漂移一般在1 MHz/min，有时能达到3-5 MHz/min。

如2.2.1小节所述，该激光的幅度噪声谱如图2.2所示，当频率>2 MHz时，激光的幅度噪声接近散粒噪声。为了使系统的频率控制信号摆脱激光幅度噪声的影响，EOM的调制频率选在~2 MHz。

578 nm激光光源是由一个1030 nm光纤激光器和一个1319 nm半导体泵浦的Nd:YAG激光和频产生，如图3.1所示。1319 nm固体激光的频率特性与前面描述的1064 nm激光相同。而光纤激光的频率噪声相对较大，它的线宽~5 kHz。1030 nm

光纤激光器和1319 nm激光的频率都可通过PZT进行调节。它们的输出光分别耦合到MgO:PPLN波导进行和频产生578 nm激光，和频效率和入射光的偏振方向、和频波导的温度有关。实验中通过该方法可获得几个mW的黄光（578 nm）。经测试，578 nm激光的相对幅度噪声集中在50 MHz以下，大于50 MHz时激光的幅度噪声接近散粒噪声。

和频产生的578 nm激光先通过一个声光调制器（AOM），取其一级衍射光，起到光隔离和光频快速控制作用，如图3.1所示。然后光束被分成四路分别通过光纤传送给冷原子装置、飞秒激光光梳、参考腔的PDH装置以及测试装置，每束光的光强由偏振分束棱镜（PBS）和二分之一波片（ $\lambda/2$ ）调节。光纤引入的随机噪声会破坏激光的相干性，且窄线宽的激光会被展宽，因此每路光纤前都有光纤位相噪声抑制装置（FNC）<sup>[73]</sup>。

除了光源不同，1064 nm窄线宽激光系统与578 nm窄线宽激光系统基本相同，包括PDH实验装置、光纤位相噪声消除系统、光功率稳定控制系统等，下面将分别对这些部分做详细介绍。

### 3.1.2 PDH实验装置

1064 nm和578 nm窄线宽激光系统的PDH实验装置十分相似，如图3.2（a）所示。经光纤传输的激光先经过一个AOM，取其一级衍射光，衍射光的功率可由AOM的RF驱动功率快速控制（光功率稳定控制系统的执行元件）。同时578 nm窄线宽激光系统中的AOM频率也可根据参考腔与冷原子钟跃迁频率差进行设置，为了使调谐AOM频率时不影响衍射光的传输方向，578 nm激光往返两次通过AOM。

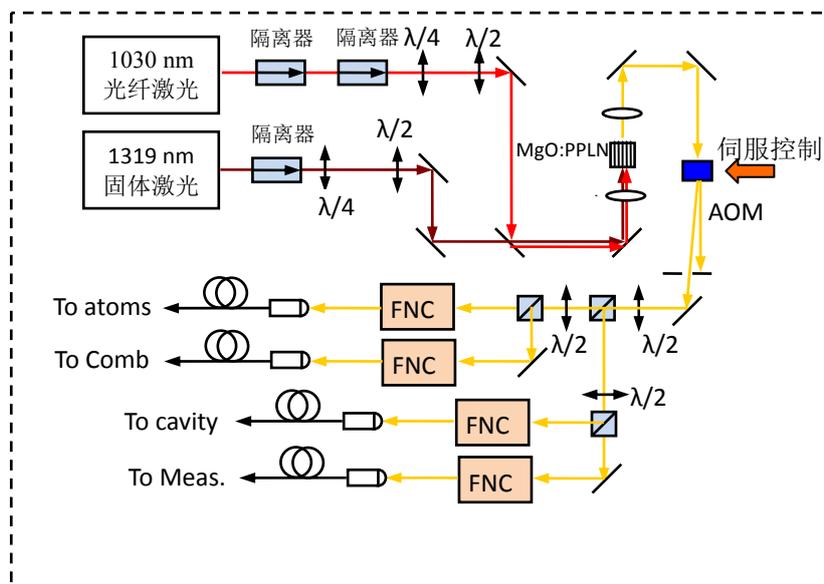
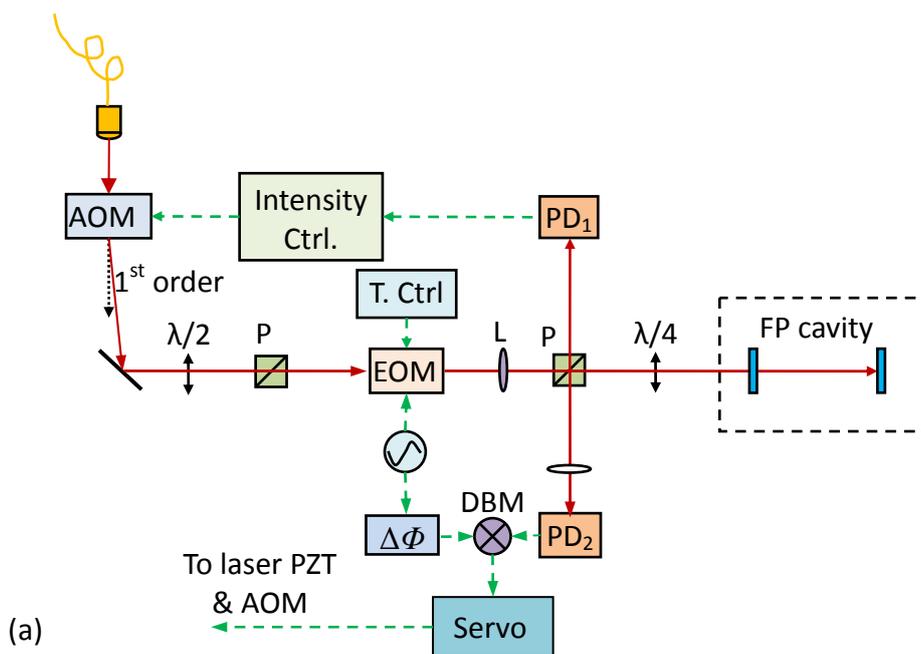


图3.1：578 nm激光光源示意图。578 nm激光是由1030 nm光纤激光和1319 nm半导体泵浦的Nd:YAG激光在MgO:PPLN的波导内和频产生。578 nm激光先经过AOM后被分成四路分别通过光纤传送至冷原子装置、飞秒激光光梳、参考腔的PDH装置以及测试装置，每路光纤前有光纤位相噪声抑制装置（FNC）来抑制光纤的随机位相噪声。

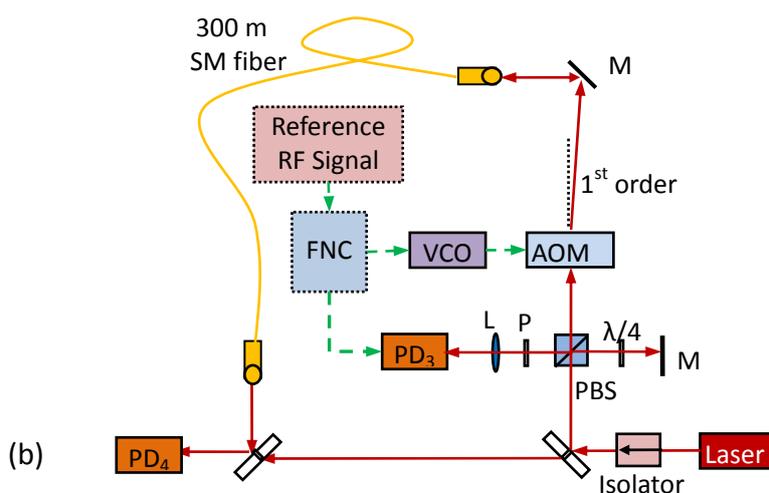
然后AOM的一级衍射光又通过电光调制器（EOM）进行位相调制，从频谱上看，经过位相调制后的光在载波两侧产生了对称的调制边带，见2.1小节所述。如2.2.1小节所述，EOM的调制频率选择在激光幅度噪声非常小的频率区域。在1064 nm窄线宽激光系统中，EOM的调制频率选在~2 MHz。但对于578 nm激光，它的幅度噪声在50 MHz以下都非常大，因此为了完全摆脱激光幅度噪声，EOM的调制频率应选择大于50 MHz。但是为了同时能减小剩余幅度调制（RAM），最终调制频率选择在~25 MHz。

根据2.2.4小节描述，为了进一步减少RAM，通常在EOM前放置一个高消光比（ $\sim 10^{-5}$ ）的偏振器，并旋转偏振器以调节光的偏振方向与EOM晶体内的电场方向相同。同时通过调节偏振器前的 $\lambda/2$ 控制进入FP腔的光功率。在1064 nm窄线宽激光系统中，电光晶体为MgO:LiNbO<sub>3</sub>，大小为3×3 mm<sup>2</sup>，两端镀有增透膜（AR），并对晶体进行温度控制，使其温度变化小于0.1 °C。在578 nm激光系统中，电光晶体为ADP晶体，大小为5×5 mm<sup>2</sup>，晶体密封在一个容器内以防止潮解，光通过密封容器的布鲁斯特窗片入射到电光晶体上。同时，整个EOM放置在一个四维调节架上，以精细调节入射光在晶体内的位置，如2.2.4所描述。为了进一步减少RAM，激光都先经过透镜聚焦到电光晶体内。

通过调节透镜的焦距以及位置可满足激光束与参考腔的模式匹配。当激光入射至参考腔并被参考腔反射时，它两次通过四分之一波片（ $\lambda/4$ ），这使得反射光的偏振方向与入射光成90度，因此当它再次经过偏振器（P）时，被偏振器反射到光电探测器（PD<sub>2</sub>）。参考腔的反射光包含了激光载波与边带在腔内来回反射后的位相信息，用PD<sub>2</sub>探测到它们的拍频信号。将该信号与经过相移（ $\Delta\Phi$ ）的参考信号在双平衡混频器（DBM）内进行混频，解调后的信号经低通滤波后称为鉴频信号或PDH信号（如图2.1），该信号反映了激光频率与参考腔共振频率的差值。



(a)



(b)

图3.2：噪声控制系统。(a) PDH技术实验装置图。(b) 光纤位相控制系统 (FNC) 实验原理图。AOM：声光调制器； $\lambda/2$ ：二分之一波片； $\lambda/4$ ：四分之一波片；EOM：电光调制器；L：透镜；P：偏振器；PBS：偏振分束棱镜；PD：光电探测器； $\Delta\Phi$ ：移相器；T. Ctrl：温控系统；M：反射镜；SM fiber：单模光纤；VCO：压控振荡器。

鉴频信号经环路滤波器进行PID整形滤波后，反馈至激光频率执行元件，例如在1064 nm激光器中的PZT，或者578 nm激光系统中激光的PZT及AOM（图3.1）。通过高精度的反馈控制，可以使激光频率精密锁定在参考腔的共振频率上。系统的伺服带宽很大程度上取决于执行元件的响应速度。在1064 nm激光系统中，执行元件PZT的响应带宽小于100 kHz。而578 nm激光系统由于其频率噪声较前者更大些，因此需要响应速度更快的执行元件，如AOM，其响应速度可以达到MHz量级。因此该系统中使用PZT和AOM共同完成频率控制的任务。

### 3.1.3 光纤位相噪声消除系统

光纤为传输光信号提供了方便与灵活，但是它输出光的相位对环境干扰（如压力、温度和振动）非常敏感。当光纤传输1 Hz线宽的激光时，光纤随机相位噪声会调制激光的相位，从而使光纤输出光的线宽展宽。为了消除光纤的随机位相噪声，保持光纤输入光与输出光的位相相干性，我们必须采取主动控制的方法进行抑制，该方法称为光纤位相噪声消除系统（FNC）。

FNC的实验原理图见图3.2（b）。在激光耦合入光纤前，我们建立一个迈克尔逊干涉仪来探测由光纤引入的噪声。激光经过PBS时被分成两束：一束是参考臂，光程很短，包括一个 $\lambda/4$ 和高反镜；另一束是信号臂，包含AOM和光纤。在信号臂中，激光先经过一个AOM被移频 $\nu_{\text{AOM}}$ ，然后耦合入光纤，在光纤内附加 $e^{i\varphi}$ 的位相噪声。在光纤的远端有一部分光被反射回来，再次经过AOM，因此光往返一次后产生 $2\times\nu_{\text{AOM}}$ 的频移和 $e^{2i\varphi}$ 的总相移。光纤产生的相移大小可通过与参考光进行拍频、并与AOM的驱动频率差频后获得，这个信号即为误差信号。然后将误差信号送入AOM的频率控制元件—压控振荡器VCO来改变AOM的频率，使之抵消由光纤引入的位相噪声。

为了验证光纤位相噪声消除系统的作用，我们采用自拍频技术进行测试，即对光纤传输前和传输后的光进行拍频比较，如图3.2（b）所示。实验中光纤的传输距离为300 m（裸光纤、且暴露在环境中）。拍频信号由PD<sub>4</sub>探测，并送入快速傅立叶频谱仪进行观察（FFT，Stanford Research，SR770）。图3.3（a）和（b）

分别表示当光纤位相噪声消除系统关闭和正常工作时拍频信号的线宽：当光纤位相噪声消除系统关闭时，拍频信号的线宽为 20.2 Hz(FFT 的分辨率 RBW=7.8 Hz)；一旦系统工作时，拍频信号的线宽降低到 1.1 mHz，受限于 FFT 的分辨率。当我们把光纤放入嘈杂的环境中，如用电扇对着光纤吹，可以看到光纤传输引入的位相噪声使得光纤输入和输出光的相干性变差，从而使拍频信号的线宽增加到 kHz 量级，如图 3.3 (c)。但是一旦开启光纤位相噪声消除系统后，拍频信号的线宽立即减小到 2.5 mHz，见图 3.3 (d)。这些实验结果表明光纤位相噪声消除系统可以有效地抑制光纤引入的位相噪声，保持光纤入射前后光的相干性。

### 3.1.4 光功率稳定控制系统

用单模非保偏光纤传输激光时，除了会增加随机相位噪声外，它还会使输出光的偏振方向随机抖动。如果在光纤输出端加偏振器件，如图 3.2 (a) 中光纤和电光晶体间的偏振器，那么这个偏振器就会将光纤引入的随机偏振噪声转化成光功率噪声。

实验中一根长 4 m 的单模非保偏光纤，其输出光经过偏振器后，光功率起伏达到 10%。而当该激光入射至参考腔时，由于参考腔的精细度比较高，腔内光功率非常大，产生的热效应也比较明显，因此入射光功率起伏直接导致参考腔的腔长变化，进而使锁频后的激光频率发生抖动。经测量，在 1064 nm 和 578 nm 窄线宽激光系统中，当入射光功率分别为 20  $\mu\text{W}$  和 5  $\mu\text{W}$  时，由光功率引起的激光频率变化率分别为  $\sim 63 \text{ Hz}/\mu\text{W}$  和  $30 \text{ Hz}/\mu\text{W}$ 。对于 1064 nm 激光系统来说，如果激光频率漂移要小于 0.3 Hz/s，那么入射光功率稳定度必须控制在  $1 \times 10^{-4}$  (1 s 平均时间)。因此有必要采取主动的光功率精密控制系统来减小光功率起伏。

光功率稳定控制系统的实验装置比较简单，如图 3.2 (a) 所示。由光探测器 PD<sub>1</sub> 检测得到的电信号与直流参考差分放大后得到误差信号，经过伺服控制系统后控制 AOM 的驱动功率，从而控制 AOM 的衍射光功率，即参考腔入射光功率。

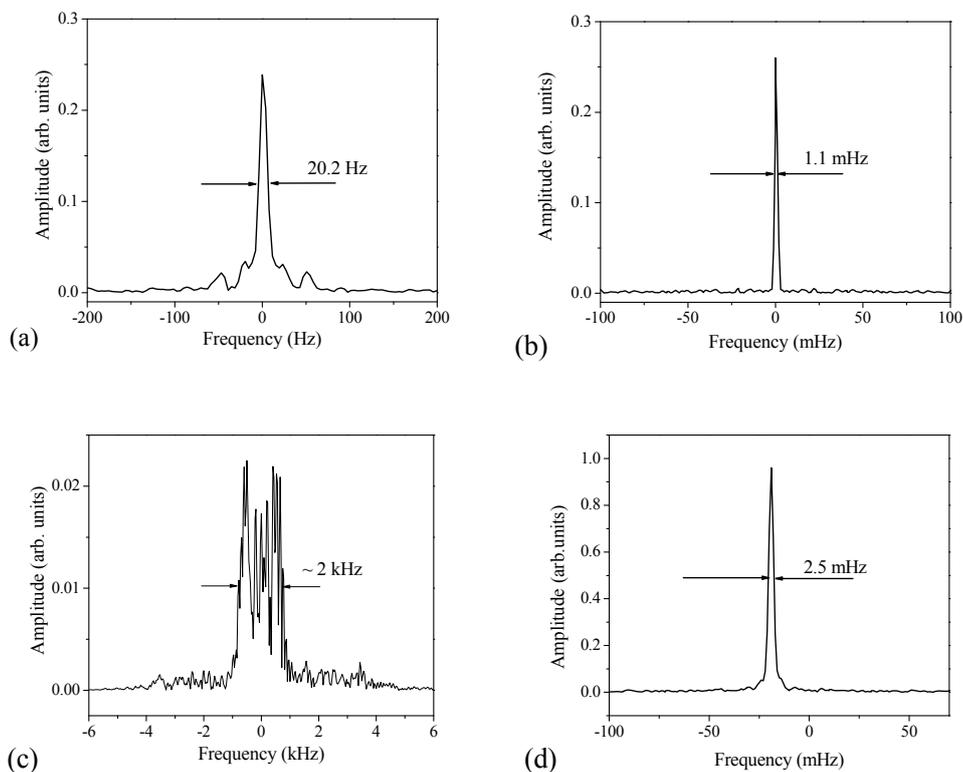


图 3.3：光纤位相噪声消除系统测试结果。自拍频技术：光纤入射前后光的拍频信号。(a) 和 (b) 分别是当光纤位相噪声消除系统关闭 (RBW=7.8 Hz) 和正常工作时 (RBW=0.95 mHz) 拍频信号的线宽；(c) 和 (d) 分别是当光纤受外界干扰时光纤位相噪声消除系统关闭 (RBW=32 Hz) 和正常工作 (RBW=0.95 mHz) 时拍频信号的线宽。

虽然有研究小组采用参考腔的透射信号作为光功率检测点来检测腔内功率，但在本装置中是从参考腔的入射光中取出一部分进行监测，其优势在于可以取出相当大的光功率，使光信号大于探测器的探测噪声。实验结果表明，当光功率稳定控制系统工作时，入射到参考腔的光功率不稳定性降到  $6.5 \times 10^{-5}$  (1 s 平均时间)。

## 3.2 参考腔

如2.3节所述，当稳频激光系统有高信噪比的鉴频信号和高精度的伺服控制系统时，稳频激光的频率稳定性和线宽由参考腔的长度稳定性决定，因此有必要采取各种措施提高参考腔的长度稳定性。在本节中，我们主要从实验上探讨如何提高参考腔的长度稳定性，也介绍了参考腔参数的实验测量方法与结果，如精细度、振动敏感度和热膨胀系数等。

### 3.2.1 参考腔及其外围装置

两套1064 nm窄线宽激光系统分别有各自的参考腔：CAV1和CAV2，它们是竖直放置的参考腔，如图2.4 (a) 所示。参考腔的腔体由ULE玻璃制成，长为7.75 cm，两端各粘有ULE高反镜。整个参考腔由三个聚四氟乙烯支杆支撑，为了减小由支撑杆引起的径向应力，这三个支杆的另外一端插在一个ULE环内。由于ULE环和ULE腔的膨胀系数相同，从而减小由膨胀不同而引起的应力。

然后参考腔及其支撑杆、ULE环都放置在同一镀金的无氧铜罩内。无氧铜使辐射到腔体的热量更均匀化。整个无氧铜罩再放置在一个真空室内，它们之间由橡胶连接，以减小热传导与振动传递。真空由一个20 L/s的离子泵维持，真空度达到 $\sim 10^{-7}$  torr。离子泵位于真空室的下端，以减小它直接对参考腔辐射<sup>[84]</sup>。真空室的外层粘有加热膜，用于精密温度控制。真空室的材料是合金铝，以增加导热率。真空室的外层附有隔热棉，减小真空室与外界环境热交换。经测试，真空室的温度起伏在12小时内小于1.5 mK。

为了减小振动对参考腔的影响，我们将放有参考腔的真空室、连同外围的光学器件都放置在一个振动平台上。隔振平台是Minus K公司生产的BM-4被动隔振

装置，它可以对1 Hz以上的振动进行衰减。同时，为了防止声音等噪声通过空气和接线传播给真空室，我们将整个实验装置放在一个由泡沫做成的隔音室内。

在578 nm激光系统中所用的两个参考腔都是水平放置的，如图2.5 (a)所示。两个参考腔的腔体都用ULE玻璃制成，腔体长度约29 cm，腔体的两端各粘有一个熔石英的高反镜。对于其中一个578 nm参考腔 (CAV1)，为了减小熔石英腔镜与ULE玻璃热膨胀系数不匹配引起的应力，我们在镜片背面各粘有一个ULE玻璃制成的圆环。每个578 nm参考腔由四个橡胶半球支撑，半球又放在一个U型的ULE支撑架上，同样也是为了减小由CTE不同而引起的膨胀应力。每个参考腔和支撑架都放在铝合金真空室内，外层温控。整个真空室和外围光学器件放在隔振平台上，不同的是，对于CAV1放在主动隔振平台上，而CAV2放在一个被动隔振平台上。随后隔振平台都放置在一个商售的隔音室内，它对声音的衰减幅度可达40 dB。

### 3.2.2 参考腔的精细度和对比度测量

在窄线宽激光系统中，为了提高锁频精度，要求鉴频信号的信噪比高且斜率大。根据式 (2.9) 和 (2.10)，PDH 信号的斜率和信号大小都与参考腔的腔镜反射率、腔线宽和对比度有关。腔镜反射率和腔线宽都可以用精细度  $F$  表示，如式 (2.11)。因此测量参考腔的精细度和对比度是十分重要的。

参考腔精细度的测量方法有许多种，如用频率调制边带作为频率尺来测量线宽<sup>[119]</sup>。这里我们用光外差腔衰荡光谱技术 (OH-CRDS) 来测量参考腔的精细度<sup>[120, 121]</sup>，以提高对高精度腔的测量精度。

腔衰荡光谱技术 (CRDS) 可以精确探测光学谐振腔内非常微弱的损耗，它是通过测量光强在腔内的衰荡时间来间接地测量腔内损耗<sup>[122]</sup>。而光外差腔衰荡光谱技术 (OH-CRDS) 探测的是光场而不是光强在腔内的衰荡时间，因此 OH-CRDS 的衰荡时间是 CRDS 的两倍。同时，它还具有光外差光谱的优势：即探测器的探测频率可以设在激光幅度噪声低的频率区域内，因此探测噪声相对较低；同时增大本振激光的光强时，可提高信号的幅度。

文献[123]理论分析了入射激光频率扫描时高精度 FP 腔的动态响应，我们在此基础上数值模拟了不同频率扫描速率、腔镜反射率和输入激光线宽时的 OH-CRD 光谱<sup>[124]</sup>。这里我总结了上述分析的结果：1) OH-CRD 光谱的振荡频率与入射激光的频率扫描速率  $b$  有关；2) OH-CRDS 光谱的包络衰减时间  $\tau_s$ （幅度下降至  $1/e$  处所需时间）与腔内损耗有关；3) 入射激光的线宽会影响光谱的信噪比。

经分析，参考腔的精细度可由 OH-CRDS 光谱的包络衰减时间  $\tau_s$  得出：

$$F = \frac{\pi\tau_s}{t_r}. \quad (3.1)$$

上式中  $t_r$  是激光在腔内往返一次的时间，即  $t_r = \frac{2L}{c} = \frac{1}{FSR}$

OH-CRDS 的实验装置与 PDH 实验装置相类似，参见图 3.2 (a)。在没有 EOM 时，当激光的频率进行扫描时（通过给激光器内部的 PZT 加锯齿波），探测器 PD<sub>2</sub> 所探测得到的信号就是 OH-CRDS 光谱，它是入射光场和腔内透射光场间的拍频信号。

以 1064 nm 激光系统为例，当激光的频率扫描速率比较快时，如  $b \approx 2.1 \times 10^9$  rad/s，那么 OH-CRDS 光谱开始振荡，如图 3.4 中的划线所示。我们可以看到 OH-CRDS 光谱的振荡频率随时间变化，振荡的幅度指数衰减。如对该曲线进行拟合，可以得到拟合函数为  $y_1(t) = 166e^{-t/49} \sin[(0.17 + 0.00148t)t - 0.14] - 12.2$ ，如图中红线所示。对 OH-CRDS 光谱的包络进行拟合时得到指数衰减的拟合函数为  $y_1(t) = 166e^{-t/49} - 12.2$ ，如图中蓝色点划线所示。我们从图中得出，OH-CRDS 光谱的幅度衰减时间  $\tau_s = 49 \mu\text{s}$ 。由于  $t_r = 2L/c \approx 0.52$  ns，因此根据式 (3.1) 计算出该腔的精细度为 296,000，对应的腔的线宽  $\Delta\nu_c = 6.50$  kHz。经过 30 次测量结果的统计，该腔的精细度值为  $297,000 \pm 23,000$ 。

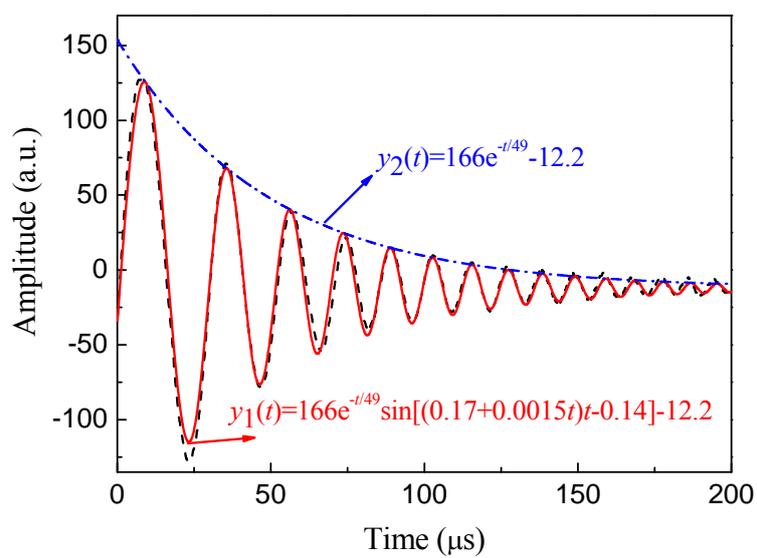


图 3.4: 光外差腔衰荡光谱 (黑划线) 及其拟合曲线 (红实线)。蓝色点划线是对光外差腔衰荡光谱的包络进行拟合。

当激光的频率扫描速度非常小时，OH-CRDS 光谱的振荡效应逐渐消失，出现反射光强变小的凹陷，它表明输入光耦合到参考腔的情况，称为参考腔的反射对比度。经测量，当输入光耦合到 1064 nm 参考腔 TEM<sub>00</sub> 模的效率占有所有模式的 90% 时（耦合效率），该参考腔的对比度可以达到 72%。

同样地，我们测量了两个 578 nm 参考腔的精细度，约 350,000-500,000。参考腔的线宽非常窄，约 1-2 kHz。当入射光的耦合效率大于 85% 的情况下，对比度也只有 20%。

假设参考腔的输入、反射和透射光功率分别是  $P_{in}$ 、 $P_{rf}$  和  $P_t$ ，其实真正耦合到参考腔内的光功率应该还需计入耦合效率和对比度，我们用  $\eta$  来表示总效率（ $\eta < 1$ ），因此只有  $\eta P_{in}$  的光强真正耦合到了参考腔的 TEM<sub>00</sub>。假设参考腔的两个镜片具有相同透过率和损耗时（ $T_1 = T_2$ ， $l_1 = l_2$ ），我们得到如下表达式<sup>[125]</sup>：

$$\frac{P_t}{\eta P_{in}} = 4T_1 T_2 \left(\frac{F}{2\pi}\right)^2 = T_{1,2}^2 \left(\frac{F}{\pi}\right)^2, \quad (3.2)$$

及

$$\frac{P_{rf} - (1-\eta)P_{in}}{\eta P_{in}} = (l_1 + l_2 + T_1 - T_2)^2 \left(\frac{F}{2\pi}\right)^2 = l_{1,2}^2 \left(\frac{F}{\pi}\right)^2. \quad (3.3)$$

由于实验中很难准确测量  $\eta P_{in}$ ，因此我们用式（3.2）除以式（3.3）得到：

$$\frac{P_t}{P_{rf} - P_{in}} = \frac{T_{1,2}^2 \left(\frac{F}{\pi}\right)^2}{l_{1,2}^2 \left(\frac{F}{\pi}\right)^2 - 1}. \quad (3.4)$$

又根据式（2.11）以及参考腔的精细度测量值，我们可以得到腔镜的透过率  $T_{1,2}$  和损耗  $l_{1,2}$ 。

实验中，当入射激光在参考腔内共振时，我们得到参考腔的反射功率  $P_{rf}$  和透射功率  $P_t$ 。对于 1064 nm 激光系统中， $P_{rf} = 11.7 \mu\text{W}$ ， $P_{in} = 17.7 \mu\text{W}$ ，且腔的透过率为 21%。根据式（3.1）和（3.4），我们得到腔镜的透过率和总损耗分别为 8.1 ppm 和 2.5 ppm。

### 3.2.3 参考腔的振动敏感度测量

如 2.3.3 小节所述，参考腔的振动敏感度可以由 ANSYS 软件进行数值模拟分析得到，即给参考腔加任何方向的振动加速度后，观察参考腔的长度变化。然而

由于加工的误差及实际支撑位置的不对称性或约束条件不同等原因,实际的振动敏感度往往与数值模拟计算结果有一定差距,因此有必要对参考腔的振动敏感度进行测量,这也为窄线宽激光稳频系统的性能评估提供有效的参考。

由于在实验中我们将参考腔及其外围光学器件都放置在隔振平台上,因此参考腔感受到的振动非常小。为了更精确地测量参考腔的振动敏感度,我们需要将振动放大,在测量时把整个参考腔装置都放置在振动台上。振动台产生的振动加速度可以用加速度计进行精确测量,而由振动引起的参考腔的腔长变化是间接地通过测量激光在参考腔内的共振频率变化得到的。

为了得到比较好的振动效果,我们对振动台进行了测试。本论文所用的振动台型号是 Table Stable,它可以产生三个不同方向的振动,分别是两个水平方向( $H_1$ 垂直于参考腔的光轴方向和 $H_2$ 平行于参考腔的光轴方向)和一个垂直方向( $V$ 沿着重力方向)。当振动台的振动频率小于 80 Hz 时,单位电压所产生的速度为  $v=10^{-6}$  m/s。当输入一个 80 Hz、电压幅度为 10 V 的信号时,可产生大小为  $10^{-3}$   $\text{ms}^{-2}$  的振动加速度,这比隔振平台上的振动大两个数量级。同时我们还对振动台的振动方向性做了测试,即当振动台被设置在某一方向振动时,对其它两个方向上的振动大小进行测量。例如,当振动台设置成  $V$  方向时, $H_1$  和  $H_2$  方向的振动大小比  $V$  方向小一个数量级以上;当振动台设置成  $H_1$  方向时,如果振动频率小于 70 Hz 时, $H_1$  方向上的振动大小与  $V$  方向上的相同;当振动台设置成  $H_2$  方向时,如果振动频率小于 60 Hz 时, $H_2$  方向上的振动远远大于其它两个方向上的振动,而振动频率超过 60 Hz 时, $V$  方向上的振动逐渐接近  $H_2$  方向上的振动。根据测试,我们在各个方向上进行振动测试的时候,尽量使这个方向上的振动远大于其它方向上的振动。

参考腔的振动敏感度测试装置如图 3.5 (a) 所示。578 nm 激光分成两束,分别通过光纤送至两个独立的光学谐振腔系统,每路光纤前都有 FNC 抑制光纤的位相噪声。两个谐振腔是前面提到的 578 nm 的水平放置的光学谐振腔,长度为 29 cm。CAV2 是待测试腔,而 CAV1 是参考腔,用来测量 CAV2 受外界振动时腔长或谐振频率的变化量。CAV1 的四个支撑位置在距离锥形端  $d=63$  mm 处,

并放置在温控的真空室内。同时为了减小振动对它的影响，整个真空室放置在隔振平台上，外面有隔音室进一步隔离噪声。利用 PDH 技术，我们将激光的频率精密锁定在 CAV1 的共振频率上，激光频率控制分为慢速控制（PZT）和快速控制（AOM）。待测腔 CAV2 放置在一个振动台上，同时通过控制 CAV2 前的 AOM，实现激光与 CAV2 的频率锁定，此时 AOM 的频率即为两个谐振腔的共振频率之差。

当振动台开始振动时，我们用加速度计对 CAV2 在三个方向上的振动进行测量。由于振动引起 CAV2 的长度变化，因此用来纠正两个腔谐振频率之差的 AOM 也会有同频率的控制信号出现。通过 FFT 频谱仪观察，即可测量出 CAV2 的谐振频率变化情况，从而得到 CAV2 的振动敏感度。

根据数值模拟计算可知，CAV2 的振动敏感度随着支撑位置不同而不同，因此我们对不同的支撑位置  $d$ （支撑位置距锥形端的距离）分别测量振动敏感度。结果显示，CAV2 在  $H_1$  和  $H_2$  方向上振动敏感度约  $\text{kHz}/\text{ms}^{-2}$  量级，大于理论计算结果，原因可能是支撑位置的不对称性或腔体的不对称性等。V 方向上的振动敏感度测试结果见图 3.5 (b) 中的蓝色菱形所示，图中也用红色三角形标出了数值模拟计算的结果。计算表明该腔的振动不敏感位置在  $d=63 \text{ mm}$  处，而实验结果却在  $d>70 \text{ mm}$  处，振动敏感度大小为  $\sim 6 \text{ kHz}/\text{ms}^{-2}$ 。图中还标记出当激光光斑中心偏离镜面中心  $0.25 \text{ mm}$  时，谐振腔的振动敏感度的数值计算结果。从图形上看，它与实验结果相近。由于参考腔除了锥形外的总长度只有  $200 \text{ mm}$ ，因此我们最后将腔的支撑位置选择在  $d=70 \text{ mm}$ ，该位置的振动敏感度为  $6 \text{ kHz}/\text{ms}^{-2}$ 。

#### 3.2.4 零膨胀温度点测量

我们知道，ULE 玻璃在特定温度点附近，即使其温度发生变化，它的长度也不会发生变化，我们称该温度点为零膨胀温度点。零膨胀温度点的确定对窄线宽稳频激光意义重大：如果将参考腔的温度设在零膨胀温度点，那么参考腔的长度对环境温度起伏最不敏感，这有助于提高激光的频率稳定性。

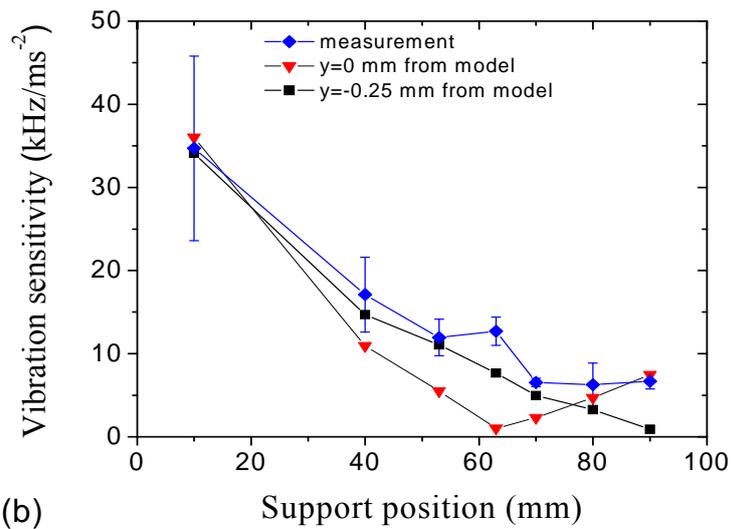
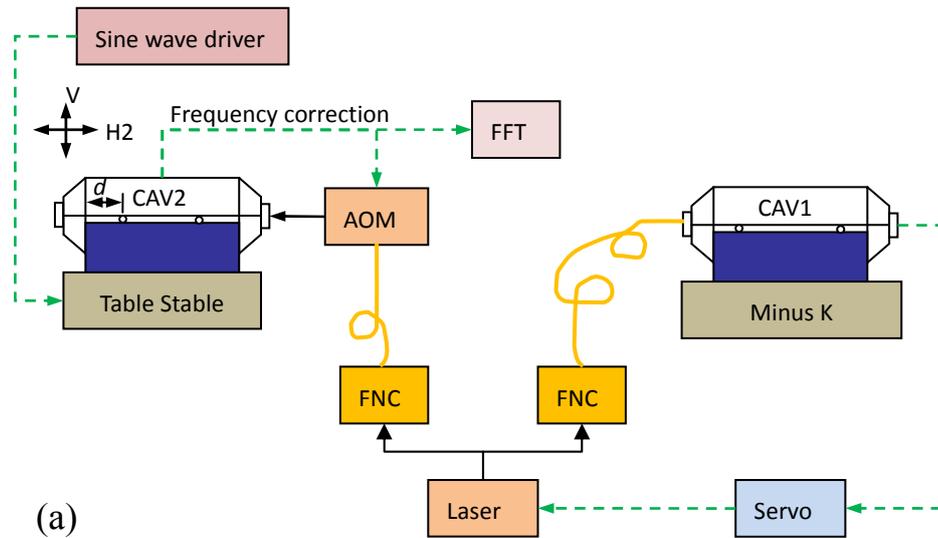


图 3.5：光学谐振腔的振动敏感度测量。(a) 实验装置图。激光的频率锁定在参考腔 CAV1 的共振频率上，而待测腔 CAV2 与 CAV1 的共振频率之差由 AOM 纠正。CAV2 放置在振动台上，通过分析 AOM 的信号得到 CAV2 受振动后的频率变化量；(b) 待测腔 CAV2 的振动敏感度随支撑位置  $d$  变化。

参考腔的零膨胀温度点测量方法是：通过改变参考腔的温度，从腔的谐振频率变化量获得参考腔的长度变化量，从而得到参考腔的零膨胀系数(CTE)曲线，CTE=0 时的温度点即为零膨胀温度点。利用 PDH 技术，比较待测腔与参考腔之间的频率差，就可得到待测腔的频率变化量。为了测量的精确性，必须精密控制参考腔的温度。为了进一步消除参考腔的频率漂移，我们加大待测腔的温度改变量，使待测腔由温度改变引起的共振频率变化远大于参考腔的频率漂移。

测量参考腔零膨胀温度点的实验装置与振动敏感度的测试装置大致相同，如图 3.5 (a)，其中待测腔与参考腔之间的频率差用计数器计数。在对 578 nm 的 FP 腔进行测量时，其频率参考腔是 7.75 cm 长的竖直腔，其腔体和腔镜都是 ULE 玻璃制成的，整个参考腔放置在 28 °C 的真空室内。通过与冷原子钟跃迁频率比较或用飞秒光梳测量，该参考腔的共振频率漂移小于 1 Hz/s。因此在对 578 nm FP 腔进行测量时，待测腔的温度改变量>1 K。

图 3.6 是所有参考腔的 CTE 测量结果。

图 3.6 (a) 是当 578 nm CAV1 的温度从 35.43 °C 降到 33.07 °C 时其谐振频率变化图。由于 578 nm CAV1 的腔镜是熔石英，为了克服熔石英非常大的 CTE，我们在腔镜的两端各粘有 ULE 玻璃制成的圆环。将 3.6 (a) 图放大后，我们发现该腔的温度变化并非线性，大体上分为三个阶段：

阶段一，在腔体的温度改变后的 0-80 s 内，CAV1 腔的谐振频率增大，腔长减小，即腔的 CTE 是正的。根据文献[79]，腔镜镀膜为 38 层 SiO<sub>2</sub> 和 Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>，总厚度为 3.2-3.4 μm，此时镀膜的 CTE~0.5 ppm/K。由于它与镜片的 CTE 相近，因此很难判断是镀膜还是基片的热膨胀起主导地位。又由于镜片和镀膜的“热质量”都比较小，因此它们都可以在非常短的时间内快速对外界温度变化作出响应。而腔体的“热质量”非常大，因此反应慢很多；

阶段二，在腔体温度改变后的 100-3000 s 内，腔的共振频率朝反方向变化，对应负的 CTE。引起这种变化的原因可能是由于腔镜和 ULE 环之间不同的 CTE 引起的应力；

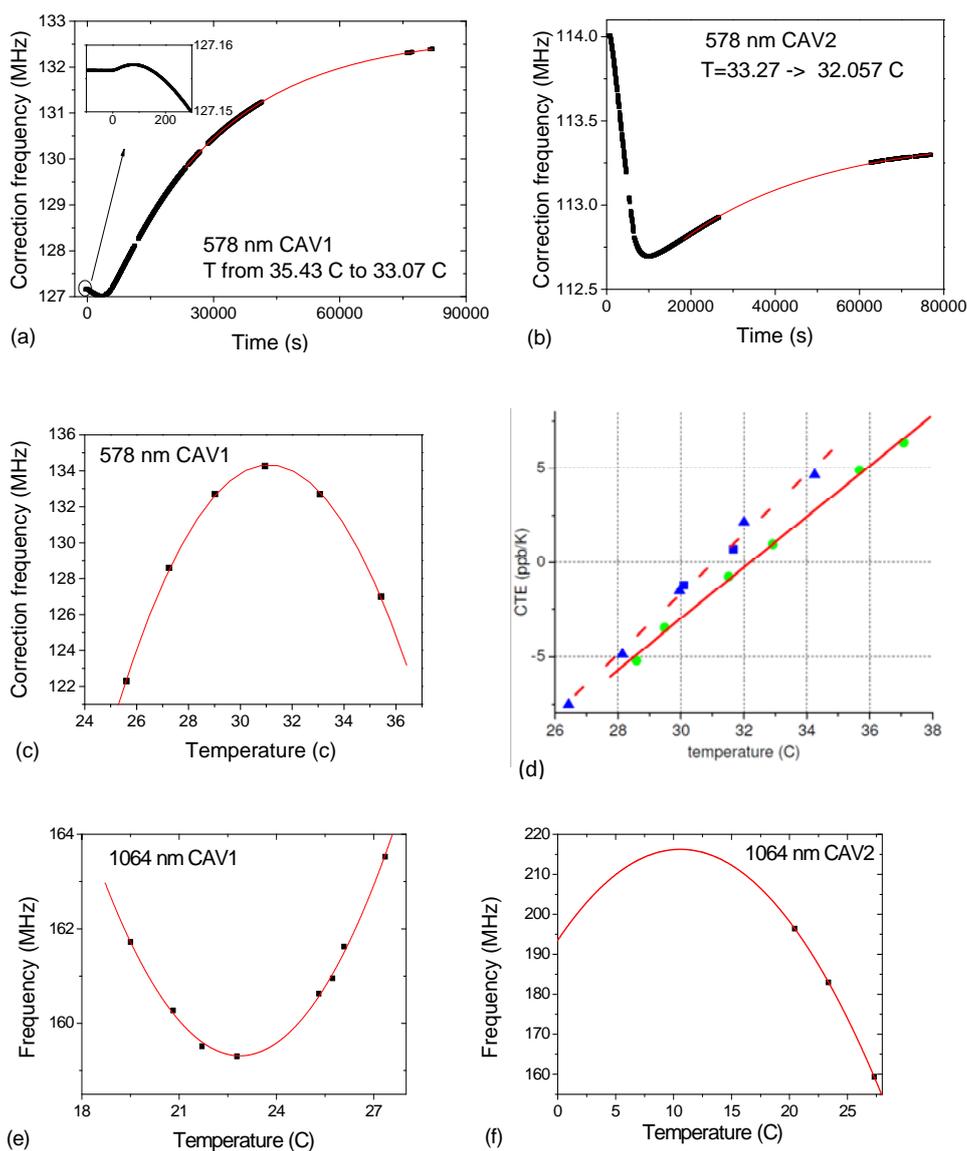


图 3.6：光学谐振腔的零膨胀测试结果。(a) 当 578 nm CAV1 的温度从 35.43 °C 降到 33.07 °C 时，其谐振频率的变化图。(b) 当 578 nm CAV2 的温度从 33.27 °C 降到 32.06 °C 时，其谐振频率的变化图。(c) 578 nm CAV1 的谐振频率随温度变化的测量结果。(d) 578 nm CAV1 (蓝色菱形) 和 CAV2 (绿色点) 的 CTE 随温度变化的测试结果。(e) 1064 nm CAV1 的谐振频率随温度变化的测量结果。(f) 1064 nm CAV2 的谐振频率随温度变化的测量结果。

阶段三，它是一个长时间的反应过程，持续时间为几天，产生这种慢效应的原因是腔体的热膨胀。为了在较短的时间内(约 2 天)获得参考腔的频率变化值，我们对第三阶段的数据进行指数拟合，获得总的腔频率变化量为 5.69 MHz。从而计算该腔在 34.3°C 附近的  $CTE=5.48 \text{ ppb/K}$ 。

为了找到 578 nm CAV1 的零膨胀温度点，我们测量了多个温度点下的腔共振频率值，如图 3.6 (c) 所示。其中红线是二阶多项式拟合曲线。从图中可以看到，在 ~31 °C 附近该参考腔对温度非常不敏感。根据这组数据，我们计算出 578 nm CAV1 的 CTE 随温度变化值，见图 3.6 (d) 中的蓝色三角形数据点。蓝色方形的数据是用飞秒光梳<sup>[69, 70]</sup>测量的结果。如果对这组数据进行拟合，我们可以得到该参考腔的零膨胀温度点在 31.1 °C，CTE 的温度敏感度为  $1.6 \text{ ppb/K}^2$ 。

同样，我们也对 578 nm CAV2 参考腔进行了 CTE 测量。它的参考腔是上述的 578 nm CAV1，其温度控制在零膨胀点 31.1 °C (经与冷原子跃迁频率比对，该腔的共振频率一天内的变化量小于 10 kHz)。578 nm CAV2 参考腔的结构与 CAV1 类似，不同的是 CAV2 的腔体材料 ULE 在室温附近的  $CTE=-60 \text{ ppb/K}$ ，而非 CAV1 的腔体  $CTE\sim 0$ 。结合熔石英腔镜的  $CTE=+500 \text{ ppb/K}$ ，经过数值模拟计算后，该腔的零膨胀温度点约 28 °C。

图 3.6 (b) 是 578 nm CAV2 的温度从 33.270 °C 降到 32.057 °C 时其谐振频率随时间的变化情况。主要有两个阶段：阶段一，持续时间约 3 个小时，此时表现出参考腔具有正的 CTE，从变化的规律来看，可能是腔镜和镀膜起主要作用；阶段二的持续时间非常长，此时腔具有负的 CTE。图 3.6 (d) 是 578 nm CAV2 的 CTE 随温度变化图 (绿点)，红线是拟合曲线。从图中可以得到该腔的零膨胀温度点在 32 °C 附近，与数值模拟计算结果接近。

图 3.6 (e) 和 (f) 分别是两个 1064 nm 参考腔的谐振频率随温度变化图。各待测谐振腔以另外一个腔作为参考。从图中可以看到，1064 nm CAV1 的零膨胀温度点在 22.87 °C，接近室温；而对于 1064 nm CAV2 参考腔，经过二阶多项式拟合，得到它的零膨胀温度点在 10 °C 附近，这就要求对这个参考腔制冷。为了解决降温时真空室窗口结露的问题，可将温控层放在真空室内进行制冷。

### 3.3 1064 nm窄线宽激光系统及其性能测试

正如1.1节和1.2节所述，窄线宽稳频激光系统广泛应用于精密激光光谱、光钟和超低噪声微波信号产生等。在这些应用中，要求窄线宽激光系统具有非常低的频率噪声、窄的线宽和高的频率稳定度。在本节中，我们将对两套独立的1064 nm窄线宽激光系统进行比对测量，得到它们的频率特性参数。

在每套1064 nm窄线宽激光系统中，我们将PDH鉴频信号反馈给激光器内的PZT，从而实现激光频率精密锁定于参考腔上。如3.2节所述，参考腔具有振动不敏感的特性，且其温度也被精密控制。激光光源通过光纤传输给参考腔，光纤引入的随机相位噪声被FNC抑制（3.1.3小节）。入射到参考腔的光功率精密控制在 $10 \mu\text{W}$ （3.1.4小节）。EOM的调制频率约为2 MHz，为了减小RAM，EOM外壳的温度控制在 $28 \text{ }^\circ\text{C}$ ，温度起伏 $<0.1 \text{ K}$ 。

#### 3.3.1 频率噪声谱

理想情况下，激光发出的电磁波是频率单一、恒定的正弦波，那么它的频率或者相位噪声为零。实际上，激光的频率/相位以一定的傅立叶频率 $f$ 发生抖动，我们可以用频率（相位）噪声谱密度来描述激光的频率（相位）变化大小。如果忽略激光的幅度噪声，那么激光的位相噪声谱密度等于单位带宽 $b$ 内平均相位变化量 $\Delta\varphi(f)$ ：

$$S_\varphi(f) = \frac{\Delta\varphi^2(f)}{b}, \quad (3.5)$$

它的单位为 $\text{rad}^2/\text{Hz}$ 。同样地，激光的频率噪声谱密度等于单位带宽 $b$ 内平均频率变化量 $\Delta\nu(f)$ ：

$$S_\nu(f) = \frac{\Delta\nu_{\text{rms}}^2(f)}{b}, \quad (3.6)$$

其单位为 $\text{Hz}^2/\text{Hz}$ 。相位噪声谱密度和频率噪声谱密度间的关系可以用下式表示：

$$S_\nu(f) = f^2 S_\varphi(f). \quad (3.7)$$

相位或频率噪声谱密度可用下列方法测量：

- 1) 与第二个性能类似或更好的参考腔系统进行比对测量，即将窄线宽稳频

激光送至一个独立的参考腔系统，保持激光频率与该参考腔共振，测量激光在参考腔的共振频率信号—PDH信号，得到该激光与这个参考腔的频率噪声谱。

2) 将被测窄线宽激光的频率锁定于第二个独立的参考腔的共振频率上，如图3.5 (a) 所示，激光频率执行元件可为AOM，然后将AOM的驱动控制信号通过FFT频谱分析仪进行分析。

3) 通过与另外一套性能相同或更好的窄线宽稳频激光系统进行比对测量。通过将两个激光的拍频信号进行频率—电压转换后在FFT频谱分析仪上分析。

对于1064 nm窄线宽稳频激光系统，我们用上述第一种方法测量激光的频率噪声谱密度。实验装置如图3.5所示，1064 nm激光的频率锁定于CAV1的共振频率上，同时稳频后的激光经光纤传输给CAV2，光纤的位相噪声由FNC抑制。通过补偿腔的频率漂移，使激光频率保持与CAV2共振。CAV2系统的PDH信号送至FFT频谱分析仪进行频谱分析（开环），再用PDH信号的斜率将其转换成频率噪声谱密度，如图3.7中蓝线所示。由于该频率噪声谱密度由两个性格相同的参考腔系统共同作用（假设两者不相关），因此折算成每个参考腔系统的频率噪声谱密度时，应对此曲线除 $\sqrt{2}$ 。图中橙色划线是参考腔的热噪声极限，而绿色（红色）点划线分别是两个参考腔系统的噪声，它是当激光与各参考腔非共振时测得。当我们将参考腔系统的频率噪声谱密度与两个参考腔的振动谱密度进行比较时，发现图中2 Hz附近的噪声是由CAV2的振动引起的。

### 3.3.2 线宽测量

激光的线宽是指激光功率在频谱上分布宽度，一般指半高处的全宽度（FWHM），它与激光的相干时间有关。

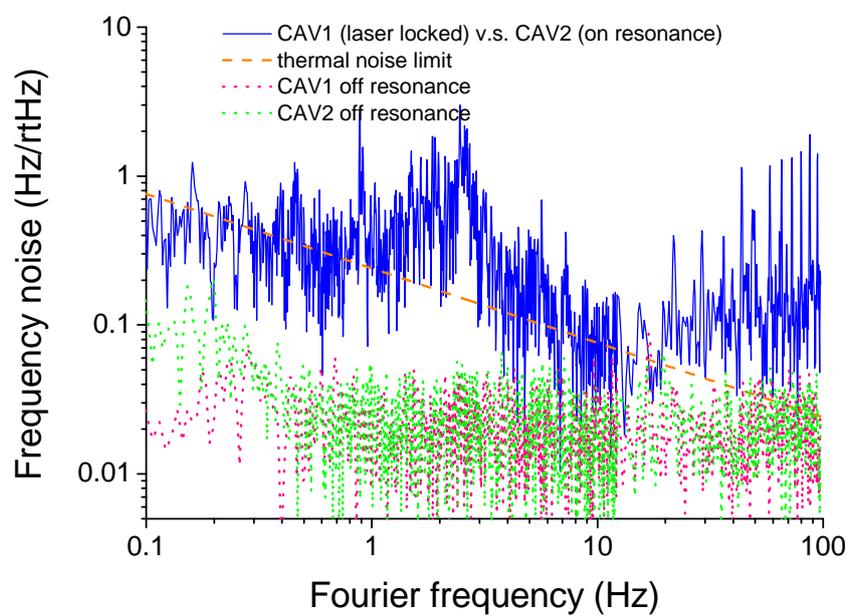


图3.7：两套1064 nm参考腔的频率噪声谱密度（蓝线）。橙色划线是参考腔的热噪声极限，绿色点划线和红色点划线分别是两套参考腔系统噪声。

如果激光的频率/相位噪声为零，那么它的频谱分布是一个  $\delta$  函数，线宽非常小。而实际上激光总是有一定的相位或频率噪声，因此它也有一定的宽度。相位或频率噪声就像对激光进行相位或频率调制，从频谱上看，即在激光载波两侧产生调制边带。当相位或频率噪声具有一定的幅度时，这就相当于调制度比较大，那么激光的载波幅度减小，而边带的幅度增大，就相当于激光的线宽增大了。而当调制度非常大时，那么除了一级边带外，还会产生更高级的边带，使激光的线宽更宽。因此，激光的线宽与频率或相位噪声的频率、幅度都有关系。文献[126]导出了激光频率噪声与激光线宽的关系，它与频率噪声的幅度大小  $\Delta\nu_{\text{rms}}$  和带宽  $b$  有关。

- a) 当  $b \ll \Delta\nu_{\text{rms}}$ ，即频率调制的速度比较慢，但是幅度很大。那么该频率噪声使得激光的频谱分布呈现出高斯型，激光的线宽为：

$$\Delta\nu_{\text{FWHM}} = 2.355\sqrt{\Delta\nu_{\text{rms}}^2}, \text{ 其中, } \Delta\nu_{\text{rms}}^2 = f^2\Delta\phi_{\text{rms}}^2 = \int_0^\infty S_\nu(f)df. \quad (3.8)$$

- b) 当  $b \gg \Delta\nu_{\text{rms}}$ ，即频率噪声变化很快，但是幅度较小。那么激光的频谱分布呈现洛伦兹线型，激光的线宽为：

$$\Delta\nu_{\text{FWHM}} = \frac{\pi\Delta\nu_{\text{rms}}^2}{b} = \pi S_\nu(f). \quad (3.9)$$

如果从相位调制的观点来看，文献[127]提出可以从相位的变化量得到激光的线宽。当相位调制边带与载波的幅度相等时，即累加相位噪声达到  $\sim 1 \text{ rad}^2$  时，激光的线宽为(半高半宽，HWHM)：

$$1 \text{ rad}^2 = \int_{3\text{dB}}^\infty S_\phi(f)df. \quad (3.10)$$

根据图 3.7 中测量的频率噪声谱密度，我们根据式 (3.10) 计算出激光的线宽为 3.1 Hz，而根据式 (3.8) 计算出激光的线宽为 2 Hz。由于激光的频率噪声谱中在 2 Hz 附近有较大的频率噪声，使得线宽计算值都  $> 2 \text{ Hz}$ ，因此有必要将 1064 nm CAV2 移到更安静的位置。

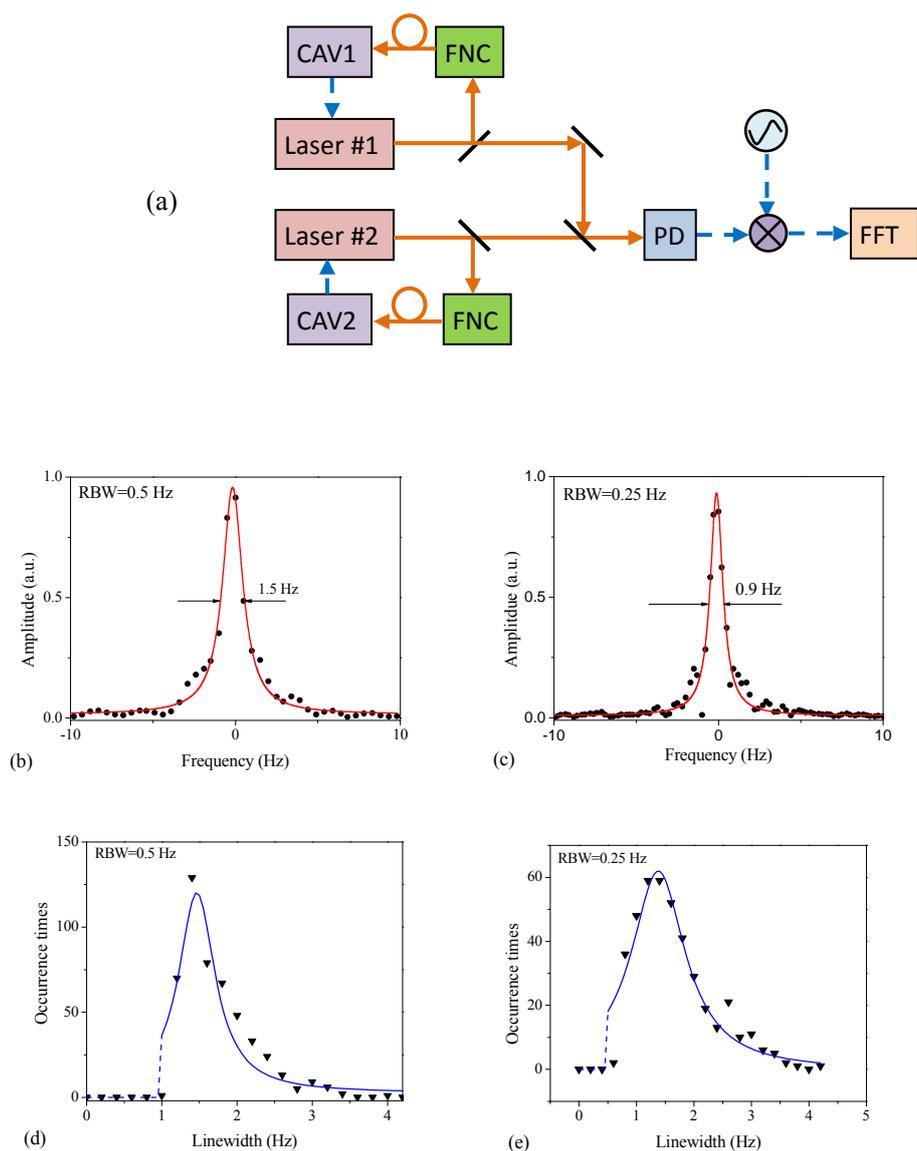


图 3.8: 1064 nm 窄线宽激光系统的线宽测量。(a) 实验装置图, 两套窄线宽激光系统的拍频信号用 FFT 频谱分析仪观察测量激光的线宽。实验中没有对激光频率漂移进行补偿; (b) 和 (c) 分别是当 FFT 的分辨率为 0.5 Hz 和 0.25 Hz 时拍频信号的频谱分布。(d) 和 (e) 分别是当 FFT 的分辨率为 0.5 Hz 和 0.25 Hz 时, 多次测量后的线宽数值分布, 总共分 11 天测量。从分布图上看, 最可几拍频信号宽度分别为 1.46 Hz 和 1.39 Hz。测量值用三角形标记标出, 分布图用概率分布曲线进行拟合 (蓝线), FFT 的分辨率截止频率处用蓝色划线标出。

除了线宽估算外，我们还对 1064 nm 窄线宽激光系统的线宽进行测量。由于两套激光系统的性能相近且相互独立，我们用激光拍频信号进行测量，如图 3.8 (a) 所示。在测量中，1064 nm CAV2 放置在振动较小的地方，因此没有 2 Hz 的振动噪声。两套激光系统的拍频信号在探测器 (PD) 上进行探测，并与一个射频标准源混频到 20 kHz 左右，再用 FFT 频谱分析仪进行自动记录。在整个数据采集过程中，没有对激光频率进行补偿。

图 3.8 (b) 和 (c) 分别是由 FFT 频谱分析仪记录的两组拍频信号的频谱分布，FFT 的分辨率分别是 0.5 Hz 和 0.25 Hz。黑点表示采集的数据，红色曲线是洛伦兹拟合曲线。图 3.8 (b) 显示两个激光的拍频信号的线宽为 1.5 Hz (RBW = 0.5 Hz)，而当 FFT 的分辨率为 0.25 Hz 时，我们可以观察到拍频信号的线宽小于 1 Hz，如图 3.8 (c) 所示。

实验中，我们对两套激光的线宽进行了多天 (11 天) 多次测量。图 3.8 (d) 和 (e) 分别是当 FFT 的分辨率分别为 0.5 Hz 和 0.25 Hz 时，拍频信号线宽的分布情况。我们可以看到由于 FFT 的分辨率的限制，如 RBW=0.5 Hz 时，我们几乎不可能得到小于 1 Hz 的线宽；而当 RBW=0.25 Hz 时，我们可以观察到小于 1 Hz 的线宽，但不可能观察到小于  $2 \times \text{RBW}$  的拍频线宽。因此测量线宽的分布并非正态分布，FFT 的分辨率截止频率处用蓝色划线标出。从这些统计图上可知，当 FFT 的分辨率分别为 0.5 Hz 和 0.25 Hz 时，最可几线宽分别为 1.46 Hz 和 1.39 Hz，因此折算成每台激光系统的线宽为 1 Hz。

在进行上述线宽测量时，每次测量的时间  $T_{\text{acq}}$  与 FFT 频谱分析仪的 RBW 有关：RBW 越小，则  $T_{\text{acq}}$  越长。如果被测激光的频率在  $T_{\text{acq}}$  内发生漂移，那么将导致测量谱线的线宽加宽。当 FFT 的 RBW 分别为 0.5 Hz 和 0.25 Hz 时，对应的测量时间  $T_{\text{acq}}$  分别为 2 s 和 4 s。如果激光的线性频率漂移小于 0.3 Hz/s，那么在  $T_{\text{acq}}$  内激光频率分别改变了 0.6 Hz 和 1.2 Hz，这对 FFT 的 RBW=0.25 Hz 的这个测量有较大的影响，而 RBW=0.5 Hz 时的影响不大。因此，激光频率稳定性进一步提高后，有助于减小频率漂移对线宽测量的影响。

### 3.3.3 激光频率不稳定性测量

激光频率稳定度有时又称为频率不稳定性，这是因为在实际测量时通常用激光频率的抖动大小进行量化。在计量学中，通常用阿仑偏差（Allan Deviation）描述其频率不稳定性<sup>[128]</sup>：

$$\sigma_y(\tau) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N-1} (f_{n+1} - f_n)^2}{2(N-1)}}, \quad (3.11)$$

上式中， $\tau$  为计数器门控时间或平均时间， $f_n$  是第  $n$  个频率测量值。通常也用相对阿仑偏差来评估不同类型或频率的信号不稳定性，相对阿仑偏差的计算方法是将式 (3.11) 中的  $f_n$  用  $f_n/f_0$  替代。

相比于标准偏差，阿仑偏差给出了更多的信息，如不同平均时间内的偏差大小。同时它也能帮助我们分辨不同类型的噪声，如相位白噪声、相位闪烁噪声、频率白噪声、频率闪烁噪声和频率随机噪声等等。例如频率闪烁噪声用阿仑偏差表示时，它与平均时间无关。

激光的相对阿仑偏差可从频率噪声谱  $S_v(f)$  计算出<sup>[128]</sup>：

$$\sigma^2(\tau) = 2 \int_0^\infty S_v(f) \frac{\sin^4(\pi f \tau)}{(\pi f \tau)^2} df. \quad (3.12)$$

由于（相对）阿仑偏差都是对时间平均，因此它会丢失一些高频信息。换言之，我们可以从频率噪声谱得到阿仑偏差，而反之则不行。

为了测量 1064 nm 窄线宽激光系统的频率不稳定性，我们将图 3.8 (a) 中探测器 PD 测得的激光拍频信号送至数字计数器（Agilent 53132）进行计数，并由电脑记录。经过三天的测量，我们记录了激光拍频信号随时间漂移，如图 3.9 (a) 所示。每天都有一段时间停止记录而进行激光线宽的测量。从图中可以看到在 47 小时内，激光频率总漂移小于 10 kHz。图 3.9 (b) 是由上述数据计算得到的激光频率漂移率。在所有测量时间内，激光频率漂移率都在  $\pm 0.3$  Hz/s 以内。在 40% 的测量时间内，激光的频率漂移率小于 0.1 Hz/s。

在进行上述测量时，1064 nm 参考腔的温度都控制在  $\sim 28$  °C，而并非零膨胀温度点（3.2.4 小节），因此温度抖动将影响参考腔的长度稳定，从而使窄线宽稳频激光的频率发生漂移。目前，正在对参考腔的温度控制系统做进一步改进。

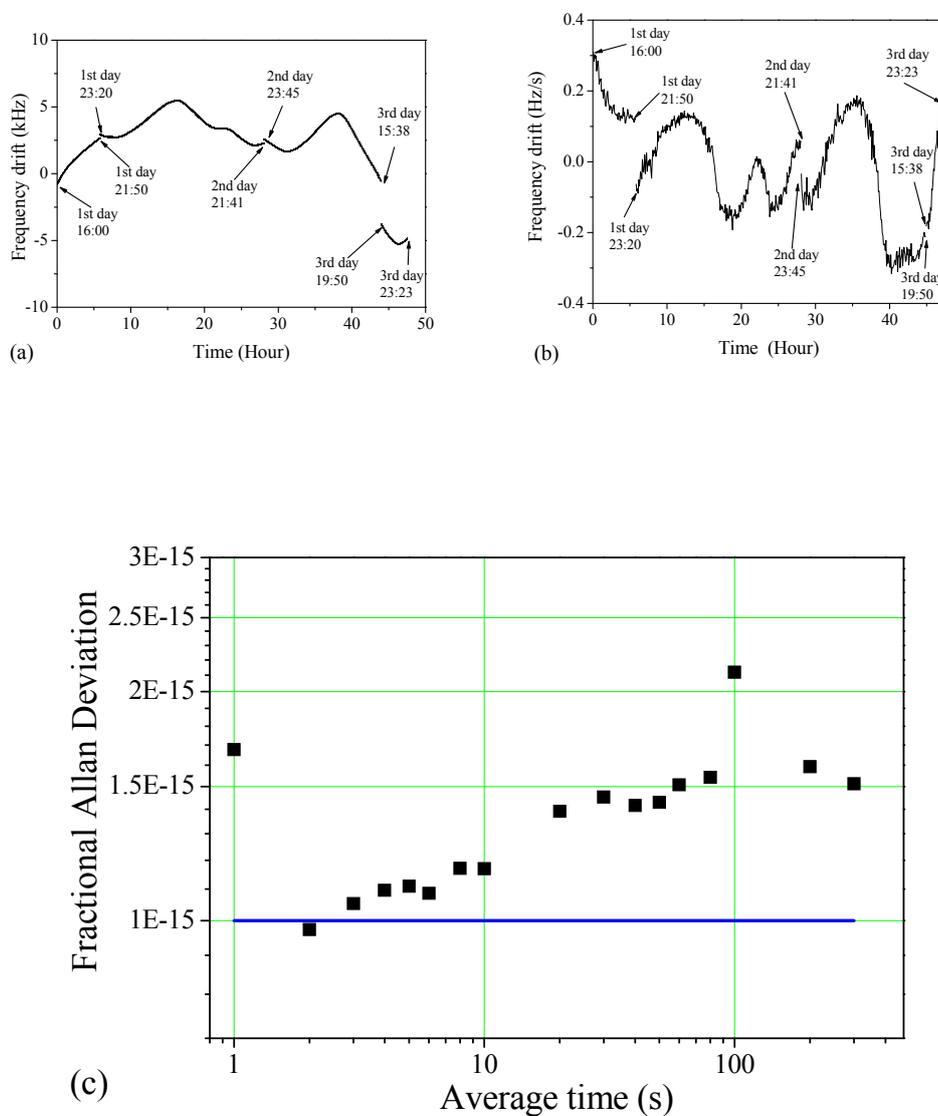


图3.9: 1064 nm窄线宽激光系统的频率不稳定性测量。(a) 两套激光拍频频率随时间(三天)漂移;(b) 拍频信号的频率漂移率;(c) 相对阿仑偏差图(黑色方形), 已将线性频率漂移去除。蓝线表示其参考腔的热噪声极限 $\sim 1 \times 10^{-15}$ 。

利用图 3.9 (a) 中数据计算出相对阿仑偏差, 如图 3.9 (c) 所示。在计算长时间平均时, 利用了数据叠加原理<sup>[129]</sup>。上述数据计算时, 已将线性频率漂移去除。图中蓝线表示参考腔的热噪声极限 $\sim 1 \times 10^{-15}$ 。

从图 3.9 (c) 中看到, 1064 nm 窄线宽激光系统在平均时间为 1 s 时的频率不稳定性为  $1.7 \times 10^{-15}$ , 略大于参考腔的热噪声极限, 原因可能是一些低频振动噪声对参考腔的调制。当平均时间为 2—10 s 时, 激光的频率不稳定性接近参考腔的热噪声极限。而 10 s 以上时, 由于激光频率漂移使得频率不稳定性增大。

### 3.3.4 1064 nm 窄线宽激光系统噪声评估

上述测量结果表明: 每套 1064 nm 窄线宽激光系统的频率噪声为  $0.3 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$  (@1 Hz)、激光线宽为 1 Hz (RBW=0.25 Hz)、相对频率不稳定性为  $1.7 \times 10^{-15}$  (1 s 平均时间)。为了进一步改进当前系统, 表 3.1 对整个系统的主要噪声来源与大小进行了评估。

当系统在没有光入射时, 探测器输出信号用 PDH 信号的斜率转换后得到系统的电子噪声约为  $10 \text{ mHz}/\sqrt{\text{Hz}}$ 。当入射激光与参考腔不共振时, 探测器测得系统的测量噪声约为  $20 \text{ mHz}/\sqrt{\text{Hz}}$ , 它包括了系统的电子噪声、RAM 及相应的光的散粒噪声。由于散粒噪声属于频率白噪声, 而 RAM 与温度等有关联, 因此在频谱上很容易将它们区别开。因此估算出系统的散粒噪声约  $15 \text{ mHz}/\sqrt{\text{Hz}}$ 。根据式 (2.13), 用同样大小的光功率计算出的散粒噪声仅为  $0.35 \text{ mHz}/\sqrt{\text{Hz}}$ , 而用式 (2.14) 和实验参数 (谐振探测器的灵敏度为  $0.7 \text{ A/W}$ , 等效负载电阻为  $6 \text{ k}\Omega$ , 放大倍数为 100, PDH 信号的斜率为  $0.17 \text{ mV/Hz}$ ) 计算得到  $4 \text{ mHz}/\sqrt{\text{Hz}}$ , 与我们实际测量值比较接近。造成上述误差的原因可能是理论计算的 PDH 信号斜率远大于实际测量值。

RAM 产生的原因之一是电光晶体温度起伏, 通过温控等措施, 每套激光系统由 RAM 引起的激光频率抖动降低到  $10^{-16}$  量级。

参考腔的入射光功率抖动会通过热效应使腔长变化。由于系统中两个 1064 nm 参考腔的精细度不同, 因此它们对入射光强抖动的灵敏度也不同。经测量,

CAV1 和 CAV2 的共振频率对光强抖动的灵敏度分别为 $\sim 30 \text{ Hz}/\mu\text{W}$  和  $63 \text{ Hz}/\mu\text{W}$ 。通过检测参考腔入射光强, 并利用上述灵敏度折算出光强抖动引起的激光频率抖动 $< 1 \times 10^{-15}$  (1 s 平均时间)。从表中看到, CAV2 的光强抖动噪声更大, 原因可能是: 1) CAV2 的精细度高, 它对光强抖动的灵敏度更高; 2) 光功率稳定控制系统中, 光功率检测点的光强相对较弱。

正如前两章所述, 参考腔的振动将直接影响窄线宽激光系统的频率稳定性, 因此目前正在对 1064 nm 参考腔的振动敏感度进行测量。在上述系统性能参数测量中, 如图 3.7 所示, 我们可在激光频率噪声谱上看到几 Hz 处振动的影响。因此, 有必要对参考腔的隔振系统及其本身的抗干扰能力作进一步改进。

由于在测量时参考腔的温度控制点在  $28 \text{ }^\circ\text{C}$  时, 根据上述对两个参考腔的 CTE 进行测量, 如图 3.6(e)和(f), 此温度下参考腔的 CTE 分别是  $8 \text{ ppb/K}$ (CAV1) 和  $25 \text{ ppb/K}$  (CAV2)。由于系统中很难精确地测量出参考腔的实际温度, 因此我们估算参考腔的温度起伏约为  $50 \text{ nK}$  (1 s 平均时间)。因此, 各参考腔由温度抖动引起的激光频率不稳定性分别为  $0.4 \times 10^{-15}$  和  $1.25 \times 10^{-15}$  (1 s 平均时间), 这对激光频率稳定度影响非常大。因此, 有必要将参考腔的温度控制在各自的零膨胀温度点, 以减小参考腔对温度的敏感度。

根据 2.3.4 小节叙述, 我们计算出 1064 nm 参考腔的热噪声引起的激光频率噪声和频率不稳定性分别为  $0.24 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$  和  $1 \times 10^{-15}$  (1 s 平均时间)。从表 3.1 列出的各项噪声中可以发现, 除了 CAV2 由温度抖动引起的激光频率不稳定性外, 参考腔的热噪声极限是 1064 nm 窄线宽激光稳频系统中最大的噪声源。因此, 有必要重新设计低热噪声极限的参考腔。

表 3.1: 1064 nm 窄线宽稳频激光系统中的噪声来源与大小。

来源	评估测试值		
	频率噪声 (Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ) @ 1 Hz	相对频率不稳定性 ( $\times 10^{-15}$ ) @ 1 s	
		CAV1	CAV2
电子噪声	0.01	--	
RAM	--	0.6	0.3
散粒噪声	0.015	--	
系统测量噪声	0.02		
光功率抖动	--	0.08 (30 Hz/ $\mu\text{W}$ )	0.65 (63 Hz/ $\mu\text{W}$ )
参考腔振动	见文中叙述	--	
参考腔温度起伏 ( $\Delta t \sim 50 \text{ nK} @ 28^\circ\text{C}$ )	--	0.4 (CTE=8 ppb/K)	1.25 (CTE=25 ppb/K)
参考腔热噪声极限	0.24	1	
<b>实验测量值</b>	<b>0.3</b>	<b>1.7</b>	

### 3.4 578 nm 窄线宽稳频激光系统及其性能测试

578 nm 窄线宽稳频激光系统是冷镱原子光晶格光钟的本地振荡 LO，也用该激光来探测镱原子的钟跃迁谱线，从而校准其频率漂移。

578 nm 激光光源是由 1319 nm 固体激光和 1030 nm 光纤激光和频产生，它的幅度噪声相比 1064 nm 激光的大，因为光纤激光的幅度噪声相对较大，当然也与和频波导的温度及其对入射光偏振方向敏感相关。为了减小激光幅度噪声对系统探测的影响，所用 EOM 的调制频率都选在幅度噪声相对低的频率区域内。实验中 EOM 的频率选在 25 MHz，是为了能同时兼顾 RAM 抑制。另外，578 nm 光源的频率噪声也比 1064 nm 光源的大，且频率噪声在频谱上分布较广，因此除了用 PZT 作为伺服控制元件外，还用 AOM 对激光进行快速伺服控制。

除了上述与 1064 nm 窄线宽激光系统不同外，实验装置基本相同。在本节中，

我们对578 nm窄线宽激光系统的频率噪声谱、线宽和频率不稳定性进行了测量。由于578 nm激光光源只有一个，因此所有的测量都是用同一台激光通过两套独立的参考腔系统进行比较。由于激光频率伺服控制带宽非常宽，因此我们相信两套独立参考腔系统之间的比较近似等于两套独立的激光系统之间的比较。实验中，我们将578 nm激光光源分成多束，分别通过光纤送至不同的参考腔系统，每套参考腔系统有各自独立的PDH装置来检测其共振频率，它们有各自的真空室、温控系统、隔振台和隔音室等。

### 3.4.1 频率噪声谱测量

在测量激光频率噪声谱时，将578 nm激光的频率锁定在CAV1的共振频率上，然后把稳频后的激光通过光纤再传输给CAV2，并通过控制CAV2前AOM的频率，使入射到CAV2的频率保持与CAV2共振。然后对CAV2的PDH信号用FFT频谱分析仪测量参考腔的频率噪声谱。图3.10 (a) 和 (b) 中的蓝线表示单个参考腔的频率噪声谱密度（假设两个腔的性能相同）。图中橙色划线是单个参考腔的热噪声极限，约 $0.09/\sqrt{f}$  Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$ 。图3.10 (a) 中绿色划线和紫红色点划线分别是两个参考腔系统的测量噪声，包括散粒噪声、电子噪声和RAM，而 (b) 图中绿色划线和紫红色点划线是各腔由振动引起的噪声（由振动敏感度和振动测量谱计算得出）。

从图 3.10 可知，在傅立叶频率为 1 Hz 时，参考腔的频率噪声谱密度接近其热噪声极限；当频率大于 4 Hz 时，除了几个由振动引起的噪声尖峰外，参考腔的噪声谱接近白噪声，并接近 CAV2 系统的测量噪声；当频率低于 1 Hz 时，测量的频率噪声谱也高于参考腔的热噪声极限，这是参考腔的温度漂移引起的。

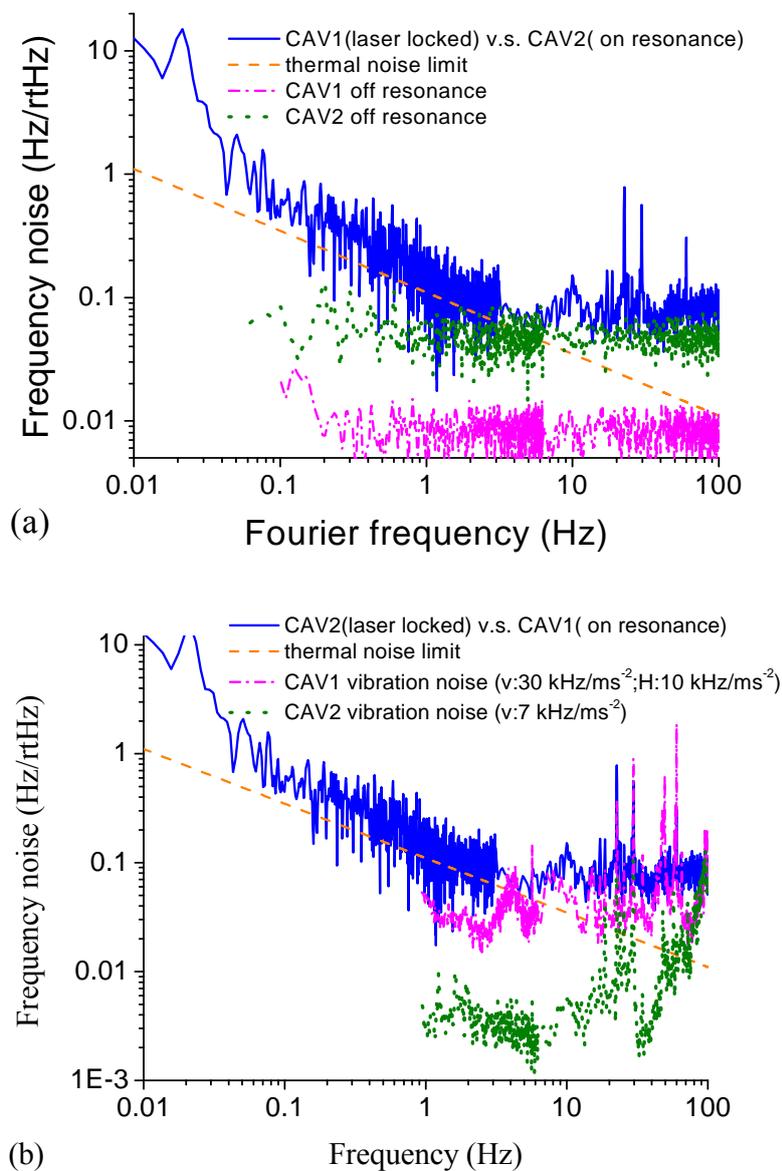


图3.10: 578 nm窄线宽稳频激光系统的频率噪声谱密度 (蓝线) 和参考腔的热噪声极限计算值 (橙色划线)。(a) 两个参考腔系统的测量噪声; (b) 环境振动对两个参考腔的影响。红色点划线 (绿色点线) 表示CAV1 (CAV2) 系统的噪声。

### 3.4.2 线宽测量

由于578 nm光源只有一个，因此我们将激光分成两束光分别送至两个参考腔系统，并用一个AOM连接两个参考腔不同的共振频率。线宽测量实验装置如图3.5 (a) 所示，激光的频率锁定在CAV1的共振频率上，而两个参考腔之间的频率差（或频率噪声）由CAV2前的AOM补偿。将AOM的射频驱动信号送至FFT频谱分析仪观察，即得到两个参考腔系统共同的线宽。图3.11 (a) 中的黑点是FFT频谱分析仪上的测量值，而红线是洛伦兹拟合曲线。结果显示，当FFT的RBW=85 mHz时，两个参考腔系统的复合线宽为250 mHz (FWHM)。

如果我们用图3.10中的白噪声值 $S_v(f)=0.01 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$ 、并根据式(3.9)计算出激光的线宽为30 mHz。该计算值比实际测量值较小，这是因为我们忽略了3 Hz以下的频率噪声。而用式(3.10)计算时，得到当激光频率噪声谱从无穷积分到630 mHz时，总位相噪声等于 $1 \text{ rad}^2$ ，如图3.11 (b) 所示，即线宽为 $630 \times 2 \text{ mHz}$ 。这个计算值比测量值偏大，这是由于在几十Hz处的振动噪声尖峰使累加的位相平方值快速达到 $1 \text{ rad}^2$ ，而这些尖峰在频谱上看只是载波边上的边带，不影响载波的线宽。因此，我们可以看出上述两种线宽计算方法与实际测量值都存在偏差。

### 3.4.3 激光频率不稳定性测量

激光频率不稳定性测量与线宽测量装置类似：将激光频率锁定在CAV1谐振频率上，然后通过精密控制CAV2前的AOM使激光与CAV2也共振，再将AOM驱动信号送给计数器进行计数。计数器得到的频率变化量即是两个参考腔的频率差。

阿仑偏差图如图3.12 (a) 所示，该图是单个参考腔的频率不稳定性。图中红色划线是参考腔的热噪声极限，蓝色方形是计数器 (Agilent 53132) 测量值，计算时已去除线性频率漂移 $0.25 \text{ Hz/s}$ 。而黑色方形是由SRS 620计数器得到，该计数器有阿仑偏差计算功能，因此在计数后直接给出阿仑偏差值。从图中可以看到，当平均时间在1-10 s，激光的频率不稳定性为 $2 \times 10^{-16}$ ；有时参考腔的频率起伏较大，约为 $3 \times 10^{-16}$ 。当平均时间大于10 s时，即使已去除线性漂移，但由于存在非线性漂移特性，使得阿仑偏差值还是渐渐增大。

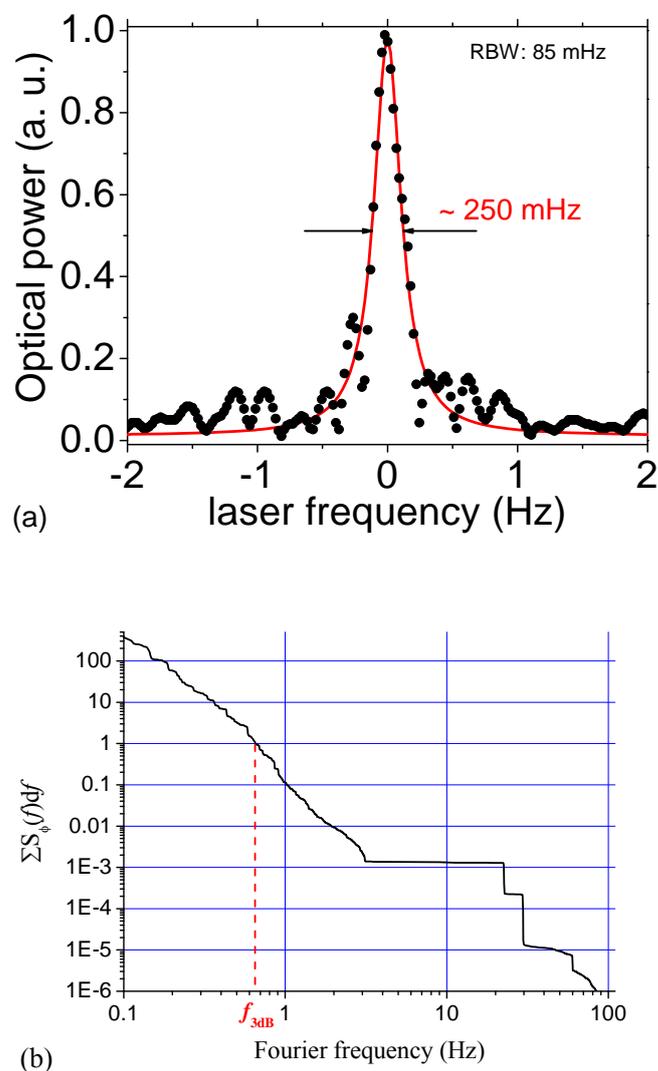


图3.11：578 nm窄线宽激光线宽测量。(a) 激光功率谱分布（黑点）及其洛伦兹拟合曲线（红线），其线宽（FWHM）为250 mHz（RBW: 85 mHz）；(b) 根据图3.10中的蓝线对激光位相噪声进行积分，当频率从无穷积分到630 mHz时，相位噪声累加到 $1 \text{ rad}^2$ ，因此线宽估算值 $f_{3dB}=630 \times 2 \text{ mHz}$ 。

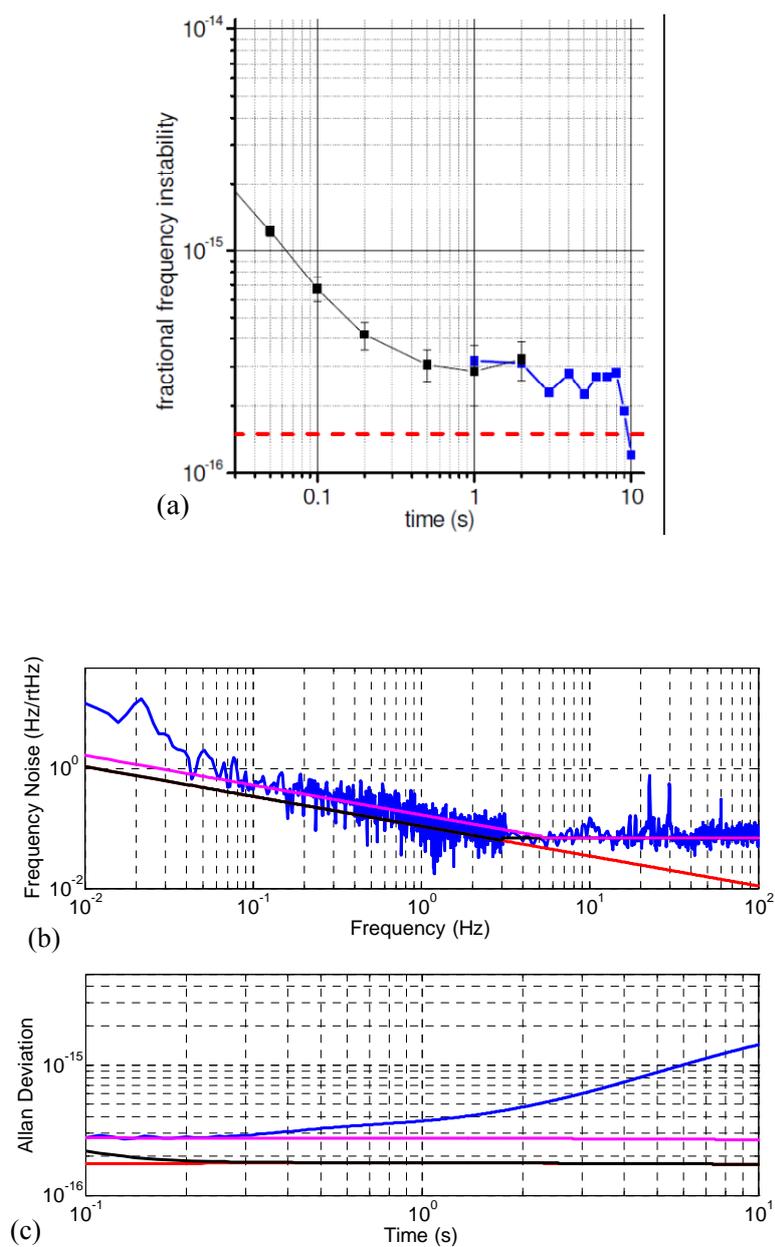


图3.12：578 nm窄线宽激光系统的频率不稳定性测量。(a) 单个参考腔系统的频率不稳定性—阿仑偏差图：蓝色方形是由Agilent 53132计数器的数据计算得出（门控时间为1 s，已移除0.25 Hz/s的线性漂移），黑点为SRS 620计数器计算得到的阿仑偏差值（误差大小是 $1\sigma$ 内）。红色划线是参考腔的热噪声极限。(b) 和 (c) 分别是频率噪声谱密度及其频率不稳定性计算值。

图3.12 (b) 和 (c) 分别是激光频率噪声谱密度和根据式 (3.12) 计算的相应的频率不稳定性。(b) 中, 蓝线是实验测量的激光频率噪声谱密度, 而紫红线是模拟曲线, 它比蓝线在低频处的噪声低些。从 (c) 图中它们相应的频率不稳定性计算值可以看出, 低频噪声更低的紫红线具有较好的长时稳定性。(c) 图中的蓝线与实际测量值—(a) 图所示也略有不同, 主要原因是 (a) 图中已将线性漂移去除。(b) 图中红线是参考腔的热噪声极限计算值, 而黑线的低频处与红线相同、高频处与测量噪声相同, 计算出的频率不稳定性参见 (c) 图。

#### 3.4.4 578 nm窄线宽稳频激光系统噪声评估

经测量, 578 nm窄线宽稳频激光的频率噪声谱密度为 $0.1 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$  (1 Hz傅立叶频率处)、线宽为 $0.25 \text{ Hz}$  (RBW=85 mHz)、频率不稳定性为 $3 \times 10^{-16}$  (1 s平均时间)。

表3.2列出了578 nm窄线宽稳频激光系统中的各项噪声及其大小, 测量方法同3.3.4小节。CAV2系统中的测量噪声为 $0.05 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$  (1 Hz频率处), 它包括了电子噪声、RAM和散粒噪声。该值是CAV1系统中测量噪声的5倍, 主要原因是CAV2系统中多用了—个RF放大器。根据两个腔的光功率起伏敏感度分别为 $30 \text{ Hz}/\mu\text{W}$  (CAV1) 和 $7 \text{ Hz}/\mu\text{W}$  (CAV2), 得到由光功率起伏引起的激光频率噪声都在 $\text{mHz}/\sqrt{\text{Hz}}$ 量级。根据振动敏感度和参考腔系统的振动频谱得到图3.10 (b) 中由振动引起的激光频率噪声, 其中CAV1系统的振动敏感度并非测量得到, 而是由频率噪声谱中估算得到。实验中, 两个参考腔系统的温度都控制在零膨胀温度点附近 (CTE<1 ppb/K), 且起伏小于5 mK。但是, 还存在温度起伏引起频率漂移, 而使激光频率不稳定性 (长时间) 增大, 如图3.12 (b) 和 (c) 所示。从表3.2中看出, 参考腔的热噪声引起的激光频率噪声占主导地位, 约 $0.06 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$  (1 Hz频率处)。

表 3.2: 578 nm 窄线宽激光系统中的噪声评估。

噪声源	频率噪声谱密度(Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ) @ 1 Hz	
	CAV1	CAV2
测量噪声	0.01	0.05
光功率起伏	0.004 (30 Hz/ $\mu\text{W}$ )	0.001 (7 Hz/ $\mu\text{W}$ )
参考腔振动	0.04	0.005
参考腔温度起伏	CTE<1 ppb/K	
参考腔热噪声	0.06	
<b>测量值</b>	<b>0.1</b>	

## 第四章

### 窄线宽激光在镱原子光晶格光钟中的应用

578 nm窄线宽稳频激光是镱光晶格光钟重要的部分—本地振荡，它是光钟唯一的输出信号，其频率由冷镱原子校正。在本章中，我们首先简单介绍了冷镱原子的制备，然后用578 nm窄线宽激光探测冷镱原子的钟跃迁谱线。由于窄线宽稳频激光的分辨率和频率稳定度都非常高，因此观察到1 Hz分辨率的钟跃迁光谱，其品质因子达到 $5 \times 10^{14}$ 。用该谱线对窄线宽激光的频率进行反馈控制，实现激光频率精密控制在冷镱原子的钟跃迁谱线上。在本装置中，由于镱原子光钟的钟跃迁谱线信噪比和分辨率都非常高，因此大大提高了镱原子光钟的频率稳定度。经测量，镱原子光钟的频率不稳定性达到 $5 \times 10^{-16}/\sqrt{\tau}$ 。

#### 4.1 冷镱原子制备

光钟可分为离子光钟和中性原子光钟：离子光钟是基于单个离子的能级跃迁校正光钟的本地振荡频率；而中性原子光钟则是基于成千上万个原子的能级跃迁，因此它的信号具有更大的信噪比。根据式(1.2)可知，中性原子光钟具有更高的频率稳定性，这是中性原子光钟的优势。中性原子光钟也根据不同的中性原子分成不同种，其中镱原子光钟就是极具优势的候选者之一：1) 镱是稀土元素，它既有费米同位素，如丰度为14%的 $^{171}\text{Yb}$ 和丰度为16%的 $^{173}\text{Yb}$ ，又有含量较高的玻色同位素，如丰度为22%的 $^{172}\text{Yb}$ 和32%的 $^{174}\text{Yb}$ ；2) 目前，用来冷却镱原子的激光都可获得；3) 最重要的是，镱具有钟跃迁谱线，即谱线的自然宽度小于1 Hz。对于费米同位素来说，由于超精细能级结构的相互作用，能级 $^3\text{P}_0$ 和 $^3\text{P}_2$ 至基态 $^1\text{S}_0$ 的跃迁是微弱允许<sup>[130]</sup>。对于玻色同位素来说，通过外加磁场或者光场，可使 $^3\text{P}_0$ 能级与 $^3\text{P}_1$ 能级混合，从而允许 $^3\text{P}_0$ 能级跃迁至基态 $^1\text{S}_0$ <sup>[131, 132]</sup>。

根据式(1.2)可知，当钟跃迁谱线的线宽越窄，光钟的频率稳定性越好。然而由于多普勒效应，室温下原子的速度符合麦克斯韦分布，即使探测激光的线宽

非常窄（频率单一性好），不同速度的原子“看”到的探测激光频率也是不同的，即钟跃迁谱线被展宽了，我们称之为多普勒展宽。为了获得分辨率高的谱线，有必要减小原子的速度分布，因此激光冷却与囚禁技术应运而生<sup>[133, 134]</sup>。利用激光冷却技术可以将原子的温度冷却至mK量级，甚至nK量级。除了一味地降低原子温度外，还可以将冷原子囚禁在光晶格中，使原子的运动范围小于二分之一光波长，也称为“Lamb-Dicke”模式，从而消除一级多普勒展宽，使钟跃迁光谱的线宽接近自然线宽。在本小节中，我将简单介绍镱原子的冷却与囚禁过程，具体过程详见文献[26]和[135]。

镱原子能级和镱原子冷却实验装置如图4.1（a）和（b）所示。冷镱原子制备的步骤可大致分为以下几个过程：

#### 1) 原子炉与初步减速

从原子炉喷出的镱原子的最可几速度可由下式求得：

$$\frac{1}{2}m_{\text{Yb}}v^2 = \frac{3}{2}k_{\text{B}}T, \quad (4.1)$$

式中质量 $m_{\text{Yb}}=2.87 \times 10^{-25}$  kg，玻尔兹曼常数 $k_{\text{B}}=1.38 \times 10^{-23}$  J·K<sup>-1</sup>。当原子炉温度为450 °C时，计算出从原子炉飞出的镱原子的最可几速度为~180 m/s。

为了将冷原子装载在一级蓝MOT（399 nm）内，必须先将上述从原子炉喷出的热原子进行减速。用一束传播方向 $\vec{k}_{\text{slow}}$ 与原子飞行方向 $\vec{v}_{\text{atom}}$ 相反的激光可对原子进行减速，激光的频率与原子的 $^1\text{S}_0 \rightarrow ^1\text{P}_1$ 跃迁能级红失谐120 MHz。由于多普勒效应，原子“看到”的激光频率与能级共振，因此它吸收一个光子（动量为 $\hbar\vec{k}_{\text{slow}}$ ），并以随机某个方向自发辐射一个光子。由于多次随机辐射的光子总动量为零，因此原子通过 $N$ 次吸收和释放光子的过程，失去了 $N\hbar\vec{k}_{\text{slow}}$ 的动量，从而实现减速。用激光减速的目的是增加一级蓝MOT的原子云密度。

(b)

图4.1：冷镱原子制备。(a) 镱原子能级图。(b) 冷镱原子制备的实验装置图。从原子炉飞出的镱原子被减速后装载在基于398.9 nm的 $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ 的能级跃迁一级磁光阱(MOT)中，后又被装载在二级MOT中(555.8 nm的 $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ 能级跃迁)。然后，冷原子装载在光晶格中，达到Lamb-Dicke模式。在原子进行钟态制备后，用578 nm窄线宽激光进行激发，并用蓝光进行探测，最后以冷镱原子的激发率为鉴频信号纠正578 nm窄线宽激光的频率，使之与冷镱原子的钟跃迁频率一致。

### 1) 一级蓝MOT

在MOT装置中，通常采用六束红失谐激光分别在 $x$ 、 $y$ 和 $z$ 方向上相互对射，并且所有的激光在空间某处交叠。同时由外磁场辅助囚禁冷原子，其大小随空间位置而不同，在MOT中心，磁场为零。由于塞曼效应，冷原子的磁子能级 $m_f$ 在磁场中引起的频移会随着空间位置远离MOT中心而增大，从而使原子与反向传播的光形成共振，从而被光子撞回MOT中心。磁光阱为我们提供冷却且囚禁的原子，其最低冷却温度受多普勒效应的限制，称为“多普勒冷却极限”：

$$T_D = \frac{\hbar\gamma}{2k_B}, \quad (4.2)$$

其中 $\gamma$ 是能级跃迁的自然宽度。从上式可知，能级宽度 $\gamma$ 越窄，则获得的原子温度越低。对于镱原子的一级MOT来说，其线宽为 $\gamma=2\pi\times 28$  MHz，相应的多普勒冷却极限为 $\sim 700$   $\mu$ K。这个温度对一般光晶格来说可能过高，但是可为二级MOT提供相当可观的冷原子数目，比只用二级MOT效率更高。

如图4.1(b)所示，399 nm深紫外光是由放大后的InGaN半导体激光(799 nm)倍频得到。799 nm半导体激光首先通过PDH技术锁频于一个外部FP参考腔上，再用倍频光通过调制转移光谱技术得到高压放电镱原子的 $^1S_0$ - $^1P_1$ 能级跃迁的光谱信号，并用该信号控制FP腔的腔长，从而实现399 nm激光的稳频。399 nm激光分成三束分别给MOT、原子减速和探测使用，每束光通过光纤传输给冷原子系统。其中，传输给MOT的光束又在冷原子系统中被分成三束：一束沿着重力方向，另两束在水平方向：相互垂直且与原子束成 $45^\circ$ 。当减速光和蓝MOT光对镱原子作用0.3 s后，可在蓝MOT中获得 $10^6$ 个 $^{171}\text{Yb}$ 原子，其温度 $\sim 1$  mK。

### 2) 二级绿MOT

由于一级蓝MOT囚禁的原子温度对于光晶格来说还太高，因此我们需要更窄的能级跃迁谱线对冷镱原子进行二级冷却。对镱原子来说，它的 $^1S_0$ - $^3P_1$ 能级宽度只有182 kHz，因此冷镱原子在二级MOT中可获得 $T_D=4.4$   $\mu$ K的多普勒冷却极限。

556 nm激光是由掺Yb光纤激光通过在MgO:PPLN波导内倍频得到(单次通过)，实验中可获得15 mW的绿光。然后，556 nm激光被分成几束分别用于激光稳频、囚禁与探测。为了使556 nm激光同时具有稳定性和窄线宽( $<100$  kHz量级)，

我们用PDH技术将激光的频率锁定在一个超稳定腔上，如图4.1 (b) 所示。该超稳腔的精细度较高，由ULE玻璃制成，并放置在一个精密温控的真空室内。锁频后的556 nm激光在一天内频率漂移远小于镱原子的能级宽度，因此，我们没有再把该激光的频率锁定在原子的能级跃迁谱线上。而长时间的频率漂移则通过调节AOM的频率来实现激光频率（参考腔）与镱原子能级跃迁共振。

556 nm的MOT光路与399 nm一级MOT大致相同：水平方向的556 nm MOT激光与蓝MOT光有一个小角度，垂直方向的绿MOT光与蓝MOT完全重合。为了提高556 nm绿MOT的装载效率，我们先用光功率较高且线宽较宽的556 nm绿MOT来装载冷原子，然后再用小功率、窄线宽的绿MOT降低MOT的温度。最终约有 $5 \times 10^5$ 个 $^{171}\text{Yb}$ 原子被装载到二级绿MOT中，装置时间为30 ms，冷原子温度为 $\sim 10 \mu\text{K}$ 。

### 3) 光晶格

虽然镱原子在二级 MOT 的温度已经非常低了，但是由于多普勒增宽效应，还是无法分辨 Hz 量级的光谱（温度为  $10 \mu\text{K}$  的镱原子，其速度约  $2 \text{ cm/s}$ ，多普勒宽度为  $38 \text{ kHz}$ ）。除了单一地降低镱原子的温度外，我们还可以将镱原子囚禁在光晶格中，使原子处于 Lamb-Dicke 模式，即原子的运动范围远小于探测光的  $\lambda/2$ ，从而大大消除一级多普勒效应<sup>[136]</sup>。

在光晶格中，处于不同空间位置的原子感受到的光晶格的光强是不同的，因此由斯塔克效应引起的能级频移也是不同的，即原子的钟跃迁  $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$  的频率随空间位置不同而不同。为了消除这个效应，我们将光晶格的频率设定在魔术波长（magic wavelength）<sup>[49]</sup>，使得镱原子的基态  $^1\text{S}_0$  与激发态  $^3\text{P}_0$  的能级移动在不同光强下也相同，即基态和激发态具有相同的极化率，从而使所有原子的钟跃迁频率一致。

图4.1 (b) 画出了用于囚禁 $^{171}\text{Yb}$ 原子的光晶格激光光源示意图。光晶格光源是由钛宝石激光产生，波长是759 nm。钛宝石激光的频率特性由它的注入激光一半导体激光决定，而半导体激光的频率则是通过一个RF的MZ干涉仪锁定在飞秒光梳上。光晶格激光是通过光纤传送给冷原子系统，可优化光晶格激光的空间模

式。在冷原子系统中，光纤的输出光通过一个消色散透镜聚焦到冷原子上，并由一个凹面镜反射形成一维驻波，聚焦到冷原子的光晶格光斑大小约为 $30\ \mu\text{m}$ 。

通过改变光晶格的频率，使得光晶格光强变化时冷镱原子的钟跃迁频率变化最小，此时即为光晶格的魔术波长<sup>[51]</sup>。实验中，约有 $3\times 10^4$ 个温度为 $\sim 15\ \mu\text{K}$ 的 $^{171}\text{Yb}$ 原子被囚禁在光晶格中，势阱深度为 $200E_r - 500E_r$ 。

## 4.2 钟跃迁探测

探测不同镱原子同位素的实验装置略有不同：对于偶同位素，由于 $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ 的跃迁是完全禁止的，只在外加磁场或光场下才有微弱跃迁几率；对奇同位素，由于超精细结构相互作用，即使没有外加场的作用， $^3\text{P}_0$ 和 $^3\text{P}_2$ 能级（寿命约为20 s）也可跃迁至基态 $^1\text{S}_0$ 。本论文只讨论与奇同位素 $^{171}\text{Yb}$ 的相互作用。

578 nm窄线宽激光器（镱原子光钟的本地振荡LO）通过光纤传输至冷原子真空系统。如第三章所述，利用PDH技术，它的频率精密锁定在一个超稳FP参考腔的共振频率上。而光纤引入的随机相位噪声由FNC主动抑制。578 nm窄线宽激光从光纤输出后，先通过一个AOM，使一级衍射光的频率可调，并且起到光开关的作用，如图4.1（b）所示。之后与光晶格激光在一个双色镜上重合，两束光共轴通过一个偏振器，并由同一个透镜聚焦到冷原子样品上。由于透镜前578 nm激光的光斑比光晶格激光小，因此经同一个透镜聚焦后，578 nm激光的光斑稍大些， $\sim 60\ \mu\text{m}$ ，这样可让冷原子“看到”的探测光强更加均匀。最后，578 nm激光在光晶格激光的凹面反射镜上透过，以消除驻波效应。

由于镱原子奇同位素的核自旋不为零，因此基于 $^{171}\text{Yb}$ 光钟的钟跃迁频率对外磁场十分敏感。为了消除一级塞曼效应，我们分别激发 $^{171}\text{Yb}$ 原子的两个 $\pi$ 跃迁（ $m_F = \pm 1/2 \rightarrow m_F = \pm 1/2$ ）。这两个跃迁在外磁场中的一级塞曼频移大小相等，一正一负<sup>[9, 26]</sup>，如图4.2（a）所示。因此对它们的跃迁频率做平均后，正好抵消外磁场的作用。要实现分别激发两个 $\pi$ 跃迁，必须将 $^{171}\text{Yb}$ 原子制备在其中一个态（ $m_F = \pm 1/2$ ）上，通过 $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_1$ 这个跃迁可实现初始态的制备。当578 nm激光探测冷镱原子的 $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ 钟跃迁时，我们将所有的冷却激光关闭，仅仅开启光晶格激

光。为了激发两个 $\pi$ 跃迁，我们外加了一个0.11 mT的磁场，使 $m_F=\pm 1/2$ 两个磁子能级分开。并且，578 nm激光和光晶格激光的偏振方向与这个外加磁场一致。

在探测镱原子的钟跃迁谱线时，我们用固定的探测光强与探测时间，而只改变578 nm激光的频率来观察镱原子从基态 $^1S_0$ 跃迁到激发态 $^3P_0$ 的几率（钟跃迁谱线），并用该信号伺服控制578 nm激光的频率，使之与镱原子的钟跃迁频率一致。在探测时，由于激发态 $^3P_0$ 的寿命非常长，因此其荧光信号非常微弱，实验中采用了electron shelving技术<sup>[137]</sup>：没有被578 nm激光激发的原子仍处于基态 $^1S_0$ ，若用一束399 nm激光激发这些处于基态 $^1S_0$ 的原子至 $^1P_1$ 能级，用PMT可观察到从 $^1P_1$ 能级自发辐射的荧光，从而间接得到处于激发态 $^3P_0$ 的几率。为了提高钟跃迁谱线的探测信噪比，减小原子数起伏的影响，实验中测量了原子的激发率，即用三束5 ms的399 nm激光激发 $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ 跃迁：第一束激光测量钟跃迁后仍处于基态 $^1S_0$ 的原子，测量后这些原子不再被光晶格囚禁；第二束测量由热镱原子引起的背景噪声；第三束测量由泵浦激光1388 nm把处于激发态 $^3P_0$ 的镱原子通过通道 $^3P_0 \rightarrow ^3D_1$ 再自发辐射到基态 $^1S_0$ 的原子数目，即间接地测量处于激发态的原子数目，如图4.1所示。

通过改变578 nm激光的频率—即改变578 nm参考腔前的AOM的频率（详见图3.2（a）中），我们观察到冷镱原子的钟跃迁谱线。实验中，578 nm激光的线性频率漂移由控制系统自动去除。通过用PMT观察399 nm的荧光信号，我们计算出镱原子的激发率。当578 nm激光的探测时间为0.9 s，每个实验周期内578 nm激光的频率改变0.25 Hz时，我们得到线宽为1 Hz的原子跃迁谱线（傅立叶极限），如图4.2（b）所示。该谱线是图4.2（a）中的某一个 $\pi$ 跃迁。根据跃迁光谱频率为518 THz，计算出该谱线的品质因子达到 $5 \times 10^{14}$ 。

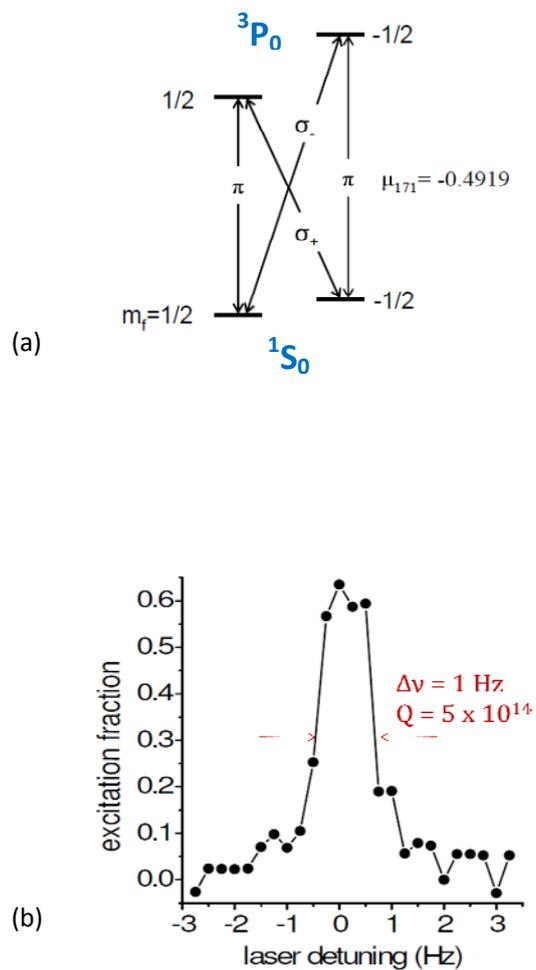


图4.2:  $^{171}\text{Yb}$ 冷原子的钟跃迁能级与谱线。(a) 在外磁场作用下,  $^{171}\text{Yb}$ 冷原子的钟跃迁能级结构。(b)  $^{171}\text{Yb}$ 冷原子的钟跃迁光谱。

在探测线宽非常窄的光钟钟跃迁光谱时，需要激光和冷原子的相干时间都非常长。对于本实验中的578 nm探测激光，它的线宽为~250 mHz (RBW=85 mHz)，频率稳定度达到 $3 \times 10^{-16}$  (1-10 s平均时间)，这些参数都表明激光在1 s时间内的相干度非常好。对于冷原子，它的相干度受很多因素影响，比如原子的运动，碰撞效应、黑体辐射、斯塔克效应和塞曼效应等<sup>[24, 26, 51]</sup>，在本装置中都已将这些效应降到非常低。这就为我们获得1 Hz线宽的原子钟跃迁谱线提供了必要的前提。

我们从图4.2 (b) 中可以看到，钟跃迁谱线的信噪比还不是非常高，这主要是因为冷镱原子在光晶格的寿命（原子数降低至1/e的时间）只有400 ms，对于900 ms的探测时间来说，原子寿命太短，大大降低了原子数目，影响信噪比。为了获得更高信噪比的光谱，我们用相对较短探测时间，300 ms，并用该谱线实现激光频率锁定于<sup>171</sup>Yb冷原子的钟跃迁谱线上。

### 4.3 Yb光钟闭环锁定

在光钟或光学频率标准中，其短稳由窄线宽激光（本振激光）决定，而长稳和频率不确定度则由冷原子的能级跃迁频率决定。

如上小节所述，镱原子光钟的LO激光频率锁定在冷镱原子钟跃迁 $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ 的两个 $\pi$ 跃迁的平均值，从而消除一级塞曼效应。激光频率控制系统同文献[24]所述：在一个探测器周期内有四个实验周期（每个实验周期包括冷原子重新冷却、装载及探测过程），在这四个实验周期内分别激发半数处于基态 $m_F = \pm 1/2$ 的原子，即LO激光的频率分别左右偏移两个 $\pi$ 跃迁的共振频率。LO激光的频率跳跃由微处理器控制两个频率综合发生器产生：一个频率综合发生器的频率正好等于两个 $\pi$ 跃迁的平均值，另一个则等于两个 $\pi$ 跃迁的频率差。

在探测冷镱原子的钟跃迁谱线时，每个数据点用了0.9 s的探测时间。虽然这样长的探测时间可获得非常窄的原子跃迁光谱（其分辨率非常高），但是光谱信号的信噪比较差，而且它使光钟锁频系统对578 nm窄线宽激光的短时频率抖动非常敏感，容易造成失锁。因此，当我们闭合LO激光频率控制系统时，只用0.3 s的探测时间（整个实验周期为0.75 s，探测时间占总周期的40%），得到钟跃迁

光谱宽度为3 Hz，增加了系统稳定性和锁定精度。

在闭合光钟频率控制系统前，我们先用冷镱原子作为频率参考来测量578 nm窄线宽激光的频率稳定性，即开环测量。将578 nm窄线宽激光的频率调谐到冷镱原子的钟跃迁谱线的共振频率上，用冷原子的激发率作为鉴频信号来测量578 nm激光的频率稳定性。这种开环测量的结果不仅反映了578 nm窄线宽激光的频率稳定度，还反映了冷原子系统的频率不稳定性，其噪声包括冷原子系统的Dick效应噪声及探测噪声，它的探测噪声还包括了光的散粒噪声、量子噪声QPN和技术噪声等。测量结果如图4.3中的蓝点所示，它表示光钟在一次测量周期内的频率不稳定性达到 $\leq 5 \times 10^{-16}$ 。

当我们闭合光钟频率控制环路后，光钟的频率不稳定性开始下降，如图4.3中的绿色方形。这是光钟闭环后误差信号的不稳定性，实际光钟的频率不稳定性将大于等于这个测量值。我们从图中看到，在1 s平均时间时，由于我们锁定系统的增益较大，反而使本振激光的频率稳定性变差。但是当平均时间大于2 s，误差信号的频率不稳定性开始以大于 $1/\sqrt{\tau}$ 的速度下降。当平均时间达到20 s后，光钟的频率不稳定性为 $5 \times 10^{-16}/\sqrt{\tau}$ ，这与开环测量的结果相一致。

由于实验中没有第二台镱原子光钟进行光钟和光钟之间的频率比对测量，但为了说明LO频率特性的改进降低了镱原子光钟的Dick效应（见下节描述），从而提高了镱原子光钟的频率稳定度，这里我们做了间接测量：用同一个LO激光在不同的实验周期内探测处于不同状态下的冷原子<sup>[138, 139]</sup>，得到两者的频差，称为交叉测量。例如，用LO激光探测不同原子密度下的钟跃迁频率，得到与原子密度相关的冷原子碰撞频移。由于镱原子光钟优异的频率稳定性，使我们以更快的速度分辨出两种状态下冷原子的频率差。图4.3中的红线是上述测量的结果，它是两种状态下原子共同作用的结果。从图中我们可以看到，当平均时间大于100 s后，光频差的分辨率达到 $8 \times 10^{-17}$ 。这也同样证明单个光钟的频率不稳定性为 $5 \times 10^{-16}/\sqrt{\tau}$ （假设两者是不相干的）。

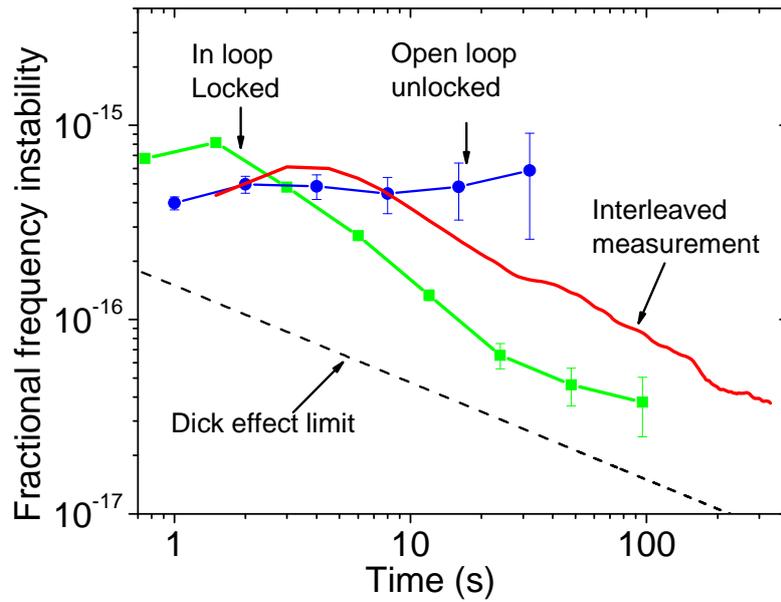


图4.3：镱原子光钟频率不稳定性测量。蓝点是光钟开环时，用冷原子的钟跃迁谱线作为LO的鉴频信号，对LO的频率稳定度进行测量；绿色方形是光钟闭环后的误差信号；黑色划线是Dick效应引起的光钟频率不稳定性，约 $1.5 \times 10^{-16}/\sqrt{\tau}$ ；红色曲线是交叉测量时光钟的频率不稳定性，详见文中描述。

## 4.4 Dick效应

由于光原子钟的本地振荡频率处于光频，因此它极有可能提供 $10^{-18}$ 量级的频率精度和稳定度。在实际测量中，原子钟的精度取决于它的频率稳定度。然而，目前世界上最好的光原子钟也只有 $10^{-15}/\sqrt{\tau}$ 量级的频率稳定度，远比期望值差。尤其是那些基于中性原子的光钟，由于它的鉴频信号来源于成千上万个原子（SNR更高），因此它应具有更好的频率稳定度。然而目前基于 $^{171}\text{Yb}$ 中性原子光钟的频率不稳定度也只达到 $\sim 2 \times 10^{-15}/\sqrt{\tau}$ （其LO激光的频率锁定在一个长为7.75 cm的光学参考腔上）<sup>[26, 102]</sup>，远大于量子噪声（QPN）<sup>[140]</sup>： $5 \times 10^{-16}/\sqrt{\tau}$ （由式（1.2）计算，光谱线宽为10 Hz，原子数为 $\sim 30000$ ）。那么究竟是什么因素限制了 $^{171}\text{Yb}$ 中性原子光钟的频率稳定度？

答案是 Dick 效应<sup>[43]</sup>：由于在实验中，冷原子在每个实验周期内只用有限的时间来探测 LO 的频率，而非一直监测，因此原子会误认为在探测时间内探测到的 LO 的频率噪声就是 LO 的全部噪声，从而通过反馈系统错误地纠正 LO 的频率，使光钟的频率不稳定度变差。

为了定量计算 Dick 效应对光钟稳定度的影响，我们先从原子对 LO 频率的灵敏度出发。当用 Rabi 光谱（ $\pi$  脉冲）对钟跃迁谱线探测时，在原子与 LO 相互作用时间  $t_i$  内，原子的瞬时激发率与 LO 频率的关系为<sup>[43]</sup>：

$$g(t) = \frac{dn(\Delta)}{d\Delta} = \sin^2 \theta \cos \theta \{ \sin \Omega_1(t) (1 - \cos \Omega_2(t)) + \sin \Omega_2(t) (1 - \cos \Omega_1(t)) \} \quad (4.3)$$

式中， $\Delta$  是 LO 频率与原子共振频率的失谐量， $n(\Delta)$  是原子的激发率，定义为  $n(\Delta) = \frac{N_2 - N_1}{N_{\text{total}}}$ 。  $\theta(\Delta) = \frac{\pi}{2} + \arctan\left(\frac{\Delta t_i}{\pi}\right)$ ， $\Omega_2(t) = \Omega\left(1 - \frac{t}{t_i}\right)$ ， $\Omega_1(t) = \Omega \frac{t}{t_i}$ ， $\Omega$  是拉比频率，与失谐量  $\Delta$  有关：

$$\Omega(\Delta) = \pi \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta t_i}{\pi}\right)^2}. \quad (4.4)$$

在镱原子光钟中，由于 LO 与原子共振频率有一失谐量，我们只激发了一半的原子，因此  $n(\Delta)=0$ ，相应的 LO 的失谐量为  $\Delta=0.8 \pi/t_i$ 。图 4.4 (b) 是镱原子的瞬态激发率随时间变化图。在非探测时间内，原子需要重新冷却、囚禁和态制备，此时  $g(t)=0$ ；即使在探测时间内，原子的瞬态激发率也是非均匀的（见图中绿线）。

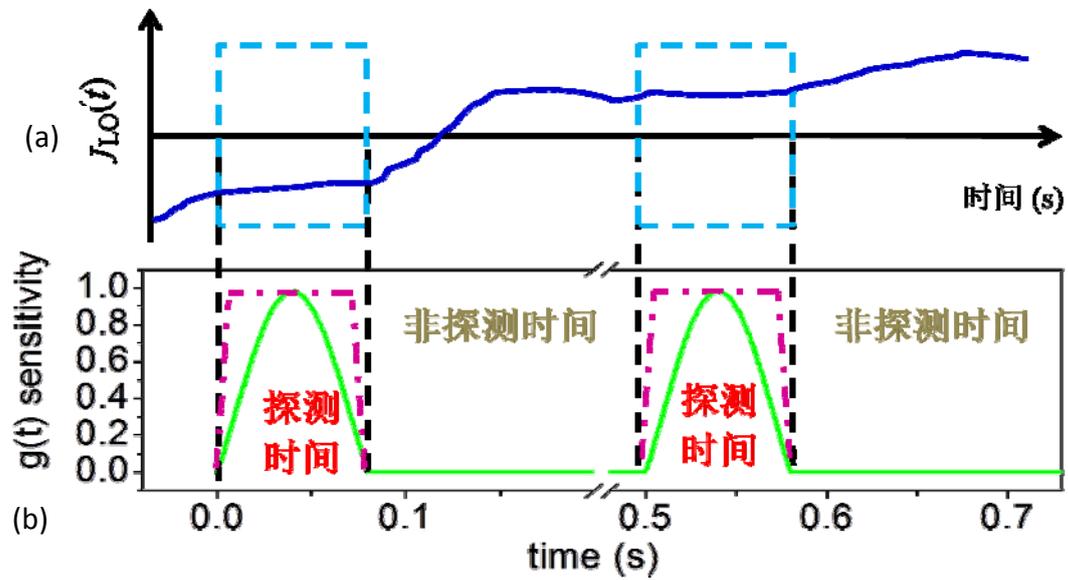


图 4.4: Dick 效应示意图。(a) LO 频率随时间变化示意图（此图夸大了 LO 的频率变化，为了更好地说明 Dick 效应的影响）。(b) 镱原子的瞬态激发率随时间变化图，绿线和红色点划线分别为 Rabi 光谱和 Ramsey 光谱的原子激发率示意图。

由于实验中冷镱原子周期性地探测 LO 的频率噪声，因此原子探测到 LO 的频率噪声也具有一定的频率分布，如  $f_c=1/t_c$  的整数倍。原子将这些 LO 频率噪声转化为激发率（幅度值），如用系数  $g_n$  描述原子探测到的 LO 的频率噪声为

$$g_{sn} = \frac{1}{T_c} \int_0^{T_c} g(t) \sin\left(\frac{2\pi nt}{T_c}\right) dt \quad \text{和} \quad g_{cn} = \frac{1}{T_c} \int_0^{T_c} g(t) \cos\left(\frac{2\pi nt}{T_c}\right) dt, \quad (4.5)$$

式中， $g_0 = \frac{1}{T_c} \int_0^{T_c} g(t) dt$ 。将 LO 的频率噪声谱密度  $S_y^f$  代入下式，即得到光钟的

阿仑偏差受 Dick 效应的影响：

$$\sigma_{y\_Dick}^2(\tau) = \frac{1}{\tau} \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{g_{sn}^2}{g_0^2} + \frac{g_{cn}^2}{g_0^2} \right) S_y^f \left( \frac{n}{T_c} \right). \quad (4.6)$$

我们可以看到，如果在探测时间内 LO 的频率噪声为零，那么 Dick 效应对光钟频率稳定性没有影响。

根据式 (4.6)，我们可计算不同的 LO 频率噪声类型对光钟稳定度的影响。如果 LO 的频率噪声谱密度是  $1/\sqrt{f}$  的函数，那么光钟由 Dick 效应引起的频率不稳定性是  $\tau^{-1/2}$  的函数。假如 LO 的频率噪声是白噪声，那么式 (4.6) 将不会收敛。根据不同的实验参数，我们对由 Dick 效应引起的光钟频率不稳定性进行计算，参见表 4.1。

对于本论文工作之前的镱原子光钟，其 LO 的频率精密控制在长为 7.75 cm 的光学参考腔上，参考腔的热噪声极限为  $0.5/\sqrt{f}$  Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$ <sup>[141]</sup>。实验中，冷镱原子的探测时间为 80 ms，实验周期为 0.5 s，根据式 (4.3) — (4.6) 计算出镱原子光钟的 Dick 效应极限为  $1 \times 10^{-15}/\sqrt{\tau}$ ，如表 4.1 中的例 A。这个数值与镱原子光钟的实验结果非常相近<sup>[26]</sup>，它是量子噪声的两倍 ( $5 \times 10^{-16}/\sqrt{\tau}$ )，表明该光钟受限于 Dick 效应的影响。

在本论文的工作中，我们对 LO 做了改进：1) 降低了 LO 的频率噪声谱密度至  $0.1/\sqrt{f}$  Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ，如图 3.10 所示；2) 增加了 LO 的相干时间，从而使冷原子的探测时间从 80 ms 增加到了 0.3 s，非探测时间的比重下降，如表 4.1 中例 D 所示，最终由 Dick 效应引起的光钟频率不稳定性下降至  $1.6 \times 10^{-16}/\sqrt{\tau}$ ，低于实际测量的镱原子光钟频率不稳定性 ( $5 \times 10^{-16}/\sqrt{\tau}$ ，如图 4.3 所示)。由此可见，本论文通过改善 LO 激光的特性，大大降低了 Dick 效应对光钟的影响，最终降低了光钟的频率不稳定性至  $5 \times 10^{-16}/\sqrt{\tau}$ ，这是目前稳定性最好的光原子钟。

表 4.1：不同实验参数时，Dick 效应对光钟频率稳定度的影响。

	$S_y^f$ (Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$ )	$t_i$ (s)	$T_c$ (s)	$\frac{t_i}{T_c}$	光谱类型	$\sigma_{y\text{-Dick}}$
A	$0.5/\sqrt{f}$	0.08	0.5	16%	Rabi	$1 \times 10^{-15}/\sqrt{\tau}$
B	$0.5/\sqrt{f}$	<b>1</b>	<b>1.45</b>	69%	Rabi	$7.4 \times 10^{-16}/\sqrt{\tau}$
C	<b>0.1</b> / $\sqrt{f}$	0.08	0.5	16%	Rabi	$1.8 \times 10^{-16}/\sqrt{\tau}$
D	<b>0.1</b> / $\sqrt{f}$	<b>0.3</b>	<b>0.75</b>	<b>40%</b>	<b>Rabi</b>	<b><math>1.6 \times 10^{-16}/\sqrt{\tau}</math></b>
E	$0.1/\sqrt{f}$	<b>1</b>	<b>1.45</b>	69%	Rabi	$1.5 \times 10^{-16}/\sqrt{\tau}$
F	$0.1/\sqrt{f}$	0.3 ( $t_p=1\text{ms}$ )	0.75	<b>40%</b>	<b>Ramsey*</b>	$1.3 \times 10^{-16}/\sqrt{\tau}$
G	$0.1/\sqrt{f}$	1 ( $t_p=1\text{ms}$ )	1.45	69%	<b>Ramsey*</b>	$9.7 \times 10^{-17}/\sqrt{\tau}$
H	$0.05/\sqrt{f}$	2 ( $t_p=1\text{ms}$ )	2.45	82%	Ramsey*	$4.8 \times 10^{-17}/\sqrt{\tau}$

\*在 Ramsey 光谱中，两个探测脉冲的宽度为  $t_p$ ，探测总时间为  $t_i$ 。

## 第五章

### 总结与展望

本论文实现了赫兹量级及亚赫兹量级线宽的激光，并将其中的578 nm窄线宽激光用于镱原子光钟系统，提高了镱原子光钟的频率稳定度。通过提高578 nm窄线宽激光的频率稳定性，使激光与冷原子的相互作用时间增长至1 s，观察到1 Hz线宽的镱原子钟跃迁光谱。在增加探测时间的同时，也降低了578 nm激光的频率噪声，使镱原子光钟由Dick效应引起的光钟频率不稳定性降低至 $1.6 \times 10^{-16}/\sqrt{\tau}$ ，从而提高了光钟的频率稳定性，使光钟以更快的速度实现高精度的频率测量。

正如引言中所述，光钟所能达到的频率稳定度和精度远不止于此，特别是基于成千上万个中性原子的光钟。这就需要进一步降低光钟中的Dick效应，直至Dick效应的影响接近量子噪声QPN。同时，进一步改进窄线宽激光器的频率特性将有助于提高光钟的频率稳定性，这就需要进一步降低光学参考腔的热噪声影响。

#### 5.1 窄线宽稳频激光器的展望

如第三章所述，目前窄线宽激光系统中最大的噪声来源还是光学参考腔的热噪声。因此，要提高窄线宽激光系统的性能就必须首先减小参考腔的热噪声影响。根据式(2.27) - (2.38)，降低参考腔热噪声影响的方法有：降低参考腔的温度 $T$ 、采用机械损耗小的镀膜材料 $\phi_c$ 、增加参考腔的腔长 $L$ 以及增大镜面上的光斑半径 $\omega_r$ 等，然而每项措施在实验中的实施都很困难。除了将激光的频率锁定于超稳定的参考腔外，本论文还介绍了其它方法，如将激光锁定于烧孔、原子分子跃迁谱线以及光纤等。

##### 5.1.1 进一步减小参考腔的热噪声影响

###### A. 冷却

由于光学参考腔的热噪声起源于腔体、腔镜和镀膜分子的布朗运动，热噪声

的大小与参考腔的温度 $\sqrt{T}$ 成正比，因此降低温度可直接减小参考腔的热噪声。

但是，当参考腔的温度降低时，材料的特性也与常温时不同，与本实验息息相关的特性参数有CTE和机械损耗 $\phi$ 。比如宝石晶体（crystalline sapphire），当温度 $T \rightarrow 0$  K时，其CTE下降速度正比于 $T^3$ 。在液氮温度时（约4 K），它的CTE $\sim 10^{-10}/\text{K}$ ，机械损耗 $\phi=4 \times 10^{-9}$ ，比室温下的熔石英小250倍。如果用宝石晶体制成29 cm长的光纤参考腔，并控制温度 $T=4$  K，那么参考腔的热噪声引起的激光频率不稳定性只有 $5 \times 10^{-18}$ （表2.2中的例E）。此时，腔镜镀膜引起的热噪声是主要的噪声来源。

虽然用宝石晶体制成的参考腔听起来非常吸引人，但是要达到参考腔的热噪声极限也非易事。宝石晶体不像ULE玻璃，它没有零膨胀温度点。如果要在4 K时控制激光的频率不稳定性小于 $10^{-16}$ ，这就需要控制参考腔的温度起伏小于 $10^{-6}$  K。另外，由于低温系统比较复杂，往往需要制冷系统连续工作才能保证低温以及非常小的温度起伏，而这些制冷系统同时还引入不小的振动噪声，从而降低参考腔的长度稳定性。这无疑又加大了参考腔的设计难度：低温系统中参考腔的振动敏感度应更低。

除了宝石晶体外，单晶硅在低温时也同样非常有优势：低温时，机械损耗只有 $\phi=5 \times 10^{-10}$ ，CTE在 $\pm 5 \times 10^{-9}/\text{K}$ 以内。值得一提的是它在124 K时有零膨胀温度点<sup>[115, 116]</sup>，而且这个温度比液氮温度更容易达到。但是相比ULE玻璃，它的CTE在零膨胀温度点附近对温度的敏感度要高几十倍<sup>[116]</sup>，这就要求我们更加严格控制单晶硅制成的参考腔的温度。目前，已有科研小组将1.5  $\mu\text{m}$ 激光的频率锁定在一个21 cm长的单晶硅参考腔上<sup>[116]</sup>，通过比对显示，该激光的频率不稳定性小于 $10^{-15}$ 。

## B. 镀膜材料与温度

在本论文工作中，我们用29 cm长的参考腔作为频率参考实现激光稳频，从表2.2中的例D可以看到，该腔中镀膜引起的热噪声是主要的噪声来源。对于前面提到的低温宝石晶体腔和低温单晶硅腔更是如此，它们的长度稳定性也同样受限

于腔镜镀膜的噪声。主要原因是镀膜材料的机械损耗非常大，约 $5 \times 10^{-4}$ 。不幸的是，它基本与温度无关<sup>[142]</sup>。在引力波测量领域已经开始研究、并试图降低镀膜材料（ $\text{SiO}_2$ 和 $\text{Ta}_2\text{O}_5$ 的多层介质膜）的机械损耗<sup>[143]</sup>。相比 $\text{SiO}_2$ ， $\text{Ta}_2\text{O}_5$ 的机械损耗占主要因素。文献[144]指出，在镀膜过程中退火过程不同会得到不同的机械损耗。也有人通过在 $\text{Ta}_2\text{O}_5$ 中掺杂 $\text{TiO}_2$ 来降低 $\text{Ta}_2\text{O}_5$ 的机械损耗，可是到目前为止也只降低了2倍<sup>[117]</sup>。文献[145]提出通过巧妙地设计多层介质膜可以解决这一问题，但目前还没有在实验上得到较理想的结果。为了彻底摆脱镀膜材料的影响，有研究小组开始设计无镀膜材料的高反镜，并初步得到了反射率为99.89%的高反镜<sup>[146]</sup>。还有小组提出用石英棱镜做腔镜，可达到反射率 $>99.99\%$ 的效果<sup>[147]</sup>。文献[148]则提出用热噪声本身来相干补偿腔镜镜面的随机抖动。

除了选用机械损耗小的材料来镀膜外，我们还可以只对腔镜进行冷却。目前已经有实验通过辐射压力实现了对微腔镜的冷却，冷却温度达到几K、甚至小于1 K，而且已在微腔中观察到参考腔的热噪声降低<sup>[149-152]</sup>。在这种冷却方式中，由于腔镜能够冷却的温度与腔镜的质量有关，已实现冷却的腔镜都是十分微小的，目前还没有针对大腔镜的实验。

### C. 增加腔长

正如我们前面提到，参考腔的热噪声与腔长成线性反比： $\propto 1/L$ 。因此增加腔长是降低参考腔热噪声比较显著的措施。在本论文中，我们将腔长增加至29 cm，从而降低参考腔的热噪声极限至 $1 \times 10^{-16}$ 。如果要进一步降低热噪声两倍，这就要求增加参考腔的长度至 $\sim 60$  cm。对于这么庞大的一个参考腔，加上外围的真空系统，整个实验装置就变得相对庞大，还需特制的隔振平台及隔音室。不仅如此，庞大的系统给隔振和温控提出了更高的要求，比如参考腔的隔振设计和参考腔的温度均匀性等。最重要的是，要获得如此庞大且CTE均匀的ULE玻璃也非易事。因此，如果要降低参考腔的热噪声影响至 $10^{-17}$ 量级，单靠增加参考腔的长度看来是不太现实。

#### D. 多镜参考腔

另外一种增加腔的长度而不增加参考腔体积的方法是多镜驻波腔：即入射镜和出射镜是正入射的，而其它腔镜则是折叠腔用的。每个腔镜产生的热噪声是不相干的，因此总的腔长变化是所有镜片热噪声的非相干叠加。例如，一腔镜数为 $N$ 、腔镜间距为 $L$ 的折叠腔，它的热噪声引起的参考腔的长度不稳定性将降低 $\frac{\sqrt{2N-3}}{(N-1)L} \approx \frac{1}{\sqrt{NL}}$ ，即该腔的等效热噪声长度增加至 $N^{1/2}L$ 。如果 $N=10$ 、 $L=25$  cm的参考腔，它的热噪声相当于一个长度 $L>70$  cm两镜腔的热噪声。在多镜折叠腔中，参考腔的对比度和精细度都可能下降，同时由于腔镜对不同偏振方向光的反射位相也不同，因此可能存在偏振相关的参考腔模式分裂<sup>[153]</sup>。

与折叠腔类似的另外一种结构的腔是环形行波腔。对于一个腔镜数 $N$ 、腔镜间距 $L$ 的环形腔，它的热噪声引起的腔长不稳定性降低 $\frac{2}{\sqrt{NL}}$ ，与折叠腔类似。但是与折叠腔相比，环形腔还有象散的问题，因为激光是以一定的角度入射到凹面腔镜。

#### E. 参考腔的多光点激发

采用多腔镜减小热噪声的实质是：平均不同腔镜热噪声引起的位移起伏。与之类似的方法是平均同一镜面上不同空间位置热噪声引起的位移，即采用两镜多光点激发的参考腔。比如，当两块凹面镜的间距满足某一特定值时，参考腔有可能激发起多光点共振模式<sup>[154]</sup>，共焦腔激发两个光点就是其中一个特殊的例子。采用多光点的方法似乎非常巧妙，它可用现有的实验装置来降低热噪声的影响，而非增加参考腔的腔长或是采用多镜折叠腔。但是，这种多光点的方法其实是由于参考腔的模式兼并引起的<sup>[155]</sup>。因此，激发参考腔的多光点模式需要严格控制参考腔的长度。

#### F. 参考腔的高阶模

与激发参考腔的多光点模式减小热噪声一样，激发参考腔的高阶模也是通过平均同一镜面上不同空间位置上热噪声引起的位移起伏，例如激发参考腔的

TEM<sub>xy</sub>高阶模。参考腔的高阶模TEM<sub>MN</sub>，其有效面积与阶数 $N$ 成正比。在本论文中提到的578 nm的29 cm长的参考腔，它的高阶模TEM<sub>xy</sub>，当 $x+y$ 值相等的那些高阶模的频差为0.5 MHz，例如TEM<sub>3,11</sub>和TEM<sub>4,10</sub>的频差为0.5 MHz，这个频率间隔足以将不同的高阶模相互分开，相互不影响。在某些条件下，通过改变入射光的耦合方向，可以激发参考腔的高阶模，耦合效率为10%左右。进一步提高耦合效率需要调整入射光的光斑，例如利用空间光斑调制器，或者先通过一个高阶模激发的初级腔。

### G. 增大光斑半径 (通过增大腔镜曲率半径 $R$ )

通过增加腔镜的曲率半径 $R$ ，可以增加TEM<sub>00</sub>模在镜面上的光斑半径。由于这种镜面的曲率半径非常大，镜面中间比边缘凹陷得不多，因此在对镜面边缘抛光时（用于光胶），很难保证镜面上镀膜完好无损。文献[101]提出用额外的一片ULE玻璃制成的圆环先粘在参考腔腔体的两端，然后腔镜的背面粘在这个ULE环上，因此腔镜的镀膜面不用抛光，而只需在反面进行抛光、光胶即可。该想法原先用在粘熔石英腔镜时，用ULE圆环防止腔镜产生膨胀。

除了以上几种方法外，还有许多方法可以提高窄线宽稳频激光器的性能。

## 5.1.2 其它方法

### A. 激光烧孔稳频技术

激光烧孔稳频技术<sup>[156-158]</sup>是利用激光激发掺稀土离子的晶体内的原子至激发态，从而使原子的基态粒子数降低，从而形成“烧孔”现象。原子的这种烧孔现象好比是参考腔的共振峰。利用PDH技术，一束频率调制激光对烧孔的频率进行探测，进而用该信号进行激光稳频。和参考腔一样，烧孔的频谱宽度对稳频激光的影响非常大，它与原子激发态的寿命、样品的温度和形成烧孔的激光线宽有关。已有实验表明，在低温下可形成长寿命、kHz量级线宽的烧孔<sup>[159, 160]</sup>。另外，也可以通过选择合适的冷却气体气压和温度提高烧孔的频率稳定性。烧孔对振动不像参考腔那么敏感，热噪声的影响也只在 $10^{-17}$ 量级。

激光烧孔稳频技术具有结构紧凑、振动敏感度低的特点。目前基于激光烧孔的稳频激光器的频率不稳定性已达到 $6 \times 10^{-16}$ （几秒平均时间）<sup>[159]</sup>。然而，长时间的频率稳定性取决于烧孔的寿命。通过降低冷却气体的压力起伏、低温系统的振动影响以及探测激光的Dick效应，可增加烧孔的寿命。

## B. 原子稳频

在过去几十年中，已经对基于原子或分子强跃迁谱线（线宽在百kHz量级）的激光稳频技术开展了比较多的研究。如基于碘分子、甲烷分子的稳频激光，其频率不稳定性在1 s平均时间内在 $10^{-13}$ 量级，但是激光的线宽和频率噪声远不及用参考腔稳频的激光器。

与强跃迁不同，一些原子或分子的弱跃迁（线宽窄）具有非常高的频率稳定性。利用腔增强光谱技术，可以将一个经过参考腔预稳的激光器锁定在这种线宽非常窄的原子跃迁谱线上<sup>[161]</sup>，例如<sup>171</sup>Yb原子光钟的 $^1S_0$ - $^3P_0$ 跃迁。这种方法不受热噪声的限制，散粒噪声限制的激光频率线宽可小于1  $\mu$ Hz，但是该方案还有许多实验细节问题需要仔细探讨。

## C. 基于光纤的激光稳频技术

在PDH技术中，用于反馈控制的鉴频信号是通过入射激光与存储在FP参考腔内的光信号进行比较得到。与FP参考腔类似，我们也可以通过其它干涉仪，如参考臂非常长的迈克尔逊光纤干涉仪，对光频进行测量。为了达到与长为10 cm、精细度为 $3 \times 10^5$ 的FP参考腔同样的效果，该干涉仪的参考臂长度需 $\sim 10$  km。通过对光纤进行振动和声音隔离，并对其进行温度控制，已有实验获得激光频率噪声谱为 $0.01 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$  (1 kHz)的稳频激光。在低频处，该激光的频率噪声更高<sup>[162]</sup>。

基于光纤延时的激光稳频技术具有成本低、结构紧凑的特点。激光的长期稳定性受延时光纤热膨胀系数大的影响（ $\text{CTE} \sim 5 \times 10^{-7}$ ），因此光纤温度需要更精密控制。通过对延时光纤进行高精度的温度控制和隔振措施，激光的频率噪声最终可能受延时光纤的热噪声限制。目前，还没有小组研究过光纤的热噪声影响。

## 5.2 高稳定度光钟的展望

光钟可为我们提供优于 $10^{-17}$ 量级的频率稳定度和精度，正是这个优势使光钟具有非常好的应用前景。当用光钟进行精密测量时，测量精度取决于光钟的频率稳定度。光钟的稳定性越好，测量时就能以更快的速度达到所需要的精度。例如，一光钟的频率稳定度为 $5 \times 10^{-17}/\sqrt{\tau}$ ，要得到 $10^{-18}$ 量级的精度只需要几分钟的平均时间，这是十分吸引人的。

本论文中的镱原子光晶格光钟，目前频率不稳定度已经降为 $5 \times 10^{-16}/\sqrt{\tau}$ ，要达到 $10^{-18}$ 量级的测量精度，还需几小时的平均时间。目前在系统中影响频率不稳定度的因素有Dick效应（ $1.6 \times 10^{-16}$ ）、原子探测噪声（包括量子噪声和技术噪声， $\sim 1 \times 10^{-16}$ ）以及未补偿的光程抖动（约 $2 \times 10^{-16}$ ）。

和光纤位相噪声消除系统相同，由光程抖动引起的随机噪声可以通过干涉仪的方法消除。

通过4.4小节的讨论，我们可以采取以下措施降低Dick效应的影响：

1) 比较表4.1中的例A和例B、例C、D和例E，我们可通过增加相互作用时间 $t_i$ 占整个实验周期 $T_c$ 的比重来降低Dick效应的影响。具体方法是增加探测时间（如本论文工作）或减小非探测时间。

就目前的镱原子实验装置而言，要增加探测时间必须增加LO激光与冷原子的相干时间。如增加LO的相干时间，则必须进一步提高LO激光的频率稳定性、降低LO的频率噪声，如5.1小节所述。

目前冷原子系统中，在每个实验周期开始须有一定的时间重新冷却、囚禁冷原子，因此要压缩这个时间而不损失原子数是非常困难的。如果系统中有多组冷原子样品，那么不同的样品在时间上挨个测量同一个LO激光频率噪声，如此一来，LO的非探测时间就可完全消除<sup>[163]</sup>。同样地，如果冷原子系统中在两个不同的空间区域分别制备冷原子和探测LO激光频率，那样也可以大大降低非探测时间。另外一种方法称为“非破坏性探测”，即每次LO激光探测后，冷原子还在势阱中，不用重新冷却与装载。这种方法最先运用在Sr原子光钟上<sup>[164]</sup>，但是在实

验上实现起来难度较大。

2) 当非探测时间占整个实验周期的比重逐渐减小时, 采用探测灵敏度均匀性更好的光谱技术也可减小 Dick 效应的影响, 如 Ramsey 光谱<sup>[139]</sup>。在 Ramsey 光谱中, 原子对 LO 激光频率的瞬时响应率为:

$$g(t) = \left\{ \begin{array}{l} \sin \frac{\pi t}{2t_p}, \quad 0 < t < t_p, \\ 1, \quad t_p < t < t_i - t_p, \\ \sin \frac{\pi(t_i - t_p)}{2t_p}, \quad 0 < t < t_p, \end{array} \right\} \quad (5.1)$$

当 Ramsey 光谱的暗时间 ( $t_i - t_p$ ) 远大于探测时间  $t_p$ , 这时冷原子的瞬时灵敏度非常均匀, 如图 4.4 (b) 中的紫色点划线所示。表 4.1 中的例 D 和 F 有相同的  $t_i/T_c$ 、用不同的光谱方法, 采用 Ramsey 光谱技术可将 Dick 效应的影响减小 19%。当  $t_i/T_c$  增大后, 见表 4.1 中的例 E 和 G, 采用 Ramsey 光谱技术可将 Dick 效应的影响减小 35%。因此, 当探测时间逐渐增加后, 使用 Ramsey 光谱技术更有利于减小 Dick 效应的影响。

3) 降低 LO 激光的频率噪声是减小 Dick 效应最直接的方法, 如式 (5.6) 所示, 或表 4.1 中的例 A 和 C、例 B 和 E。当 LO 激光的频率噪声再降低 2 倍, 如  $0.05/\sqrt{f} \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ , 再结合 Ramsey 光谱技术, 则由 Dick 效应引起的光钟频率不稳定性仅  $4.8 \times 10^{-17}/\sqrt{\tau}$  (如表 4.1 中例 H)。

为了探索光钟的量子噪声, Katori 等人用同一个 LO 激光同时探测不同的冷原子团, 从而消除 LO 激光频率噪声的影响<sup>[165]</sup>, 避免了 Dick 效应的影响。然而, 对于一个独立完整的光钟, 该方法还是不能摆脱 Dick 效应的影响。因此降低 Dick 效应仍是光钟中不可回避的难题。

当 LO 激光和冷原子的相干性都增加后, 冷原子和激光的探测时间也可随之增加。例如, 当探测时间增加至 2 s, 那么光谱的分辨率也将提高至  $\sim 0.5 \text{ Hz}$ , 此时光钟的量子噪声也将降低至  $1.4 \times 10^{-17}/\sqrt{\tau}$  (假设  $S/N \sim 100$ )。

综上所述, 当 LO 激光的性能再提高两倍, 并且消除冷原子系统中的光程抖动噪声、提高冷原子的相干性, 那么镱原子光钟的频率不稳定性有望降至  $4 \times 10^{-17}/\sqrt{\tau}$ 。

## 附录

### A1: 用ANSYS软件设计振动不敏感参考腔的步骤

- (1) 定义分析的类型：结构分析。
- (2) 定义材料的类型和特性。材料的类型可根据几何尺寸和形状进行选择，如本文选用了“solid→20 nodes 95”。材料的特性指杨氏模量、泊松比和密度等。
- (3) 建模。参考腔的模型可在“Modeling”菜单中建立，一些特殊的结构可通过“加”、“减”、“移动”和“拉伸”等动作完成。
- (4) 网格划分。即将参考腔的模型划分成若干小块。ANSYS 可根据指定网格大小进行划分，也可根据模型的形状自动划分。
- (5) 定义分析类型和负载。在本论文中的分析类型是静态分析。负载是定义约束条件和加速度。例如，参考腔的支撑面在任何方向上都没有移动。
- (6) 计算。定义好约束和负载后，计算机开始解方程。计算的时间与网格划分的大小、计算机处理能力有关。网格划分越精细，计算时间越长。
- (7) 查看结果。在“List → Results”菜单中可查看整个参考腔的形变情况，也可得到探测点的位移。

## A2: 简称表

AOM	声光调制器, acousto-optic modulator
AR	增透, anti-reflection
CAV	参考腔, cavity
CCL	长度咨询委员会, Consultative Committee for Length
CRDS	腔衰荡光谱, cavity-ring-down spectroscopy
CTE	热膨胀系数, coefficient of thermal expansion
cw	连续光, continuous wave
DBM	双平衡混频器, double balanced mixer
EOM	电光调制器, electro-optic modulator
FDT	波动耗散理论, fluctuation-dissipation theorem
FFT	快速傅立叶变换, fast-Fourier-transform
FM	频率调制, frequency modulation
FNC	光纤位相噪声消除系统, fiber noise cancellation
FP	法布里-珀罗, Fabry-Perot
FSR	自由光谱程, free spectral range
FWHM	半高全宽, full width at half-maximum
GPS	全球定位系统, global positioning system
HR	高反, high-reflective
HWHM	半高半宽, half width at half-maximum
JILA	科罗拉多大学与美国国家标准与技术研究所联合实验室, Joint Institute of the University of Colorado at Boulder and the National Institute of Standards and Technology
LIGO	激光干涉引力波观察仪, Laser Interferometer Gravitational-wave Observatory

LO	本地振荡, local oscillator
MOT	磁光阱, magneto-optical trap
MZ	Mach-Zehnder
NEP	噪声等效功率, noise equivalent power
NIST	美国国家标准与技术研究所, National Institute of Standard and Technology
OH-CRDS	光外差腔衰荡光谱技术, optical-heterodyne cavity-ring-down spectroscopy
PBS	偏振分束棱镜, polarization beam splitter
PD	光探测器, photo detector
PDH	Pound-Drever-Hall
PM	位相调制, phase modulation
PMT	光电倍增管, photomultiplier tube
PZT	压电陶瓷, piezoelectric transducer
QPN	量子噪声, quantum project noise
RAM	剩余幅度调制, residual amplitude modulation
RBW	分辨率带宽, resolution bandwidth
RIN	相对幅度噪声, relative intensity noise
RF	射频, radio frequency
SM	单模, single mode
SNR	信噪比, signal to noise ratio
SI	国际单位制, the International System of Unit
ULE	超低膨胀系数玻璃, ultralow expansion glass
VCO	压控振荡器, voltage controlled oscillator

## A3: 符号表

$\pi$	$\sim 3.14159265$
$A$	面积
$\alpha$	角度
$\alpha_{\text{chem}}$	气体极化率
$\alpha_{\text{CTE}}$	热膨胀吸收
$b$	带宽
$\beta$	EOM调制度
$C$	热容量
$c$	光速, $\sim 2.998 \times 10^8$ m/s
$D$	PDH信号斜率
$d$	镀膜厚度
$E$	电场强度
$E_{\text{YM}}$	杨氏模量
$\varepsilon_{x,y}$	$x, y$ 方向上膨胀大小
$e$	电子电量, $1.602 \times 10^{-19}$ C
$f$	傅立叶频率
$F$	力
$\phi$	相位
$\phi_l$	机械损耗
$H$	热量
$h$	普朗克常数, $\sim 6.626 \times 10^{-34}$ J·s
$I$	光强
$\kappa$	导热率
$L$	腔长

$l$	晶体长度
$l_1, l_2$	腔镜1和2的损耗
$J$	光斑方程
$k_B$	玻尔兹曼常数, $\sim 1.38 \times 10^{-23}$ J/K
$n$	折射率
$\nu$	光频
$P$	光功率
$P_r$	压强
$P_{in}, P_{refl}, P_t$	参考腔的输入、反射及透射光强
$Q$	品质因子
$\sigma$	阿仑偏差
$\sigma_p$	泊松比
$\tau$	平均时间
$R$	参考腔的反射函数或镜面反射率 or mirror reflectivity
$R_l$	负载电阻
$r$	电光系数
$S$	信号幅度
$s_\nu$	频率噪声谱密度
$s_\phi$	相位噪声谱密度
$\xi$	光电探测器的灵敏度
$t$	时间
$t_r$	光在参考腔内的往返时间
$T$	温度, 单位为K
$T_1, T_2$	参考腔镜面1和2的透过率
$\tau_s$	OH-CRDS的衰荡时间
$u$	位置函数
$V$	体积

$\omega$	激光的角频率
$\omega_r$	光斑半径
$\Omega$	EOM调制频率
$Y$	导纳函数
$N$	噪声幅度

**A4: 发表文章列表**

1. Y. Y. Jiang, A. D. Ludlow, N. D. Lemke, R. W. Fox, J. A. Sherman, L. S. Ma and C. W. Oates, “Making optical atomic clocks more stable with  $10^{-16}$ -level laser stabilization”, *Nature Photon.* **5**, 158-161 (2011).
2. Y. Y. Jiang, A. D. Ludlow, N. D. Lemke, J. A. Sherman, J. Von Stecher, R. W. Fox, L. S. Ma, A. M. Rey and C. W. Oates, “Improving the stability and accuracy of the Yb optical lattice clock”, *FCS, J. Conf. IEEE Int.* 1-3 (2011).
3. T. M. Fortier, M. S. Kirchner, F. Quinlan, J. Taylor, J. C. Bergquist, T. Rosenband, N. Lemke, A. Ludlow, Y. Jiang, C. W. Oates and S. A. Diddams, “Generation of ultrastable microwaves via optical frequency division”, *Nature Photon.* **5**, 425-429 (2011).
4. F. Quinlan, T. M. Fortier, M. S. Kirchner, J. A. Taylor, M. J. Thorpe, N. Lemke, A. D. Ludlow, Y. Y. Jiang, S. A. Diddams, “Ultralow phase noise microwave generation with an Er: fiber-based optical frequency divider”, *Opt. Lett.* **36**, 3260 (2011).
5. Y. Y. Jiang, F. Su, Z. Y. Bi, X. Y. Xu and L. S. Ma, “Nd:YAG lasers at 1064 nm with 1-Hz linewidth”, *Appl. Phys. B* **98**, 61-67 (2010).
6. N. D. Lemke, A. D. Ludlow, Z. W. Barber, T. M. Fortier, S. A. Diddams, Y. Y. Jiang, S. R. Jefferts, T. P. Heavner, T. E. Parker and C. W. Oates, “Spin-1/2 optical lattice clock”, *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 063001 (2009).
7. J. Miao, Y. Y. Jiang, F. Su, Z. Y. Bi and L. S. Ma, “Vibration insensitive optical ring cavity”, *Chin. Phys. B* **18**, 2334-2339 (2009).
8. Y. Y. Jiang, Z. Y. Bi, X. Y. Xu and L. S. Ma, “Two-hertz-linewidth Nd:YAG lasers at 1064 nm stabilized to vertically mounted ultra-stable cavities”, *Chin. Phys. B* **17**, 2152-2155 (2008).
9. 王丽霞, 蒋燕义, 毕志毅, 马龙生, “基于纵模拍频控制的激光稳频技术”, *中*

- 国激光* **34**, 1198 (2007).
10. 陈玉华, 蒋燕义, 毕志毅, 马龙生, “利用F-P腔抑制电光相位调制中的剩余幅度调制”, *光学学报* **27**, 1877 (2007).
  11. 鲁红刚, 蒋燕义, 毕志毅, “激光相位调制法布里—珀罗腔精细度法测定反射率”, *中国激光* **33**, 1675 (2006).
  12. 曹云玖, 蒋燕义, 毕志毅, “调制转移光谱的最佳吸收程”, *中国激光* **33**, 1496 (2006).
  13. 蒋燕义, 马龙生, “诺贝尔物理学奖与长度标准“米”的定义”, *科学* **58**, 57 (2006).
  14. 蒋燕义, 马龙生, “谈长度标准—从米原器到光梳”, *物理教学* **28**, 5-7 (2006).
  15. Y. Y. Jiang, Z. Y. Bi, L. Robertsson and L. S. Ma, “A collinear self-referencing set-up for control of the carrier-envelope offset frequency in Ti:sapphire femtosecond laser frequency combs”, *Metrologia*, **42**, 304 (2005).
  16. 蒋燕义, 毕志毅, 马龙生, “光学频率合成器”, *量子光学学报* **11**, 133 (2005).
  17. 陈艳萍, 蒋燕义, 毕志毅, 马龙生, “光学谐振腔增强碘分子调制转移光谱”, *中国激光* **32**, 655 (2005).

## 参考文献

- [1] A. L. Schawlow, C. H. Townes. Infrared and optical masers [J]. *Phys. Rev.*, 1958, **112**: 1940-1949.
- [2] G. R. Hanes, K. M. Baird, J. De Remigis. Stability, reproducibility, and absolute wavelength of a 633-nm He-Ne laser stabilized to an iodine hyperfine component [J]. *Appl. Opt.*, 1973, **12**: 1600-1605.
- [3] S. Picard *et al.* Comparison of  $^{127}\text{I}_2$ -stabilized frequency-doubled Nd:YAG lasers at the Bureau International des Poids et Mesures [J]. *Appl. Opt.*, 2003, **42**:1019-1028.
- [4] J. L. Hall *et al.* Stabilization and frequency measurement of the  $\text{I}_2$ -stabilized Nd:YAG laser [J]. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 1999, **48**: 583-586.
- [5] T. J. Quinn. International report: Practical realization of the definition of the metre (1997) [J]. *Metrologia*, 1999, **36**: 211-244.
- [6] R. L. Barger, M. S. Sorem, J. L. Hall. Frequency stabilization of a cw dye laser [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1973, **22**: 573-575.
- [7] R. W. P. Drever *et al.* Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator [J]. *Appl. Phys. B*, 1983, **31**: 97-105.
- [8] M. M. Boyd *et al.* Optical atomic coherence at the 1-second time scale [J]. *Science*, 2006, **314**: 1430-1433.
- [9] A. D. Ludlow *et al.* Sr lattice clock at  $1 \times 10^{16}$  fractional uncertainty by remote optical evaluation with a Ca clock [J]. *Science*, 2008, **319**: 1805-1808.
- [10] T. Rosenband *et al.* Frequency ratio of  $\text{Al}^+$  and  $\text{Hg}^+$  single-ion optical clocks; Metrology at the 17<sup>th</sup> decimal place [J]. *Science*, 2008, **319**: 1808-1812.
- [11] F. Acernese *et al.* The Virgo status [J]. *Class. Quantum Grav.*, 2006, **23**: S635.
- [12] S. J. Waldman *et al.* Status of LIGO at the start of the fifth science run [J].

- Class. Quantum Grav.*, 2006, **23**: S653.
- [13] J. Millo *et al.* Ultralow noise microwave generation with fiber-based optical frequency comb and application to atomic fountain clock [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2009, **94**: 141105-141103.
- [14] A. Bartels, *et. al.* Femtosecond laser based synthesis of Ultrastable microwave signals from optical frequency references [J]. *Opt. Lett.*, 2005, **30**: 667-669.
- [15] T. M. Fortier *et. al.* Generation of ultrastable microwaves via optical frequency division [J]. *Nature Photonics*, 2011, **5**: 425-429.
- [16] H. Müller *et. al.* Tests of relativity by complementary rotating Michelson-Morley experiments [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, **99**: 050401.
- [17] S. G. Turyshev. Experimental tests of general relativity: Recent progress and future directions [J]. *Physics-USpekhi*, 2009, **52**: 1-28.
- [18] S. Grop *et. al.* 10 GHz cryocooled sapphire oscillator with extremely low phase noise [J]. *Electron. Lett.*, 2010, **46**: 420-421.
- [19] J. A. Scheer, J. Kurtz. Coherent radar performance estimation [M]. *Artech House*, 1993.
- [20] P. W. Juodawlkis *et. al.* Optically sampled analog-to-digital converters [J]. *IEEE Trans. Micro. Theo. Tech.*, 2001, **49**: 1840-1853.
- [21] S. Doleman. Frequency standards and metrology: proceedings of the 7<sup>th</sup> symposium [M]. *World Scientific*, 2009.
- [22] S. Weyers *et. al.* Reaching the quantum limit in a fountain clock using a microwave oscillator phase locked to an ultrastable laser [J]. *Phys. Rev. A*, 2009, **79**: 031803.
- [23] J. Levine. Introduction to time and frequency metrology [J]. *Rev. Sci. Instrum.*, 1999, **70**: 2567-2596.
- [24] A. D. Ludlow. The strontium optical lattice clock: optical spectroscopy with

- sub-hertz accuracy [D]. U.S.: JILA, 2008.
- [25] C. W. Chou, *et. al.* Frequency comparison of two high-accuracy  $\text{Al}^+$  optical clocks [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2010, **104**: 070802.
- [26] N. D. Lemke, *et. al.* Spin-1/2 optical lattice clock [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2009, **103**: 063001.
- [27] S. Bize, *et. al.* Advances in atomic fountains [J]. *Compt. Rend. Phys.*, 2004, **5**: 829-843.
- [28] T. P. Heavener, *et. al.* Recent improvements in NIST-F1 and a resulting accuracy of  $\delta f/f=0.61\times 10^{-15}$  [J]. *IEEE Trans. Instrum. & Meas.*, 2005, **54**: 842.
- [29] V. Gerginov, *et. al.* Uncertainty evaluation of the caesium fountain clock PTB-CSF2 [J]. *Metrologia*, 2010, **47**: 65.
- [30] C. Vian, *et. al.* BNM-SYRTE fountains: recent results [J]. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 2005, **54**: 833-836.
- [31] L. Hollberg, *et. al.* Optical frequency / wavelength references [J]. *J. Phys. B: Mol. Opt. Phys.*, 2005, **38**: S469-495.
- [32] T. C. Li, *et. al.* Improvements and new evaluation of NIM4 caesium fountain clock at NIM in 2005-2006 [J]. *Chinese Phys. Lett.*, 2007, **24**: 1177.
- [33] E. Peik, *et. al.* Limit on the present temporal variation of the fine structure constant [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **93**: 170801.
- [34] M. Fischer, *et. al.* New limits on the drift of fundamental constants from laboratory measurements [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **92**: 230802.
- [35] T. M. Fortier, *et. al.* Precision atomic spectroscopy for improved limits on variation of the fine structure constant and local position invariance [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, **98**: 070801.
- [36] S. N. Lea. Limits to time variation of fundamental constants from comparisons of atomic frequency standards [J]. *Rep. Pro. Phys.*, 2007, **70**:

- 1473-1523.
- [37] C. W. Chou, *et al.* Optical clocks and relativity [J]. *Science*, 2010, **329**: 1630-1633.
- [38] S. Reynaud, C. Satomon, P. Wolf. Testing general relativity with atomic clocks [J]. *Space Sci. Rev.*, 2009, **148**: 233-247.
- [39] S. Bize, *et al.* Cold atom clocks and applications [J]. *J. Phys. B-Atomic Molecular and Optical Physics*, 2005, **38**: S449.
- [40] P. Gill, *et al.* Optical atomic clocks for space [R]. *National Physical Laboratory technical supporting document* NO. 21641, 2008.
- [41] A. Bauch. Caesium atomic clocks: function, performance and applications, Measurement [J]. *Science & Technology*, 2003, **14**: 1159.
- [42] T. Udem, *et al.* Absolute frequency measurements of the  $\text{Hg}^+$  and Ca optical clock transitions with a femtosecond laser [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **86**: 4996-4999.
- [43] G. J. Dick. Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards [C]. *Proc. Precise Time and Time Interval Meeting*, 1987, 133-147.
- [44] G. Santarelli, *et al.* Frequency stability degradation of an oscillator slaved to a periodically interrogated atomic resonator [J]. *IEEE Trans. Ultra. Ferro. Freq. Cont.*, 1998, **45**: 887-894.
- [45] A. Quessada, *et al.* The Dick effect for an optical frequency standard [J]. *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.*, 2003, **5**: S150-153.
- [46] L. S. Ma. Optical atomic clocks: from dream to reality [J]. *Opt. Photon. News*, 2007, **18**: 42-47.
- [47] S. A Diddams, *et al.* Standards of time and frequency at the outset of the 21<sup>st</sup> century [J]. *Science*, 2004, **306**: 1318-1324.
- [48] S. A Diddams, *et al.* An optical clock based on a single trapped  $^{199}\text{Hg}^+$  ion [J]. *Science*, 2001, **293**: 825-828.

- [49] M. Takamoto, *et. al.* An optical lattice clock [J]. *Nature*, 2005, **435**: 321-324.
- [50] R. L. Targat, *et. al.* Accurate optical lattice clock with  $^{87}\text{Sr}$  atoms [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, **97**: 130801.
- [51] Z. W. Barber, *et. al.* Optical lattice induced light shifts in an Yb atomic clock [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, **100**: 103002.
- [52] T. Kohno, *et. al.* One-dimensional optical lattice clock with a fermionic  $^{171}\text{Yb}$  isotope [J]. *Appl. Phys. Exp.*, 2009, **2**: 072501.
- [53] X. Y. Xu, *et. al.* Laser cooling and trapping of ytterbium atoms [J]. *Front. Phys. Chinese*, 2009, **4**: 160-164.
- [54] C. W. Oates, E. A. Curtis, L. Hollberg. Improved short-term stability of optical frequency standards: approaching 1 Hz in 1 s with the Ca standard at 657 nm [J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**: 1603-1605.
- [55] G. Wilpers, *et. al.* Optical clock with ultracold neutral atoms [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **89**: 230801.
- [56] M. Petersen, *et. al.* Doppler-free spectroscopy of the  $^1\text{S}_0\text{-}^3\text{P}_0$  optical clock transition in laser-cooled fermionic isotopes of neutral mercury [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, **101**: 183004.
- [57] H. Hachisu, *et. al.* Trapping of neutral mercury atoms and prospects for optical lattice clocks [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, **100**: 053001.
- [58] J. J. McFerran, *et. al.* Sub-Doppler cooling of fermionic Hg isotopes in a magneto-optical trap [J]. *Opt. Lett.*, 2010 **35**: 3078-3080.
- [59] W. G. Rellergert, *et. al.* Constraining the evolution of the fundamental constants with a solid-state optical frequency reference based on the  $^{229}\text{Th}$  nucleus [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2010, **104**: 200802.
- [60] H. S. Margolis, *et. al.* Hertz-level measurement of the optical clock frequency in a single  $^{88}\text{Sr}^+$  ion [J]. *Science*, 2004, **306**: 1355-1358.
- [61] P. Dube, *et. al.* Electric quadrupole shift cancellation in single-ion optical

- frequency standards [J]., *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **95**: 033001.
- [62] K. Hosaka, *et. al.* Frequency measurement of the  $^2S_{1/2}$ - $^2F_{7/2}$  electric octupole transition in a single  $^{171}\text{Yb}^+$  ion [J]. *Phys. Rev. A*, 2009, **79**: 033403.
- [63] T. Schneider, E. Peik, Chr. Tamm. Sub-hertz optical frequency comparisons between two trapped  $^{171}\text{Yb}^+$  ions [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **94**: 230801.
- [64] J. V. Zanthier, *et. al.* Absolute frequency measurement of the  $\text{In}^+$  clock transition with a mode-locked laser [J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**: 1729-1731.
- [65] Th. Becker, *et. al.* High-resolution spectroscopy of a single  $\text{In}^+$  ion: Progress towards an optical frequency standard [J]. *Phys. Rev. A*, 2001, **63**: 051802.
- [66] C. Champenois, *et. al.* Evaluation of the ultimate performances of a  $\text{Ca}^+$  single-ion frequency standard [J]. *Phys. Lett. A*, 2004, **331**: 298-311.
- [67] M. Chwalla, *et. al.* Absolute frequency measurement of the  $^{40}\text{Ca}^+$   $4s^2S_{1/2}$ - $3d^2D_{5/2}$  clock transition [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2009, **102**: 023002.
- [68] B. Guo *et. al.* Measurement of secular motion frequency in miniature Paul trap to ascertain the stability parameters [J]. *Chinese Phys. Lett.*, 2010, **27**: 013202.
- [69] J. L. Hall. Nobel lecture: defining and measuring optical frequencies [J]. *Rev. Mod. Phys.*, 2006, **78**: 1279-1295.
- [70] T. W. Hansch. Nobel lecture: passion for precision [J]. *Rev. Mod. Phys.*, 2006, **78**: 1297-1309.
- [71] H. Schnatz *et. al.* First phase-coherent frequency measurement of visible radiation [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **76**: 18-21.
- [72] L. S. Ma *et. al.* Optical frequency synthesis and comparison with uncertainty at the  $10^{-19}$  level [J]. *Science*, 2004, **303**: 1843-1845.
- [73] L. S. Ma, *et. al.* Delivering the same optical frequency at two places: accurate cancellation of phase noise introduced by an optical fiber or other time-varying path [J]. *Opt. Lett.*, 1994, **19**: 1777-1779.

- [74] 网页 [EB/OL].  
<http://www.corning.com/docs/specialtymaterials/pisheets/UleBro91106.pdf>.
- [75] B. C. Young *et. al.* Visible lasers with subhertz linewidths [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, **82**: 3799-3802.
- [76] M. Notcutt *et. al.* Simple and compact 1-Hz laser system via an improved mounting configuration of a reference cavity [J]. *Opt. Lett.*, 2005, **30**: 1815-1817.
- [77] M. Notcutt *et. al.* Mounting system for optical frequency reference cavities [P]. U.S. Patent: 7469454.B2, 2008.
- [78] A. D. Ludlow *et. al.* Compact, thermal-noise-limited optical cavity for diode laser stabilization at  $1 \times 10^{-15}$  [J]. *Opt. Lett.*, 2007, **32**: 641-643.
- [79] J. Alnis *et. al.* Subhertz linewidth diode lasers by stabilization to vibrationally and thermal compensated ultralow-expansion glass Fabry-Perot cavities [J]. *Phys. Rev. A*, 2008, **77**: 053809.
- [80] Y. Y. Jiang *et. al.* Two-hertz-linewidth Nd:YAG lasers at 1064 nm stabilized to vertically mounted ultra-stable cavities [J]. *Chin. Phys. B*, 2008, **17**: 2152-2155.
- [81] Y. Y. Jiang *et. al.* Nd:YAG lasers at 1064 nm with 1-Hz linewidth [J]. *Appl. Phys. B*, 2010, **98**: 61-67.
- [82] L. S. Chen *et. al.* Vibration-induced elastic deformation of Fabry-Perot cavities [J]. *Phys. Rev. A*, 2006, **74**: 053801.
- [83] H. Stoehr *et. al.* Diode laser with 1 Hz linewidth [J]. *Opt. Lett.*, 2006, **31**: 736-738.
- [84] T. Nazarova *et. al.* Vibration-insensitive reference cavity for an ultra-narrow-linewidth laser [J]. *Appl. Phys. B*, 2006, **83**: 531-536.
- [85] S. A. Webster *et. al.* Vibration insensitive optical cavity [J]. *Phys. Rev. A*, 2007, **75**: 011801R.

- [86] J. Millo, *et. al.* Ultrastable lasers based on vibration insensitive cavities [J]. *Phys. Rev. A*, 2009, **79**: 053829.
- [87] A. Abramovici, *et. al.* LIGO: the laser interferometer gravitational-wave observatory [J]. *Science*, 1992, **256**: 325-333.
- [88] P. R. Saulson. Fundamentals of interferometric gravitational wave detectors [M]. *World Scientific*, 1994.
- [89] E. D. Black. Notes on thermal noise, with a bibliography [R]. *LIGO Technical Note*: LIGO-T03142-01-R, 2004.
- [90] K. Numata, A. Kemery, J. Camp. Thermal-noise limit in the frequency stabilization of lasers with rigid cavities [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **93**: 250602.
- [91] S. A. Webster, *et. al.* Thermal-noise-limited optical cavity [J]. *Phys. Rev. A*, 2008, **77**; 033847.
- [92] M. Notcutt, *et. al.* Contribution of thermal noise to frequency stability of rigid optical cavity via Hertz-linewidth lasers [J]. *Phys. Rev. A*, 2006, **73**: 031804.
- [93] E. D. Black. An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization [J]. *Am. J. Phys.*, 2001, **69**: 79-87.
- [94] 网页 [EB/OL]. [http://search.newport.com/?q=\\*&x2=sku&q2=1801-FS-M](http://search.newport.com/?q=*&x2=sku&q2=1801-FS-M).
- [95] E. A. Whittaker, M. Gehrtz, G. C. Bjorklund. Residual amplitude modulation in laser electro-optic phase modulation [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1985, **2**: 1320-1326.
- [96] E. A. Whittaker, *et. al.* Reduction of residual amplitude modulation in frequency-modulation spectroscopy by using harmonic frequency modulation [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1988, **5**: 1253-1256.
- [97] N. C. Wong, J. L. Hall. Servo control of amplitude modulation in frequency-modulation spectroscopy: demonstration of shot-noise-limited

- detection [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1985, **2**: 1527-1533.
- [98] Y. H. Chen, *et. al.* Suppression of residual amplitude modulation in electro-optical phase modulators using Fabry-Perot cavity [J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**: 1-6.
- [99] M. Notcutt, *et. al.* Temperature compensation for cryogenic cavity stabilized lasers [J]. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1995, **28**: 1807-1810.
- [100] R. W. Fox. Temperature analysis of low-expansion Fabry-Perot cavities [J]. *Opt. Exp.*, 2009, **17**: 15023-15031.
- [101] T. Legero, T. Kessler, U. Sterr. Tuning the thermal expansion properties of optical reference cavities with fused silica mirrors [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2010, **27**: 914-919.
- [102] Y. Jiang, *et. al.* Making optical atomic clocks more stable with  $10^{-16}$ -level laser stabilization [J]. *Nature Photonics*, 2011, **5**: 158-161.
- [103] F. J. Raab, S. E. Whitcomb. Technical Report: LIGO-T920004-00-R [R], 1992.
- [104] J. Hough *et al.* The Detection of Gravitational Waves [M]. *Cambridge University Press*, 1991.
- [105] J. Miao, *et. al.* Vibration insensitive optical ring cavity [J]. *Chin. Phys. B*, 2009, **18**: 2334-2339.
- [106] J. L. Hall, J. Ye, L. S. Ma. Measurement of mirror birefringence at the sub-ppm level: Proposed application to a test of QED [J]. *Phys. Rev. A*, 2000, **62**: 013815.
- [107] P. Barriga, *et. al.* Self-compensation of astigmatism in mode-cleaners for advanced interferometers [J]. *J. Phys.*, 2006, **32**: 457-463.
- [108] T. Skettrup. Rectangular laser resonators with astigmatic compensation [J]. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 2005, **7**: 645-654.
- [109] Y. Levin. Fluctuation-dissipation theorem for the thermo-refractive noise [J].

- Phys. Lett. A*, 2008, **372**: 1941-1944.
- [110] V. B. Braginsky, M. L. Gorodetsky, S. P. Vyatchanin. Thermodynamical fluctuations and photo-thermal shot noise in gravitational wave antennae [J]. *Phys. Lett. A*, 1999, **264**: 1-10.
- [111] M. Cerdonio, *et. al.* Thermoelastic effects at low temperatures and quantum limits in displacement measurements [J]. *Phys. Rev. D*, 2001, **63**: 082003.
- [112] M. De Rosa, *et. al.* Experimental measurement of the dynamic photothermal effect in Fabry-Perot cavities for gravitational wave detectors [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **89**: 237402.
- [113] P. R. Saulson. Thermal noise in mechanical experiments [J]. *Phys. Rev. D*, 1990, **42**: 2437-2445.
- [114] V. B. Braginsky, S. P. Vyatchanin. Thermodynamical fluctuations in optical mirror coatings [J]. *Phys. Lett. A*, 2003, **312**: 244-255.
- [115] J. P. Richard, J. J. Hamilton. Cryogenic monocrystalline silicon Fabry-Perot cavity for the stabilization of laser frequency [J]. *Rev. Sci. Instrum.*, 1991, **62**: 2375-2378.
- [116] T. Kessler, *et. al.* A sub-40 mHz linewidth laser based on a silicon single-crystal optical cavity [J]. *arXiv*: 1112.3854v1, 2012.
- [117] G. M. Harry, *et. al.* Titania-doped tantala/silica coatings for gravitational-wave detection [J]. *Class. Quantum Grav.*, 2007, **24**: 405-415.
- [118] Characterization of frequency and phase noise [R]. *Report 580 of the International Radio Consultative Committee*, 1986, 142-150.
- [119] H. G. Lu, *et. al.* Measurement of reflectivity of optical mirrors using laser phase modulation and finesse of Fabry-Perot cavity [J]. *Chin. J. Lasers*, 2006, **33**: 1675-1679.
- [120] J. Ye. Ultrasensitive high resolution laser spectroscopy and its application to optical frequency standards [D].US: JILA, 1997.

- [121] J. Ye, J. L. Hall. Cavity ringdown heterodyne spectroscopy: High sensitivity with microwatt light power [J]. *Phys. Rev. A*, 2000, **61**: 061802.
- [122] J. J. Scherer, *et. al.* Cavity ringdown laser absorption spectroscopy: history development and application to pulsed molecular beams [J]. *Chem. Rev.*, 1997, **97**: 25.
- [123] M. J. Lawrence, *et. al.* Dynamic response of a Fabry-Perot interferometer [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1999, **16**: 523-532.
- [124] H. Q. Chen, *et. al.* Optical-heterodyne cavity-ring-down spectroscopy with 1-Hz-linewidth laser [J]. *in preparation*.
- [125] C. J. Hood, *et. al.* Characterization of high-finesse mirrors: Loss, phase shifts, and mode structure in an optical cavity [J]. *Phys. Rev. A*, 2001, **64**: 033804.
- [126] M. Zhu, J. L. Hall. Stabilization of optical phase/frequency of a laser system: application to a commercial dye laser with an external stabilizer [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1993, **10**: 802-816.
- [127] J. L. Hall, M. Zhu. An Introduction to Phase-Stable Optical Sources [C]. *International School of Physics Enrico Fermi, Course CXVIII, Laser Manipulation of Atoms and Ions*, edited by E. Arimondo, W. Phillips, and S. F. (North Holland, ADDRESS), 1992, 671-702.
- [128] D. W. Allan. Time And Frequency (Time-Domain) Characterization, Estimation, And Prediction Of Precision Clocks And Oscillators [J]. *IEEE Trans. Ultrasonic Ferro. & Freq. Ctrl.*, 1987, **34**: 647-654.
- [129] W. J. Riley. Handbook of frequency stability analysis [R]. U.S.: *NIST Special Publication*, 1065, 2008.
- [130] R. Santra, K. V. Christ, C. H. Greene. Properties of metastable alkaline-earth-metal atoms calculated using an accurate effective core potential [J]. *Phys. Rev. A*, 2004, **69**: 042510.
- [131] Z. W. Barber, *et. al.* Direct excitation of the forbidden clock transition in

- neutral  $^{174}\text{Yb}$  atoms confined to an optical lattice [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, **96**: 083002.
- [132] R. Santra, *et. al.* High-accuracy optical clock via three-level coherence in neutral bosonic  $^{88}\text{Sr}$  [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **94**: 173002.
- [133] E. L. Raab, *et. al.* Trapping of neutral sodium atoms with radiation Pressure [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **59**: 2631.
- [134] H. J. Metcalf, P.V. D. Straten. Laser cooling and trapping [M]. *Springer*, 1999.
- [135] Z. Barber. Ytterbium optical lattice clock [D]. U.S.: JILA, 2007.
- [136] R. H. Dicke. The effect of collisions upon the Doppler width of spectral Lines [J]. *Phys. Rev.*, 1953, **89**: 472.
- [137] J. C. Bergquist, *et. al.* Observation of quantum jumps in a single atom [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1986, **57**: 1699.
- [138] A. D. Ludlow, *et. al.* Cold collision shift cancelation and inelastic scattering in a Yb optical lattice clock [J]. *Phys. Rev. A*, 2011, **84**: 052724.
- [139] N. D. Lemke, *et. al.* *p*-wave cold collisions in an optical lattice clock [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2011, **107**: 103902.
- [140] W. M. Itano *et. al.* Quantum projection noise: Population fluctuations in two-level systems [J]. *Phys. Rev. A*, 1993, **47**: 3554-3570.
- [141] C. W. Oates *et. al.* Stable laser system for probing the clock transition at 578 nm in neutral ytterbium [C]. *Proc. 2007 IEEE Int. Freq. Cont. Symp.*, 2007, 1274-1277.
- [142] K. Yamamoto, *et. al.* Measurement of the mechanical loss of a cooled reflective coating for gravitational wave detection [J]. *Phys. Rev. D*, 2006, **74**: 022002.
- [143] G. M. Harry, *et. al.* Thermal noise from optical coatings in gravitational wave detectors [J]. *Appl. Opt.*, 2006, **45**: 1569-1574.

- [144] Ch. Comtet, *et. al.* Reduction of tantala mechanical losses in Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/SiO<sub>2</sub> coatings for the next generation of VIRGO and LIGO interferometric gravitational waves detectors [EB/OL]. <http://hal.in2p3.fr/in2p3-00177578/en/>, 2007.
- [145] J. Agresti, *et. al.* Optimized multilayer dielectric mirror coatings for gravitational wave interferometers [R]. *LIGO Tech. No. LIGO-P060027-00-Z*, 2006.
- [146] S. Gossler, *et. al.* Coating-free mirrors for high precision interferometric experiments [J]. *Phys. Rev. A*, 2007, **76**: 053810.
- [147] P. S. Johnston, K. K. Lehmann. Cavity enhanced absorption spectroscopy using a broadband prism cavity and a supercontinuum source [J]. *Opt. Exp.*, 2008, **16**: 15013-15023.
- [148] H. J. Kimble, *et. al.* Optical interferometers with reduced sensitivity to thermal noise [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, **101**: 260602.
- [149] C. H. Metzger, K. Karrai. Cavity cooling of a microlever [J]. *Nature*, 2004, **432**: 1002-1005.
- [150] S. Gigan, *et. al.* Self-cooling of micromirror by radiation pressure [J]. *Nature*, 2006, **444**: 67-70.
- [151] O. Arcizet, *et. al.* Radiation-pressure cooling and optomechanical instability of a micromirror [J]. *Nature*, 2006, **444**: 71-74.
- [152] D. Kleckner, D. Bouwmeester. Sub-Kelvin optical cooling of a micromechanical resonator [J]. *Nature*, 2006, **444**: 75-78.
- [153] J. L. Hall *et. al.* Measurement of mirror birefringence at the sub-ppm level: Proposed application to a test of QED [J]. *Phys. Rev. A*, 2000, **62**:013815.
- [154] D. Herriott, *et. al.* Off-axis paths in spherical mirror interferometers [J]. *Appl. Opt.*, 1964, **3**: 523-526.
- [155] D. Budker, *et. al.* Obtaining frequency markers of variable separation with a

- spherical mirror Fabry-Perot interferometer [J]. *Rev. Sci. Instr.*, 2000, **71**: 2984-2987.
- [156] P. B. Sellin, *et. al.* Programmable frequency reference for subkilohertz laser stabilization by use of persistent spectral hole burning [J]. *Opt. Lett.*, 1999, **24**: 1038-1040.
- [157] N. M. Trickland, *et. al.* Laser frequency stabilization using regenerative spectral hole burning [J]. *Phys. Rev. B*, 2000, **62**: 1473-1476.
- [158] B. Julsgaard, *et. al.* Understanding laser stabilization using spectral hole burning [J]. *Opt. Exp.*, 2007, **15**: 11444-11465.
- [159] M. J. Thorpe, *et. al.* Frequency-stabilization to  $6 \times 10^{-16}$  via spectral-hole burning [J]. *Nature Photonics*, 2011, **5**: 688-693.
- [160] Q. F. Chen, *et. al.* Spectrally narrow, long-term stable optical frequency reference based on a  $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$  crystal at cryogenic temperature [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2011, **107**: 223202.
- [161] M. J. Martin, *et. al.* Extreme non-linear response of ultra-narrow optical transitions in cavity QED for laser stabilization [J]. *arXiv: 1105.2373v1*, 2011.
- [162] F. Kefelian, *et. al.* Ultralow-frequency-noise stabilization of a laser by locking to an optical fiber-delay line [J]. *Opt. Lett.*, 2009, **34**: 914-916.
- [163] M. Kasevich, *et. al.* poster presentation [C]. *International Conference on Laser Spectroscopy*, 2007.
- [164] J. Lodewyck, *et. al.* Nondestructive measurement of the transition probability in a Sr optical lattice clock [J]. *Phys. Rev. A*, 2009, **79**: 061401.
- [165] M. Takamoto, T. Takano, H. Katori. Frequency comparison of optical lattice clocks beyond the Dick limit [J]. *Nature Photonics*, 2011, **5**: 288-292.

## 后 记

对我来说，完成博士学位论文工作并非容易的事情：因为它不再是像本科生那样听几门课、修多少学分可以毕业，也不是像硕士生那样发几篇论文就可以毕业，而是在真真实实地理解课题内容的基础上创新。为了这个目标，我奋斗了六年多。然而，在这六年多的时间里，如果没有导师和老师们的指导、同学和朋友的帮助，我想我也不可能完成我的博士学位论文。

首先我要感谢我的导师马龙生教授，在我开始科研工作时，他就让我接触最前沿的科研工作：光梳、窄线宽激光器和光钟。在他的指导与帮助下，我对光梳的关键部件进行了改进，建成了国内第一台1 Hz线宽的激光器。在他的推荐下，有幸去美国NIST访问，并在国际上首次提高了光钟的频率不稳定性至 $10^{-16}$ 量级。我作为一个初出茅庐的学生，要独自完成这样的工作是不可能的，这其中倾注了马老师无数的心血和汗水。

感谢毕老师从硕士开始一直指导我的学习。当我遇到困难和问题时，他总是很有耐心地指导我。也非常感谢毕老师课题组所有同学的帮助和关怀，是你们的支持与鼓励，让我们共同进步。感谢精密光谱实验室的其他老师和同事给予我的帮助与指导。

在美国访问期间，我非常感谢Chris课题组所有同事的无私帮助，谢谢你们把这么重要的课题交给我完成，也谢谢你们让我学习与接触冷原子的相关知识。感谢Scott小组的同事教我光梳以及光梳应用方面的知识，感谢John Kitching小组的同事在许多方面给予我的帮助，也非常感谢叶军老师课题组研究人员的讨论与帮助。更感谢许多朋友的帮助，让我身处他乡，还能坚强地生活与工作。

最后，我要感谢家人，因为有你们的理解与支持，让我快乐地度过了博士这一人生重要的阶段。