

## 亚赫兹线宽稳频激光与光学分频(特邀)

蒋燕义\*, 师浩森, 姚远, 马龙生

华东师范大学精密光谱科学与技术高等研究院, 上海 200062

**摘要** 激光的线宽和频率稳定度指标决定了精密光谱与精密测量的分辨率和精度,为此,科研人员长期致力于压窄激光线宽和降低频率不稳定性。采用高精度激光稳频技术可以在单一波长下实现亚赫兹线宽稳频激光,再结合光学分频技术,可以在任意工作波长处得到所需的亚赫兹线宽稳频激光,为亚赫兹线宽稳频激光的广泛应用铺平了道路。本文综述了亚赫兹线宽稳频激光与低噪声光学分频技术的应用背景与研究现状,并展望了其发展趋势。

**关键词** 激光稳频; 光学频率梳; 窄线宽激光; 光学分频

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/CJL260472

## 1 引言

早在 20 世纪 80 年代初,Dehmelt<sup>[1]</sup>(1989 年诺贝尔物理学奖得主)就意识到有些原子/离子的能级跃迁线宽小于 1 Hz,并预言基于如此高分辨的跃迁谱线可以研制出高性能的光频标。为了开展赫兹线宽原子谱线探测以及引力波探测等研究,Drever 等<sup>[2]</sup>于 1983 年提出了 Pound-Drever-Hall(PDH)激光稳频技术。该技术将激光频率调制技术和光外差探测技术相结合,获得低探测噪声的激光频率与外部光学参考腔谐振频率之间的误差信号(即 PDH 信号),进而通过伺服反馈控制系统将激光频率锁定于光学参考腔的谐振频率上,最终获得频率稳定的窄线宽激光。该技术能有效克服激光幅度噪声对激光频率控制的影响,达到光散粒噪声极限的激光频率控制精度。1984 年,美国 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)的 Hall 等采用 PDH 技术将两套染料激光器分别锁定于两套独立的光学参考腔上。为了减小外界振动的影响,这两个参考腔被放置在 V 形槽内,并悬挂起来。经测试,激光线宽被压缩至 750 Hz,1 s 平均时间的激光频率不稳定性  $\Delta\nu/\nu$ (用 Allan 偏差表示的 1 s 平均时间频率稳定度,简称秒稳,其中  $\Delta\nu$  为激光频率抖动, $\nu$  为激光频率)可达  $2.2 \times 10^{-13}$ <sup>[3]</sup>。1994 年,东京工业大学的 Ohtsu 团队<sup>[4]</sup>利用 PDH 技术将两台 Nd:YAG 激光器分别锁定在两个 46 cm 长的高精细度光学参考腔上,测得激光线宽小于 30 Hz,频率不稳定性优于  $6 \times 10^{-14}$ 。

1999 年,美国国家标准与技术研究所(NIST)的

Young 等<sup>[5]</sup>首次实现了亚赫兹线宽稳频激光。他们将 24 cm 长光学参考腔及其光学平台用约 3 m 长的橡皮筋悬挂起来,以防止环境振动对参考腔腔长的调制,然后利用 PDH 技术将 563 nm 激光的频率锁定于该光学参考腔的谐振频率处,最终实现了线宽为 0.6 Hz、秒稳可达  $3 \times 10^{-16}$  的稳频激光。该激光系统优异的隔振措施以及 24 cm 长的光学参考腔设计是其实现优异性能的主要原因。

此后,科研人员重点关注于如何降低环境振动对参考腔腔长的影响。2004 年,为了减小外界振动带来的影响,英国国家物理实验室(NPL)的 Webster 等<sup>[6]</sup>将光学参考腔放置在主动隔振平台上,获得了线宽为亚赫兹、秒稳可达  $1.3 \times 10^{-15}$  的 1064 nm 稳频激光。之后,许多科研小组都采用商售被动或者主动隔振平台进行隔振,将低频振动加速度谱密度减小到  $10^{-6}$  g/Hz<sup>1/2</sup> ( $1g \approx 9.8$  m/s<sup>2</sup>)量级或以下。与此同时,科研人员也开始对光学参考腔的结构进行特殊设计,旨在使光学参考腔的腔长对振动噪声不敏感。2005 年,美国 JILA 的 Hall 小组<sup>[7]</sup>研制了 5 cm 长竖直放置的纺锤形光学参考腔,并在两个腔镜的中间位置进行支撑,使得上下两个腔镜在受到重力方向的振动加速度作用时,能同向移动,从而使得总腔长近乎不变,最终实现了线宽在赫兹量级的 1064 nm 稳频激光。基于振动不敏感的光学参考腔的设计理念,科研人员开始设计具有不同形状和支撑方式的振动免疫光学参考腔,包括竖直放置光学参考腔<sup>[8]</sup>、水平放置光学参考腔<sup>[9-11]</sup>以及具有全方位对称型支撑的可搬运光学参考腔<sup>[12-13]</sup>,光学参考腔的相对腔长变化( $\Delta L/L$ )对振动加速度的敏感度能达到

收稿日期: 2026-01-22; 修回日期: 2026-03-28; 录用日期: 2026-04-03; 网络首发日期: 2026-04-13

基金项目: 国家自然科学基金(12334020, 12341404)

通信作者: \*yyjiang@phy.ecnu.edu.cn

或优于  $10^{-10} \text{ g}^{-1}$  量级,即:在  $1 \mu\text{g}$  的振动加速度下,相对腔长变化只有  $10^{-16}$ 。

但是,研究人员发现,即使在大幅降低振动对光学参考腔腔长的影响后,有些稳频激光系统却还不能达到 1999 年美国 NIST 的激光线宽和频率稳定度指标。2004 年,Numata 等<sup>[14]</sup>分析了光学参考腔的热噪声,指出光学参考腔材料分子的布朗运动也会导致光学参考腔的腔长发生微小变化,从而限制了稳频激光的线宽和频率稳定度指标。光学参考腔热噪声限制的激光频率不稳定性与参考腔参数之间的关系<sup>[14-15]</sup>为

$$\sigma \propto \frac{\sqrt{T\phi}}{L} \quad (1)$$

式中: $T$ 和 $L$ 分别是光学参考腔的温度和长度; $\phi$ 是参考腔材料的机械损耗。从公式(1)可以看到,增加参考腔的腔长、降低参考腔的温度、选用机械损耗小的材料都能减小参考腔热噪声引起的激光频率不稳定性。

2011 年,美国 NIST 利用 30 cm 长光学参考腔获得了线宽为 0.25 Hz、秒稳为  $2 \times 10^{-16}$  的 578 nm 稳频激光<sup>[16]</sup>,验证了通过增加光学参考腔的腔长能有效降低参考腔热噪声所限制的激光频率不稳定性。此后,多个实验室都通过长腔获得了频率不稳定性在  $10^{-16}$  量级甚至更低的稳频激光<sup>[17-19]</sup>。降低参考腔的温度是另一种抑制光学参考腔热噪声、提升激光频率稳定度的有效途径。2012 年,德国联邦物理技术研究院(PTB)和美国 JILA 共同研制了 124 K 低温单晶硅光学参考腔,并将  $1.5 \mu\text{m}$  激光的频率锁定到参考腔的谐振频率上,测得激光秒稳为  $1 \times 10^{-16}$ ,线宽仅为 40 mHz<sup>[20]</sup>。该激光系统经过多次改进后,频率不稳定性已能够达到  $3 \times 10^{-17}$ <sup>[21]</sup>。同时,他们还采用闭环式液氦低温制冷机将单晶硅光学参考腔的温度降低到 4 K,结果显示,激光频率不稳定性也能达到  $6.5 \times 10^{-17}$ <sup>[22]</sup>。腔镜和镀膜材料分子的热运动是限制激光频率稳定度的主导因素,因此采用低机械损耗的腔镜和镀膜材料也有助于降低参考腔的热噪声。2009 年,法国巴黎天文台采用机械损耗比超低膨胀(Ultralow Expansion, ULE)玻璃更小的熔石英作为光学参考腔的腔镜材料,基于 10 cm 长光学参考腔实现了秒稳可达  $5.6 \times 10^{-16}$  的激光<sup>[9]</sup>,而同样长度的全 ULE 玻璃腔的稳定度在  $10^{-15}$  量级。2013 年, Cole 等<sup>[23]</sup>发现 AlGaAs 晶体镀膜材料的机械损耗比传统  $\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$  膜层低近一个数量级,可以降低参考腔热噪声对激光频率稳定度的影响。2026 年,美国 JILA 和德国 PTB 采用晶体镀膜镜片制成的 16 K 低温参考腔,实现了频率不稳定性为  $2.5 \times 10^{-17}$  的激光,这是目前频率稳定度最好的激光<sup>[24]</sup>。

在国内,亚赫兹线宽稳频激光系统的研制起步较晚。2005 年之后,随着光钟研究的兴起,我国开始陆续开展亚赫兹线宽稳频激光系统的研制。2008 年,华东师范大学<sup>[25]</sup>基于竖直放置的 7.75 cm 长光学参考腔

建立了两套线宽为 2 Hz 的 1064 nm 稳频激光系统;在降低系统噪声之后,他们于 2010 年将激光的最可几线宽(Most Probable Linewidth)压缩到 1 Hz<sup>[26]</sup>。之后,该团队克服电光调制器的剩余幅度噪声等对激光频率稳定性的影响,于 2013 年成功实现了线宽为 0.6 Hz 的稳频激光系统,其秒稳为  $1.2 \times 10^{-15}$ ,系统性能达到了参考腔的热噪声极限<sup>[27]</sup>。2014 年,中国科学院武汉物理与数学研究所的陈李生小组以及中国计量科学研究院分别基于 10 cm 长光学参考腔获得了线宽在赫兹量级、秒稳为  $(2 \sim 5) \times 10^{-15}$  的稳频激光<sup>[28-29]</sup>。2016 年,华中科技大学、中国科学院武汉物理与数学研究所的高克林小组分别获得了线宽约为 1 Hz、秒稳为  $(1 \sim 2) \times 10^{-15}$  的稳频激光<sup>[30-31]</sup>。2018 年,中国计量科学研究院和华东师范大学分别利用 30 cm 长光学参考腔获得了秒稳为  $2 \times 10^{-16}$  的稳频激光<sup>[32-33]</sup>。目前,中国科学技术大学、华中科技大学、北京大学、中国科学院精密测量研究院等单位都实现了基于 30 cm 长光学参考腔的亚赫兹线宽稳频激光。华中科技大学、北京大学、中国计量科学研究院、中国科学技术大学还在研制基于低温参考腔的稳频激光系统,目标是实现频率不稳定性可达  $10^{-17}$  的激光<sup>[34-36]</sup>。在追求激光频率稳定度指标的同时,国内一些单位开始研制可搬运的亚赫兹线宽稳频激光。2020 年,华东师范大学和中国科学院国家授时中心合作,实现了基于单个可搬运 10 cm 边长立方体双光学参考腔的稳频激光系统,其秒稳达到  $6 \times 10^{-16}$ <sup>[37]</sup>。2022 年,中国科学院精密测量科学与技术创新研究院研制了基于 30 cm 长圆柱体可搬运腔的稳频激光系统,其秒稳优于  $6 \times 10^{-16}$ <sup>[38]</sup>。2022 年底,我国将一台亚赫兹线宽稳频激光系统发送至我国空间站,该系统同样采用 10 cm 边长的立方体光学参考腔。目前,该激光系统已在我国空间站稳定运行,这也是国际首个在太空运行的亚赫兹线宽稳频激光系统<sup>[39]</sup>。

上述研究实现的亚赫兹线宽稳频激光系统都只工作在单一波段,这是由于光学参考腔一般只在几纳米光谱范围内具有高的精细度,因此很难利用同一个光学参考腔实现宽光谱范围内多个波长的亚赫兹线宽稳频激光。要实现上述目标,还需要采用光学分频技术将某一波长的亚赫兹线宽稳频激光(参考激光)的频率特性合成到所需要的目标光波长处,使目标激光继承参考激光的窄线宽和频率稳定特性。近年来,光学分频技术得到了广泛应用:一方面,基于低温单晶硅光学参考腔稳频的激光具有无可比拟的优异特性,但是单晶硅材料只能透过波长大于  $1.3 \mu\text{m}$  的光,而大部分精密光谱应用都集中在可见及近红外波段,因此必须通过光学分频技术将高性能亚赫兹线宽稳频激光高保真地分频到目标波长处;另一方面,随着基于光钟修订“秒”定义的愿望越来越迫切,国际计量委员会要求不同光钟之间的频率符合程度要达到  $5 \times 10^{-18}$ ,而不同光钟的频率相差甚远,必须使用高精度光学分频技术

连接不同的光钟。

光波的振荡频率比微波快 5 个量级,因此微波段的分频器不能直接应用于光波。在 1999 年之前,人们只能通过倍频、和频、光学锁相等方法对特殊波段的激光进行相干连接,而且基于该方案的系统不仅体积庞大、结构复杂,而且分频噪声大、精度低<sup>[40-41]</sup>。1999—2000 年间发明的光学频率梳解决了光学分频难题<sup>[42-43]</sup>。光学频率梳(简称“光梳”)像一个“齿轮”,可以在光波之间或者光波与微波之间进行频率相干连接<sup>[44-45]</sup>。光梳是频率特性传递的桥梁,其引入的不确定度被证实在  $10^{-19}$  量级或更小<sup>[46-47]</sup>。

2002 年,美国 JILA 的叶军研究小组提出了利用光梳研制光学频率合成器的设想,他们通过钛宝石飞秒光梳将光钟的频率特性传递到频率连续可调的单频激光器上<sup>[48]</sup>。2005 年,日本产业技术综合研究所<sup>[49]</sup>(AIST)通过光梳将碘稳频光频标基频光的频率传递到 1064 nm 连续激光,验证了光梳传递附加噪声优于  $1 \times 10^{-15}$  (1 s 平均时间)。2013 年,德国 PTB<sup>[50]</sup>通过光纤光梳将低温硅腔稳频的 1.5  $\mu\text{m}$  激光的频率特性传递给一台预稳频的 698 nm 激光器(反馈带宽为 500 Hz),获得了线宽更窄的铯原子钟跃迁光谱和频率更稳定的铯原子光钟。2014 年,法国巴黎天文台<sup>[51]</sup>利用稳频后的光纤光梳作为频率传递振荡器,将 1064 nm 窄线宽稳频激光的频率特性传递给 1542 nm 激光,并验证了光梳频率传递附加噪声为  $4 \times 10^{-18}$  (1 s 平均时间)。2015 年,英国 NPL 实验室<sup>[52]</sup>将频率锁定于氢钟的光纤光梳作为频率传递振荡器,测量了两个光频的比值,测量噪声为  $2.6 \times 10^{-16}$  (1 s 平均时间),不确定度为  $3 \times 10^{-21}$ ,验证了频率传递振荡器技术对光梳频率噪声免疫。2016 年,华东师范大学<sup>[53]</sup>利用窄线宽钛宝石光梳作为频率传递振荡器,将 1064 nm 窄线宽稳频激光的频率特性传递给 532 nm 目标激光以及 10 MHz 射频信号。该 10 MHz 信号作为光学锁相中参考射频信号的频率基准,能够使激光之间的相干传递独立于外部射频频率参考。该研究第一次实现了将参考激光准确地分频到目标激光,即光学分频不依赖于额外的微波频标,并且目标激光与参考激光的频率比值可以预先设定,而非后测量。环外测量结果显示,光学分频过程附加的噪声为  $6 \times 10^{-19}$  (1 s 平均时间),不确定度为  $1.4 \times 10^{-21}$ 。同年,华东师范大学<sup>[54]</sup>又利用光学分频技术将 1064 nm 稳频激光的频率特性传递给一台 700~990 nm 连续可调的单频激光器,实现了宽波段光学频率合成器。之后,国际上多家机构证实了采用光纤光梳的相同分支或者噪声抑制的不同分支结构也能实现参考激光向目标激光的频率相干传递,频率传递附加噪声在  $10^{-18}$  量级(1 s 平均时间)<sup>[55-57]</sup>。2021 年,华东师范大学<sup>[58]</sup>基于频率锁定于铷钟的光梳(梳齿频率抖动在 MHz 量级,秒稳只有  $10^{-11}$ ),采用传输振荡器技术和光频自参考射频频率基准技术将

1064 nm 参考激光的亚赫兹线宽特性传递给没有预稳频的 578 nm 目标激光,并采用该 578 nm 激光获得了 2 Hz 线宽的冷铯原子光谱。该实验验证了基于大频率噪声光梳的光学分频技术也能传递激光的亚赫兹线宽特性,实现光梳频率噪声免疫的光学分频。目前,国际上最精确的光学分频的不确定度已经达到  $3 \times 10^{-22}$ <sup>[59]</sup>。

亚赫兹线宽稳频激光技术的发展源于人们对光谱分辨率的不懈追求,并推动着光钟研究创造一个又一个新的频率计量纪录。同时,它也带动了引力波探测<sup>[60]</sup>、暗物质探测<sup>[61]</sup>、相对论验证<sup>[62]</sup>、新型雷达探测<sup>[63]</sup>等研究领域的发展。接下来,本文将阐述亚赫兹线宽稳频激光技术和光学分频技术的发展历程和研究现状,介绍这两项技术的基本原理、技术方法以及未来发展趋势。

## 2 亚赫兹线宽稳频激光

### 2.1 原理

图 1 是利用 PDH 技术实现亚赫兹线宽稳频激光的基本原理。激光经过电光相位调制器(EOM,调制度略小于 1)时,从频谱上看,在载波两侧产生了一对角频率为  $\omega_0 \pm \Omega$ 、相位相反且幅度相等的调制边带( $\omega_0$  是激光角频率, $\Omega$  是调制信号角频率)。调制后的激光入射到光学参考腔,光学参考腔的反射信号透过四分之一波片(在基于晶体膜高反镜的光学参考腔系统中往往使用法拉第旋光器)后由偏振器反射进入光电探测器,探测器获得载波与边带之间的拍频信号(角频率近似为  $\Omega$ )。探测器的输出信号由双平衡混频器进行解调,通过选择合适的解调相位可以获得图 1 所示的 PDH 信号。

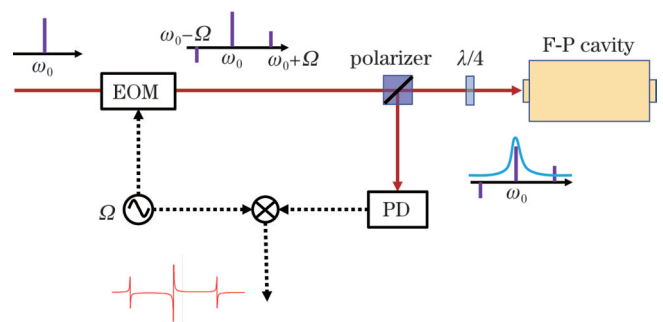


图 1 利用 PDH 技术实现亚赫兹线宽稳频激光系统的原理图 (EOM: 电光调制器; PD: 光电探测器; F-P: 法布里-珀罗;  $\lambda/4$ : 四分之一波片)

Fig. 1 Schematic diagram of a sub-hertz linewidth lasers with the PDH technique (EOM: electro-optic modulator; PD: photo-detector; F-P: Fabry-Pérot;  $\lambda/4$ : quarter wave plate)

光学参考腔对不同频率入射激光产生的相移和损耗不同,因此,光学参考腔反射信号中载波和调制边带的幅度衰减和相移会随着激光频率与腔共振频率的关

系而改变:1)当激光频率远离光学参考腔的共振频率时,光学参考腔的载波与边带之间的反相对称平衡关系保持不变,因而载波与正负边带的两个拍频信号由于等值反相而相消,从而使得 PDH 信号为零;2)当激光频率接近参考腔的共振频率时,不同频率的载波与正负边带产生的相移和损耗不同,光学参考腔反射光束中的载波和调制边带之间的对称平衡关系被破坏,在探测器上产生载波与边带的拍频信号,拍频信号经解调滤波后,得到一个基线中心过零点、正负对称的鉴频误差信号(PDH 信号),从而可以准确地控制激光频率与光学参考腔共振。

PDH 激光稳频技术结合了频率调制光谱技术和光外差探测技术,因此,PDH 信号不受探测系统噪声的限制,可以达到光的散粒噪声极限。当系统中的其他噪声被压制后,稳频激光的频率稳定度在很大程度上取决于光学参考腔的腔长稳定度。大部分采用 PDH 技术的亚赫兹线宽稳频激光系统已经达到了光学参考腔的热噪声极限。

当激光的频率不稳定性达到  $10^{-17}$  量级时,PDH 技术中的剩余幅度调制(RAM)不可忽略。RAM 产生的主要原因有:1)入射光偏振方向与电光调制晶体的主轴成一定角度,导致相位调制的同时还叠加了幅度调制;2)PDH 光路中各器件表面的反射光形成驻波,等效于精细度较差的寄生光学谐振腔(etalon 效应),当寄生腔的腔长随着环境因素的变化而改变时,EOM 调制边带与载波产生不可预测的衰减。RAM 导致 PDH 信号中存在与激光频率是否偏离参考腔谐振频率完全无关的电压起伏,而伺服反馈控制系统无法区分,从而导致伺服反馈控制系统误修正激光频率。

抑制 RAM 的方法主要分为被动控制与主动控制两种。被动控制包括:1)对电光调制器进行温度控制,减小晶体随温度变化导致的主轴偏转;2)在电光调制器前加入高消光比的偏振器,纯化入射光偏振;3)对电光调制晶体镀制增透膜或者使光束以布鲁斯特角入射晶体,抑或在光路中放置隔离器,降低光反射形成的 etalon 效应;4)选用 RAM 小的电光晶体;等等。采用被动控制措施后,RAM 引起的激光频率不稳定性可以达到亚  $10^{-16}$  量级甚至  $10^{-17}$  量级<sup>[18,64-65]</sup>。主动控制方法通常为:在电光调制器之后光学参考腔之前的某个位置进行探测,通过解调获得控制 RAM 的误差信号,然后将该误差信号反馈给电光晶体的直流偏置电压或者温度。采用该方法后,RAM 引起的激光频率不稳定性可达  $10^{-18}$  量级,甚至达到  $10^{-19}$  量级<sup>[66-69]</sup>。

2024 年,美国 JILA 的叶军小组<sup>[70]</sup>提出了新的光相位调制与 RAM 主动抑制方法,该方法特别适合于大调制深度下应用(即载波幅度比边带幅度小至少 2 个量级)。他们采用三组射频信号同时驱动光纤声光调制器,三组射频信号频率分别为  $f_0$  和  $f_0 \pm \Omega$ , 并且

$f_0 \pm \Omega$  这两个信号的相位相差  $180^\circ$ , 声光调制器产生的三组衍射光的衍射角略有差异,因此需要在很短的距离内耦合入光纤,以便使它们同方向传输。该装置的功能类似于图 1 中的电光调制器,其优点是不像电光调制器那样在调制度很高时出现对 PDH 探测无作用的高阶边带。采用该方案后,即使在无主动 RAM 控制的情况下,RAM 引起的激光频率不稳定性也能达到  $10^{-17}$  量级,而当采用主动控制后,RAM 引起的激光频率不稳定性可以达到  $10^{-18}$  量级。

## 2.2 低温腔稳频的毫赫兹线宽激光系统

近年来,基于低温光学参考腔的稳频激光系统成功地达到了短稳优于  $5 \times 10^{-17}$  的水平。对于低温腔稳频激光系统,为了使温度波动对光学参考腔腔长的影响最小,光学参考腔的材料在低温下应具有极小的热膨胀系数。假设光学参考腔的温度波动( $\Delta T$ )能控制在约  $10^{-6}$  K 范围内(包括温度控制和热屏蔽共同作用),那么热膨胀系数( $\alpha_{\text{CTE}}$ )就要求控制在约  $10^{-11}$   $\text{K}^{-1}$  量级或者更小。符合低温下具有低热膨胀系数且适合作为光学参考腔的材料有蓝宝石和单晶硅。蓝宝石材料在  $150 \text{ nm} \sim 5.5 \mu\text{m}$  波长范围内的透光率很好,并且具有优异的力学特性,如杨氏模量较大、机械损耗较小。但是,蓝宝石的热膨胀系数没有过零点,越接近绝对零度,热膨胀系数越小,并且热膨胀系数随温度的变化越小,例如蓝宝石在  $3.3 \text{ K}$  时热膨胀系数约为  $2.7 \times 10^{-11} \text{ K}^{-1}$ ,热膨胀系数随温度的变化  $\partial \alpha_{\text{CTE}} / \partial T$  约为  $0.025 \times 10^{-9} \text{ K}^{-2}$ <sup>[71]</sup>。目前,除美国 NIST 和国内华中科技大学开展了全蓝宝石腔或蓝宝石+单晶硅混合腔的研究外<sup>[34,72-73]</sup>,大部分科研单位都采用纯单晶硅材料研制低温光学参考腔。单晶硅的透光波段在  $1.3 \sim 6.5 \mu\text{m}$  范围内,其热膨胀系数存在两个过零点,并且热膨胀系数在这两个温度下对温度的敏感度也不相同。表 1 列举了单晶硅在不同温度下的热膨胀系数及其温度敏感度<sup>[74]</sup>。可以看到,虽然单晶硅在  $124 \text{ K}$  附近的热膨胀系数过零点,但当温度偏离过零点  $5 \text{ mK}$  时,其热膨胀系数将从  $0 \text{ K}^{-1}$  变到  $1 \times 10^{-10} \text{ K}^{-1}$ ,因此精确测量过零点且精确控制温度十分重要。单晶硅在  $4 \text{ K}$  温度附近的热膨胀系数及其温度敏感度与相同温度下的蓝宝石相当。

表 1 单晶硅在不同温度下的热膨胀系数及温度敏感度

Table 1 Coefficient of thermal expansion and its sensitivity to temperature of single-crystalline silicon

Temperature /K	$\alpha_{\text{CTE}} / \text{K}^{-1}$	$\frac{\partial \alpha_{\text{CTE}}}{\partial T} / \text{K}^{-2}$
123.7	0	$20 \times 10^{-9}$
17.5	0	$1 \times 10^{-9}$
5	$6 \times 10^{-11}$	$0.036 \times 10^{-9}$
4	$3 \times 10^{-11}$	$0.025 \times 10^{-9}$

目前国际上已经开展了不同温度下基于单晶硅光学参考腔的稳频激光系统的研制。对于不同工作温度的光学参考腔,其制冷系统的差异很大。当光学参考腔的温度控制在 124 K 附近时,为了减小振动的影响,德国 PTB 采用加热液氮的方式对光学参考腔的外部温控层进行温度控制<sup>[75]</sup>。如图 2(a)所示,在装有液氮的杜瓦瓶内部安装一根连接杜瓦瓶底和光学参考腔外部温控层的管道,管道内部的液氮被电阻丝加热后形成一定温度的氮气,氮气通过管道流向光学参考腔外部的温控层。光学参考腔的温控层布置有低温温度传感器,可以根据测量的温度调节加热电阻的电流,形成温度反馈控制。基于该方案,温控层的温度不稳定性可以达到  $\leq 0.2$  mK ( $2 \sim 10^4$  s 平均时间)。由于温控层和光学参考腔中间还有一层热屏蔽层,温控层的温度变化传递到光学参考腔时可衰减至  $1/10^9$  和  $1/10^5$  (温控层的温度变化周期为 1 s 和 100 s),因此估算得光学参考腔的温度起伏在  $10^{-13}$  K 和  $10^{-9}$  K 量级 (1 s 和 100 s 平均时间)。假设

单晶硅光学参考腔的热膨胀系数控制在  $1 \times 10^{-10}$  K<sup>-1</sup> 以内 (即零膨胀点  $\pm 5$  mK),因此百秒平均时间内的相对长度不稳定性可控制在  $10^{-17}$  量级 (参考腔热噪声极限) 及以下。

采用加热液氮的方式并不会明显增加振动噪声,但低温氮气管的连接会导致水平方向上的隔振效果稍差:在 20~100 Hz 频率范围内存在若干振动峰,最大振动加速度不超过  $10^{-6}$  g/Hz<sup>1/2</sup>。在重力方向上,隔振后的残余振动噪声小于  $2 \times 10^{-7}$  g/Hz<sup>1/2</sup> (在 0.1~10 Hz 范围内)。德国 PTB 采用竖直放置的 21 cm 长双锥形单晶硅腔开展研究,竖直光轴方向为  $\langle 111 \rangle$  晶轴方向,支撑位置接近腔体的中心处。经测试,三个方向上腔长对振动加速度的敏感度保持在  $(5 \sim 9) \times 10^{-11}$  g<sup>-1</sup>。因此,振动引起的腔长噪声在 0.1~10 Hz 频率范围内不超过光学参考腔本身的热噪声。综上所述,采用加热液氮的方式对光学参考腔进行制冷具有温度稳定、振动噪声低等优点,缺点是液氮消耗后需要及时补充,而且补充液氮将会引起温度波动。

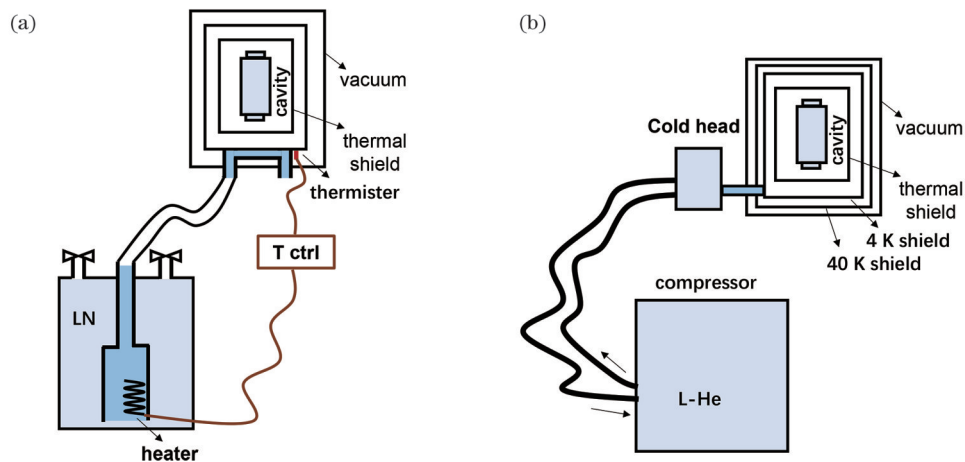


图 2 低温光学参考腔系统示意图。(a)基于液氮的 124 K 光学参考腔系统;(b)基于液氦的低温光学参考腔系统

Fig. 2 Schematic diagrams of cryogenic cavities. (a) Liquid nitrogen-based cryogenic cavity at 124 K; (b) liquid helium-based cryogenic cavity

当单晶硅光学参考腔的工作温度在 17 K 甚至更低时,往往采用液氦循环制冷机。如图 2(b)所示,液氦循环制冷机由冷头、压缩机和氦气管组成。压缩机将氦气冷却后,通过氦气管输送给冷头,冷头与光学参考腔外部的温控层进行热交换,完成热交换的氦气又通过管道回流到压缩机重新冷却。在这个过程中,氦气在闭合回路中循环,不会有液氦消耗。它的缺点是压缩机振动噪声大,最低振动频率在 1 Hz 附近,而且有多个谐波成分。与其连接的冷头也具有较大的振动噪声,振动噪声会调制参考腔腔长,从而使得频率锁定于参考腔上的激光的频率发生抖动。因此,减小冷头与光学参考腔之间的振动噪声传递是关键。美国 JILA 的叶军研究团队采用 Montana Instruments 公司的氦循环制冷机进行制冷<sup>[74]</sup>,光学参考腔所处

的隔振平台在各个方向上的振动噪声基底低于  $2 \times 10^{-7}$  g/Hz<sup>1/2</sup> (低频处),振动峰的峰值在  $6 \times 10^{-6}$  g/Hz<sup>1/2</sup> 左右。光学参考腔选用 6 cm 长双锥形结构,对支撑结构进行优化后,腔长对振动加速度的敏感度控制在  $2 \times 10^{-11}$  g<sup>-1</sup> 以下,因此可估算出低频振动噪声引起的腔长不稳定性在  $4 \times 10^{-18}$  Hz<sup>-1/2</sup> 以下,振动峰引起的腔长不稳定性略小于  $1 \times 10^{-16}$  Hz<sup>-1/2</sup>。

4 K 温度与室温环境之间的温度梯度非常大,因此热辐射量也非常大。为了减小环境温度变化对 4 K 温控层的影响,叶军研究团队在真空室与 4 K 温控层之间加了一层 40 K 的温控层,该层的低温控制由制冷机的 30 K 冷头提供,并通过加热的方式将温度控制在 40 K 左右。4 K 温控层也通过加热丝进行温度稳定控制,经测试,4 K 温控层的温度抖动小于  $\leq 0.02$  mK

(3~3000 s 平均时间)。为了减小 4 K 温控层对光学参考腔温度的影响,在它们之间添加了一个被动热屏蔽层,该热屏蔽层可将温控层到光学参考腔的温度波动衰减至 1/100(当温控层的温度变化周期小于 100 s 时)。

假设光学参考腔的热膨胀系数在  $10^{-11} \text{ K}^{-1}$  量级,此时百秒平均时间的长度稳定度可控制在  $1 \times 10^{-17}$  以内。

表 2 列举了目前基于低温光学参考腔且频率不稳定性达到  $10^{-17}$  的稳频激光系统的性能。

表 2 基于低温光学参考腔的亚赫兹线宽稳频激光系统的性能对比

Table 2 Performance comparison of sub-hertz linewidth frequency-stabilized laser systems based on cryogenic optical reference cavities

Institute	Year	Cavity length /cm	Operating temperature /K	Coating	Frequency instability	Laser linewidth
PTB&.JILA <sup>[76]</sup>	2017	21	124	Dielectric	$4.0 \times 10^{-17}$ (0.8–10 s)	7 mHz @1542 nm
JILA&.PTB <sup>[22]</sup>	2019	6	4	Dielectric	$6.5 \times 10^{-17}$ (1–10 s)	10 mHz @1542 nm
JILA&.PTB <sup>[77]</sup>	2023	6	4, 16	Crystalline	$5.5 \times 10^{-17}$ (1–10 s)	
PTB&.JILA <sup>[21]</sup>	2023	21	124	Crystalline	$3 \times 10^{-17}$ (10–60 s)	7.5 mHz @1.5 $\mu\text{m}$
PKU <sup>[35]</sup>	2025	9.79	3.3–4.9	Dielectric	$3.4 \times 10^{-17}$ (6 s)	9.6 mHz @1397 nm
JILA&.PTB <sup>[24]</sup>	2026	6	17	Crystalline	$2.5 \times 10^{-17}$ (10 s)	

### 2.3 可搬运亚赫兹线宽稳频激光系统

对于上述低温光学参考腔以及大部分实验室内的亚赫兹线宽稳频激光系统,为了实现非常低的振动敏感度,往往将光学参考腔支撑在特殊的点,如爱里点,旨在使得腔长对振动噪声的敏感度非常小。这种非固定式的支撑方式在搬运过程中很容易使光学参考腔发生倾倒,因此,在搬运前需要将光学参考腔拿出真空室,搬运后再放回真空室抽真空,难以满足频繁移动需求。近年来,亚赫兹线宽稳频激光系统的应用已拓展到实验室外甚至空间环境,比如基于可搬运光钟开展重力势测量、空间光钟研制、空间引力波探测等,这些应用都要求亚赫兹线宽稳频激光系统具有可靠的搬运适应性,甚至耐受火箭发射过载。要使亚赫兹线宽稳频激光系统具有搬运适应性,核心在于如何设计参考腔及其支撑结构,使得光学参考腔在搬运过程中不发生倾倒和相对偏移,同时还要求光学参考腔在工作时具有非常小的振动敏感度。

按照光学参考腔的大致形状,可搬运亚赫兹线宽稳频激光系统可以分为两类。一类是三维对称腔体结构,其典型结构包括 2011 年美国 NIST 设计的直径为 50.8 mm 的球形光学参考腔(腔体由球心对称的两点挤压固定)<sup>[78-79]</sup>以及 2011 年英国 NPL 实验室设计的边长为 50 mm 的正方体光学参考腔(在正方体 8 个顶点切割的正三角形平面中的 4 个对称顶点进行挤压支撑)<sup>[13]</sup>。这种对称结构的腔体配合对称的支撑方式既保证了腔体在三个维度上受力的约束,在搬运时不倾倒,还能使位于腔体中心对称位置的腔长在受力的情况下保持不变,从而保证了非常小的振动敏感度。图 3(a)所示为华东师范大学设计的边长为 10 cm 的正方体光学参考腔<sup>[37]</sup>,基于该结构在两个方向上获得了两个超稳光学参考腔,并且由于腔长比 5 cm 正方体光学参考腔长一倍,其热噪声限制的激光频率不稳定性

可以达到  $10^{-16}$  量级。根据数值模拟计算得到位于镜面中心处的腔长在振动加速度的影响下可保持不变,并且即使偏离镜面中心 0.5 mm 后,振动敏感度还能达到  $7 \times 10^{-11} \text{ g}^{-1}$ 。该光学参考腔的实测振动敏感度最大为  $2 \times 10^{-10} \text{ g}^{-1}$ ,虽然该值比计算模拟值大,但仍能保证振动噪声的影响小于参考腔热噪声的影响。我国空间站搭载的亚赫兹线宽稳频激光系统同样采用边长为 10 cm 的正方体光学参考腔,为国际首例在轨运行的同类型系统<sup>[39]</sup>。

受 ULE 原材料尺寸限制,三维对称光学参考腔的腔长一般不超过 15 cm。为了进一步降低热噪声限制的激光频率不稳定性,第二类可搬运光学参考腔的腔体采用轴向延伸结构,这样可使腔长突破 15 cm 的限制,如图 3(b)所示。2012 年,法国巴黎天文台<sup>[80]</sup>设计了竖直放置的 10 cm 长圆柱形光学参考腔,其由机械件在圆柱体半腰处进行上下对称的夹持,振动敏感度可达到  $4 \times 10^{-10} \text{ g}^{-1}$ 。2014 年,杜塞尔多夫大学<sup>[19]</sup>设计了水平放置的 10 cm 长类圆柱形光学参考腔,该光学参考腔在三个维度上分别在对称的点位进行支撑,振动敏感度可优于  $4 \times 10^{-10} \text{ g}^{-1}$ 。2022 年,德国 PTB 设计了类似的水平放置的光学参考腔,腔长增加到 20 cm,并且采用热噪声更低的晶体膜高反镜,振动敏感度可达到  $3 \times 10^{-11} \text{ g}^{-1}$  及以下,激光频率不稳定性可达到  $1.6 \times 10^{-16}$ <sup>[81]</sup>。同年,中国科学院精密测量科学与技术研究院设计了 30 cm 长水平放置的圆柱形光学参考腔,其振动敏感度为  $(2 \sim 5) \times 10^{-11} \text{ g}^{-1}$ ,激光频率不稳定性可达到  $1.6 \times 10^{-16}$ <sup>[38]</sup>。除了通过增加腔长来降低参考腔的热噪声外,研究人员还提出了其他的新颖设计。例如,2025 年,中国科学技术大学面向空间科学应用设计了一款工作在 124 K 低温下的可搬运硅腔,腔长为 11 cm、直径为 15 cm 的硅腔体由对称的 6 点支撑,振动敏感度为  $4 \times 10^{-10} \text{ g}^{-1}$ ,激光秒稳可达到  $4 \times 10^{-16}$ <sup>[36]</sup>。

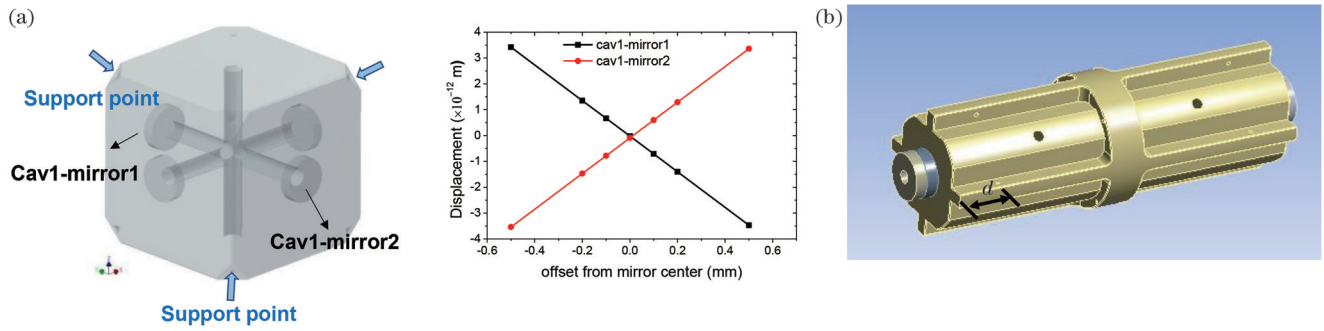


图 3 可搬运超稳光学参考腔示意图。(a)立方体光学参考腔<sup>[37]</sup>;(b)圆柱形水平放置光学参考腔

Fig. 3 Schematic diagrams of portable ultra-stable cavities. (a) Cubic optical reference cavity<sup>[37]</sup>; (b) horizontally mounted cylinder cavity

表 3 列举了部分可搬运光学参考腔及其对应的稳频激光系统的频率不稳定性。

表 3 可搬运光学参考腔的振动敏感度以及基于该光学参考腔获得的稳频激光系统的频率不稳定性

Table 3 Vibration sensitivity of portable optical reference cavities and frequency instability of the stabilized laser systems based on the corresponding optical reference cavities

Design	Acceleration sensitivity / $g^{-1}$	1 s laser frequency instability
Spherical 5 cm <sup>[78-79]</sup>	$2 \times 10^{-11}$	
Cubic 5 cm <sup>[13]</sup>	$2.5 \times 10^{-11}$	
Cubic 10 cm <sup>[37]</sup>	$2 \times 10^{-10}$	$6 \times 10^{-16}$
Cubic 5 cm <sup>[82]</sup>	$7 \times 10^{-11}$	$2 \times 10^{-15}$
V. cylindrical 10 cm <sup>[80]</sup>	$4 \times 10^{-10}$	$4 \times 10^{-16}$
H. cylindrical 10 cm <sup>[19]</sup>	$4 \times 10^{-10}$	$1 \times 10^{-15}$
H. cylindrical 20 cm <sup>[81]</sup>	$3 \times 10^{-11}$	$1.6 \times 10^{-16}$
H. cylindrical 30 cm <sup>[38]</sup>	$4 \times 10^{-10}$	$1.6 \times 10^{-16}$
V. pumpkin 11 cm silicon @124 K <sup>[36]</sup>	$4 \times 10^{-10}$	$4 \times 10^{-16}$

### 2.4 亚赫兹线宽稳频激光发展趋势

在光钟研制、暗物质探测等精密测量研究领域不断发展的背景下,追求超高性能指标的亚赫兹线宽稳频激光(如激光频率不稳定性达到 $10^{-18}$ 量级,线宽 $<5$  mHz)将是未来几年的发展趋势之一。目前,实现这一目标最可行的途径是继续降低光学参考腔的热噪声。根据公式(1)和表 2 中的当前研究进展,不难推断:采用腔长更长(如腔长超过 20 cm)、参考腔温度更低(如温度不超过 4 K)、机械损耗更低的镀膜材料(如晶体膜)时,热噪声限制的参考腔的激光频率不稳定性将进入 $10^{-18}$ 量级。采用上述方案时,需要增强低温制冷机的制冷能力,以便对更大体积的光学参考腔和热屏蔽层实现更高的制冷功率,同时还能制冷到更低温度。除此之外,其他技术噪声(如振动噪声、RAM、热光噪声等)的抑制也面临巨大挑战,进一步降低这些噪

声的影响是实现 $10^{-18}$ 激光频率稳定度的另一个关键。目前,晶体膜高反镜在超高稳频系统中引入的全局噪声等附加噪声的物理机制尚不明确<sup>[21]</sup>,仍缺乏成熟的抑制方案。通过其他技术途径实现的超高稳定度激光系统,如基于晶体烧孔效应的稳频激光系统<sup>[83-84]</sup>、超辐射激光系统<sup>[85-86]</sup>等,通过不断突破各自的限制因素,仍有希望达到或超越低温腔稳频激光系统的性能指标。

对于能搬出实验室并应用于空间科学任务的可搬运亚赫兹线宽稳频激光系统,由于其特殊性,需要兼顾搬运的便利性和激光频率稳定性。为了降低参考腔热噪声对激光频率稳定度的限制,大幅增加光学参考腔长的策略并不合适,因为腔长增加将会导致配套的真空系统过于庞大,不易搬运。另外,低温光学参考腔也不适用,原因有二:1)低温系统会增加温度控制的复杂度;2)若不在搬运过程中持续制冷,搬运后再制冷,则光学参考腔重新达到热平衡所需的时间可达数天之久。鉴于以上原因,目前可搬运亚赫兹线宽稳频激光系统的发展方向为:采用低热噪声的晶体膜高反镜<sup>[23]</sup>,采用大曲率半径的高反镜来增大光斑<sup>[87]</sup>,采用多腔或异形腔结构增加有效腔长<sup>[88]</sup>,等等。当然,除了进一步提高可搬运亚赫兹线宽稳频激光系统的线宽和频率稳定度指标外,这种应用性强的系统还注重小型集成化、环境适应性、长时间工作和远程自动化控制能力等,目标是搬运后免调试、快速锁定、非实验室环境下长期稳定运行。值得一提的是,目前基于微腔/波导和半导体芯片集成的稳频激光系统<sup>[89-90]</sup>具有高度集成、可大批量产业化生产的特点。尽管目前其激光频率稳定性和线宽指标还受限于芯片器件的热噪声、温度稳定度等因素,性能不及常规 F-P 参考腔稳频激光,但其凭借小型化、低成本、高可靠性等多种优势,在光通信、光传感和低噪声微波信号产生等方面具有广阔的应用前景。

### 3 光学分频

实现光学分频的关键器件是光梳。作为一种相干光源,光梳在频域上表现为一组等频率间隔、相位关系稳定的频率成分,在时域上则表现为相等时间间隔

的超短脉冲序列。由于其频谱形态类似于梳子,因此得名“光梳”。光梳可以作为频率特性传递的桥梁,在不同频率的光波之间、光波与微波之间建立相干联系。根据光学分频特性对光梳频率特性的依赖程度,可将其分为基于窄线宽光梳的光学分频与光梳频率噪声免疫的光学分频两类,以下分别进行介绍。

### 3.1 基于窄线宽光梳的光学分频原理

光学频率梳的输出频谱如图 4 所示。序数为  $N$  的梳齿的频率可以表示为

$$\nu_N = Nf_r \pm f_0 \quad (2)$$

式中:  $N$  是整数;  $f_r$  和  $f_0$  分别是光梳的重复频率和载波包络偏移频率(或称“零频”)。由式(2)可以看到,  $f_r$  是两个相邻梳齿之间的频率间隔,而  $f_0$  则决定了所有梳齿的整体频率偏移。为了简便起见,后续描述取  $f_0$  前面为正号的情况进行讨论。  $f_r$  可以通过宽带光电探测器直接探测光梳输出光得到,而  $f_0$  一般采用  $1f-2f$  探测技术测量得到,即将脉冲激光的光谱展宽到一个倍频程后,将低频成分  $\nu_n$  倍频,再与光谱展宽后的高频成分  $\nu_{2n}$  拍频获得<sup>[91]</sup>。

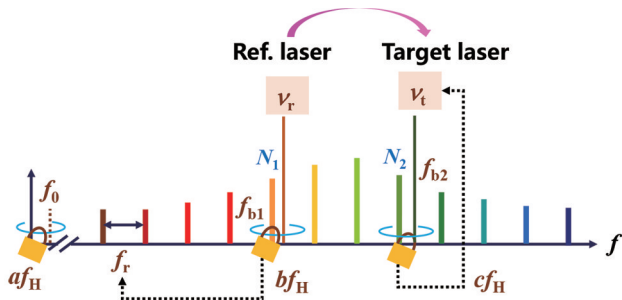


图 4 基于窄线宽光梳的光学分频示意图

Fig. 4 Schematic diagram of optical frequency division based on a narrow-linewidth optical frequency comb

如图 4 所示,为了将单一频率的亚赫兹线宽稳频激光(即图 4 中的参考激光,频率为  $\nu_r$ )的频率特性传递给目标激光(频率为  $\nu_t$ ),需要分别获得它们与相邻梳齿之间的拍频信号,即

$$f_{b1} = \nu_r - N_1 f_r - f_0 \quad (3)$$

$$f_{b2} = \nu_t - N_2 f_r - f_0 \quad (4)$$

式中:  $N_1$  和  $N_2$  为相邻梳齿的序数。将探测到的拍频信号  $f_{b1}$  与氢钟或者铷钟合成的信号  $b f_H$  进行锁相,误差信号通过反馈控制脉冲激光的腔长调节重复频率  $f_r$ ,从而改变  $\nu_{N_1}$ 。锁相后满足  $f_{b1} = b f_H$ ,其中  $b$  是微波频率合成系数,  $f_H$  是氢钟或者铷钟等微波钟输出的 10 MHz 参考频率。同时,将  $f_0$  与同一微波钟合成的微波信号  $a f_H$  进行锁相,误差信号通过调节脉冲激光腔内的色散反馈控制  $f_0$ ,使得  $f_0 = a f_H$ 。此时,光梳的两个参数  $f_r$  和  $f_0$  都受到控制,并且每个梳齿的频率特性主要由参考激光的频率特性决定。为了尽量降低光梳频率噪声的影响,并在频率传递过程中保持参考激光的频率特性,对  $f_r$  和  $f_0$  的锁相带宽提出了非常高的要求。若将目标激

光与光梳的拍频信号  $f_{b2}$  与同一微波钟合成的信号  $c f_H$  进行锁相,此时误差信号通过反馈控制目标激光的频率,可使  $f_{b2} = c f_H$ 。因此,目标激光与参考激光的频率比值为

$$R_1 = \frac{\nu_t}{\nu_r} = \frac{c f_H + N_2 f_r + a f_H}{b f_H + N_1 f_r + a f_H} \quad (5)$$

式中:  $a$ 、 $b$  和  $c$  为微波频率合成系数。虽然微波频率合成系数已知,但是还需要用频率计数器(以  $f_H$  为频率基准)实时测量  $f_r$  才能得到精确的频率比值  $R_1$ 。

如果对上述窄线宽光梳直接用光电探测器进行探测,则可以得到重复频率的高次谐波成分  $n f_r$ (微波波段),该信号与参考激光的频率比值为

$$R_2 = \frac{\nu_t}{n f_r} = \frac{N_1 f_r + f_0 + f_{b1}}{n f_r} = \frac{N_1}{n} + \frac{a + b}{n} \frac{f_H}{f_r} \quad (6)$$

式中:  $n$  为谐波次数。采用以  $f_H$  为基准的频率计数器测量  $f_r$  后,能得到精确的比值  $R_2$ 。

上述基于窄线宽光梳的光学分频方法早在光梳发明初期就开始应用,之后被应用到光钟频率比值测量、低噪声光生微波以及光钟频率下转换到微波等研究中<sup>[92-93]</sup>。

### 3.2 光梳频率噪声免疫的光学分频原理

不同于上述基于窄线宽光梳的光学分频,在光梳频率噪声免疫的光学分频技术中,光梳只是作为获得目标激光与参考激光之间频率关系的桥梁,其频率特性与分频性能无关,因此也被称为传递振荡器<sup>[94]</sup>。如图 5 所示,目标激光、参考激光与光梳的拍频信号  $f_{b1}$  和  $f_{b2}$  中含有光梳的重复频率和零频信号。利用射频混频技术,将探测到的  $f_0$  信号与  $f_{b1}$ 、 $f_{b2}$  进行混频,可以得到无  $f_0$  的混频信号。为了去除两个混频信号中的  $f_r$  信号,采用直接数字频率合成器(DDS)对上述混频后的信号进行分频(DDS 的分频系数分别为  $M_1$  和  $M_2$ ,且满足  $N_1/M_1 = N_2/M_2$ ),使分频后信号中  $f_r$  项的系数相同。此时,再次进行混频,可以得到与  $f_r$  无关并且只与参考激光、目标激光频率相关的误差信号  $\nu_r/M_1 - \nu_t/M_2$ 。通过反馈控制目标激光的频率,将该信号锁相于一个参考激光下转换的微波频率  $f_{\text{tune}} = \nu_r/K$ ( $f_{\text{tune}}$  采用光梳频率噪声免疫的光学分频技术获得,具体方法见下文),就可以将目标激光频率锁定于参考激光,且满足  $\nu_r/M_1 - \nu_t/M_2 = \nu_r/K$ 。此时,目标激光与参考激光的频率比值可以精确确定,即

$$R_3 = \frac{\nu_t}{\nu_r} = \frac{M_2}{M_1} - \frac{M_2}{K} \quad (7)$$

式中:  $K$  是激光向微波分频的系数。  $K$  可调,因此目标激光的频率连续可调。公式(7)中,  $M_1$ 、 $M_2$ 、 $K$  都由 DDS 的分频系数决定,因此该方法可以精确预先设定目标激光与参考激光的频率比值。不同于基于窄线宽光梳的光学分频,该方法不依赖其他微波频率标准以及信号的后测量。在理想情况下,目标激光的频率特性与光梳的频率特性无关,因此光梳可处于自由运转

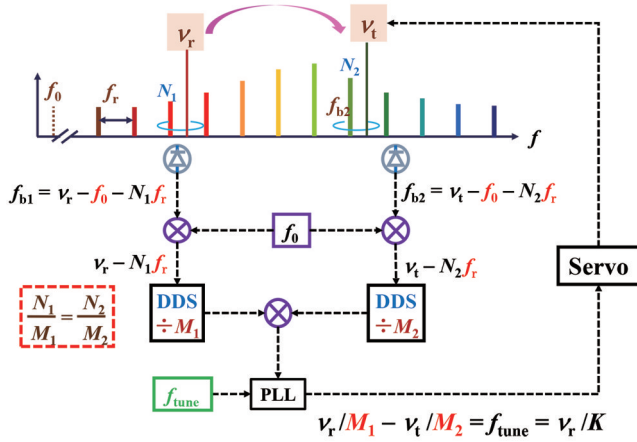


图 5 基于传递振荡器技术的光学分频示意图

Fig. 5 Schematic diagram of optical frequency division based on transfer oscillator scheme

状态。但是,为了保证上述拍频信号和混频后的信号能准确地被射频带通滤波器滤出,通常使用慢速伺服系统对光梳频率进行粗略锁定(比如将重复频率和零频锁定在噪声更大的微波钟上),无需将光梳高精度地锁定在窄线宽参考激光上。

利用光梳频率噪声免疫技术实现参考激光向微波/射频分频时,也可以利用参考激光与相邻两个梳齿的拍频信号产生参考激光下分频的微波信号<sup>[53]</sup>。具体如图 6(a)所示,首先将参考激光与相邻两个梳齿的拍频同  $f_0$  信号进行混频,得到无  $f_0$  的混频信号。为了去除两个混频信号中的  $f_r$  信号,采用 DDS 对上述混频信号进行分频,DDS 的分频系数分别为  $K_1$  和  $K_2$ ,且满足  $N_1/K_1 = (N_1 + 1)/K_2$ ,此时分频后的信号中包含具有相反系数的  $f_r$  信号,两路信号再次混频并相加后,即可得到只与参考激光相关的微波频率信号。一般情况下,射频信号源或者频率计数器只接受 10 MHz 的参考信号,因此可以再通过第三个 DDS 将频率转换至 10 MHz 附近,分频系数为  $K_3$ 。因此,参考激光与产生的 10 MHz 射频信号之间的频率比值为

$$R = \frac{\nu_r}{f_{tune}} = \frac{1}{\left(\frac{1}{K_1} - \frac{1}{K_2}\right) \frac{1}{K_3}} \quad (8)$$

最后获得的射频频率  $f_{tune}$  只与参考激光相关,分频系数只与三个 DDS 的分频系数相关,并且它们都可预先精确设定。图 5 中的  $f_{tune}$  就是利用参考激光下分频的  $f_{tune}$  转换得到的。该方法获得的射频频率小于光梳的重复频率,与相邻梳齿拍频的信号也都小于重复频率,因此不需要高频探测器。

第二种光梳频率噪声免疫的参考激光分频到微波的方案如图 6(b)所示,它由纳沙泰尔大学的研究人员首次提出<sup>[95]</sup>。该方法也不依赖于光梳的频率特性,因此可以基于噪声较大的芯片光梳产生低噪声微波信号<sup>[96]</sup>。该微波信号通过探测光梳重复频率的谐波  $nf_r$

获得。为了消除  $nf_r$  信号包含的光梳  $f_r$  的频率噪声,他们将参考激光与光梳的拍频信号减去  $f_0$  信号再分频(分频数为  $N/n$ ,使分频后的信号中也含有  $nf_r$  的信号,再与  $nf_r$  混频,得到无  $f_r$  的微波信号  $f_m = n\nu_r/N$ 。一般情况下,  $nf_r$  的频率在 1 GHz 以上,而拍频与分频信号频率较低,因此  $f_m$  的频率值接近  $nf_r$ 。由于图 6(b)中的单个 DDS 不能完美地设置成  $N/n$  ( $N$  和  $n$  是任意整数),因此最后输出的微波信号中还会残余部分  $f_r$  噪声,并会产生一定的频率偏移。为了解决这个问题,2024 年,中国科学院精密测量科学与技术创新研究院将图 6 所示的两种方案结合,提出了改进方案<sup>[97]</sup>:提取参考激光与相邻梳齿的拍频信号,混频去掉  $f_0$  信号后,通过两个 DDS 进行分频,分频系数分别为  $1/(kN_1 + k - n)$  和  $1/(kN_1 - n)$ ,因此分频后信号相减得到

$$\left[ k(N_1 + 1 - n)(f_{b1} + f_0) + (kN_1 - n)(f_{b1}^* - f_0) \right] = k\nu_r - nf_r \quad (9)$$

将该信号与  $nf_r$  混频,即可得到  $f'_m = k\nu_r$ ,其中  $k$  是远小于 1 的数。该改进方案采用两个 DDS 分频,可以通过选取一组合适的分频数获得准确的  $nf_r$  成分,因此对光梳重复频率噪声的去除更加干净,产生的微波频率与参考光频之间的频率比值也更加准确。

### 3.3 光学分频性能

不论亚赫兹线宽参考激光向其他光波段分频还是向微波波段分频,都希望分频过程引入的频率不稳定性 and 不确定度远小于参考激光的频率不稳定性 and 不确定度。通常采用两套原理相同或者不同的分频器进行比对来测量分频噪声与频率不确定度。表 4 列举了不同研究机构研制的参考激光到目标激光的分频系统,及其在分频过程中引入的附加频率噪声与频率不确定度。

从表 4 可以看到:不论是基于窄线宽光梳还是光梳频率噪声免疫的光学分频,其引入的频率不稳定性 (1 s 平均时间) 能达到  $10^{-18}$  量级;两种方法结合后,频率不稳定性可以达到  $10^{-19}$  量级,不确定度能达到  $10^{-21}$  量级甚至更低。因此,光学分频引入的噪声远小于当前最优秀的亚赫兹线宽激光器或者光钟,对参考激光进行光学分频后,目标激光仍能保持参考激光的频率稳定性和精确度。

在基于窄线宽光梳的光学分频方案中,光梳需锁相于一台亚赫兹线宽的稳频激光器。这种精密光学锁相过程要求光梳的频率噪声低或者具有足够大的频率控制伺服带宽,以有效压制光梳的频率噪声。由于光波波长短,稍大的噪声就会引发跳周,极易导致锁相失效,致使系统的连续工作能力不强。而光梳频率噪声免疫的光学分频技术由于不依赖于光梳的频率特性,只需要对光梳进行粗锁定,因此长时间工作能力更强。并且,这种方案还可以基于一台光梳实现对多路参考激光的多通道光学分频,每个通道可以独立存在,互不

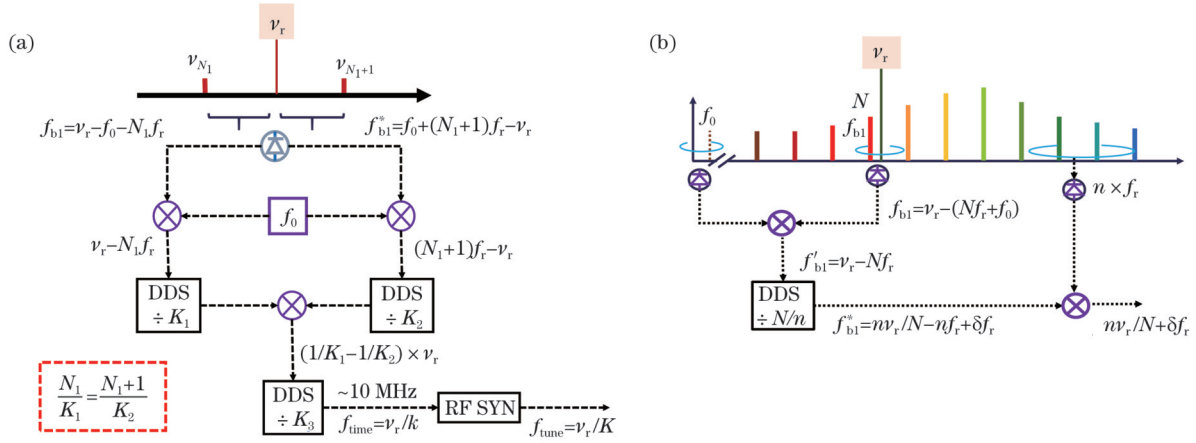


图 6 光梳频率噪声免疫的激光向微波/射频波段分频技术示意图。(a) 相邻梳齿拍频提取微波信号法; (b) 重复频率谐波去噪法  
Fig. 6 Schematics of optical-to-microwave/RF frequency division with comb frequency noise immunity. (a) Microwave generation via beat notes between adjacent comb teeth; (b) noise-canceled repetition-rate harmonic method

表 4 参考激光向其他光波段分频的附加频率不稳定性与不确定度

Table 4 Additional frequency instability and uncertainty in optical frequency division from a reference laser to other optical bands

Institute	Year	Frequency instability (1 s)	Frequency uncertainty	Method
ECNU, China <sup>[47]</sup>	2004	$2.3 \times 10^{-17}$	$1.4 \times 10^{-19}$	Narrow-linewidth Ti:sapphire comb
RIKEN, Japan <sup>[98]</sup>	2017	$5 \times 10^{-18}$		Narrow-linewidth fiber comb
NIST, USA <sup>[55]</sup>	2017	$3 \times 10^{-18}$	$1.7 \times 10^{-20}$	Narrow-linewidth fiber comb
Menlo, Germany <sup>[99]</sup>	2020	$5 \times 10^{-18}$	$5.3 \times 10^{-21}$	Narrow-linewidth fiber comb
PTB, Germany <sup>[46]</sup>	2002	$1 \times 10^{-16}$	$7 \times 10^{-19}$	Comb frequency noise immunity
NPL, UK <sup>[52]</sup>	2015	$2.6 \times 10^{-16}$	$3 \times 10^{-21}$	Comb frequency noise immunity
ECNU, China <sup>[58]</sup>	2021	$6 \times 10^{-18}$	$5 \times 10^{-21}$	Comb frequency noise immunity
ECNU, China <sup>[59]</sup>	2023	$4 \times 10^{-18}$	$3 \times 10^{-22}$	Comb frequency noise immunity
SYRTE, France <sup>[51]</sup>	2014	$5 \times 10^{-18}$		Narrow-linewidth fiber comb & comb frequency noise immunity
ECNU, China <sup>[53]</sup>	2016	$6 \times 10^{-19}$	$1.4 \times 10^{-21}$	Narrow-linewidth fiber comb & comb frequency noise immunity

干扰。

在激光向微波/射频波段分频过程中,分频特性在很大程度上受限于目标分频频率:分频至更高频率的微波信号时,通常可获得更低的分频噪声。比如:在基于窄线宽光梳的方案中,将参考激光分频到 10 GHz 引入的附加频率噪声为  $5 \times 10^{-17}$  (1 s 平均时间),不确定度为  $9.6 \times 10^{-20}$ <sup>[100]</sup>,而分频到 10 MHz 引入的附加频率噪声可以达到  $3 \times 10^{-15}$  (1 s 平均时间)<sup>[101]</sup>;利用光梳频率噪声免疫的光学分频技术将参考激光分频到 10 GHz 引入的附加频率噪声为  $1 \times 10^{-15}$  (1 s 平均时间)<sup>[102]</sup>,分频到 10 MHz 引入的附加频率噪声为  $4 \times 10^{-15}$  (1 s 平均时间)<sup>[97,102]</sup>,不确定度为  $2 \times 10^{-16}$ <sup>[103]</sup>。另外,当探测高次谐波时,易受光电探测器幅度-相位转换噪声的限制。因此,要获得低噪声的光频下转换微波信号,还需要依赖低噪声的高频探测器。光波向微波分频的关键技术与研究进展可以参考综述文献[104]。

### 3.4 光学分频的发展趋势

目前,光学分频的性能已经可以满足线宽最窄、频率最稳定激光以及精度最高光钟的应用需求,其中包括亚赫兹线宽稳频激光性能的相干性传递、光钟频率比对等。随着应用的逐渐深入,需要进一步拓展光学分频的范围,将稳频激光与光钟的优异性能拓展到涵盖真空紫外、紫外、可见光、红外、太赫兹以及微波波段,为精密光谱、授时导航、基础物理研究提供高性能的频率基准,助力相关应用实现指标升级。在扩展光谱的同时,为了保证目标激光/微波信号完全继承参考激光的频率特性,需要降低光谱扩展引入的额外的频率噪声。除了光谱扩展之外,有些应用对输出激光的频率调谐能力提出了明确要求,包括频率连续调谐范围、调谐速度等指标。另外,光学分频的实际应用还对系统的自动化控制<sup>[105]</sup>、远程控制、环境适用性提出了更高要求,以保障光学分频系统在实验室外长时间工作。未来可以结合人工智能和机器学习技术,通过内

置智能算法和传感器,使光学分频器自动调整和优化工作参数,提高测量效率和稳定性,降低对人工操作的依赖。同时,可以利用智能技术实现故障诊断和预测,提前发现潜在的问题并及时进行处理,保障系统正常运行。

目前,基于传统飞秒激光器的光学分频系统较为庞大,主要局限于实验室环境,这极大地限制了应用的拓展。近年来,基于光子芯片器件的光梳<sup>[106]</sup>成为又一个研究热点。虽然芯片光梳在频率噪声特性、梳齿功率、覆盖光谱范围等方面还不及传统的光纤光梳或者固体光梳,但它可小型化、可大批量产业化生产的优势引起了国内外的广泛关注与研究。将泵浦激光器、微腔系统、光电探测器等关键器件集成到一块厘米级芯片上,可大幅降低系统的体积、功耗与成本,为大规模应用提供可行方案。光梳频率噪声免疫的光学分频技术可在保持这些优势的同时,克服芯片光梳较高的频率噪声的影响,为芯片光梳实现低噪声、高精度光学分频提供有效途径。

## 4 结 论

本文系统综述了亚赫兹线宽稳频激光与高精度光学分频技术的研究进展,重点阐述了基于低温光学参考腔的毫赫兹线宽稳频激光、可搬运亚赫兹线宽稳频激光系统的技术路线与性能特点,详细介绍了低噪声光学分频的实现原理、系统方案与关键指标。在此基础上,对亚赫兹线宽稳频激光与光学分频技术的未来发展趋势进行了展望。

### 参 考 文 献

- [1] Dehmelt H G. *Monoion oscillator as potential ultimate laser frequency standard*[J]. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 1982, IM-31(2): 83-87.
- [2] Drever R W P, Hall J L, Kowalski F V, et al. *Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator* [J]. Applied Physics B, 1983, 31(2): 97-105.
- [3] Hough J, Hils D, Rayman M D, et al. *Dye-laser frequency stabilization using optical resonators*[J]. Applied Physics B, 1984, 33(3): 179-185.
- [4] Nakagawa K, Shelkownikov A S, Katsuda T, et al. *Absolute frequency stability of a diode-laser-pumped Nd:YAG laser stabilized to a high-finesse optical cavity* [J]. Applied Optics, 1994, 33(27): 6383-6386.
- [5] Young B C, Cruz F C, Itano W M, et al. *Visible lasers with subhertz linewidths*[J]. Physical Review Letters, 1999, 82(19): 3799-3802.
- [6] Webster S A, Oxborrow M, Gill P. *Subhertz-linewidth Nd:YAG laser*[J]. Optics Letters, 2004, 29(13): 1497-1499.
- [7] Notcutt M, Ma L S, Ye J, et al. *Simple and compact 1-Hz laser system via an improved mounting configuration of a reference cavity*[J]. Optics Letters, 2005, 30(14): 1815-1817.
- [8] Ludlow A D, Huang X, Notcutt M, et al. *Compact, thermal-noise-limited optical cavity for diode laser stabilization at  $1 \times 10^{-15}$* [J]. Optics Letters, 2007, 32(6): 641-643.
- [9] Millo J, Magalhães D V, Mandache C, et al. *Ultrastable lasers based on vibration insensitive cavities*[J]. Physical Review A, 2009, 79(5): 053829.
- [10] Stoehr H, Mensing F, Helmcke J, et al. *Diode laser with 1 Hz linewidth*[J]. Optics Letters, 2006, 31(6): 736-738.
- [11] Webster S A, Oxborrow M, Pugla S, et al. *Thermal-noise-limited optical cavity*[J]. Physical Review A, 2008, 77(3): 033847.
- [12] Leibrandt D R, Thorpe M J, Notcutt M, et al. *Spherical reference cavities for frequency stabilization of lasers in non-laboratory environments*[J]. Optics Express, 2011, 19(4): 3471-3482.
- [13] Webster S, Gill P. *Force-insensitive optical cavity*[J]. Optics Letters, 2011, 36(18): 3572-3574.
- [14] Numata K, Kemery A, Camp J. *Thermal-noise limit in the frequency stabilization of lasers with rigid cavities*[J]. Physical Review Letters, 2004, 93(25): 250602.
- [15] Kessler T, Legero T, Sterr U. *Thermal noise in optical cavities revisited*[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2012, 29(1): 178-184.
- [16] Jiang Y Y, Ludlow A D, Lemke N D, et al. *Making optical atomic clocks more stable with  $10^{-16}$ -level laser stabilization*[J]. Nature Photonics, 2011, 5(3): 158-161.
- [17] Nicholson T L, Martin M J, Williams J R, et al. *Comparison of two independent Sr optical clocks with  $1 \times 10^{-17}$  stability at  $10^3$  s*[J]. Physical Review Letters, 2012, 109(23): 230801.
- [18] Häfner S, Falke S, Grebing C, et al.  *$8 \times 10^{-17}$  fractional laser frequency instability with a long room-temperature cavity*[J]. Optics Letters, 2015, 40(9): 2112-2115.
- [19] Chen Q F, Nevsky A, Cardace M, et al. *A compact, robust, and transportable ultra-stable laser with a fractional frequency instability of  $1 \times 10^{-15}$* [J]. The Review of Scientific Instruments, 2014, 85(11): 113107.
- [20] Kessler T, Hagemann C, Grebing C, et al. *A sub-40-mHz-linewidth laser based on a silicon single-crystal optical cavity*[J]. Nature Photonics, 2012, 6(10): 687-692.
- [21] Yu J L, Häfner S, Legero T, et al. *Excess noise and photoinduced effects in highly reflective crystalline mirror coatings*[J]. Physical Review X, 2023, 13(4): 041002.
- [22] Robinson J M, Oelker E, Milner W R, et al. *Crystalline optical cavity at 4 K with thermal-noise-limited instability and ultralow drift*[J]. Optica, 2019, 6(2): 240-243.
- [23] Cole G D, Zhang W, Martin M J, et al. *Tenfold reduction of Brownian noise in high-reflectivity optical coatings*[J]. Nature Photonics, 2013, 7(8): 644-650.
- [24] Lee D, Hu Z Z, Lewis B, et al. *Frequency stability of  $2.5 \times 10^{-17}$  from a Si cavity with AlGaAs crystalline mirrors*[J]. Physical Review Letters, 2026, 136(3): 033801.
- [25] Jiang Y Y, Bi Z Y, Xu X Y, et al. *Two-hertz-linewidth Nd:YAG lasers at 1064 nm stabilized to vertically mounted ultra-stable cavities*[J]. Chinese Physics B, 2008, 17(6): 2152-2155.
- [26] Jiang Y, Fang S, Bi Z, et al. *Nd:YAG lasers at 1064 nm*

- with 1-Hz linewidth[J]. Applied Physics B, 2010, 98(1): 61-67.
- [27] Chen H Q, Jiang Y Y, Fang S, et al. Frequency stabilization of Nd:YAG lasers with a most probable linewidth of 0.6 Hz[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2013, 30(6): 1546-1550.
- [28] Li L F, Shen H, Bi J, et al. Analysis of frequency noise in ultra-stable optical oscillators with active control of residual amplitude modulation[J]. Applied Physics B, 2014, 117(4): 1025-1033.
- [29] Li Y, Lin Y G, Wang Q, et al. A hertz-linewidth ultrastable diode laser system for clock transition detection of strontium atoms[J]. Chinese Physics Letters, 2014, 31(2): 024207.
- [30] Zhang J, Shi X H, Zeng X Y, et al. Characterization of electrical noise limits in ultra-stable laser systems[J]. The Review of Scientific Instruments, 2016, 87(12): 123105.
- [31] Bian W, Huang Y, Guan H, et al. 1 Hz linewidth Ti:sapphire laser as local oscillator for  $^{40}\text{Ca}^+$  optical clocks [J]. The Review of Scientific Instruments, 2016, 87(6): 063121.
- [32] Li Y, Lin Y G, Wang Q, et al. An improved strontium lattice clock with  $10^{-16}$  level laser frequency stabilization [J]. Chinese Optics Letters, 2018, 16(5): 051402.
- [33] Jin L, Jiang Y Y, Yao Y, et al. Laser frequency instability of  $2 \times 10^{-16}$  by stabilizing to 30-cm-long Fabry-Pérot cavities at 578 nm[J]. Optics Express, 2018, 26(14): 18699-18707.
- [34] He L L, Zhang J X, Wang Z Y, et al. Ultra-stable cryogenic sapphire cavity laser with an instability reaching  $2 \times 10^{-16}$  based on a low vibration level cryostat[J]. Optics Letters, 2023, 48(10): 2519-2522.
- [35] Chen Z A, Zeng H R, Wang W W, et al. A laser with instability reaching  $4 \times 10^{-17}$  based on a 10-cm-long silicon cavity at sub-5-K temperatures[J]. Science Bulletin, 2025, 70(20): 3337-3344.
- [36] Zhu X Q, Zhai X M, Xie Y, et al. Transportable single-crystal silicon ultra-stable cavity toward space applications [J]. Optica, 2025, 12(9): 1342-1349.
- [37] Chen X T, Jiang Y Y, Li B, et al. Laser frequency instability of  $6 \times 10^{-16}$  using 10-cm-long cavities on a cubic spacer[J]. Chinese Optics Letters, 2020, 18(3): 030201.
- [38] Xiao R, Xu Y Q, Wang Y, et al. Transportable 30 cm optical cavity based ultrastable lasers with beating instability of  $2 \times 10^{-16}$ [J]. Applied Physics B, 2022, 128(12): 220.
- [39] Zhao P Y, Deng J C, Xing C W, et al. A spaceborne mounting method for fixing a cubic Fabry-Pérot cavity in ultra-stable lasers[J]. Applied Sciences, 2022, 12(24): 12763.
- [40] Schnatz H, Lipphardt B, Helmcke J, et al. First phase-coherent frequency measurement of visible radiation[J]. Physical Review Letters, 1996, 76(1): 18-21.
- [41] Udem T, Huber A, Gross B, et al. Phase-coherent measurement of the hydrogen 1S-2S transition frequency with an optical frequency interval divider chain[J]. Physical Review Letters, 1997, 79(14): 2646-2649.
- [42] Udem T, Reichert J, Holzwarth R, et al. Absolute optical frequency measurement of the cesium D<sub>1</sub> line with a mode-locked laser[J]. Physical Review Letters, 1999, 82(18): 3568-3571.
- [43] Diddams S A, Jones D J, Ye J, et al. Direct link between microwave and optical frequencies with a 300 THz femtosecond laser comb[J]. Physical Review Letters, 2000, 84(22): 5102-5105.
- [44] Hall J L. Nobel lecture: defining and measuring optical frequencies[J]. Reviews of Modern Physics, 2006, 78(4): 1279-1295.
- [45] Hänsch T W. Nobel lecture: passion for precision[J]. Reviews of Modern Physics, 2006, 78(4): 1297-1309.
- [46] Stenger J, Schnatz H, Tamm C, et al. Ultraprecise measurement of optical frequency ratios[J]. Physical Review Letters, 2002, 88(7): 073601.
- [47] Ma L S, Bi Z Y, Bartels A, et al. Optical frequency synthesis and comparison with uncertainty at the  $10^{-19}$  level [J]. Science, 2004, 303(5665): 1843-1845.
- [48] Jost J D, Hall J L, Ye J. Continuously tunable, precise, single frequency optical signal generator[J]. Optics Express, 2002, 10(12): 515-520.
- [49] Schibli T R, Minoshima K, Hong F L, et al. Phase-locked widely tunable optical single-frequency generator based on a femtosecond comb[J]. Optics Letters, 2005, 30(17): 2323-2325.
- [50] Hagemann C, Grebing C, Kessler T, et al. Providing  $10^{-16}$  short-term stability of a 1.5- $\mu\text{m}$  laser to optical clocks[J]. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 2013, 62(6): 1556-1562.
- [51] Nicolodi D, Argence B, Zhang W, et al. Spectral purity transfer between optical wavelengths at the  $10^{-18}$  level[J]. Nature Photonics, 2014, 8(3): 219-223.
- [52] Johnson L A M, Gill P, Margolis H S. Evaluating the performance of the NPL femtosecond frequency combs: agreement at the  $10^{-21}$  level[J]. Metrologia, 2015, 52(1): 62-71.
- [53] Yao Y, Jiang Y Y, Yu H F, et al. Optical frequency divider with division uncertainty at the  $10^{-21}$  level[J]. National Science Review, 2016, 3(4): 463-469.
- [54] Yao Y, Jiang Y Y, Wu L F, et al. A low noise optical frequency synthesizer at 700–990 nm[J]. Applied Physics Letters, 2016, 109(13): 131102.
- [55] Leopardi H, Davila-Rodriguez J, Quinlan F, et al. Single-branch Er: fiber frequency comb for precision optical metrology with  $10^{-18}$  fractional instability[J]. Optica, 2017, 4(8): 879-885.
- [56] Rolland A, Li P, Kuse N Y, et al. Ultra-broadband dual-branch optical frequency comb with  $10^{-18}$  instability[J]. Optica, 2018, 5(9): 1070-1077.
- [57] Benkler E, Lipphardt B, Puppe T, et al. End-to-end topology for fiber comb based optical frequency transfer at the  $10^{-21}$  level[J]. Optics Express, 2019, 27(25): 36886-36902.
- [58] Yao Y, Li B, Yang G, et al. Optical frequency synthesizer referenced to an ytterbium optical clock[J]. Photonics Research, 2021, 9(2): 98-105.
- [59] Shi H, Jiang Y, Yao Y, et al. Optical frequency divider: capable of measuring optical frequency ratio in 22 digits[J]. APL Photonics, 2023, 8(10): 100802.
- [60] Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. Observation of gravitational waves from a binary black hole merger[J]. Physical Review Letters, 2016, 116(6): 061102.

- [61] Kennedy C J, Oelker E, Robinson J M, et al. Precision metrology meets cosmology: improved constraints on ultralight dark matter from atom-cavity frequency comparisons[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(20): 201302.
- [62] Eisele C, Nevsky A Y, Schiller S. Laboratory test of the isotropy of light propagation at the  $10^{-17}$  level[J]. *Physics Review Letters*, 2009, 103(9): 090401.
- [63] Ghelfi P, Laghezza F, Scotti F, et al. A fully photonics-based coherent radar system[J]. *Nature*, 2014, 507(7492): 341-345.
- [64] Tai Z Y, Yan L L, Zhang Y Y, et al. Electro-optic modulator with ultra-low residual amplitude modulation for frequency modulation and laser stabilization[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(23): 5584-5587.
- [65] Bi J, Zhi Y L, Li L F, et al. Suppressing residual amplitude modulation to the  $10^{-7}$  level in optical phase modulation[J]. *Applied Optics*, 2019, 58(3): 690-694.
- [66] Wong N C, Hall J L. Servo control of amplitude modulation in frequency-modulation spectroscopy: demonstration of shot-noise-limited detection[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1985, 2(9): 1527-1533.
- [67] Li L F, Liu F, Wang C, et al. Measurement and control of residual amplitude modulation in optical phase modulation[J]. *The Review of Scientific Instruments*, 2012, 83(4): 043111.
- [68] Foltynowicz A, Silander I, Axner O. Reduction of background signals in fiber-based NICE-OHMS[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2011, 28(11): 2797-2805.
- [69] Parke A L, Schioppo M. Three hundred microsecond optical cavity storage time and  $10^{-7}$  active RAM cancellation for  $10^{-19}$  laser frequency stabilization[J]. *Optics Letters*, 2025, 50(10): 3405-3408.
- [70] Kedar D, Yao Z B, Ryger I, et al. Synthetic FM triplet for AM-free precision laser stabilization and spectroscopy [J]. *Optica*, 2024, 11(1): 58-63.
- [71] Hartnett J G, Tobar M E, Krupka J. The dependence of the permittivity of sapphire on thermal deformation at cryogenic temperatures[J]. *Measurement Science and Technology*, 2004, 15(1): 203-210.
- [72] Ye Y X, Sun Y L, He L L, et al. Investigation on the thermal property of a hydroxide catalysis bonded cryogenic cavity[J]. *Classical and Quantum Gravity*, 2021, 38(19): 195005.
- [73] Valencia J, Iskander G, Nardelli N V, et al. Cryogenic sapphire optical reference cavity with crystalline coatings at  $1 \times 10^{-16}$  fractional frequency instability[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2024, 95(10): 103002.
- [74] Kedar D. A fully crystal reference cavity[D]. Colorado: University of Colorado, 2023: 47-48.
- [75] Hagemann C. Ultra-stable laser based on a cryogenic single-crystal silicon cavity[D]. Hannover: Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover, 2013.
- [76] Matei D G, Legero T, Häfner S, et al. 1.5  $\mu\text{m}$  lasers with sub-10 mHz linewidth[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 118(26): 263202.
- [77] Kedar D, Yu J L, Oelker E, et al. Frequency stability of cryogenic silicon cavities with semiconductor crystalline coatings[J]. *Optica*, 2023, 10(4): 464-470.
- [78] Leibrandt D R, Thorpe M J, Bergquist J C, et al. Field-test of a robust, portable, frequency-stable laser[J]. *Optics Express*, 2011, 19(11): 10278-10286.
- [79] Leibrandt D R, Bergquist J C, Rosenband T. Cavity-stabilized laser with acceleration sensitivity below  $10^{-12} \text{ g}^{-1}$  [J]. *Physical Review A*, 2013, 87(2): 023829.
- [80] Argence B, Prevost E, Lévêque T, et al. Prototype of an ultra-stable optical cavity for space applications[J]. *Optics Express*, 2012, 20(23): 25409-25420.
- [81] Herbers S, Häfner S, Dörscher S, et al. Transportable clock laser system with an instability of  $1.6 \times 10^{-16}$  [J]. *Optics Letters*, 2022, 47(20): 5441-5444.
- [82] Jiao D D, Deng X, Gao J, et al. Highly vibration-resistant sub-Hertz ultra-stable laser passing over 1700 km transport test[J]. *Infrared Physics & Technology*, 2023, 130: 104608.
- [83] Lin X, Hartman M T, Pointard B, et al. Anomalous subkelvin thermal frequency shifts of ultranarrow linewidth solid state emitters[J]. *Physical Review Letters*, 2024, 133(18): 183803.
- [84] Cook S, Rosenband T, Leibrandt D R. Laser-frequency stabilization based on steady-state spectral-hole burning in  $\text{Eu}^{3+} : \text{Y}_2\text{SiO}_5$  [J]. *Physical Review Letters*, 2015, 114(25): 253902.
- [85] 史田田, 韩梦媛, 张佳, 等. 原子钟研究进展及性能分析 [J]. *光学学报(网络版)*, 2026, 3(1): 0102001.  
Shi T T, Han M Y, Zhang J, et al. Advances in atomic clock research and performance analysis[J]. *Acta Optica Sinica (Online)*, 2026, 3(1): 0102001.
- [86] Norcia M A, Cline J R K, Muniz J A, et al. Frequency measurements of superradiance from the strontium clock transition[J]. *Physical Review X*, 2018, 8(2): 021036.
- [87] Schioppo M, Brown R C, McGrew W F, et al. Ultrastable optical clock with two cold-atom ensembles[J]. *Nature Photonics*, 2017, 11(1): 48-52.
- [88] Yan L L, Zhang Y Y, Tai Z Y, et al. Multi-cavity-stabilized ultrastable laser[J]. *Chinese Optics Letters*, 2018, 16(12): 121403.
- [89] Loh W, Stuart J, Reens D, et al. Operation of an optical atomic clock with a Brillouin laser subsystem[J]. *Nature*, 2020, 588(7837): 244-249.
- [90] Jin W, Yang Q F, Chang L, et al. Hertz-linewidth semiconductor lasers using CMOS-ready ultra-high-Q microresonators[J]. *Nature Photonics*, 2021, 15(5): 346-353.
- [91] Jones D J, Diddams S A, Ranka J K, et al. Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis[J]. *Science*, 2000, 288(5466): 635-640.
- [92] Rosenband T, Hume D B, Schmidt P O, et al. Frequency ratio of  $\text{Al}^+$  and  $\text{Hg}^+$  single-ion optical clocks; metrology at the 17th decimal place[J]. *Science*, 2008, 319(5871): 1808-1812.
- [93] Fortier T M, Kirchner M S, Quinlan F, et al. Generation of ultrastable microwaves via optical frequency division[J]. *Nature Photonics*, 2011, 5(7): 425-429.
- [94] Telle H R, Lipphardt B, Stenger J. Kerr-lens, mode-locked lasers as transfer oscillators for optical frequency measurements[J]. *Applied Physics B*, 2002, 74(1): 1-6.

- [95] Brochard P, Schilt S, Südmeyer T. Ultra-low noise microwave generation with a free-running optical frequency comb transfer oscillator[J]. Optics Letters, 2018, 43(19): 4651-4654.
- [96] Lucas E, Brochard P, Bouchand R, et al. Ultralow-noise photonic microwave synthesis using a soliton microcomb-based transfer oscillator[J]. Nature Communications, 2020, 11: 374.
- [97] Fang P C, Cai Z D, Sun H Y, et al. Tunable optical frequency division method for ultra-stable microwave generation[J]. Optics Letters, 2025, 50(11): 3525-3528.
- [98] Ohmae N, Kuse N Y, Fermann M E, et al. All-polarization-maintaining, single-port Er: fiber comb for high-stability comparison of optical lattice clocks[J]. Applied Physics Express, 2017, 10(6): 062503.
- [99] Giunta M, Hänsel W, Fischer M, et al. Real-time phase tracking for wide-band optical frequency measurements at the 20th decimal place[J]. Nature Photonics, 2020, 14(1): 44-49.
- [100] Nakamura T, Davila-Rodriguez J, Leopardi H, et al. Coherent optical clock down-conversion for microwave frequencies with  $10^{-18}$  instability[J]. Science, 2020, 368(6493): 889-892.
- [101] Hati A, Pomponio M, Nardelli N V, et al. Radio frequency from optical with instabilities below  $10^{-15}$ -generation and measurement[J]. IEEE Open Journal of Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, 2025, 5: 127-134.
- [102] Nardelli N V, Fortier T M, Pomponio M, et al. 10 GHz generation with ultra-low phase noise via the transfer oscillator technique[J]. APL Photonics, 2022, 7(2): 026105.
- [103] Wang C Y, Shi H S, Yao Y, et al. Application of optical frequency division to radio frequency for simultaneous cancellation of the impact of laser and clock frequency noise on gravitational wave detection[J]. Photonics Research, 2025, 13(11): 3028-3033.
- [104] 姜海峰. 超稳光生微波源研究进展[J]. 物理学报, 2018, 67(16): 160602.  
Jiang H F. Progresses of ultrastable optical-cavity-based microwave source[J]. Acta Physica Sinica, 2018, 67(16): 160602.
- [105] 陈学智, 姚远, 蒋燕义, 等. 光学频率合成器的自动化控制研究[J]. 光学学报, 2019, 39(7): 0714005.  
Chen X Z, Yao Y, Jiang Y Y, et al. Automatic control of optical frequency synthesizer[J]. Acta Optica Sinica, 2019, 39(7): 0714005.
- [106] 张新亮, 赵延菁. 微腔光频梳研究进展[J]. 光学学报, 2021, 41(8): 0823014.  
Zhang X L, Zhao Y J. Research progress of microresonator-based optical frequency combs[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(8): 0823014.

## Sub-Hertz Linewidth Frequency-Stabilized Lasers and Optical Frequency Division (Invited)

Jiang Yanyi\*, Shi Haosen, Yao Yuan, Ma Longsheng

*Institute of Advanced Studies in Precision Spectroscopy Science and Technology, East China Normal University, Shanghai 200062, China*

### Abstract

**Significance** Narrow-linewidth ultra-stable lasers constitute the cornerstone of modern precision measurement systems, underpinning breakthroughs in optical atomic clocks, gravitational wave astronomy, and quantum information processing. Their unparalleled spectral purity—characterized by sub-hertz linewidths and fractional frequency stabilities—directly determines the resolution and accuracy of fundamental measurements. The current gold standard for generating such lasers involves locking a single-frequency source to the resonance of ultra-stable optical cavities using the Pound-Drever-Hall (PDH) technique, which employs optical heterodyne detection to achieve shot-noise-limited frequency stabilization.

Optical frequency division (OFD) extends this capability by enabling coherent wavelength conversion across the entire optical spectrum while preserving the original laser's coherence properties. Through photonic division of high-stability optical references, OFD systems can generate tunable outputs at any desired wavelength with additional frequency noise far below that of the optical frequency references, ensuring that the coherence and accuracy of the references are fully preserved throughout the conversion process.

These advancements collectively remove critical barriers to the widespread deployment of sub-hertz linewidth lasers in real-world applications. By enabling sub-hertz linewidth laser operation at arbitrary wavelengths, OFD technologies are now facilitating next-generation primary frequency standard and ultra-precise tests of fundamental physics—ushering in a new era of measurement science with unprecedented sensitivity and reliability.

**Progress** This paper first provides an overview of the development history of sub-hertz linewidth stabilized lasers, including how

scientists have improved laser frequency stability by reducing the sensitivity of reference cavities to vibration noise and by developing various methods to reduce the thermal noise of reference cavities. It also introduces the domestic development in this field. Subsequently, the paper introduces the research background and advancements of high-precision, low-noise optical frequency division.

In the second part of this paper, the principle of the PDH laser frequency stabilization technique is introduced, along with the impact of residual amplitude modulation on laser frequency stabilization and methods to suppress it. Then, the paper focuses on the state-of-the-art laser systems with the highest frequency stabilities and a linewidth at the millihertz level, which are realized by frequency stabilizing to the resonance of cryogenic cavities. It mainly discusses the impact of temperature stability and vibration sensitivity, the two main factors affecting laser frequency stability. Moreover, the authors introduce two main methods for achieving cryogenic temperature control. Given the application background of sub-hertz linewidth stabilized lasers outside the laboratory, the paper also introduces transportable sub-hertz linewidth frequency-stabilized laser systems, focusing on how to balance transportability and vibration insensitivity. It describes the performance of such portable sub-hertz linewidth laser systems and the design scheme of transportable, highly stable optical reference cavities. At the end of the second part, the paper looks ahead to the development trends of sub-hertz linewidth stabilized lasers, including how to further improve laser frequency stability to the  $10^{-18}$  level and the laser linewidth to below 5 mHz. The authors also prospect the development trends of transportable sub-hertz linewidth frequency-stabilized laser systems.

In the third part of this paper, the principle of optical frequency division based on narrow-linewidth optical frequency combs is introduced, including methods for dividing an optical frequency reference to other optical wavelengths and to the microwave band. Subsequently, the paper introduces the principles of optical frequency division based on the technique of comb frequency noise immunity. The paper introduces the performance of existing optical frequency dividers, including division noise and uncertainty in the optical-to-optical frequency division for each method. The paper also discusses the advantages and disadvantages of each method. Additionally, the paper briefly introduces the division noise and uncertainty in optical-to-microwave frequency division. At the end of the third part, the paper looks ahead to the development trends of high-precision optical frequency division, including expanding the spectral range of target frequency division, frequency tunability, and automatic control based on existing optical frequency division techniques, as well as the feasibility of achieving high-precision optical frequency division using chip-scale microcavity-based optical frequency combs.

**Conclusions and Prospects** In this paper, we provide a comprehensive review of the recent advancements in sub-hertz-linewidth frequency-stabilized lasers and low-noise optical frequency division. We systematically analyze the fundamental operating principles and performance characteristics of cutting-edge laser systems, including ultra-stable lasers with millihertz linewidth, compact ultra-stable portable lasers for field deployments, and advanced optical frequency dividers utilizing both narrow-linewidth optical frequency combs and innovative comb-frequency-noise suppression techniques. Through detailed comparisons of experimental results and theoretical models, we elucidate the critical parameters influencing system performance. Looking forward, we discuss prospective research directions aimed at achieving even lower frequency noise laser stabilization and optical frequency division, compact size and robust operation. The optical frequency division derived from sub-hertz-linewidth lasers or optical atomic clocks will become an indispensable and highly convenient toolset, enabling unprecedented precision in spectroscopy, gravitational wave detection, and fundamental physics tests by providing coherent laser light at any desired wavelength.

**Key words** laser frequency stabilization; optical frequency comb; narrow-linewidth laser; optical frequency division