

超稳光生微波源研究进展

姜海峰

Progresses of ultrastable optical-cavity-based microwave source

Jiang Hai-Feng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 160602 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180751

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180751>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I16>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[光梳主动滤波放大实现锶原子光钟二级冷却光源](#)

Optical frequency comb active filtering and amplification for second cooling laser of strontium optical clock  
物理学报.2018, 67(8): 080601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172733>

[锶原子光晶格钟自旋极化谱线的探测](#)

Interrogation of spin polarized clock transition in strontium optical lattice clock  
物理学报.2018, 67(7): 070601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172759>

[小型化锶光钟物理系统的研制](#)

Miniaturization of physics system in Sr optical clock  
物理学报.2018, 67(5): 050601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172584>

[铷玻色子的加载与波长相容光晶格装载实验研究](#)

Experimental research on loading strontium bosons into the optical lattice operating at the magic wavelength  
物理学报.2015, 64(13): 130601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.130601>

[基于光纤的光学频率传递研究](#)

Study of optical frequency transfer via fiber  
物理学报.2015, 64(12): 120602 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.120602>

专题: 精密测量物理

## 超稳光生微波源研究进展\*

姜海峰<sup>1)2)†</sup>

1) (中国科学院国家授时中心, 中国科学院时间频率基准重点实验室, 西安 710600)

2) (中国科学院大学天文与空间科学学院, 北京 100049)

(2018年4月20日收到; 2018年6月10日收到修改稿)

随着科技的进步以及精密测量应用技术的不断提高, 超稳微波源的稳定性和噪声水平等技术要求不断提高, 应用范围愈加广泛, 包括高性能频标研究、网络雷达研制、深空导航系统等方面. 基于超稳激光和飞秒光梳的超稳光生微波源是目前频率稳定度最高的微波频率源, 相对频率稳定度可达 $10^{-16}$  @1 s量级. 该装置也是未来频率标准(光频标)推广应用的基础, 无论是时间的产生还是绝大多数的精密测量, 都需要将光频标的输出激光变换为超稳的基带频率信号后才能够实现. 本文介绍了超稳光生微波源技术的发展、现状和应用需求. 以国家授时中心研制的国内首套超稳微波频率源技术为主线, 介绍了超稳光生微波源的原理和结构以及各组成部分的技术发展情况: 超稳激光方面, 着重介绍超稳光学腔研究和研制的进展以及 Pound-Drever-Hall 锁频技术、剩余幅度调制等噪声抑制技术; 飞秒光梳方面, 着重介绍目前最常用的掺铒光纤光梳系统的激光锁模、频率控制等技术发展; 低噪声光电探测方面, 着重介绍宽带光电探测噪声抑制技术和激光幅度噪声引起微波相位噪声的抑制技术. 最后对光生超稳微波技术进行了总结和展望.

关键词: 频率稳定度, 相位噪声, 超稳激光, 飞秒光梳

PACS: 06.30.Ft, 07.57.Hm, 42.15.Eq, 42.62.Eh

DOI: 10.7498/aps.67.20180751

## 1 引言

高稳微波频率源是许多精密测量科学研究和工程应用系统的关键部件, 是时间频率计量、导航、时间同步和通信的基石. 随着科学技术的发展, 许多前沿研究和尖端装备对微波源稳定度不断提出更高的要求, 如: 更高稳定度的频率信号可以提升量子信息系统的相干时间<sup>[1]</sup>、增强光机传感探测精度<sup>[2]</sup>和射电天文探测能力<sup>[3,4]</sup>、更好地同步大型科研装置<sup>[5]</sup>、提升雷达系统的探测距离和精度<sup>[6]</sup>.

最常用的稳定频率源是晶体振荡器, 其参考是晶体的压电和机械振动配合引起的谐振频率. 为了提高稳定度, 温补晶振 (temperature compensate crystal oscillator, TCXO) 和恒温晶体振荡器 (oven controlled crystal oscillator, OCXO) 应运而生, 采

用非接触式电极等<sup>[7]</sup>技术的最好的恒温晶振短期稳定度可以达到 $8 \times 10^{-14}$ <sup>[8]</sup>, 但是受限于材料温度系数和温控能力、电信号损耗致热等综合作用的限制, 近20年技术指标没有进一步提升.

20世纪70年代, 美国科学家率先利用低温环境腔体的微波谐振频率为参考研发了“基于超导腔体的微波源 (superconducting-cavity-stabilized oscillator, SCSO)”<sup>[9]</sup>. 90年代出现了与其类似的“低温宝石振荡器 (cryogenic sapphire oscillator, CSO)”, 澳大利亚 UWA (University of Western Australia) 研制了 $1 \times 10^{-15}$  @1 s 的频率源系统<sup>[10,11]</sup>. 该类系统需要液氮等来维持低温环境, 这引入了维持连续低温的机械振动问题或者只能间歇性工作, 低温系统的造价、维护和工作方式限制了该技术的应用推广.

本文关注的是一种基于超稳激光和飞秒光梳

\* 国家自然科学基金重大研究计划项目 (批准号: 91536217, 91336101) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: haifeng.jiang@ntsc.ac.cn

的微波源技术发展, 频率稳定度达  $6.5 \times 10^{-16} @ 1 \text{ s}$ , 是目前稳定性和相位噪声技术指标最高的频率源<sup>[12]</sup>. 20世纪90年代末超稳激光和飞秒光梳技术相继突破. 1999年, 美国NIST (National Institute of Standards and Technology) 实现了亚赫兹线宽可见激光, 频率稳定度达到  $3 \times 10^{-16}$ <sup>[13]</sup>; 2000年, 德国MPQ (Max-Planck Institute of Quantum Optics) 和美国JILA (Joint Institute for Laboratory Astrophysics) 先后实现了钛宝石飞秒光梳系统<sup>[14,15]</sup>. 很快JILA科学家就提出了利用飞秒光梳将超稳激光下变频产生超稳微波信号的设想<sup>[16]</sup>, 此后十几年超稳光生微波源开始了快速发展.

首台超稳光生微波源报道于2005年, NIST的Hollberg研究组<sup>[17]</sup>以超稳光学腔为参考, 使用钛宝石光梳将连续超稳激光的频率稳定度传递到微波频段, 研制了10 GHz的超稳光生微波源, 频率稳定度为  $3.5 \times 10^{-15} @ 1 \text{ s}$ , 相位噪声为  $-98 \text{ dBc/Hz}@1\text{Hz}$ . 2011年, 美国NIST的Diddams研究组<sup>[18]</sup>利用超稳激光和钛宝石光梳得到10 GHz的微波频率, 其频率稳定度约为  $8 \times 10^{-16} @ 1 \text{ s}$ , 相位噪声约为  $-110 \text{ dBc/Hz}@1 \text{ Hz}$ . 2016年, 法国巴黎天文台SYRTE (system of Time and Frequency Reference) 的Le Coq研究组<sup>[12]</sup>利用掺铒光纤光梳获得了  $6.5 \times 10^{-16}$  频率稳定度的12 GHz微波信号, 相位噪声约  $-105 \text{ dBc/Hz}@1 \text{ Hz}$ .

为了满足应用需求, 一些研究组在单频超稳光生微波信号后加入低噪声频率综合器, 拓展了超稳光生微波技术的应用能力. 2009年, 德国联邦物理技术研究所 (Physikalisch-Technische Bundesanstalt, PTB) 的Schnatz研究组<sup>[19]</sup>采用光纤光梳研制了9.192 GHz频率可调光生微波源, 频率稳定度约为  $1 \times 10^{-14} @ 1 \text{ s}$ ; 同年, SYRTE的Santarelli小组<sup>[20]</sup>采用类似的方法, 获得了9.192 GHz频率可调光生微波信号, 频率稳定度优于  $4 \times 10^{-15} @ 1 \text{ s}$ . 2016年, Diddams研究组<sup>[21]</sup>将频率综合输出范围拓展至5 MHz—100 GHz, 产生的微波频率信号短期稳定度达  $10^{-15} @ 1 \text{ s}$  量级.

近几年, 我国也开展了超稳光生微波源的研究和研制工作. 2017年, 中国科学院国家授时中心 (NTSC) 成功研制了超稳光生微波源系统, 产生的9.6 GHz频率稳定度达到  $3 \times 10^{-15} @ 1 \text{ s}$ , 经低噪声微波频率综合后产生的可调9.192 GHz频率稳定度约为  $7 \times 10^{-15} @ 1 \text{ s}$  和  $3 \times 10^{-15} @ 10 \text{ s}$ <sup>[22]</sup>.

超稳光生微波源主要应用于基准频标——Cs

喷泉钟<sup>[23]</sup>, 高性能喷泉钟短期频率稳定度一般受限于量子投影噪声 (由于原子样本有限造成的统计噪声) 和Dick效应 (由于本地振荡器噪声引起的钟稳定度恶化) 两个方面, 其中量子投影噪声都在  $10^{-14} @ 1 \text{ s}$  量级, 如果本地振荡器稳定度远小于量子投影噪声, 则Dick效应会被基本消除. 目前, PTB, SYRTE和NTSC均利用  $10^{-15}$  稳定度的光生超稳微波源消除了Dick效应的影响, 提升了基准钟的短期稳定度<sup>[19,20,22]</sup>. 2012年, 欧洲空间局 (ESA) 的空间冷原子微波钟 (PHARAO) 的超稳微波源由“晶振方案”改变为“光学腔方案”<sup>[24]</sup>. 我国载人航天空间站研究项目也添加了光生微波源实验方案, 用于提升空间Rb冷原子微波钟的短期稳定度性能. 未来国际标准单位 (Système international d'Unités, SI) “秒” 计量标准将由光钟重新定义<sup>[25]</sup>; 由于光钟频率标准的直接输出是超稳的单频激光信号, 因此需要利用超稳光生微波技术将其变换成基带频率信号, 进而变换成时间. 相信随着光钟技术的不断提升和“秒”定义的更新, 超稳光生微波技术的应用也会越来越广. 此外, 这种高性能的微波源亦可用于前述的其他应用, 这里不再赘述.

## 2 原理和系统构成

任何频率源的频率稳定度都是由其频率参考量决定的, 这个频率参考量可以是信号延迟和相位延迟、可以是晶体的压电和机械谐振频率、可以是腔体的谐振频率、也可以是原子谱线. 激光频率源比微波频率源的频率参考量更为稳定的根本原因是参考部件可以实现更好的环境噪声隔离. 由于激光频率比微波频率高约5个数量级, 由麦克斯韦方程出发可以推导出激光空间传递的场方程, 进而得到光场传播的径向分布尺寸与频率成反比<sup>[26]</sup>, 对于微波亦是如此, 然而由于微波场的径向尺寸太大将不可避免地与环境进行更多的能量交换, 这就从根本上限制了微波频率参考部件的噪声隔离效果.

如图1所示, 光生超稳微波源主要包含超稳激光源和频率综合器两大部分. 超稳激光源可以是超稳腔稳频激光, 亦可以是其他手段获得的超稳激光源 (烧孔激光、冷原子光钟等), 频率综合器的核心是飞秒光梳, 将超高稳定度的激光频率信号变频到微波频段.

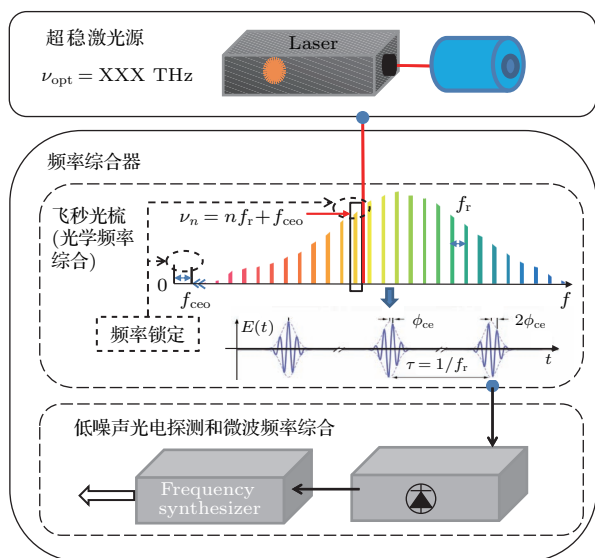


图1 光生超稳微波源结构和原理示意图  
Fig. 1. Structure diagram and schematic of ultra-stable photonic microwave source.

超稳激光的频率  $\nu_{opt}$  是系统的参考频率信号, 光学频率梳的每个梳齿的频率严格满足  $\nu_n = n f_r + f_{ceo}$ , 其中  $f_r$  是光梳重复频率,  $f_{ceo}$  是载波包络相移频率,  $n$  是一个自然数. 这时利用光梳频率控制技术, 将  $f_{ceo}$  相位锁定到固定的外参考频率, 并通过控制  $f_r$  将  $\nu_n$  相位锁定到  $\nu_{opt}$ , 则  $f_r$  信号相位与  $\nu_{opt}$  信号建立严格的对应关系, 完成近似于  $n$  倍的分频; 也就是说, 光梳的  $f_r$  重复频率稳定度复制了  $\nu_{opt}$  单频激光的稳定度. 另一种同样功效的分频方法是利用两个波长不同的超稳激光作为频率参考, 分别将两个不同的梳齿相位锁定到这两个超稳参考激光, 可以在不探测  $f_{ceo}$  情况下将激光重复频率锁定到参考激光频率, 这种方法避免了利用  $f-2f$  干涉探测  $f_{ceo}$  环节, 可以简化设计, 提高系统的可靠性, 所付代价是多了一套单频激光和锁频系统 [27].

而后利用光电探测器就可将光梳的脉冲激光信号转换为电脉冲信号, 滤波后即可获得超稳的单频微波信号. 为了满足应用需求, 单频微波往往需要进行频率综合环节, 产生所需的频率信号.

下面将分别介绍超稳激光源、飞秒光梳、低噪声光电探测和低噪声频综三个环节的研究进展.

### 3 超稳激光源

激光自诞生之日起就以其单色性好而著名, 单色性好 (即波长稳定或者线宽窄) 是等同于稳定度

高的另一种表达方式, 很早就有线宽的深入研究 (肖洛汤斯线宽) [28]. 由于激光腔的尺寸往往很小, 一般固态激光器的线宽都在兆赫兹量级, 由于单一噪声源过大, 这时噪声频谱基本符合经典分布, 利用线宽可以较好地刻画激光噪声水平. 然而, 随着稳频技术的发展, 激光的噪声被大幅抑制后, 不再符合经典分布, 线宽已不足以准确表征激光的噪声水平, 往往用频率噪声谱和频率稳定度 (Allan 方差) 来表征. 目前最为常见的超稳激光源是超稳腔稳频激光 [13]; 此外, 可以利用原子谱线为参考在腔稳频激光基础上进一步提升稳定度 [29,30].

超稳腔稳频激光的频率参考是超稳腔的谐振频率, 在激光发明不久之后就形成了关于谐振腔的完备的计算理论 [26]. 一般的光学腔由一个支撑结构上安装的 2 片高反镜组成, 为了较好地分离腔模式, 大多数情况下高反镜为一平一凹, 一般选择 TE00 模式为光学谐振腔的工作模式, 腔模式的具体计算设计方法可参考文献 [26] 或者相关的光学设计书籍.

超稳光学腔的谐振频率稳定度取决于光学腔的光学长度稳定度 ( $\Delta l/l$ ). 如前所述, 光学频率源的参考可以实现更好的噪声隔离, 为了获得更好的稳定度, 超稳光学腔均安装在真空环境内 (如图 2 所示), 外部的温度隔离层是为了阻隔辐射形式的热交换, 这种基于激光非接触式谐振频率探测的腔设计保证了环境噪声的良好隔离, 使得腔谐振频率稳定度接近物理噪声极限 (热运动引起的腔长起伏). 有时为了降低腔温度漂移敏感度, 整个腔体环境会被控制在腔的零膨胀温度点 [31].

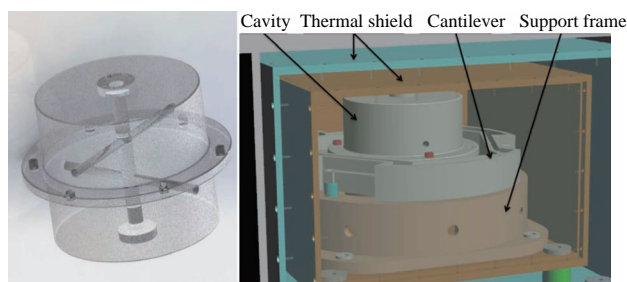


图2 超稳腔腔体及装配结构示意图 [32]  
Fig. 2. Structure and installation diagram of ultra-stable optical-cavity [32].

超稳腔稳定度最终受限于腔本身的热噪声, 该噪声的计算基于统计涨落耗散理论 (the fluctuation dissipation theorem, FDT) [33] 和引力波探测

等方面科学家的研究成果<sup>[34-38]</sup>. 美国NASA的Numata等<sup>[39]</sup> 2004年整理了理论成果并针对多种常用超稳腔加工材料进行了热噪声效应计算, 这些理论成果和计算结果成为了指导超稳腔设计重要依据. (1)式给出了腔热噪声的功率谱密度:

$$G_{\text{spacer}}(f) = \frac{4k_B T}{\omega} \frac{L}{3\pi R^2 E} \phi_{\text{spacer}}, \quad (1a)$$

$$G_{\text{mirror}}(f) = \frac{4k_B T}{\omega} \frac{1 - \sigma^2}{\pi E w_0} \phi_{\text{sub}} \left( 1 + \frac{2}{\pi} \frac{1 - 2\sigma}{1 - \sigma} \frac{\phi_{\text{coat}}}{\phi_{\text{sub}}} \frac{d}{w_0} \right), \quad (1b)$$

其中  $R$  是支撑体的半径,  $L$  为支撑体的长度,  $E$  为杨氏模量,  $\sigma$  为泊松比,  $\phi$  为损耗,  $\omega = 2\pi f$  为角速度,  $w_0$  为激光截面半径,  $d$  为镀膜厚度. 由(1)式可知超稳激光的热噪声为闪烁 ( $1/f$ ) 噪声, 对应的频率稳定度 (Allan 方差)<sup>[40,41]</sup> 为

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{2 \ln(2)}{L^2} [G_{\text{Spacer}}(f) + 2G_{\text{mirror}}(f)]. \quad (2)$$

室温下超稳腔热噪声引起的长度变化在  $10^{-17}$  m/  $\sqrt{\text{Hz}}$ @1 Hz 量级, 对于 563 nm 的激光对应的激光频率噪声在 1 Hz/  $\sqrt{\text{Hz}}$ @10 mHz 和 0.01 Hz/  $\sqrt{\text{Hz}}$ @100 Hz 量级, 噪声主要来源于超稳腔高反镜基底的热运动<sup>[39]</sup>.

ULE (ultra low expansion glass) 是美国康宁公司的一种产品, 室温下具有最低的热膨胀系数, 适合用作腔体材料. 熔融石英玻璃 (silica) 作为热噪声效应更低材料, 其室温热膨胀系数一般约为  $1 \times 10^{-6}$ , 比 ULE 高 2—3 个数量级, 需要更为良好的热隔离设计<sup>[42]</sup>. 2010年, 一种基于温度补偿思想的方法解决了 silica 镜片热敏感的问题. 如图3所示, 在 silica 镜片后部加一个 ULE 材料的加强环, 实现了温度系数和零膨胀点的调节<sup>[43]</sup>, 降低了 silica 镜片超稳腔系统的隔热设计复杂度. 目前绝大多数常温使用的超稳腔选用 ULE 腔体/ULE 镜片或者 ULE 腔体/silica 镜片组合.

超稳光学腔的热噪声贡献主要来源于高反镜的基底材料选择和镀膜. 选择合适的镜片镀膜材料也是降低热噪声的途径之一, 由于腔的谐振频率将作为频率参考, 为了获得良好的频率探测敏感度, 反射膜的反射率一般需要在 0.99999 以上. 大多数超稳腔采用  $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$  镀膜, 这种镀膜采用离子溅射工艺, 能够比较精确地调节高反膜层厚

度, 适用于从可见光到近红外的所有波长. 近年, GaAs/AlGaAs 晶体膜也被应用到超稳腔制作, 其热噪声系数比  $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$  镀膜小了近一个数量级<sup>[44]</sup>. 但由于工艺等方面的限制, 该技术目前只能制作 1  $\mu\text{m}$  (一般 1.5  $\mu\text{m}$ ) 以上波长的高反镜.

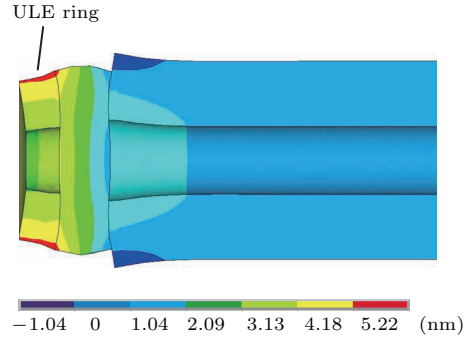


图3 带有 ULE 环的 silica 镜片结构和热变形仿真<sup>[43]</sup>  
Fig. 3. Structure and thermal deformation simulation of silica mirror with ULE ring<sup>[43]</sup>.

增大激光光斑可以利用平均效应降低热噪声效应 (见 (1b) 式和表 1), 这时需要采用半径更大的凹面镜构成腔体. 早期的凹面镜反射面的曲率半径一般为 0.5 m<sup>[42,45]</sup>, 近期很多腔镜的曲率半径提升到 1 m<sup>[32,46]</sup>. 根据计算腔镜的曲率半径增加一倍, 可以获得 10% 以上的稳定度提升. 然而, 增大曲率半径会更加容易激发高阶腔谐振模式, 进而引起腔耦合调节困难. 通过提升光斑截面的方法还有一定的稳定度提升空间, 而实现这一目标还需要克服加工困难, 美国可以加工 10 m 以上的镜片<sup>[47]</sup>.

增加长度是有效降低热噪声效应的另一个手段 (见 (2) 式). 考虑到材料、加工、腔体噪声隔离设计等方面的因素, 大多数超稳腔选用 10 cm 腔长<sup>[31,41,44]</sup>. 2015年, 德国 PTB 采用 48 cm 的超稳腔获得了室温环境下稳定度最高的超稳激光, 频率稳定度达到  $8 \times 10^{-17}$ <sup>[46]</sup>. 增加腔长除了造价高外, 还会增加腔的振动敏感度. 振动敏感度与腔的尺寸成正比, 为了降低振动敏感度, 一般通过有限元仿真的设计方法, 选取适当的腔设计和固定来降低振动敏感度 (见图 4). 大多数腔的振动敏感度在  $10^{-10}$ — $10^{-11}$ /g (g 为重力加速度)<sup>[42,48-51]</sup>, 主动隔离后可以降低到  $10^{-12}$ /g 以下<sup>[51]</sup>; 再利用外部的振动隔离可以将振动的影响控制在热噪声效应以下.

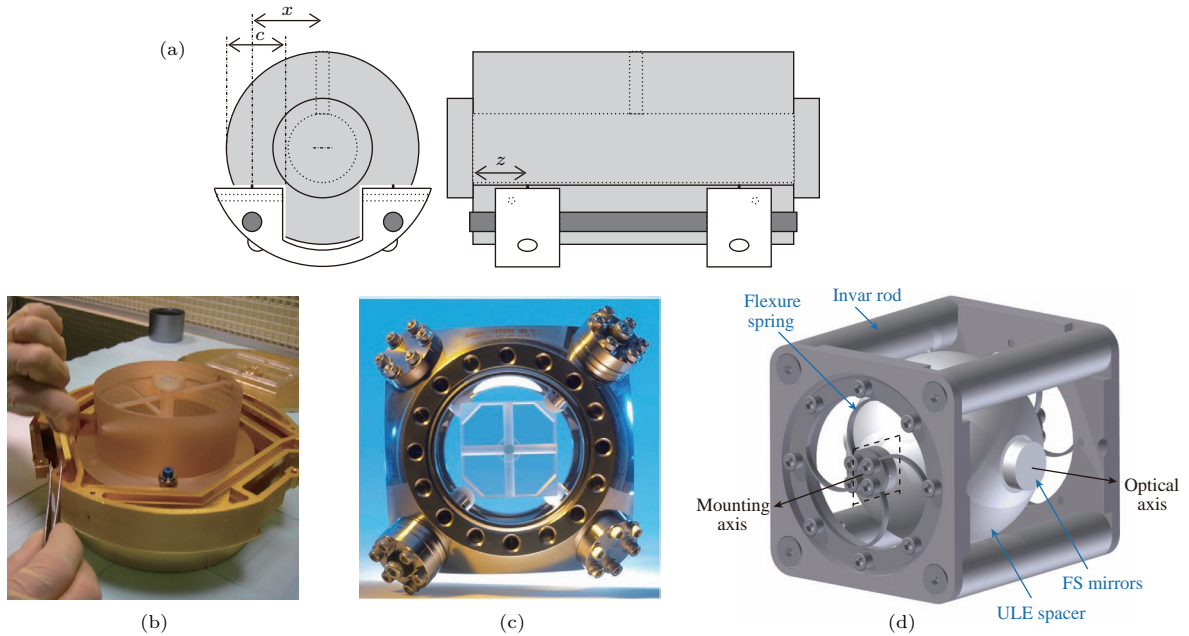


图4 超稳光学腔和安装结构 [48-51]

Fig. 4. Schematic and installation diagram of ultra-stable optical-cavity [48-51].

当然,降低热噪声最直接的方法是降低温度. 2012年,德国PTB和美国JILA合作研制的124 K温度下运行的单晶硅超稳腔稳频激光,虽然腔长只有10 cm,但稳定度达到 $1 \times 10^{-16}$  [52]. 2017年,他们利用21 cm制冷腔研制了目前最稳的激光源,稳定度达到 $4 \times 10^{-17}$  [53]. 持续工作的制冷腔需要冷媒循环,会引入难以屏蔽的振动,这使得腔设计更为困难. 2017年, JILA的4 K温度6 cm超稳腔激光系统的稳定度达到 $1 \times 10^{-16}$ ,与期望的热噪声极限 $6 \times 10^{-17}$ 尚有差距 [54].

以往的超稳腔均采用一对高反镜片,为了复用支撑结构和噪声屏蔽资源,折叠腔的结构曾被提出:不计光路倾斜引起的长度变化,则利用 $N$ 个腔镜构成的折叠式超稳腔的热噪声对应的稳定度为2镜腔的 $\sqrt{2N-3}/(N-1)$ 倍 [55]. 然而由于折叠腔需要的多组镜面不平行,腔体加工和镜片安装会有很大的困难,因此尚未被实际应用. 近期,一种思想类似但更为容易实现的方法被提出并得以实现. 将多对镜片安装到同一个腔体上,然后分别锁定不同的激光后,再将激光频率平均,产生 $\nu = \sum_{i=1}^M \nu_i / M$ 的激光,这种激光频率综合的附加噪声在 $10^{-18}$ 量级以下,可以将等效热噪声敏感度降低 $1/\sqrt{M}$ 倍 [56].

PDH锁频是成熟的超稳激光稳频技术, PDH是R. Pound, R. Drever, J. Hall三人的姓氏首字

母. 该技术起源于1946年 Pound [57]提出的微波腔稳频,后来Drever等 [58]将其应用到光频外腔稳频并得到推广. PDH锁频的基本原理是利用调制的频率信号与谐振腔相互作用,中心载波与谐振频率相近时,通过探测反射信号可以获得谐振腔内信号与调制的信号的相位比较信息,而后利用解调的方法可以获得输入频率信号与谐振频率的误差信号. PDH锁频的基本结构如图5所示,其锁频原理在参考文献 [59]中有较为详细的理论推导. PDH与其他锁频方法相比有很多不可比拟的优势. 首先, PDH锁频不受光学腔响应带宽限制,可以较好地抑制宽带频率噪声;其次, PDH的光电探测环节是差分探测,避免了光电探测环节低频噪声的影响;此外,差分探测的信号在频率锁定状态下功率接近于“零”,在大增益情况下不会引入非线性和系统偏差. 这些优点保证了电控环节具有高增益、高带宽和低附加噪声的特点,能够容易地实现激光信号紧锁在超稳腔谐振频率上,复制超稳腔的谐振频率稳定度.

由于激光相位调制过程中也会引入一定程度的幅度调制(剩余幅度调制),这个调制信号的频率与解调频率相同,最终会在误差信号端产生一个不稳定的附加信号,引起锁频系统偏差,超稳激光系统需要对剩余幅度调制进行有效抑制. 众所周知,大多数商用电光调制器(electro-optic modulator, EOM)的晶体是矩形的,激光垂直入射,这样

的EOM剩余幅度调制的根源主要有寄生腔效应和激光偏振旋转效应<sup>[60,61]</sup>. 早期一般采用以高消光比偏振片严格定义EOM输入激光偏振的方法, 减小由于入射光偏振态与EOM晶体的光轴和电场不重合引起的偏振旋转效应<sup>[62]</sup>.

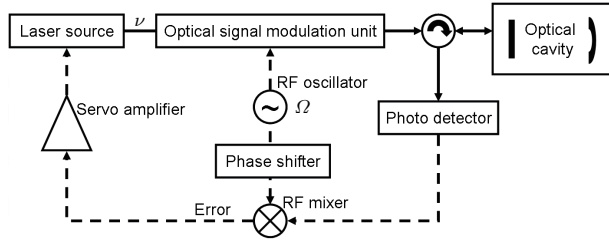


图5 PDH锁频结构示意图<sup>[62]</sup>

Fig. 5. Diagram of PDH frequency stabilization technique<sup>[62]</sup>.

2014年, JILA采用主动控制的方法, 控制反射光解调出的幅度和相位信号, 分别用于抑制寄生腔效应和偏振旋转效应, 将为了增强调制效率和便携的小型系统而采用的波导式EOM的剩余幅度调制功率降低了56 dB<sup>[63]</sup>. 如图6所示, 光电探测器PD1探测的信号用于剩余幅度调制控制, 探测器PD2用于PDH锁频和剩余幅度调制抑制环外测试; PD1探测的信号解调后同相和正交解调信号分别反馈到温度和偏振控制端用于抑制寄生腔效应和偏振旋转效应. 利用该技术, 3.5 cm光学腔系统的剩余幅度调制效应控制约为 $1 \times 10^{-16}$  (2—500 s积分时间), 21 cm硅腔系统的剩余幅度调制效应在1—1000 s积分时间内大体控制在 $3 \times 10^{-17}$ —

$1 \times 10^{-16}$  范围<sup>[63]</sup>, 7 cm长的4 K温度超稳腔系统的剩余幅度噪声效应小于 $2 \times 10^{-17}$ <sup>[54]</sup>.

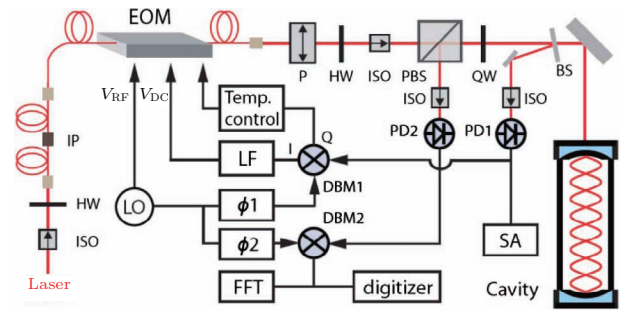


图6 主动剩余幅度调制噪声抑制实验结构<sup>[63]</sup>

Fig. 6. Experimental scheme for active control and cancellation of residual amplitude modulation<sup>[63]</sup>.

另一种更简单的方法是采用特殊设计的低剩余幅度调制EOM, 通过空间光分离的方法抑制两种造成剩余幅度的效应. 如图7所示, 低剩余幅度调制EOM其入射面和出射面设计成具有倾斜角(布儒斯特角), 激光入射后沿晶体Z轴传播, 由于自然双折射, 入射进晶体的寻常光和非寻常光在空间上分离, 这样可以极大地避免偏振旋转效应; 同时由于入射光和出射光均非垂直入射, 不会形成寄生腔. 应用该EOM的10 cm长ULE超稳腔稳频激光的剩余幅度效应在1—1000 s积分时间范围接近 $1 \times 10^{-17}$  (图7心三角), 相比于热噪声可以忽略不计<sup>[64]</sup>. 此外, 也有人采用梯形设计的EOM抑制剩余幅度调制噪声<sup>[65]</sup>.

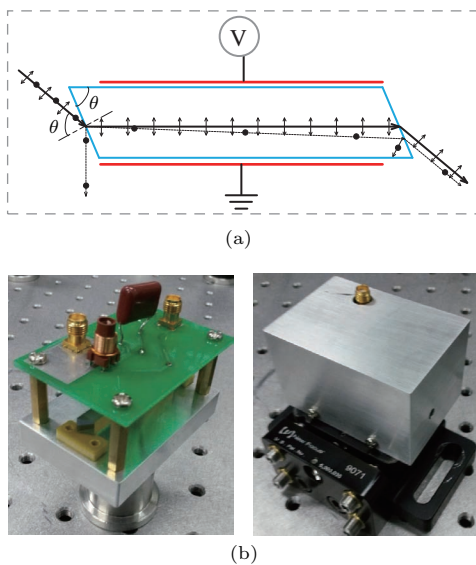
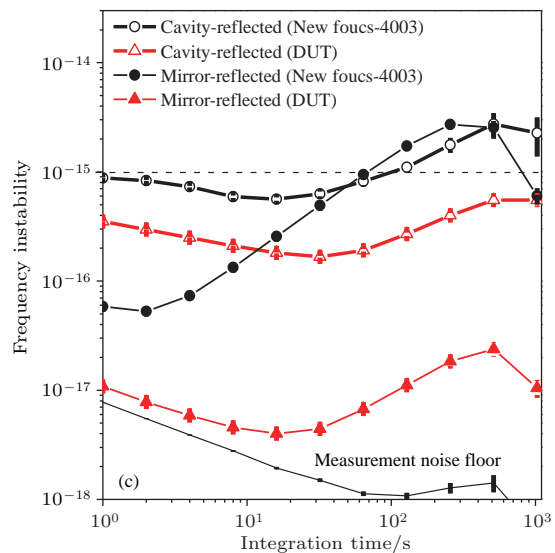


图7 低剩余幅度调制电光调制器 (a) 原理图; (b) 实物照片; (c) 实验结果<sup>[64]</sup>

Fig. 7. EOM with ultra-low residual amplitude modulation: (a) schematic of electro-optic modulator; (b) picture of EOM; (c) experimental result<sup>[64]</sup>.



为了能够获得超稳激光,除了具有上述的频率甄别和误差信号产生能力外,还需要宽带激光噪声控制能力,宽带激光频率控制能力是一些激光源所不具备的,这时可以采用激光移频控制技术,利用声光调制器控制激光频率,绝大多数光纤激光器稳频均采用了这种技术<sup>[31,32,45]</sup>.为了获得较高的功率可以采用单次通过AOM,而更多的是采用双次通过AOM方式,以获得在频率调节状态下更为稳定的激光功率<sup>[66]</sup>.

超稳激光的传递噪声抑制技术也是发挥其稳定度的必要手段,最早由华东师范大学马龙生教授在JILA完成<sup>[67]</sup>.基本原理是利用光信号往返通过传递路径并与本地参考光进行比相,而后根据测量到的相位噪声进行实时相位补偿.后来这项技术被推广应用到远程光纤频率传递,可以完成百公里乃至千公里量级的光频传递<sup>[45,68]</sup>.

为了获得稳定度更高的激光源,可以在超稳腔稳频激光的基础上以原子能级为参考进一步提升稳定度,最典型的装置就是光钟<sup>[69]</sup>.为了能够精确探测跃迁的稳定度,需要避免自发辐射能量可能引起的明显的谱线增宽,因此目前高性能的频标都是具有高性能本振源的被动型频标<sup>[29]</sup>.如图8所示,目前光钟的频率稳定度和不确定度均远优于基准频标(Cs原子喷泉钟)<sup>[69]</sup>,时间频率标准更换的讨论已经提上议事日程.一般而言,超稳激光决定了光钟的短期稳定度,由于光钟的反馈控制,从控制带宽(一般2—5 Hz,取决于光钟工作周期)开始短期稳定度符合 $1/\sqrt{\tau}$ 关系,一直降低到光钟系统的频率不确定度水平.

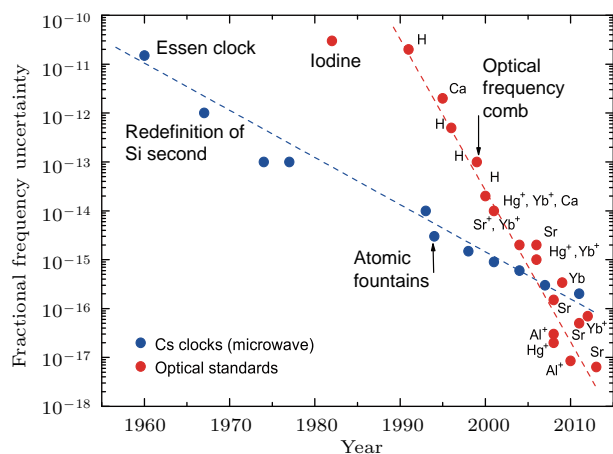


图8 原子钟频率不确定度进展<sup>[69]</sup>

Fig. 8. Frequency stability of atom clock, quoted from references<sup>[69]</sup>.

## 4 飞秒激光

飞秒光梳也称光学频率综合器,是超快和超稳激光技术结合的产物,是频率受控的飞秒锁模激光器,它的出现推动了光频测量和精密光谱学等领域的迅猛发展.早在1977年,T. Hansch在斯坦福大学研究氢原子精细光谱的过程中,提出了时域上稳定、间隔相等的脉冲信号对应稳定光学频率梳信号的思想<sup>[70]</sup>.但是由于非线性光谱展宽技术的缺失,直到20世纪末光子晶体光纤(微结构光纤)<sup>[71,72]</sup>发明后光梳才得以实现<sup>[14,15]</sup>.

锁模激光是光梳的基础,最早的光梳系统采用钛宝石锁模激光器,其锁模机理是利用钛宝石晶体的Kerr透镜效应,通过空间激光耦合选择方式,实现饱和吸收效果,从而达到锁模的目的<sup>[73,74]</sup>.飞秒激光技术的快速发展起始于钛宝石飞秒激光器的发明<sup>[73]</sup>,锁模机理一般被解释为自聚焦<sup>[75]</sup>,后来这种机制被称为克尔透镜锁模Kerr-lens mode locking (KLM),众多种类的固体激光器基本都采用这种锁模机制.事实上无论是KLM还是后面将要介绍的其他锁模机理都符合由来已久的饱和吸收理论,即通过某种选择机制将强光留在腔内并削弱弱光,使腔内激光能量不断集中,最终形成超窄的单脉冲<sup>[76]</sup>.由于空间选择方式决定了基于Kerr透镜锁模的钛宝石光梳可靠性不高,对振动等环境噪声敏感;为解决应用需求,多种基于不同锁模机理的光梳系统在较短的时间内相继发明,尤其是基于光波导的光纤光梳相比固体光梳可靠性有了很大提升.光纤光梳包括:Yb光纤光梳<sup>[77]</sup>,Er光纤光梳<sup>[78]</sup>,Tm光纤光梳等<sup>[79]</sup>.对于光生微波源系统,早期主要采用钛宝石光梳<sup>[17,18]</sup>,由于掺铒光纤光梳在可靠性方面的优势,已经成为当下的首选<sup>[12,19,29,22]</sup>.

早期的钛宝石激光系统采用多反射镜的X型折叠腔,利用多个分立元件(5个反射镜、1对棱镜)控制KLM透镜聚焦、色散控制、色散补偿,这种设计导致腔长不能太短,重复频率仅为88 MHz,通过移动棱镜调节色散可以迅速锁模<sup>[80]</sup>.事实上无论是频率测量还是微波产生应用,更高重复频率的飞秒激光比起百兆赫兹重复频率的系统都有更大的优势<sup>[81]</sup>.2004年1 GHz重复频率的钛宝石飞秒激光系统被实现,当时的系统并不稳定.如图9所示,其腔体由4个Gires-Tournois interferometer (GTI)

镜和啁啾镜组成<sup>[82,83]</sup>. 这种循环腔非常稳定, 直到现在仍被广泛采用.

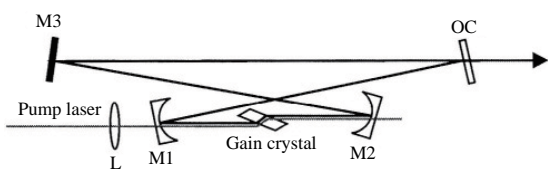


图9 4镜固体飞秒激光腔

Fig. 9. Four-mirror femtosecond laser cavity.

通过优化参数, 2006年1 GHz的钛宝石激光器实现了直接输出倍频程光谱, 如图10所示, 其构建的光梳系统省略了关键的非线性光谱展宽环节<sup>[84]</sup>. 后来直接倍频程钛宝石激光系统的重复频率提升到近5 GHz, 由于倍频程光谱的质量与光纤展宽相比效率有明显差距, 后续研究没有引起更多的关

注. 目前为止, 重复频率最高的固体激光器是NIST 2009年报道的10 GHz钛宝石光梳<sup>[85]</sup>. 现在, 最通用的钛宝石光梳系统是基于1 GHz重复频率飞秒激光的光梳, 并可以购买到商用产品.

不同于固体飞秒激光, 光纤飞秒激光的光学腔设计更为灵活, 有多种锁模机制可选, 包括非线性偏振旋转锁模 (nonlinear polarization rotation, NPR)、非线性放大环形镜锁模 (nonlinear fiber or amplifier loop mirror, NALM)、饱和吸收体锁模 (半导体饱和吸收镜 semiconductor saturable absorber mirror, SESAM, 碳纳米管 carbon nanotube, 石墨烯 graphene 等). 掺铒光纤飞秒激光由于直接覆盖通信波长, 在材料和器件选择上具有不可比拟的优势, 构建的系统具有最高的可靠性, 是室外和空间等应用的首选<sup>[86-88]</sup>.

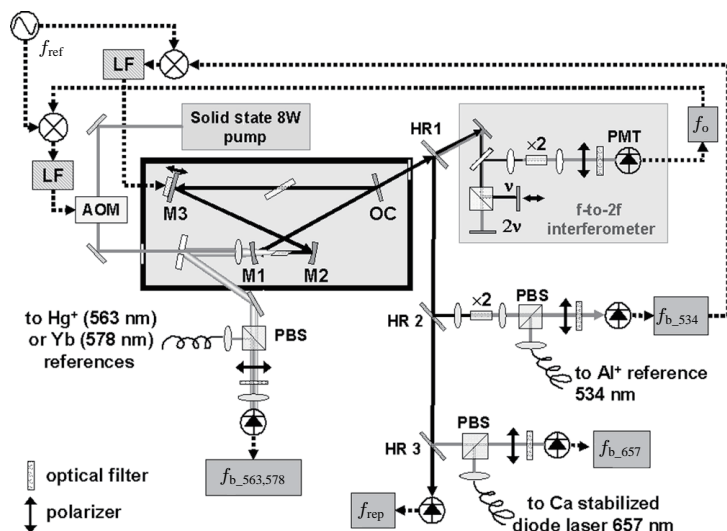


图10 1 GHz 钛宝石光梳系统, 连接了 Ca, Yb, Hg<sup>+</sup>, Al<sup>+</sup> 光频标<sup>[84]</sup>

Fig. 10. Ti:sapphire laser with arepetition rate 1 GHz, connected the four current optical-clock standards including Ca, Yb, Hg<sup>+</sup>, Al<sup>+</sup> <sup>[84]</sup>.

NPR 掺铒光纤激光器是早期应用最广泛的光纤激光器, 其锁模原理是激光在非保偏光纤中传播时, 由于光纤的Kerr效应导致激光产生与强度相关的非线性偏振态变化, 当选择合适偏振态时, 可以产生饱和和吸收作用使激光脉冲宽度窄化, 形成超窄的稳态脉冲<sup>[89]</sup>. NPR锁模激光器的基本结构如图11所示, 包括增益光纤、偏振调节部件、偏振选择器件和激光隔离器 (确保激光单向运行). 该类型激光器能量转化效率高 (一般几十到过百毫瓦, 是抽运激光的10%—20%), 输出脉冲窄 (一般小于100 fs), 激光噪声低; 然而, 由于采用非保偏光纤,

系统环境敏感性较高, 温度变化、光纤振动或光纤弯折等扰动都会破坏非线性偏振旋转效应对激光偏振态的旋转, 导致锁模状态改变或锁模状态消失. 该类激光器可靠性不高, 适用于环境较好的实验室; 由于其良好的噪声性能, 这种锁模激光是当前光生微波系统采用最多的激光源.

NALM锁模激光器是由NOLM (nonlinear optical loop mirror) <sup>[90]</sup> 光学开关结构发展而来<sup>[91]</sup>, NALM在NOLM结构中引入增益环节增强了非线性效果, 实现了激光锁模<sup>[92]</sup>. 如图12所示, NALM锁模腔结构有8字和9字两种<sup>[93]</sup>, 激光在 Sagnac

环内出口处由于干涉的作用会产生与相位相关的干涉, 在非线性光电 (Kerr) 效应的作用下, 这种干涉会对输入激光的强度产生饱和和吸收效果, 进而形成锁模. 对于双向传递速度完全对称的 Sagnac 环, 会形成全反射, 对相位移动不敏感, 不利于产生饱和和吸收效果; 因此, 后来一般在 Sagnac 环内插入非

互易移相器 (见图 12(c)) 将 NALM 输出调节到非线性相移最敏感区 [94]. 这种锁模机制的最大优点是可以采用全保偏光纤构建系统, 系统稳定性和可靠性较高. 早期系统采用 8 字形结构较多, 由于 9 字结构的激光效率和结构更为简单, 所以越来越多地被采用 [95].

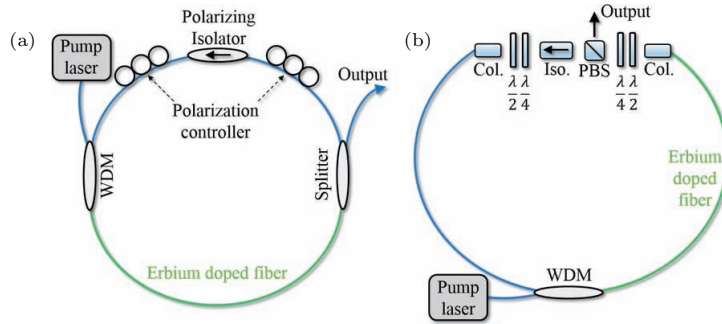


图 11 NPR 锁模掺铒光纤激光器 (a) 全光纤结构; (b) 非全光纤结构 [89]

Fig. 11. NPR mode-locked erbium fiber oscillator: (a) All-fiber structure; (b) modified NPE laser design that uses free-space optics [89].

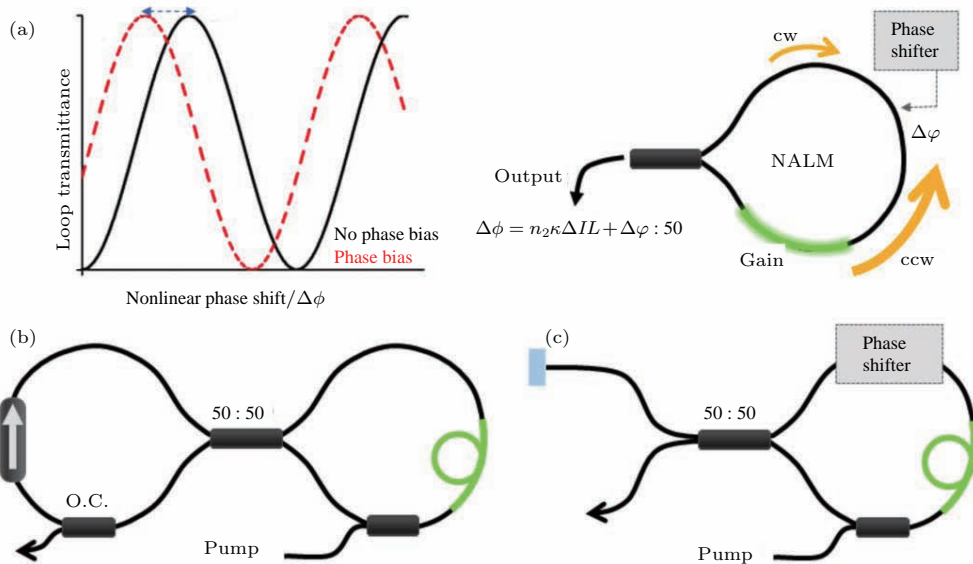


图 12 NALM 锁模 (a) 原理; (b) 8 字形 NALM 锁模激光结构; (c) 9 字形 NALM 锁模激光结构 [93]

Fig. 12. NALM: (a) Principle of the NALM; (b) typical implementation of the figure-of-8 laser; (c) typical implementation of the figure-9 laser [93].

与 NPR 锁模机制相比, NALM 的功率效率较低, 输出功率也较低 (一般只有几个毫瓦, 小于抽运激光功率的 5%), 噪声相对较高; 但 NALM 锁模激光器在良好的参数控制下能够可靠地自启动, 并具有不错的噪声性能, 是空间光梳应用的首选方案. 如图 13 所示, 负责欧洲空间光钟 (SOC) 计划“空间光频梳”研制的德国 MPQ/Menlo 采用全保偏光纤“9”字形 NALM 锁模激光, 该系统曾在

2015 年 4 月和 2016 年 1 月两次通过了火箭发射实验 [88]. 近期负责我国载人航空气空间站项目的空间光梳研制单位 NTSC 也采用全保偏光纤 NALM 结构实现了即插即用的掺铒光纤飞秒激光器. 不同于 MPQ/Menlo 系统环形臂“非互易移相器”设计, NTSC 系统利用直线臂偏振干涉“非互易移相器”, 激光的直接输出光谱宽度达到 60 nm, 不低于一般的 NPR 系统 (见图 13); 光谱宽对应的激光脉冲窄,

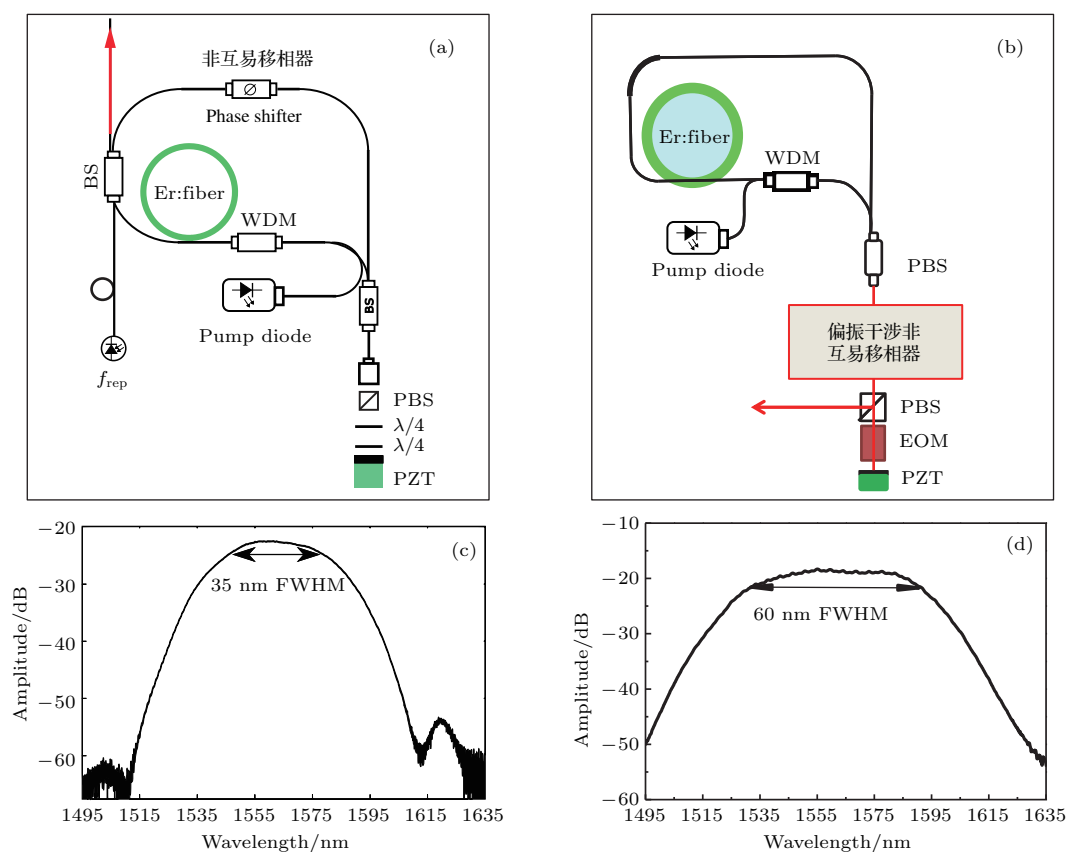


图 13 MPQ/Menlo 和 NTSC “空间光频梳” 用飞秒激光 (a), (c) MPQ/Menlo 结构和输出光谱 [88]; (b), (d) NTSC 结构和输出光谱 (该结果未正式发表)

Fig. 13. Femtosecond lasers produced by MPQ/Menlo and NTSC: (a), (c) Structure and output spectrum of MPQ/Menlo’s optical frequency comb [88]; (b), (d) structure and output spectrum of NTSC’s optical frequency comb (the result were not officially released).

便于利用非线性效应扩展光谱。

饱和吸收体锁模是通过在腔内插入饱和吸收体产生激光饱和吸收效应的锁模机制, 不仅可以应用到光纤激光锁模 [86], 也可以应用到固体激光锁模 [96]; 由于饱和吸收体的响应速度比非线性光电效应 (Kerr 效应) 慢, 使得激光能量更容易聚集而产生锁模, 但激光脉冲较宽 (一般在几百飞秒甚至皮秒量级)、噪声也相对较高。用于激光锁模的饱和吸收体很多, 包括传统的半导体饱和吸收镜 SESAM [97]、碳纳米管 [98]、石墨烯 [99]、拓扑绝缘体 ( $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  和  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$ ) [100,101] 其中应用 SESAM 锁模最多。半导体材料对激光波长的吸收主要取决于材料价带与导带之间的禁带宽度, 目前所用的半导体饱和吸收体主要是以对可见光和红外波段有较大吸收的 III-V 族半导体材料制成。SESAM 是将半导体可饱和吸收体与反射镜结合的锁模器件, 一般利用分子束外延 (molecular beam epitaxy, MBE) 技术依次将半导体布拉格反射镜、可饱和吸收材料

和反射镜生长在 GaAs 衬底上。布拉格反射镜与上层的反射镜之间形成 Fabry-Perot (F-P) 腔, 可饱和吸收体的厚度和反射镜的反射率决定着 SESAM 的工作参数。SESAM 从饱和状态重新回到可饱和吸收状态所持续的时间一般在皮秒或纳秒量级, 这导致 SESAM 的锁模激光器直接输出脉冲宽度一般相对较宽, 但通过合理的设计在自相位调制等多重效应的综合作用下能够实现比相应速度低得多的锁模激光输出 [86,93]。基于 SESAM 的掺铒光纤飞秒激光器光学腔结构有直线和环形两种, 除增益光纤外, 激光腔内只需要 SESAM 和波分复用器两个器件, 是结构最简单的锁模激光器。如图 14 所示, 通过将 SESAM 做光纤耦合封装, 实现激光器的全光纤结构设计, 并且可用全保偏光纤, 这样激光器的环境敏感度大大降低 [102]。尽管该类激光器的噪声相对前两种锁模技术更大, 但是随着锁模技术的发展, 此类锁模激光依然凭借可靠性优势成为应用型光梳的选择 [86]。

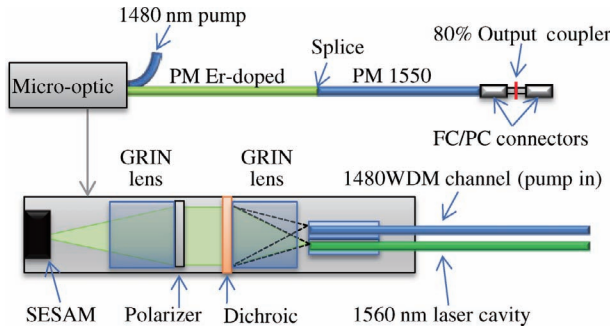


图 14 基于 SESAM 的室外应用掺铒光纤飞秒激光 [102]  
Fig. 14. Erbium fiber oscillator applied to outdoor based on SESAM [102].

为了综合多种锁模机制的优点,混合锁模技术也被多次应用. NPR-SESAM 混合锁模基本逻辑是以 SESAM 为辅助锁模手段,起到激光能量聚集的目的,激发更为快速的 NPR 锁模 [103–105]; 锁模后 NPR 机制起主要作用, SESAM 机制也起到了消除激光脉冲尾翼的效果. NPR-NALM 混合锁模则以 NALM 为辅助锁模手段 [106]. 尽管上述系统起到了增强低噪声 NPR 锁模能力的效果,但由于 NPR 机制必须要采用非保偏光纤,导致其环境适应能力的提升仍然有限,无法与采用全保偏光纤的 NALM 和 SESAM 锁模系统相比.

### 5 飞秒光梳频率控制

控制飞秒激光的重复频率  $f_r$  和载波包络相移频率  $f_{ceo}$  的前提是能够探测到其信号. 重复频率的探测比较简单,只要将飞秒激光信号入射到光电探测即可以获得相应的电脉冲,包含重复频率及其一

系列的谐波  $nf_r$ .  $f_{ceo}$  的探测较为复杂,一般利用  $f-2f$  干涉法进行测量. 如图 15 所示,通过将低频部分的飞秒激光信号  $f_r + f_{ceo}$  2 倍频后与高频部分的信号  $2f_r + f_{ceo}$  进行拍频即可获得  $f_{ceo}$  频率信号. 对于掺铒光纤飞秒光梳产生超连续的部分是高非线性光纤 (highly nonlinear fiber, HNLF), 对于  $1 \mu\text{m}$  以下的短波长激光一般采用光子晶体光纤 (photonic crystal fiber, PCF). 由于 HNLF 与一般光纤的孔径差距不太大,可以直接与单模通信光纤熔接,使得系统更为可靠,这也是掺铒光纤光梳的一大优势.  $f-2f$  干涉结构有非共线、半共线和共线三种方式. 早期均采用非共线方式,这种方式利于调节,可以方便地优化干涉信号强度,但是由于线路噪声不共模,这种方式的环外噪声水平相对较高. 共线模式需要将长波和短波激光脉冲通过色散调节的方式使其在探测端较好地重叠,全部线路噪声均为共模噪声,因此对环境噪声最不敏感,是现在采用最多的结构. 利用  $2f-3f$  干涉亦可以实现  $f_{ceo}$  探测,其优点是超连续光谱不用达到倍频程 [107]. 此外,采用激光差频技术可以消除  $f_{ceo}$  频率分量,其过程是通过高频孤子与低频孤子进行非线性频率差频变换消除  $f_{ceo}$  频率 [108].

重复频率的控制是通过控制光学腔的光学长度实现的,较大范围的调节一般利用压电陶瓷进行机械尺度调节实现;大调节范围压电陶瓷 (piezoelectric transducer, PZT) 的控制带宽往往只有 1–10 kHz,为了消除高频噪声,需要更为快速的频率控制手段. 2005 年, JILA 科学家率先利用腔内 EOM 实现宽带光梳频率控制,其结构如图 16 所示,

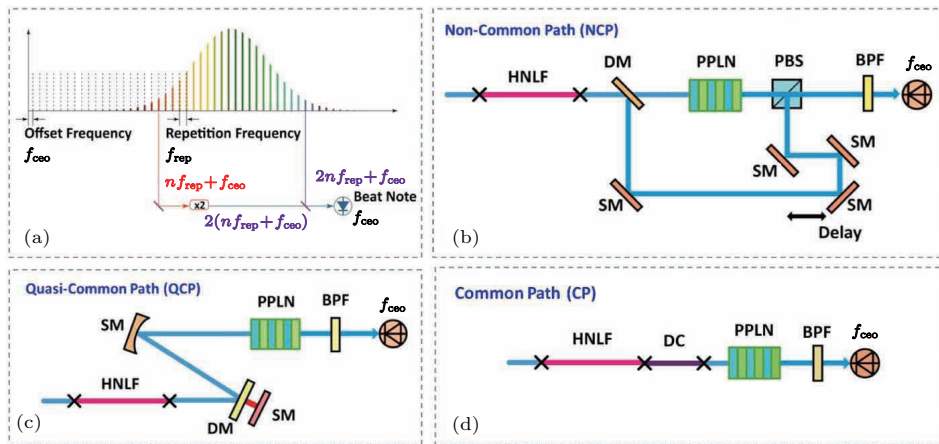


图 15  $f_{ceo}$  频率信号探测原理 (a) 和结构 (b), (c), (d) [93]

Fig. 15. Principle of detecting the  $f_{ceo}$  signal (a) and diagram of experimental device (b), (c), (d) [93].

其控制带宽达到 230 kHz; 但是 EOM 控制范围很小, 长时间重复频率锁定需要同时控制 PZT 以补偿大范围频率漂移 [109]. 由于电光效应速度极快, EOM 的控制带宽可以很容易地提升到 MHz 量级, 近年来的掺铒光纤光梳基本都配备了腔内 EOM, 该技术甚至是一些商用系统的可选项 [110,111]. 在高抽运的 NPR 系统中, 抽运功率也可以作为重复频率的有效控制手段, 其频率控制敏感度甚至远大于对  $f_{ceo}$  的频率控制敏感度 [112,113].

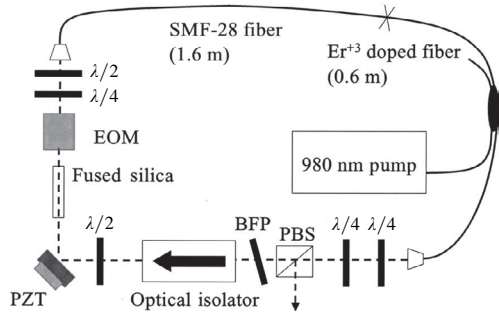


图 16 带有腔内 EOM 的掺铒光纤飞秒激光 [109]

Fig. 16. Erbium fiber oscillator with intracavity EOM [109].

$f_{ceo}$  频率代表着激光群速度和相速度的失配程度, 其控制方法是调节等效色散参数, 一般通过抽运电流来实现 [109–112]. 一种比较新型的 NPR 宽

带频率控制方法是利用整个光纤谐振腔的双折射效应, 采用特殊电光调制器调节光偏振, 控制  $f_{ceo}$ , 实现了宽带大范围控制, 较以往的宽带频率控制方式, 控制范围有大幅提高 [106,113]. 这种通过控制偏振态的调节方式也可以用于重复频率控制, 在相同的晶体设计情况下, 频率控制敏感度有近百倍的提升 [106]. 通过声光调制器对激光频率移频亦是一种可选的  $f_{ceo}$  频率宽带控制方法, 由于是腔外补偿,

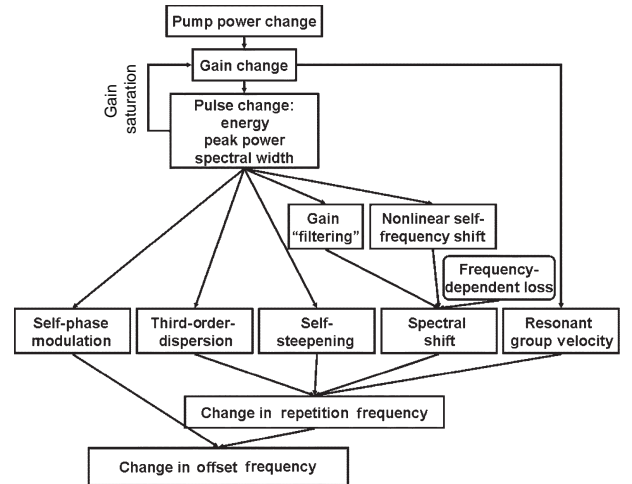


图 17 掺铒光纤飞秒激光抽运功率调节的物理机制 [115]

Fig. 17. Basic overview of pump power change [115].

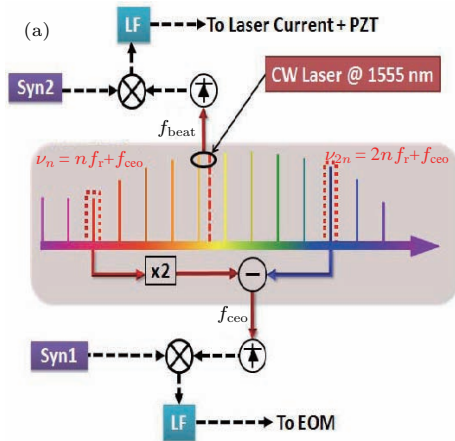
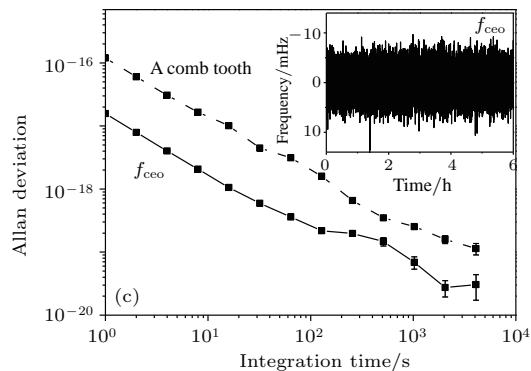
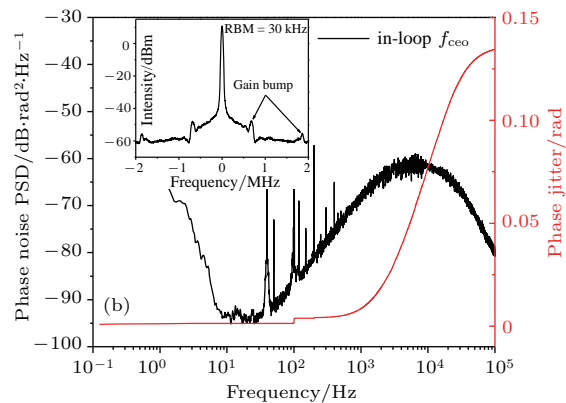


图 18 光梳环内频率控制能力测试实验示意 (a) 和测试结果 (b), (c) [113]

Fig. 18. Experimental setup for intra-annular frequency control test (a) and test result (b), (c) [113].



该方法对重复频率没有耦合, 有利于频率控制<sup>[114]</sup>. 这种方法的缺点是功耗大, 调节范围小, 还会引入很多光谱分量使光梳信号纯度恶化.

光纤腔内的作用机制比较复杂, 抽运功率的变化就会引起多种效应并表现为光梳频率变化(见图 17); 任何腔内参数的变化一般都会导致  $f_r$  和  $f_{ceo}$  频率变化<sup>[115]</sup>. 频率控制方案的关键是选择敏感系数高并且耦合系数小的频率控制组合.

评估光梳频率控制效果的技术参数有相位噪声谱密度、相位抖动和稳定度. 噪声谱密度  $S(f)$  一般利用动态信号分析仪基带电压信号进行傅里叶分析获得, 其单位为  $V^2/Hz$ ; 相应的相位噪声谱是将光相位信息通过相位比对的方法变频并测量获得的, 单位变成  $rad^2/Hz$  (双边带). 相位抖动 (phase jitter) 则通过积分和开方计算获得  $\sqrt{\int_{f_l}^{f_h} S(f)df}$ , 其单位为  $rad$  (弧度), 一般而言光梳的光频环内相位抖动小于  $1 rad$ . 稳定度则是通过归一化的多种方差表述 (Allan deviation, modified Allan deviation), 不同的方差对不同的噪声敏感度不同<sup>[40]</sup>, 相同的信号用不同的频率计数器<sup>[41]</sup>、不同的方差计算会产生几个数量级的差异, 目前频率控制较好的光梳的相对频率稳定度一般在  $10^{-17} - 10^{-18}@1 s$ . 图 18 是一种带有宽带频率控制部件光梳的频率控制测试方法和结果.

## 6 低噪声光电探测和微波频率综合

光电探测的功能是将光梳的脉冲光信号转换为电信号, 由于频率大幅降低, 这部分引入的噪声对频率信号稳定度影响尤为显著, 因此探测激光脉冲信号的高次谐波, 有助于获得更好的稳定度指标. 光电探测部分有两大主要噪声效应, 一个是光功率起伏导致的电信号相位噪声, 一个是宽带包括热电阻噪声和散弹噪声在内的宽带探测噪声.

光功率起伏到电信号相位的转化的根源是光电探测器的饱和效应. 由于载流子的导出速度有限, 在激光强度较大的情况下存在非线性载流子延迟, 进而导致电脉冲的中心随着光脉冲强度的增加而延后, 电脉冲对应频率信号的相位也会产生延迟. 当光电管饱和时, 电脉冲会随着光功率的增长而产生明显的相位延迟(图 19).

由于探测的是高次谐波 (10 GHz), 因此问题的关键变成如何选取对光功率到微波相位转换率低的工作点. 如图 20 所示, 在一些工作点上幅度到相位的转换系数  $\alpha$  接近零. 当然, 处于非饱和状态的光电管更容易在大范围内具有较低  $\alpha$  系数, 因此采用高饱和功率光电管, 在不考虑寿命的情况下加大的偏置电压有助于获得较低的  $\alpha$  系数. 为了获得较低的光电转换相位噪声, 一般通过控制工作点, 以保证光电转换环节具有很小的幅度相位转化率<sup>[12,18]</sup>.

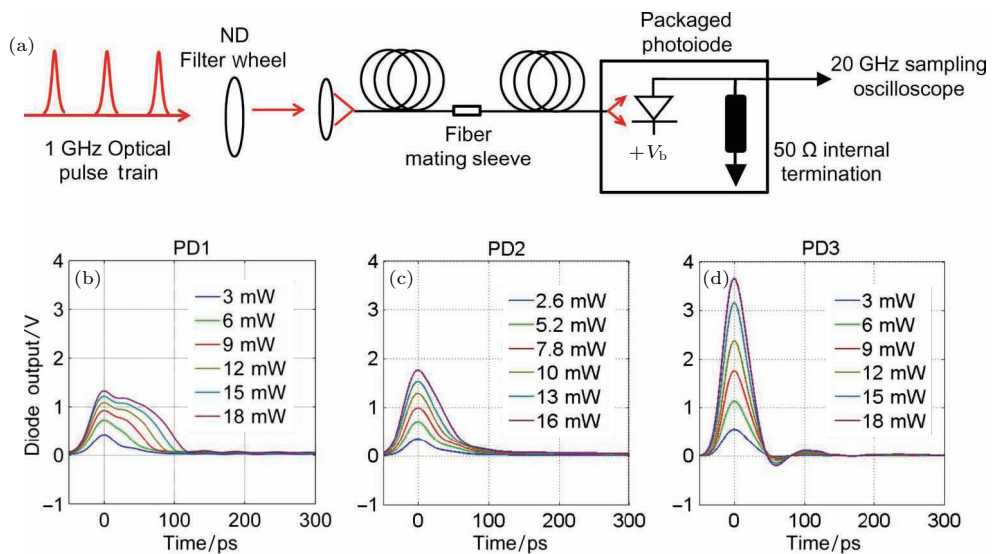


图 19 不同光功率下光电转换时域信号的变化 (a) 测试示意图, (b), (c), (d) 三种不同光电探测器的测试结果<sup>[116]</sup>

Fig. 19. photovoltaic conversion signal under different optical powers: (a) Measurement setup; (b), (c) (d) test result<sup>[116]</sup>.

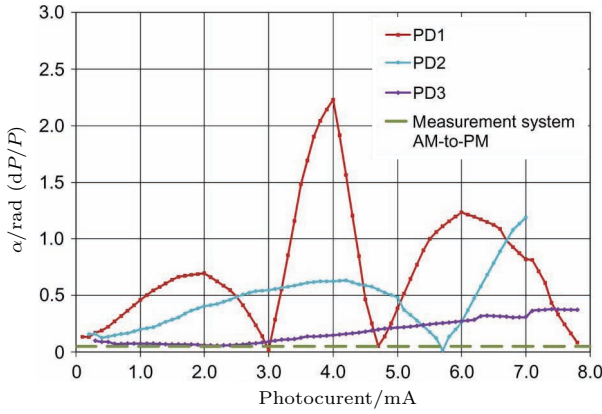


图 20 不同光电流条件下光电转换时功率相位转化系数 (对应图 19 的三种情况) [116]

Fig. 20. AM-to-PM coefficient under different photocurrent corresponding to Fig. 19 [116].

宽带探测噪声的抑制是光电探测环节的另一个重点, 其核心是增强信号噪声比. 宽带探测噪声主要电阻热噪声 (Johnson noise) 和散弹噪声 (shot noise) 两种. 热噪声是由于载流子通过热电阻产生的噪声, 双边带噪声谱功率密度为  $4k_BTR(V^2/Hz)$ , 其中  $k_B$  是玻尔兹曼常熟,  $T$  为以开尔文为单位的温度,  $R$  为 50 欧姆 [117]. 散弹噪声是光电探测环节的另一个基本噪声, 其双边带噪声谱密度为  $2eI_s(A^2/Hz)$ , 其中  $e$  是电子电荷,  $I_s$  是光电流. 若简单地假设上述噪声功率平均的转化为微波的相位噪声和幅度噪声, 且光电转换效率为 1 mW/mA, 则单边带光电探测宽带噪底为 [118]

$$L(f) = 10 \log \left( \frac{eI_sR + 2k_B T}{4P_0} \right) \approx -177 - 10 \log \left( P_0 + \frac{P_0}{I_s} \right) \text{ [dBc/Hz]}, \quad (3)$$

其中  $P_0$  是单位为 mW 的光功率,  $I_s$  单位为 mA. 在光电探测器未饱和时,  $P_0$  与  $I_s$  成正比; 当光电管饱和时,  $I_s$  基本保持不变. 因此可知, 在光电管饱和之前采用尽可能大的激光功率有助于提升信噪比. 事实上, 如图 19 (a) 所示饱和效应的作用时间很短, 主要与单脉冲的载流子数量有关, 由于产生的微波信号 (9—12 GHz) 的频率常常远高于激光

重复频率 (一般不高于 250 MHz), 因此可以通过倍增脉冲, 并保证脉冲相位与所产生的微波信号相位相符, 既可以高效地降低饱和光功率并提升信噪比. 频率倍增的方法有两种, 一种是利用超短 F-P 腔进行光学模式滤波, 这种技术也被用来研制更高重复频率的天文光梳, 能产生重复频率高达 25 GHz 的光梳 [119]. 这种方式的缺点是控制复杂, 控制过程中有新噪声引入, 光功率损耗高; 优点是激光信号依然严格符合光梳的光学频率特征. 另一种方法较为简单, 如图 21 所示, 利用级联的 MZI (mach-Zehnder interferometer) 可以将激光脉冲功分后, 在控制时延的条件下进行合并, 每经过一级 MZI 可以将单位时间内脉冲数量增加 2 倍 [118,120]. 这种方式的优点是光功率损耗小、结构简单、没有主动控制噪声引入.

如图 22 所示, 利用 250 MHz 光梳产生 10 GHz 微波频率的实验中, 引入 MZI 倍增激光脉冲将激光饱和功率提升超过 10 dB, 微波功率提升超过 20 dB, 微波宽带噪底下降了超过 10 dB. 当然如果能够采用更为高速而且饱和功率更高的光电探测器可以等效地提升这些指标. 事实上, 光电探测器件和材料科学也在不断发展, 在光电探测器件和材料性能提升的基础上 [121], 配合频率倍增技术, 宽带频率噪底可以被抑制到优于 -170 dBc/Hz 水平 [12].

在高光电流的工作模式下, 散弹噪声远大于电阻热噪声, 是光电探测的主要噪声源. 事实上, 在超短脉冲光的作用下, 光电流分布不均匀, 也导致了散弹噪声的能量分布也不平均, 其主要能量都集中在幅度轴而非相位轴, 在这种情况下 (3) 式应改为

$$L(f) \approx -177 - 10 \log \left( P_0 + \frac{P_0}{I_s} \eta \right) \text{ [dBc/Hz]}, \quad (4)$$

其中  $\eta$  是由于电流分布产生的相位噪声压缩系数. 这种相位噪声压缩效应为获得超低相噪光生微波

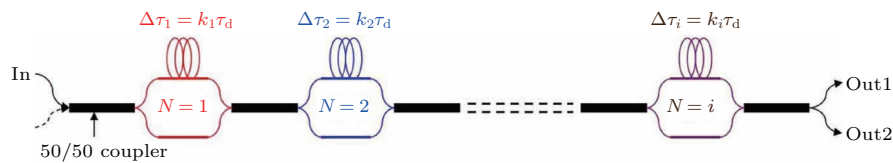


图 21 级联的光纤 MZI 脉冲倍增结构,  $\tau_d$  是目标微波周期,  $k_1—k_i$  为自然数, 为保证激光脉冲不干涉  $k_1—k_i$  数值需合理选择 [118]

Fig. 21. Scheme of the fiber-based cascaded MZI, where  $\tau_d$  is the period of the desired frequency signal, and  $k_1, k_2,$  and  $k_i$  are integers,  $k_1—k_i$  should be properly chosen for no pulse overlapping happen [118].

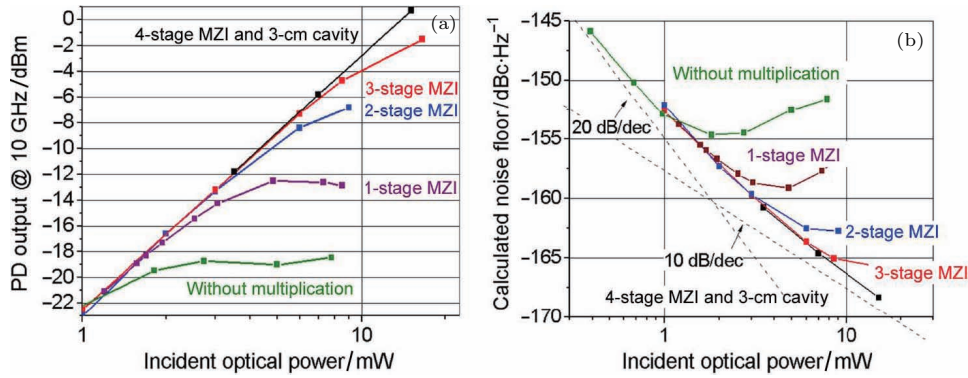


图 22 MZI 脉冲倍增提升光电探测器饱和功率实验结果 (a) 输入光功率与输出微波功率的关系; (b) 输入光功率与探测噪声的关系 [118]

Fig. 22. The improvement in 10-GHz power output from the photodiode for different FP and MZI configurations (a) and the expected noise floors (b) [118].

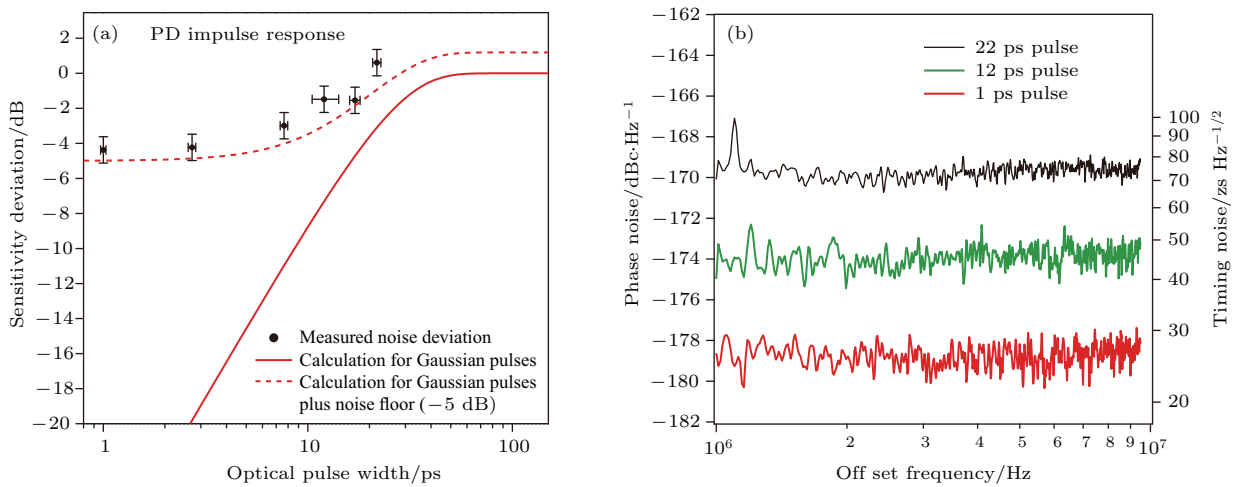


图 23 光生微波信号 (10 GHz) 脉冲宽度与散弹噪声引起的宽带相位噪声的关系 (a) 理论; (b) 实验结果 [124]

Fig. 23. Phase noise prediction and measurement of a photonic generated 10 GHz signal: (a) Theoretical result; (b) experimental result [124].

提供了新的思路 [122], 理论分析 [123] 和实验 [124] 均证实了这种相位噪声抑制的有效性. 如图 23 所示, 激光脉冲时域宽度越短噪声压缩系数  $\eta$  越大. 实验表明, 对于产生的 10 GHz 频率信号, 激光脉冲宽度从 22 ps 压缩到 1 ps 时, 噪底降低了 8 dB 达到了前所未有的  $-178$  dBc/Hz.

利用低宽带噪声的微波频率源对产生的信号进行滤波亦可消除宽带噪声影响, 产生指标更好的系统. 如图 24 所示, 将低噪声宝石微波振荡器以几千赫兹带宽锁定在光生微波源上, 产生的微波输出在 1 Hz—5 GHz 探测带宽的时间抖动仅为 420 as [125]. 当然这种办法所需的资源更多, 频率锁定的检相过程可以在微波频段. 为了实现更高精度的相位探测和控制, 也可以利用调制的方法将鉴相环节 (optical-microwave phase detector, OM-PD)

移到光频段 [126,127].

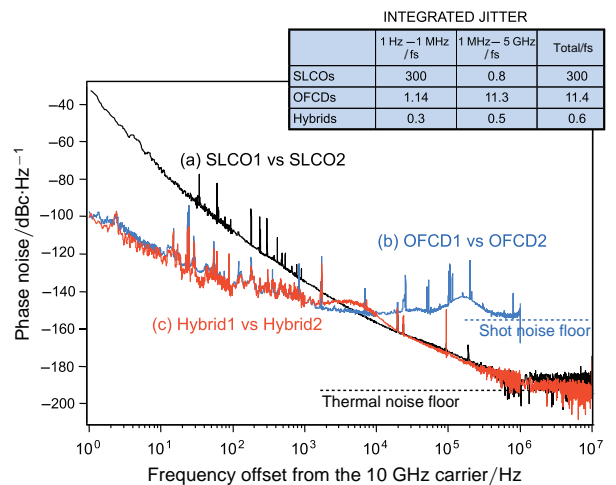


图 24 混合式光生微波源 (10 GHz) 的相位噪声 [125]

Fig. 24. Power spectral density of the phase noise on the 10 GHz signal from hybrid photonic-microwave oscillator [125].

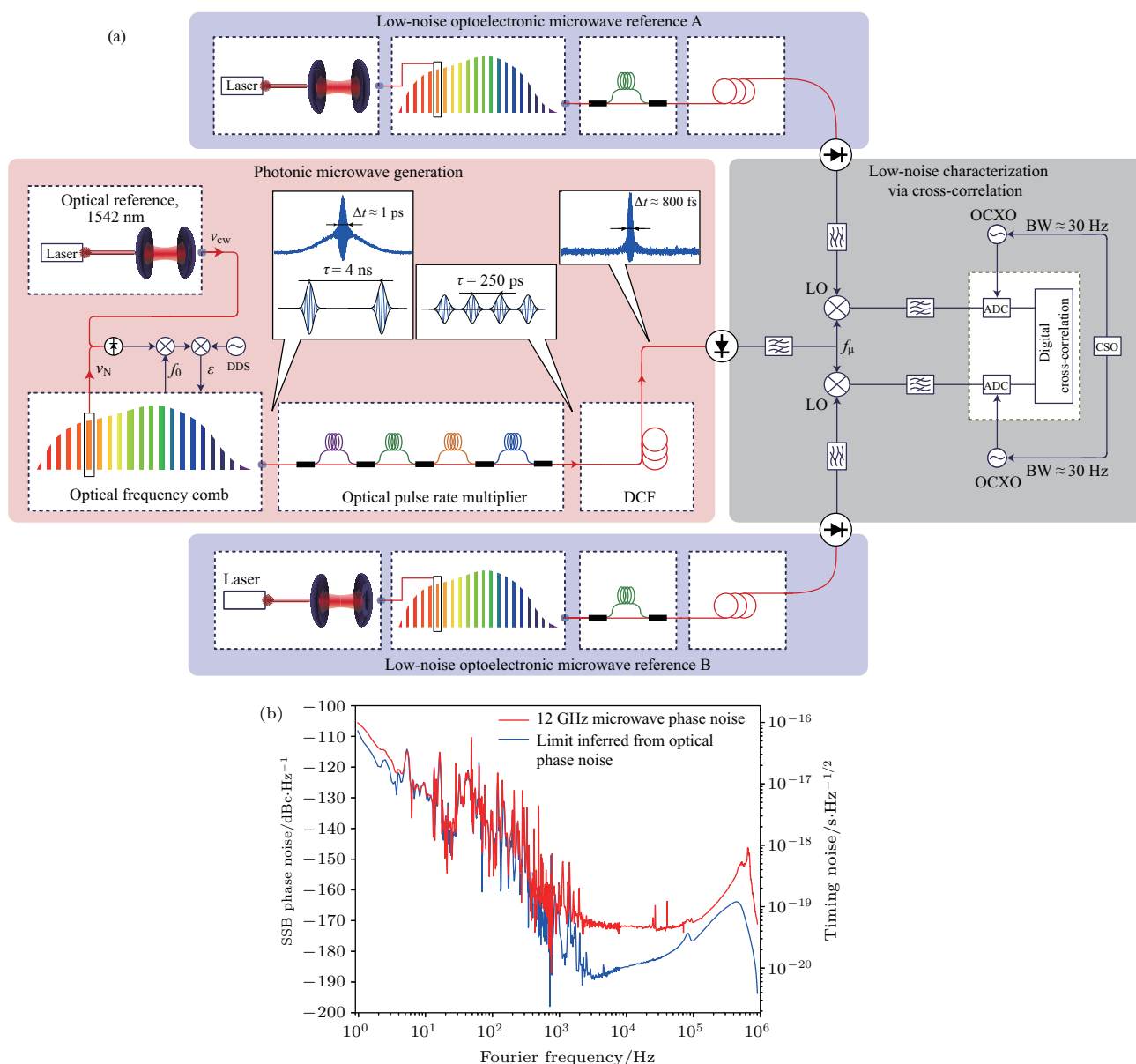


图 25 超稳光生微波和测试示意图 (a) 和相位噪声 (b) [12]

Fig. 25. Experimental set-up for low-noise microwave generation and characterization (a), and additive phase-noise contribution of the frequency division scheme (b) [12].

在多种技术的应用条件下, 光生微波的噪声越来越低, 测试也变得越来越困难, 即便应用同类型装置的比对手段进行测试, 很多基带分析设备的噪声依然难以满足测试要求. 为了消除测试过程中的噪声限制, 往往需要采用类似图 25 所示的自相关测量方法. 为了评估中间一路的超稳光生微波信号噪声水平, 设计了另外两个超稳的光生微波源与被测频率源进行比相测量, 然后通过数学分析的方法将相同的噪声部分作为测试结果 [12]. 从逻辑上讲, 这种测试没有问题, 但是处理和变换应用不当, 可能会略掉一些共模噪声, 从而改变对结果的理解或改变最终的经过处理的结果. 这种测试需要非常

好的技巧和仔细校准的前提下才能保证其有效性. 最终, 12 GHz 的光生微波源信号的相位噪声降低到  $-106$  dBc/Hz@1 Hz, 是已知的指标最高的微波频率源. 在几百赫兹带宽内, 该光生微波信号主要受限于该实验采用的超稳激光的噪声水平, 也就是说在采用更高指标超稳激光的情况下光生微波在  $6.5 \times 10^{-16}$  的基础上还有提升空间.

光梳的重复频率调节范围有限, 因此为了应用需求需要引入频率综合环节产生所需的频率输出. 频率综合技术主要包含整数频率综合、小数频率综合、锁相环技术; 尽管微波 (/射频) 频率综合技术发展历程很长, 但在超稳光生微波任务中, 其噪声效

是整个系统的短板。

整数频率综合是利用非线性产生谐波进行上变频或利用数字分频器进行分频。基于低次谐波产生上变频的商用器件很多,如Minicircuits公司的2(4)倍频器件;也有特殊设计的奇次谐波产生器件<sup>[128]</sup>。应用这些器件实现大范围频率综合功能需要多个环节,在噪声和功耗等方面不是最佳选择;特殊设计的高次谐波非线性发生器有更好的噪声性能,例如一种微波梳状谱发生器(non-linear transmission line, NLTL)具有良好的噪声性能,能够实现200 MHz基频到超过10 GHz的谐波产生<sup>[129]</sup>,对应微波频率信号的附加相位噪声优于-100 dBc/Hz@1 Hz。能够实现数字分频的商用产品更多,很多微波器件公司都有对应的产品,由于其基于数字逻辑门电路,分频倍数可以灵活控制,非常方便实现大比率频率综合;但是基于分频锁相的鉴频环节频率更低,因此噪声效应更大,对应的与分频比以及工作频率高度相关,时间抖动在0.5—43 fs之间<sup>[130]</sup>。指标最高的分频器是基于混频的再生分频器<sup>[131]</sup>,受限于该分频器附加噪声的光生微波信号分频到5 MHz和10 MHz时,对应的单边带相位噪声为-150 dBc/Hz@1 Hz和-143 dBc/Hz@1 Hz,这应该是迄今为止相位噪声最好的5—10 MHz频率信号,频率稳定度为 $7.6 \times 10^{-15}$ <sup>[132]</sup>,相位噪声比指标最高的BVA晶振好近20 dB,稳定度好近10倍。

小数频率综合是灵活产生频率信号的必要功能组件。早期数字芯片不发达时,曾有过利用不断调整分频比率来实现小数分频锁相的技术,后来ADI (Analog Devices Inc.) 等公司研制了DDS (direct digital synthesizer) 芯片以后,小数数字合

成基本都采用DDS来实现。DDS是基于查表方式的数字,目前最高分辨率的DDS有48个控制位,能够对频率信号产生约 $4 \times 10^{-15}$ 相对分辨率的频率控制。采用合理的方案能够利用DDS方便地完成小数频率调节并较好地控制噪声水平。

图26是一个基于传统频率综合技术的频率综合实例,该综合器以约9.6 GHz的超稳光生频率信号为参考,产生了9.192 GHz铯原子喷泉钟本地参考频率信号。系统中有两个DDS,其中DDS1用于补偿重复频率激光与系统设定的参考频率9.6 GHz差异,利用混频锁相技术,可以将重复频率谐波综合成所需参考频率。DDS2用于产生便于调节的铯原子钟所需9.192 GHz信号。这种简单的微波频率综合附加噪声比较容易控制,附加噪声引起的频率稳定度一般在 $10^{-15}$ @1 s。分频到5—10 MHz,信号的频率稳定度接近 $10^{-14}$ @1 s。

利用电光调制和激光干涉技术,可以实现噪声更低的频率综合,例如此前介绍的OM-PD方法可以大幅降低鉴相环节的附加噪声。如图27所示,充分利用光梳的谐波和光电调制技术,可以产生低附加噪声宽带频率信号产生,与传统的单纯基于电信号的频率综合相比不仅噪声水平更具优势,而且能够产生比电子器件更为高频的高次谐波,频率范围覆盖DC~100 GHz<sup>[133]</sup>。需要说明的是,该实验为了通用性采用DDS产生大范围的频率信号,因此牺牲了部分技术指标,并没有发挥光电结合的噪声优势。即便如此其相位噪声指标如图27(b)所示,主要受限于DDS噪声水平,达到了约-80 dBc/Hz@1 Hz (100 GHz信号)和约-100 dBc/Hz@1 Hz (10 GHz信号)。

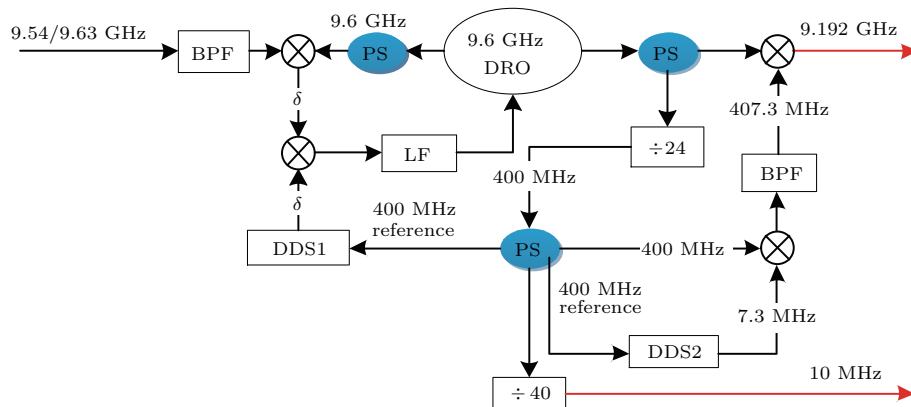


图26 微波频率综合器结构<sup>[22]</sup>

Fig. 26. Schematic diagram of microwave frequency synthesizer<sup>[22]</sup>.

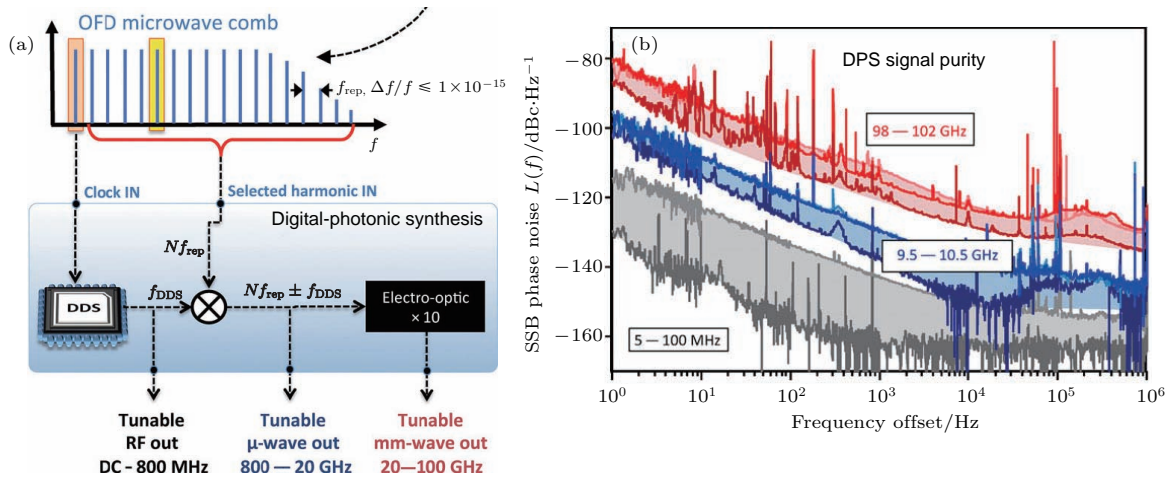


图 27 超宽带通用超稳光生微波源 (DC-100 GHz) 原理 (a) 和相位噪声 (b) [133]

Fig. 27. The simplified and generalized architecture for a optically referenced broadband microwave source (a) and (b) shows absolute phase noise of synthesized digitalphotonic signals [133].

表 1 超稳光生频率源相关技术发展现状

Table 1. Key components for ultra-stable photonic microwave generation at state-of-the-art.

研究机构/时间	组成部分/关键参数	关键技术指标	参考文献
德国 PTB/2015	超稳激光/48 cm ULE 支撑 (FS 镜子/介质膜) 常温腔	频率稳定度: $\sim 1 \times 10^{-16}$ @1 s, $8 \times 10^{-16}$ @20—100 s	[46]
德国 PTB 和美国 JILA/2017	超稳激光/21 cm 单晶硅腔 (介质膜) 124 K 低温	频率稳定度: $\sim 4 \times 10^{-17}$ @2—10 s; 线宽: 5 mHz@194 THz	[53]
美国 JILA 和德国 PTB/2017	超稳激光/6 cm 单晶硅腔 (介质膜) 4 K 低温	频率稳定度 $< 2 \times 10^{-16}$ @1 s, $\sim 1 \times 10^{-16}$ @10 s; 线宽 17 mHz@194 THz	[54]
中国 ECNU (华师大)/2016	飞秒光梳/钛宝石飞秒激光	光学频率综合频率稳定度: $6 \times 10^{-19}$ @1 s*	[134]
美国 NIST/2017	飞秒光梳/掺铒光纤飞秒激光	光学频率综合频率稳定度: $3 \times 10^{-18}$ @1 s*	[135]
中国 NTSC/2017	飞秒光梳/掺铒光纤飞秒激光	频率控制带宽/范围: $\sim 1.8$ MHz/ >100 MHz (光频)	[106]
德国 MPQ&Menlo/2017	飞秒光梳/掺铒光纤飞秒激光	光梳光频锁相频率抖动 (1 Hz—10 MHz) : <40 mrad	[114]
美国 University of Virginia/ 2011—2016	光电探测/单载流子光电管 (UPD)	探测带宽: 110 GHz; 直接输出功率: >1 W@10 GHz; 宽带探测噪声底: <170 dBc/Hz@10 GHz	[121, 136—138]
美国 NIST/2012—2013	频率综合器/再生分频器 (10 GHz 分频到 5 MHz)	频率稳定度 $1 \times 10^{-15}$ @1 s (5 MHz—8 GHz); 相位噪声: <150 dBc/Hz @5 MHz	[131, 132]
美国 Picosecond Pulse Labs/2007	频率综合器/非线性倍频器	频率稳定度: $\sim 1 \times 10^{-15}$ (200 MHz—>10 GHz); 10 GHz 信号相位噪声: <100 dBc/Hz@1 Hz	[129, 139, 140]

\* 数据为  $\Lambda$  型频率计数器采集, 具有强高频噪声抑制效果; 有时会比  $\Pi$  型频率计数器的结果好几个数量级,  $\Pi$  型频率计数器测试结果与相位抖动测量结果相符。

## 7 总结与展望

自从2005年首台超稳光生微波源面世以来,其相关的超稳激光、飞秒光梳、低噪声光电探测和频率综合技术经历了快速发展. 作为总结,表1列出了各单项技术,表2列出了超稳光生微波源的研究现状.

基于光学腔的超稳光生微波技术已经成为产生近旁频噪声最低、短期稳定度最高的频率产生技术手段,然而它的技术潜力还远远没有被充分发掘. 目前最好的技术指标包括超稳激光稳定度为 $4 \times 10^{-17}$ ,光梳下变频稳定度优于 $4 \times 10^{-16}$ ,整数频率综合优于 $1 \times 10^{-15}$ ;各部分技术能力仍然不

断提升,预计不久的将来超稳激光稳定度将进入 $10^{-18}$ 量级. 频率综合部分技术能力主要受限于频率综合环节的器件技术水平,如果将频率综合环节更多地移到光频域进行,技术指标至少还能有半个数量级的提升. 当然,为了减小随机电噪声的影响,发挥超稳频率源的技术指标优势,估计应用频率将只限于高频(微波和太赫兹).

光生微波技术已经有3个基准原子钟应用案例<sup>[19,20,22]</sup>,消除了这些基准频标因本地振荡器相位噪声引起的稳定度性能恶化效应,推进了时频技术的发展. 相信随着光频标的快速发展以及其科学和应用地位的日益提升,光生微波技术的应用领域将更为广阔.

表2 基于光学腔的超稳光生频率源  
Table 2. Ultra stable photonic micro/RF frequency generator based on optical cavity.

研究机构/时间	超稳激光 稳定度	飞秒光梳类型	输出频率 范围/GHz	相位噪声/宽带 噪底/dBc·Hz <sup>-1</sup>	频率稳定度/ @1 s	参考文献
美国 NIST/2005	—	钛宝石/1 GHz	10 GHz 点频	-98 dBc/Hz @1 Hz/-140 dBc/Hz	$< 3.5 \times 10^{-15}$	[17]
德国 PTB/2009	$1 \times 10^{-15}$	掺铒光纤 光梳/250 MHz	9.192 GHz 可调	—	$< 1 \times 10^{-14}$	[19]
法国 SYRTE/2009	$< 2 \times 10^{-15}$	掺铒光纤 光梳/250 MHz	9.192 GHz 可调	-93 dBc/Hz @1 Hz/—	$< 3 \times 10^{-15}$	[20]
美国 NIST/2011	$2 \times 10^{-16}$	钛宝石/1 GHz	10 GHz 点频	-104 dBc/Hz @1 Hz/-157 dBc/Hz	$8 \times 10^{-16}$	[18]
美国 NIST/2011	$2 \times 10^{-16}$	掺铒光纤 光梳/200 MHz	10 GHz 点频	-100 dBc/Hz @1 Hz/-145 dBc/Hz	—	[141]
瑞典 CSEM/2015	—	铷镱共掺晶体 光梳/100 MHz	9.6 GHz 点频	-104 dBc/Hz @1 Hz/-171 dBc/Hz	—	[142]
美国 NIST/2016	$< 1 \times 10^{-15}$	钛宝石/1 GHz	DC-100 GHz	~ 110 dBc/Hz @1 Hz (100 MHz 信号)	$3 \times 10^{-14}$	[133]
				~ 100 dBc/Hz @1 Hz (10 GHz 信号)	$< 2 \times 10^{-15}$	
				< 80 dBc/Hz @1 Hz (10 GHz 信号)	$< 2 \times 10^{-15}$	
法国 SYRTE/2017	$5.5 \times 10^{-16}$	掺铒光纤光梳 /250 MHz	12 GHz 点频	-106 dBc/Hz @1 Hz/-173 dBc/Hz	$6.5 \times 10^{-16}$	[12]
中国 NTSC/2017	$7 \times 10^{-16}$	掺铒光纤光梳 /~200 MHz	9.192 GHz 可调	-95 dBc/Hz @1 Hz/-150 dBc/Hz	$7 \times 10^{-15}$	[22]

## 参考文献

- [1] Britton J W, Sawyer B C, Keith A C, Wang C C J, Freericks J K, Uys H, Biercuk M J, Bollinger J J 2012 *Nature* **484** 489
- [2] DeLorenzo L A, Schwab K C 2014 *New J. Phys.* **16** 113020
- [3] Cliche J F, Shillue B, Latrasse C, Tetu M, D'Addario L 2004 in: *Oschmann J M ed. Ground-Based Telescopes, Pts 1 and 2* **5489** 1115
- [4] Nand N R, Hartnett J G, Ivanov E N, Santarelli G 2011 *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **59** 2978
- [5] Kim J, Cox J A, Chen J, Kartner F X 2008 *Nat. Photon.* **2** 733
- [6] Minoshima K, Matsumoto H 2000 *Appl. Opt.* **39** 5512
- [7] Besson R J 1977 *Proc. Freq. Contr. Symp.* 147
- [8] Besson R J, Mourey M, Galliou S, Marionnet F, Gonzalez F, Guillemot P, Tjoelker R, Diener W, Kirk A 1999 *Proc. Freq. Contr. Symp.* 326
- [9] Stein S R, Turneaure J P 1972 *Electron. Lett.* **8** 321

- [10] Hartnett J G, Nand N R 2010 *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **58** 3580
- [11] Hartnett J G, Parker S R, Ivanov E N, Povey T, Nand N R, Floch J M 2014 *Electron. Lett.* **50** 294
- [12] Xie X P, Bouchand R, Nicolodi D, Giunta M, Hansel W, Lezius M, Joshi A, Datta S, Alexandre C, Lours M, Tremblin P A, Santarelli G, Holzwarth R, Le Coq Y 2017 *Nat. Photon.* **11** 44
- [13] Young B C, Cruz F C, Itano W M, Bergquist J C 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 3799
- [14] Diddams S A, Jones D J, Ye J, Cundiff S T, Hall J L, Ranka J K, Windeler R S, Holzwarth R, Udem T, Hansch T W 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5102
- [15] Holzwarth R, Udem T, Hansch T W, Knight J C, Wadsworth W J, Russell P S J 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2264
- [16] Ye J, Hall J L, Diddams S A 2000 *Opt. Lett.* **25** 1675
- [17] Bartels A, Diddams S A, Oates C W, Wilpers G, Bergquist J C, Oskay W H, Hollberg L 2005 *Opt. Lett.* **30** 667
- [18] Fortier T M, Kirchner M S, Quinlan F, Taylor J, Bergquist J C, Rosenband T, Lemke N, Ludlow A, Jiang Y, Oates C W, Diddams S A 2011 *Nat. Photon.* **5** 425
- [19] Weyers S, Lipphardt B, Schnatz H 2009 *Phys. Rev. A* **79** 031803
- [20] Millo J, Abgrall M, Lours M, English E M L, Jiang H, Guena J, Clairon A, Tobar M E, Bize S, Le Coq Y, Santarelli G 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 141105
- [21] Fortier T M, Rolland A, Quinlan F, Baynes F N, Metcalf A J, Hati A, Ludlow A D, Hinkley N, Shimizu M, Ishibashi T, Campbell J C, Diddams S A 2016 *Laser Photon. Rev.* **10** 780
- [22] Yan L L, Zhao W Y, Zhang Y Y, Tai Z Y, Zhang P, Rao B J, Ning K, Zhang X F, Guo W G, Zhang S G, Jiang H F 2018 *Chin. Phys. B* **27** 030601
- [23] Clairon A, Laurent P, Santarelli G, Ghezali S, Lea S N, Bahoura M 1995 *IEEE Trans. Instrum. Measur.* **44** 128
- [24] Guena J, Abgrall M, Rovera D, Laurent P, Chupin B, Lours M, Santarelli G, Rosenbusch P, Tobar M E, Li R X 2012 *IEEE Trans. Ultras. Ferroelectr. Frequency Control* **59** 391
- [25] Gill P 2011 *Philos. Trans. Royal Soc. A: Math. Phys. Eng. Sci.* **369** 4109
- [26] Kogelnik H, Li T 1966 *Appl. Opt.* **5** 1550
- [27] Swann W C, Baumann E, Giorgetta F R, Newbury N R 2011 *Opt. Express* **19** 24387
- [28] Schawlow A L, Townes C H 1958 *Phys. Rev.* **112** 1940
- [29] K6nz F, Sun Y, Thiel C W, Cone R L, Equall R W, Hutcheson R L, Macfarlane R M 2003 *Phys. Rev. B* **68** 085109
- [30] Ludlow A D, Boyd M M, Ye J, Peik E, Schmidt P O 2015 *Rev. Mod. Phys.* **87** 637
- [31] Wu L, Jiang Y, Ma C, Qi W, Yu H, Bi Z, Ma L 2016 *Sci. Reports* **6** 24969
- [32] Tai Z Y, Yan L L, Zhang Y Y, Zhang X F, Guo W G, Zhang S G, Jiang H F 2017 *Chin. Phys. Lett.* **34** 090602
- [33] Callen H B, Greene R F 1952 *Phys. Rev.* **86** 702
- [34] Braginsky V B, Gorodetsky M L, Vyatchanin S P 1999 *Phys. Lett. A* **264** 1
- [35] Levin Y 1998 *Phys. Rev. D* **57** 659
- [36] Nakagawa N, Gustafson E K, Beyersdorf P T, Fejer M M 2002 *Phys. Rev. D* **65** 082002
- [37] Crooks D R M, Cagnoli G, Fejer M M, Gretarsson A, Harry G, Hough J, Nakagawa N, Penn S, Route R, Rowan S, Sneddon P H 2004 *Classical and Quantum Gravity* **21** S1059
- [38] Numata N, Yamamoto K, Ishimoto H, Otsuka S, Kawabe K, Ando M, Tsubono K 2004 *Phys. Lett. A* **327** 263
- [39] Numata K, Kemery A, Camp J 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 250602
- [40] Allan D 1966 *Proc. IEEE* **54** 221
- [41] Dawkins S, McFerran, J, Luiten A 2007 *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Trans. on* **54** 918
- [42] Millo J, Magalhaes D V, Mandache C, Le Coq Y, English E M L, Westergaard P G, Lodewyck J, Bize S, Lemonde P, Santarelli G 2009 *Phys. Rev. A* **79** 053829
- [43] Legero T, Kessler T, Sterr U 2010 *J. Opt. Soc. Am. B* **27** 914
- [44] Cole G, Zhang W, Martin M, Ye J, Aspelmeyer M 2013 *Nat. Photon.* **7** 644
- [45] Jiang H, K6f6lian F, Crane S, Lopez O, Lours M, Millo J, Holleville D, Lemonde P, Chardonnet C, Amy-Klein A, Santarelli G 2008 *J. Opt. Soc. Am. B* **25** 2029
- [46] H6f6fner S, Falke S, Grebing C, Vogt S, Legero T, Merimaa M, Lisdat C, Sterr U 2015 *Opt. Lett.* **40** 2112
- [47] Schioppo M, Brown R C, McGrew W F, Hinkley N, Fasano R J, Beloy K, Yoon T H, Milani G, Nicolodi D, Sherman J A, Phillips N B, Oates C W, Ludlow A D 2017 *Nat. Photon.* **11** 48
- [48] Webster S A, Oxborrow M, Gill P 2007 *Phys. Rev. A* **75** 011801
- [49] Webster S, Gill P 2011 *Opt. Lett.* **36** 3572
- [50] Argence B, Prevost E, L6v6eque T, Le Goff R, Bize S, Lemonde P, Santarelli G 2012 *Opt. Express* **20** 25409
- [51] Leibrandt D R, Bergquist J C, Rosenband T 2013 *Phys. Rev. A* **87** 023829
- [52] Kessler T, Hagemann C, Grebing C, Legero T, Sterr U, Riehle F, Martin M J, Chen L, Ye J 2012 *Nat. Photon.* **6** 687
- [53] Matei D G, Legero T, Hafner S, Grebing C, Weyrich R, Zhang W, Sonderhouse L, Robinson J M, Ye J, Riehle F, Sterr U 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 263202
- [54] Zhang W, Robinson J M, Sonderhouse L, Oelker E, Benko C, Hall J L, Legero T, Matei D G, Riehle F, Sterr U, Ye J 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 243601
- [55] Jiang Y Y, Ludlow A D, Lemke N D, Fox R W, Sherman J A, Ma L S, Oates C W 2011 *Nat. Photon.* **5** 158
- [56] Tai Z Y, Yan L L, Zhang Y Y, Zhang P, Zhang X F, Guo W G, Zhang S G, Jiang H F 2018 arXiv:1802.01775 [physics.ins-det]
- [57] Pound R 1946 *Rev. Sci. Instrum.* **17** 490
- [58] Drever R W P, Hall J L, Kowalski F V, Hough J, Ford G M, Munley A J, Ward H 1983 *Appl. Phys. B* **31** 97
- [59] Black E D 2001 *Am. J. Phys.* **69** 79

- [60] Wong N C, Hall J L 1985 *J. Opt. Soc. Am. B* **2** 1527
- [61] Li L, Liu F, Wang C, Chen L 2012 *Rev. Sci. Instrum.* **83** 043111
- [62] Jiang H 2010 *Ph. D. Dissertation* (Paris: University of Paris)
- [63] Zhang W, Martin M J, Benko C, Hall J L, Ye J, Hagemann C, Legero T, Sterr U, Riehle F, Cole G D, Aspelmeier M 2014 *Opt. Lett.* **39** 1980
- [64] Tai Z, Yan L, Zhang Y, Zhang X, Guo W, Zhang S, Jiang H 2016 *Opt. Lett.* **41** 5584
- [65] Li Z X, Ma W G, Yang W H, Wang Y J, Zheng Y H 2005 *Opt. Lett.* **41** 3331
- [66] Donley E A, Heavner T P, Levi F, Tataw M O, Jefferts S R 2005 *Rev. Sci. Instrum.* **76** 063112
- [67] Ma L S, Jungner P, Ye J, Hall J L 1994 *Opt. Lett.* **19** 1777
- [68] Predehl K, Grosche G, Raupach S M F, Droste S, Terra O, Alnis J, Legero T, Hansch T W, Udem T, Holzwarth R, Schnatz H 2012 *Science* **336** 441
- [69] Poli N, Oates C W, Gill P, Tino G M 2013 *Rivista Del Nuovo Cimento* **36** 555
- [70] Stolen R H, Lin C 1978 *Phys. Rev. A* **17** 1448
- [71] Birks T A, Roberts P J, Russell P, Atkin D M, Shepherd T J 1995 *Electron. Lett.* **31** 1941
- [72] Dudley J M, Genty G, Cose S 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 1135
- [73] Spence D E, Kean P N, Sibbett W 1991 *Opt. Lett.* **16** 42
- [74] Proctor B, Westwig E, Wise F 1993 *Opt. Lett.* **18** 1654
- [75] Salin F, Squier J, Pichè M 1991 *Opt. Lett.* **16** 1674
- [76] Haus H A 1975 *IEEE J. Quantum Electron.* **11** 736
- [77] Hartl I, Schibli T R, Marcinkevicius A, Yost D C, Hudson D D, Fermann M E, Ye J 2007 *Opt. Lett.* **32** 2870
- [78] Washburn B R, Diddams S A, Newbury N R, Nicholson J W, Yan M F, Jorgensen C G 2004 *Opt. Lett.* **29** 250
- [79] Phillips C R, Langrock C, Pelc J S, Fejer M M, Jiang J, Fermann M E, Hartl I 2011 *Opt. Lett.* **36** 3912
- [80] Morgner U, Kartner F X, Cho S H, Chen Y, Haus H A, Fujimoto J G, Ippen E P, Scheuer V, Angelow G, Tschudi T 1999 *Opt. Lett.* **24** 411
- [81] Reichert J, Holzwarth R, Udem T, Hansch T W 1999 *Opt. Commun.* **172** 59
- [82] Gires F, Tournois C R 1964 *Science* **258** 6112
- [83] Szpoc R, Ferencz K, Spielmann C, Krausz F 1994 *Opt. Lett.* **19** 201
- [84] Fortier T M, Bartels A, Diddams S A 2006 *Opt. Lett.* **31** 1011
- [85] Bartels A, Heinecke D, Diddams S A 2009 *Science* **326** 681
- [86] Sinclair L C, Coddington I, Swann W C, Rieker G B, Hati A, Iwakuni K, Newbury N R 2014 *Opt. Express* **22** 6996
- [87] Lee J, Lee K, Jang Y S, Jang H, Han S, Lee S H, Kang K I, Lim C W, Kim Y J, Kim S W 2014 *Sci. Report* **4** 05134
- [88] Lezius M, Wilken T, Deutsch C, Giunta M, Mandel O, Thaller A, Schkolnik V, Schiemangk M, Dinkelaker A, Kohfeldt A, Wicht A, Krutzik M, Peters A, Hellmig O, Duncker H, Sengstock K, Windpassinger P, Lampmann K, Hülising T, Hänsch T W, Holzwarth R 2016 *Optica* **3** 1381
- [89] Droste S, Ycas G, Washburn B R, Coddington I, Newbury N R 2016 *Nanophotonics* **5** 196
- [90] Doran N J, Wood D 1988 *Opt. Lett.* **13** 56
- [91] Fermann F H M E, Hofer M, Hochreiter H 1990 *Opt. Lett.* **15** 752
- [92] Duling I N 1991 *Opt. Lett.* **16** 539
- [93] Kim J, Song Y J 2016 *Adv. Opt. Photon.* **8** 465
- [94] Hong L, Donald D K, Sorin W V 1994 *J. Lightwave Technol.* **12** 1121
- [95] Kuse N, Jiang J, Lee C C, Schibli T R, Fermann M E 2016 *Opt. Express* **24** 3095
- [96] Kärtner F X, Brovelli L R, Kopf D, Kamp M, Calasso I, Keller U 1995 *Opt. Eng.* **34** 2024
- [97] Okhotnikov O, Grudinin A, Pessa M 2004 *New J. Phys.* **6** 177
- [98] Song Y W, Yamashita S, Goh C S, Set S Y 2007 *Opt. Lett.* **32** 148
- [99] Popa D, Sun Z, Torrisi F, Hasan T, Wang F, Ferrari A C 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 203106
- [100] Lee J, Koo J, Jhon Y M, Lee J H 2014 *Opt. Express* **22** 6165
- [101] Sotor J, Sobon G, Grodecki K, Abramski K M 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 251112
- [102] Sinclair L C, Deschenes J D, Sonderhouse L, Swann W C, Khader I H, Baumann E, Newbury N R, Coddington I 2015 *Rev. Sci. Instrum.* **86** 081301
- [103] Kim S, Kim Y, Park J, Han S, Park S, Kim Y J, Kim S W 2012 *Opt. Express* **20** 15054
- [104] Li X, Zou W, Chen J 2014 *Opt. Lett.* **39** 1553
- [105] Wu X J, Yang L J, Zhang H Y, Yang H L, Wei H Y, Li Y 2015 *Appl. Opt.* **54** 1681
- [106] Zhang Y, Fan S T, Yan L, Zhang L, Zhang X, Guo W, Zhang S, Jiang H 2017 *Opt. Express* **25** 21719
- [107] Ramond T M, Diddams S A, Hollberg L, Bartels A 2002 *Opt. Lett.* **27** 1842
- [108] Krauss G, Fehrenbacher D, Brida D, Riek C, Sell A, Huber R, Leitenstorfer A 2011 *Opt. Lett.* **36** 540
- [109] Hudson D D, Holman K W, Jones R J, Cundiff S T, Ye J, Jones D J 2005 *Opt. Lett.* **30** 2948
- [110] Baumann E, Giorgetta F R, Nicholson J W, Swann W C, Coddington I, Newbury N R 2009 *Opt. Lett.* **34** 638
- [111] Iwakuni K, Inaba H, Nakajima Y, Kobayashi T, Hosaka K, Onae A, Hong F L 2012 *Opt. Express* **20** 13769
- [112] Yan L L, Zhang Y Y, Zhang L, Fan S T, Zhang X F, Guo W G, Zhang S G, Jiang H F 2015 *Chin. Phys. Lett.* **32** 104207
- [113] Hänsel W, Giunta M, Fischer M, Lezius M, Holzwarth R 2017 *Proceeding of Joint Conference of the IEEE International Frequency Control and European Frequency and Time Forum* 128

- [114] Koke S, Grebing C, Frei H, Anderson A, Assion A, Steinmeyer G 2010 *Nat. Photon.* **4** 462
- [115] Newbury N R, Washburn B R 2005 *IEEE J. Quantum Electron.* **41** 1388
- [116] Taylor J, Datta S, Hati A, Nelson C, Quinlan F, Joshi A, Diddams S 2011 *IEEE Photon. J.* **3** 140
- [117] Johnson J B 1928 *Phys. Rev.* **32** 97
- [118] Jiang H F, Taylor J, Quinlan F, Fortier T, Diddams S A 2011 *IEEE Photon. J.* **3** 1004
- [119] Ycas G G, Quinlan F, Diddams S A, Osterman S, Mahadevan S, Redman S, Terrien R, Ramsey L, Bender C F, Botzer B, Sigurdsson S 2012 *Opt. Express* **20** 6631
- [120] Haboucha A, Zhang W, Li T, Lours M, Luiten A, Coq Y L, Santarelli G 2011 *Opt. Lett.* **36** 3654
- [121] Fortier T M, Quinlan F, Hati A, Nelson C, Taylor J A, Fu Y, Campbell J, Diddams S A 2013 *Opt. Lett.* **38** 1712
- [122] Rubiola E, Santarelli G 2013 *Nat. Photon.* **7** 269
- [123] Quinlan F, Fortier T M, Jiang H F, Diddams S A 2013 *J. Opt. Soc. Am. B* **30** 1775
- [124] Quinlan F, Fortier T M, Jiang H, Hati A, Nelson C, Fu Y, Campbell J C, Diddams S A 2013 *Nat. Photon.* **7** 290
- [125] Fortier T M, Nelson C W, Hati A, Quinlan F, Taylor J, Jiang H, Chou C W, Rosenband T, Lemke N, Ludlow A, Howe D, Oates C W, Diddams S A 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 231111
- [126] Jung K, Shin J, Kang J, Hunziker S, Min C K, Kim J 2014 *Opt. Lett.* **39** 1577
- [127] Jung K, Shin J, Kim J 2013 *IEEE Photon. J.* **5** 5500906
- [128] Avellino W R 1964 *Proc. IEEE* **52** 868
- [129] Boudot R, Guerandel S, de Clercq E 2009 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **58** 3659
- [130] Yan L, Meng S, Zhao W, Guo W, Jiang H, Zhang S 2015 *J. Electron. Sci. Tech.* **13** 264
- [131] Hati A, Nelson C W, Barnes C, Lirette D, de Salvo J A, Howe D A 2012 *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Trans. on* **59** 2596
- [132] Hati A, Nelson C W, Barnes C, Lirette D, Fortier T, Quinlan F, de Salvo J A, Ludlow A, Diddams S A, Howe D A 2013 *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Trans. on* **60** 1796
- [133] Fortier T M, Rolland A, Quinlan F, Baynes F N, Metcalf A J, Hati A, Ludlow A D, Hinkley N, Shimizu M, Ishibashi T, Campbell J C, Diddams S A 2016 *Laser Photon. Rev.* **10** 780
- [134] Yao Y, Jiang Y Y, Yu H F, Bi Z Y, Ma L S 2016 *National Sci. Rev.* **3** 463
- [135] Leopardi H, Davila-Rodriguez J, Quinlan F, Olson J, Sherman J A, Diddams S A, Fortier T 2017 *Optica* **4** 879
- [136] Li Z, Fu Y, Piels M, Pan H P, Beling A, Bowers A E, Campbell J C 2011 *Opt. Express* **19** 385
- [137] Li Q L, Li K J, Fu Y, Xie X J, Yang Z Y, Beling A, Campbell J C 2016 *J. Lightwave Tech.* **34** 2139
- [138] Zhou Q G, Cross A S, Fu Y, Beling A, Foley B M, Hopkins P E, Campbell J C 2013 *IEEE Photon. J.* **5** 6800307
- [139] Rodwell M J W, Kamegawa M, Yu R, Case M, Carman E, Giboney K S 1991 *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **39** 1194
- [140] Zhao W Y, Jiang H F, Zhang S G 2008 *J. Time and Frequency* **31** 81 (in Chinese) [赵文宇, 姜海峰, 张首刚 2008 时间频率学报 **31** 81]
- [141] Quinlan F, Fortier T M, Kirchner M S, Taylor J A, Thorpe M J, Lemke N, Ludlow A D, Jiang, Y Y, Diddams S A 2011 *Opt. Lett.* **36** 3260
- [142] Portuondo-Campa E, Buchs G, Kundermann S, Balet L, Lecomte S 2015 *Opt. Express* **23** 32441

SPECIAL TOPIC — Physics in precise measurements

# Progresses of ultrastable optical-cavity-based microwave source<sup>\*</sup>

Jiang Hai-Feng<sup>1)2)†</sup>1) (*Key Laboratory of Time and Frequency Primary Standards, National Time Service Center, Xi'an 710600, China*)2) (*School of Astronomy and Space Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

( Received 20 April 2018; revised manuscript received 10 June 2018 )

## Abstract

With the progress of science and technology and the continuous improvement of the precision measurement application technology, the technical requirements for the stability and noise level of the ultra-stable microwave source are increasing. Its application range becomes more and more wide, including high performance frequency standard research, network radar development, deep space navigation system, etc. Up to now, the photonic microwave generators based on ultra-stable laser and femtosecond light comb are believed to be the highest microwave frequency source with the highest frequency stability and the relative frequency stability  $10^{-16}$  in 1 s. This device is also the basis of the application for the next frequency standard (optical frequency standard). Whether the generation of time or most of the precision measurements, the output laser of the optical frequency standard should be transformed into a super stable baseband frequency signal. In this paper, we first introduce the development, current situation and application requirements of ultra-stable photonic microwave source, then we present the principle and structure of the ultra-stable photonic microwave source and the technical development of its components based on the first set of domestic-made ultra-stable microwave frequency sources developed by the National Time Service Center. For the ultra-stable laser, we mainly focus on the research and development of the ultra-stable cavity design, the Pound-Drever-Hall frequency locking technology, and the residual amplitude noise effect rejection. For the optical frequency combs, we mainly focus on the development of laser mode-locking and frequency control technology based on erbium-doped fiber combing system. For the low noise photonic-to-microwave detection and low noise synthesizer techniques, the noise effect rejection of wideband photoelectric detection and the microwave phase noise induced by the amplitude noise of the laser are emphatically introduced. Finally, we summarize and prospect the photonic ultra-stable microwave generation technique.

**Keywords:** frequency instability, phase noise, ultra-stable laser, optical frequency comb

**PACS:** 06.30.Ft, 07.57.Hm, 42.15.Eq, 42.62.Eh

**DOI:** [10.7498/aps.67.20180751](https://doi.org/10.7498/aps.67.20180751)

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 91536217, 91336101).

† Corresponding author. E-mail: [haifeng.jiang@ntsc.ac.cn](mailto:haifeng.jiang@ntsc.ac.cn)