

飞秒光学频率梳在精密测量中的应用

吴学健 李岩 尉昊赞 张继涛

(清华大学精密仪器与机械学系精密测试技术及仪器国家重点实验室, 北京 100084)

摘要 飞秒光学频率梳通过锁定飞秒锁模激光的重复频率和偏置频率至微波频率基准,在时域上得到重复频率稳定的飞秒脉冲激光,在频域上得到频率间隔稳定的激光频率梳。飞秒光学频率梳作为微波频率与光学频率的桥梁,可以实现对激光频率的直接精密计量,同时作为一种有别于传统连续波稳频激光的特殊激光光源,在激光频率标尺、绝对距离测量和精密光谱测量等光学精密测量领域都有着重要应用。综述了飞秒光学频率梳在若干光学精密测量应用中的研究进展、关键技术和研究动向,分析了其在未来光学测量中的重要作用。

关键词 测量;光学频率梳;激光频率;绝对距离;光谱

中图分类号 TN247 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/LOP49.030001

Femtosecond Optical Frequency Combs for Precision Measurement Applications

Wu Xuejian Li Yan Wei Haoyun Zhang Jitao

(State Key Laboratory of Precision Measurement Technology and Instruments, Department of Precision Instruments and Mechanology, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract The femtosecond optical frequency comb based on mode-locked laser is a laser source which can emit trains of pulses with stable repetition rate, and the spectrum of the pulses consists of a comb of optical frequencies with equal spacing. Femtosecond optical frequency combs can link the microwave frequency to the optical frequency, achieving the direct measurement of absolute optical frequency. Besides, as special lasers different from traditional stabilized continuous wave lasers, femtosecond optical frequency combs present superiorities in the optical precision measurement areas such as laser frequency rulers, absolute distance measurements and precision spectroscopy measurements. The recent progress, key techniques and potential directions of femtosecond optical frequency combs for precision measurement applications are reviewed. Femtosecond optical frequency combs will play an important role in the field of optical precision measurements in future.

Key words measurement; optical frequency comb; laser frequency; absolute distance; spectroscopy

OCIS codes 120.3940; 120.0120; 120.4640

1 引言

光源的发展直接推动了测量科学的进步。1960年激光的发明提供了一种理想的相干光源,随着连续波(CW)稳频激光器的发展,其频率稳定度已经可以达到 $10^{-11} \sim 10^{-14}$,极大地提高了激光干涉测量的精确度^[1,2]。1983年第17届国际计量大会上正式通过了新的米定义:米是光在真空中(1/299792458) s时间间隔内所经路程的长度^[2]。国际计量大会在通过新的米定义的同时,通过了实施米定义的3个途径,其中之一为直接应用国际米定义咨询委员会(CCDM)推荐的几种稳频激光器的频率值与波长值^[2]。几经修改,CCDM共推荐了13种基于饱和吸收稳频的激光频率,其中包括¹²⁷I₂(532, 633 nm)、CH₄(3392 nm)、⁸⁵Rb

收稿日期: 2011-08-16; **收到修改稿日期**: 2011-09-28; **网络出版日期**: 2012-01-12

基金项目: 清华大学自主科研计划(2009THZ06057)资助课题。

作者简介: 吴学健(1986—),男,博士研究生,主要从事激光绝对距离测量方面的研究。

E-mail: wu-xj09@mails.tsinghua.edu.cn

导师简介: 李岩(1963—),男,教授,主要从事光学精密计量与测试等方面的研究。

E-mail: liyan@mail.tsinghua.edu.cn

(778 nm)和 ^{40}Ca (657 nm)等^[2]。利用 CCDM 推荐的稳频激光光源直接进行干涉测量或将测量激光器的频率与 CCDM 推荐的稳频激光频率建立联系均可获得具有计量学意义的测量结果。

正交偏振双纵模激光器和外腔可调谐半导体激光器的出现也极大地促进了激光精密测量方法的发展。1970 年,惠普公司推出了基于正交偏振双纵模 He-Ne 激光器的双频外差干涉仪用于增量式位移测量,其测量精度可达 $\lambda/16$ (λ 为激光波长)。随着半导体工艺对纳米位移定位需求的发展,双频外差激光干涉仪以其高的测量精确度和良好的在线性能而被广泛研究。从 20 世纪 80 年代起至今,清华大学对基于 He-Ne 激光器的正交偏振双纵模现象、产生机理和应用进行了系统研究^[3],并研发了基于正交偏振双纵模 He-Ne 激光器的双频外差干涉仪,用于工件台的纳米位移定位^[4]。20 世纪 90 年代初,基于光栅稳频的外腔可调谐半导体激光器迅速发展,其输出激光频率可由工作电流、电压和温度等参量控制,通常可实现激光频率在几十吉赫兹范围内连续调谐,且其激光线宽仅为几百千赫兹。基于以上优势,目前外腔可调谐半导体激光器在干涉测量^[5,6]和冷原子^[7,8]等领域都有着不可替代的作用。

2005 年,德国 Max-Planck 研究所的 Hänsch^[9]和美国 JILA 研究所的 Hall^[10]因在飞秒光学频率梳(简称“飞秒光频梳”或“光频梳”)方面的贡献共同获得了诺贝尔物理学奖。飞秒光频梳是利用将频率溯源至微波频率基准的飞秒锁模激光产生一系列在频率域上稳定的激光光谱,其可将激光频率的测量转化为微波频率的测量,从而使得直接绝对测量激光频率成为可能^[11]。飞秒光频梳作为一种特殊的激光光源,在时间域为飞秒脉冲激光,在频率域为等频率间隔的激光频率梳,在其他物理量的精密测量中也有着重要应用^[12,13]。本文主要从飞秒光频梳的原理入手,重点介绍飞秒光频梳在激光频率标尺、绝对距离测量和精密光谱测量等领域的研究进展、关键技术和研究动向。

2 飞秒光频梳原理

早在 1978 年,Eckstein 等^[14]就提出利用脉冲锁模激光直接测量激光频率的设想,但是受限于锁模激光器的性能,该方法并没有得到高精度的测量结果。1999 年,Hänsch 小组^[15,16]第一次利用商用克尔透镜锁模激光器在激光频率 20 THz 的范围内获得了极为稳定的纵模频率间隔,且该纵模频率间隔严格等于激光脉冲的重复频率 f_r ,稳定度优于 6×10^{-16} 。2000 年,Bell 实验室的 Ranka 等^[17]发现利用特殊的微结构光纤的非线性效应可以把飞秒脉冲激光的频谱宽度扩展到 2 倍带宽以上,从而实现 1 个光学倍频程。2000 年,Hall 小组^[18]利用经过光学倍频程后的激光,采用自参考方式将由激光群速度和相速度不同而引起的激光频率抖动锁定至频率基准,从而稳定了各梳齿的偏置频率 f_o 。

2.1 飞秒锁模激光

飞秒锁模激光通过锁定所有起振的激光纵模相位来产生周期性的脉冲。由激光谐振腔输出的飞秒脉冲的电场强度可表示为

$$E(t) = A(t)\exp(-i2\pi f_c t) + c. c., \quad (1)$$

式中 $A(t)$ 为周期性的载波包络函数, f_c 为载波频率, $c. c.$ 为右边第一项的复共轭。而周期性的载波包络函数用傅里叶级数可展开为

$$A(t) = \sum_n A_n \exp(-i2\pi n f_r t), \quad (2)$$

式中 $f_r = V_g / (2L)$ 为飞秒脉冲的重复频率, V_g 为群速度, L 为激光腔长。因此该脉冲激光的电场可以写为

$$E(t) = \sum_n A_n(t) \exp[-i2\pi(f_c + n f_r)t] + c. c.. \quad (3)$$

在频率域内,这个电场由相等频率间距 f_r 的光梳构成,如果不考虑载波与包络的相对相位问题,则第 n 个梳齿的频率为脉冲重复频率的整数倍,即 $f_n = n \times f_r$ 。但是由于激光腔内介质的色散现象,会造成载波以相速度而包络以群速度进行传播,由于这两个速度不同,激光脉冲每往返激光谐振腔一周,载波相位和包络相位就会有 $\Delta\varphi$ 的相位差($0 \leq \Delta\varphi \leq 2\pi$),如图 1 所示。由于激光在共振腔每往返一周就要重复原来的状态,因此激光载波相位必须满足

$$2\pi f_c T + \Delta\varphi = 2\pi n, \quad (4)$$

式中 T 为脉冲往返激光腔一周所需时间, n 为正整数(约为 10^6)。所以实际上满足这样条件的载波频率为

$$f_n = n \times f_r + f_o, \quad (5)$$

式中偏置频率 $f_o = \Delta\varphi f_r / (2\pi)$ 。载波和包络相位差使得各梳齿的频率并不能恰好等于激光脉冲重复频率的整数倍,而是存在偏置频率 f_o ,且脉冲重复频率 f_r 和偏差频率 f_o 都是在微波频率范围,因此利用 1 台飞秒锁模激光器就可以将微波和光频建立联系。

2.2 飞秒光频梳系统

如果 f_r 和 f_o 都是稳定的,那么每一个光梳齿的频率就是稳定的,一般飞秒激光的频谱宽度在太赫兹 (THz) 以上量级,经非线性光纤光学倍频程后可拓展至几百太赫兹,如果脉冲重复频率为 1 GHz,那么 1 台飞秒光频梳就含有数十万个稳频激光,这是传统连续波稳频激光所无法比拟的。由于现行的国际秒定义为铯 (^{133}Cs) 原子超精细结构跃迁辐射 9192631770 个周期的时间,所以只有将 f_r 和 f_o 锁定至 Cs 原子钟,飞秒光频梳才具有计量学意义。

脉冲重复频率 f_r 可直接用光电探测器得到,控制激光器的腔长即可控制重复频率 f_r 并将其锁定至频率基准,偏置频率 f_o 的探测与锁定通常采用自参考频率锁定方法,如图 2 所示。飞秒光频梳的第 n 个梳齿的频率可由(5)式给出,第 $2n$ 个梳齿的频率可表示为 $f_{2n} = 2n \times f_r + f_o$ 。所以,偏置频率 f_o 可由第 n 个梳齿的 2 倍频频率与第 $2n$ 个梳齿的频率进行拍频而获得,即 $f_o = 2 \times f_n - f_{2n}$ 。

但是,采用该方法探测 f_o 要求脉冲激光的频谱宽度足以覆盖 f_n 及 $2 \times f_n$ 的频率范围,即 1 个光学倍频程。为获得光学倍频程,目前通用的方法是利用特殊的微结构光纤或称为光子晶体光纤 (PCF) 来延展飞秒激光的频谱。飞秒光频梳的组成结构如图 3 所示。飞秒锁模激光器发出的一路脉冲激光直接由光电探测器接收并转化为电信号,经电子系统处理后形成反馈信号控制锁模激光器的腔长,使得重复频率 f_r 锁定至频率基准;另一路脉冲激光经光子晶体光纤进行光学倍频后,进入自参考拍频探测单元,脉冲激光被分为等功率的两路,其中一路经滤波后提取第 $2n$ 个梳齿的激光,另一路经滤波后提取第 n 个梳齿的激光并做倍频处理,两路激光会合后再入射至光电探测器转化为电信号,经电子系统处理后形成反馈信号控制锁模激光器的腔长,使得偏置频率 f_o 锁定至频率基准。

钛蓝宝石 (Ti:Sa) 锁模激光器和光纤锁模激光器均为飞秒光频梳系统常用的锁模激光器。目前这两类锁模激光器均已商用化, Ti:Sa 锁模激光器的中心波长在 800 nm 左右,重复频率在 0.1~1.0 GHz 之间,掺铒 (Er) 和掺镱 (Yb) 光纤锁模激光器的中心波长分别在 1560 nm 和 1040 nm 左右,重复频率约为几百兆赫兹。自参考拍频探测单元的关键技术为激光的二倍频技术,通常利用周期性极化晶体的非线性效应来实现。Cs 原子钟微波频率标准是目前国际时间频率基准,频率稳定度优于 10^{-15} , 选用其作为飞秒光频梳的频率基准可使得 f_r 和 f_o 均具有相同的频率稳定度。但是,由于 Cs 原子钟系统十分复杂,飞秒光频梳中的频率基准通常选用更为简单的铷 (Rb) 钟。商用 Rb 钟在 1 s 内的频率稳定度可达 1.5×10^{-11} , 但由于 Rb 钟长时间

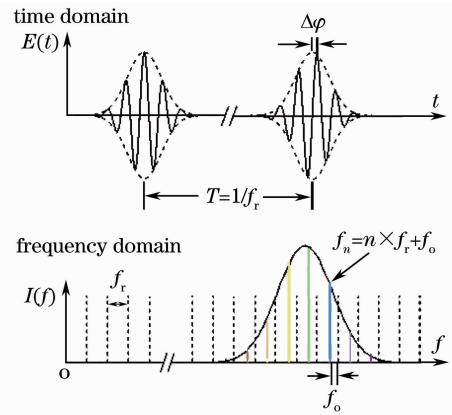


图 1 飞秒锁模激光在时域和频域的特性
Fig. 1 Femtosecond mode-locked laser in the time domain and frequency domain

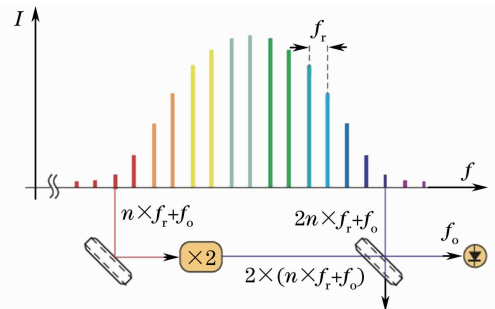


图 2 光频梳 f_r 和 f_o 的探测原理
Fig. 2 Schematic of locking f_r and f_o of the optical frequency comb

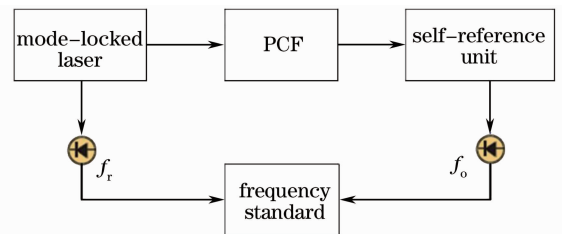


图 3 飞秒光频梳组成结构图
Fig. 3 Schematic of a femtosecond optical frequency comb

工作其频率稳定度会变差,实际应用中常采用由全球定位系统(GPS)时基(1 s 频率稳定度约为 5×10^{-12})定时标定 Rb 钟的方式为飞秒光频梳提供长期频率稳定度达到 10^{-11} 的频率基准。

3 激光频率标尺

飞秒光频梳建立了微波频率与光波频率的联系,飞秒脉冲在频域内可视为一把具有极高精确度且可溯源的激光频率标尺^[19],其相邻频率间隔为脉冲重复频率 f_r ,零点校准频率为偏置频率 f_0 。激光频率标尺可用于对任意覆盖范围内的激光频率进行绝对测量,也可通过偏频锁定方式锁定工作激光器的频率,由光频梳作为桥梁将测量结果溯源至频率基准。

3.1 激光频率绝对测量

利用飞秒光频梳测量某一激光的绝对频率^[20,21],待测激光频率 f_x 可表示为

$$f_x = N \times f_r \pm f_0 \pm f_b, \quad (6)$$

式中 f_b 为待测激光频率与第 N 个光梳齿的拍频,且 f_r 、 f_0 和 f_b 均为正值。当光频梳锁定至频率基准后 f_r 和 f_0 可精确测得,为确定整数级次 N 和 f_r 、 f_0 的符号,待测激光频率的初值应准确到 $\pm f_r/4$ 。目前的商用波长计的频率测量不确定度可达 10^{-8} ,满足待测激光频率的粗测要求。

无需使用商用波长计对待测激光频率进行粗测,只使用飞秒光频梳也可以对激光频率进行精密测量^[20]。用(6)式计算待测激光频率可分为两步:1) 确定 f_r 和 f_0 的符号;2) 测定与待测激光频率最邻近的光梳齿整数级次 N 。 f_r 和 f_0 的符号可通过微调 f_r 和 f_0 并测量光频梳与待测激光最小拍频的频率变化而获得。调谐脉冲重复频率 f_r 类似于拉伸一个一端固定的橡皮筋,光频梳的梳齿间隔增加,但是高阶梳齿的频率变化量会高于低阶梳齿的频率变化量。而调谐偏置频率 f_0 则不同,光频梳的梳齿间隔保持不变,所有梳齿频率整体增加或减小。所以,若固定 f_0 且增加 f_r 而拍频频率减小则 f_r 的符号为正,反之则为负;若 f_r 的符号为正且增加 f_0 而拍频频率减小则 f_0 的符号为正,若 f_r 的符号为正且增加 f_0 而拍频频率增加则 f_0 的符号为负,若 f_r 的符号为负且增加 f_0 而拍频频率减小则 f_0 的符号为负,若 f_r 的符号为负且增加 f_0 而拍频频率增加则 f_0 的符号为正。整数级次 N 的测量与多波长干涉中的小数重合法的测量原理相似^[20],通过微调飞秒光频梳的脉冲重复频率 f_r ,测量待测激光与多个整数级次梳齿的拍频,可计算得到 N 。调谐 f_r 至 f'_r ,与待测激光相拍频的光梳齿的整数级次由 N 变为 N' ,且满足 $N' = N + m$, m 为梳齿整数级次的变化数,此时的待测激光频率可表示为

$$f_x = (N + m) \times f'_r \pm f'_0 \pm f'_b, \quad (7)$$

式中 f'_0 和 f'_b 分别为拍频梳齿整数级次为 N' 时的偏置频率和梳齿与待测激光频率的拍频。则由(6),(7)式得光梳齿整数级次 N 满足

$$N \approx \frac{(m \times f'_r \pm f'_0 \pm f'_b) - (\pm f_0 \pm f_b)}{f_r - f'_r}. \quad (8)$$

考虑脉冲重复频率为 f_r 时激光拍频的测量不确定度 u , (6) 式应改写为

$$f_x = N \times f_r \pm f_0 \pm f_b + u. \quad (9)$$

再由(7),(8)式可得拍频梳齿整数级次 N 的测量不确定度为

$$u_N = \frac{u - u'}{f_r - f'_r}, \quad (10)$$

式中 u' 为脉冲重复频率为 f'_r 时的拍频测量不确定度。假设 u 和 u' 均为 ± 1 kHz, 则为达到 $|u_N| < 0.5$ 的整数测量精度,脉冲重复频率的调谐量应大于 4 kHz。

除采用以上连续调谐 f_r 的方式测量待测激光与光频梳最邻近梳齿整数级次 N 外,也可选用两个相差足够大的脉冲重复频率 ($|f_r - f'_r| \gg |u - u'|$) 分别测量待测激光频率来确定 N 。由(6),(7)式可得

$$N \approx N' \frac{f'_r}{f_r} + \frac{(\pm f'_0 \pm f'_b) - (\pm f_0 \pm f_b)}{f_r}. \quad (11)$$

由(11)式可知,满足 N 和 N' 的应为间隔 $1/(f'_r/f_r - 1)$ 的正整数集。假设 f_r 和 f'_r 分别为 250.0, 250.1 MHz, N 和 N' 应均为间隔 2500 的整数。由此,只需粗略地知道待测激光频率就可以确定与该频率激光相拍频的光频梳

的整数级次。

3.2 激光频率锁定与溯源

尽管飞秒光频梳可提供溯源至频率基准的宽光谱激光,但是频率可溯源、可调谐且具有一定功率的单一频率连续激光在干涉精密计量等领域的应用仍非常广泛。工作激光 f_{DL} 与光频梳拍频,利用激光偏频锁定方式可锁定 f_{DL} 至与其频率相邻的光频梳的梳齿^[22],如图 4 所示。利用光频梳作为频率传递的桥梁, f_{DL} 溯源至频率基准并具有相同的频率稳定度,闭环控制工作激光器可实现 f_{DL} 在多梳齿间连续调谐,而且一般商用的可调谐半导体激光器的光功率均在毫瓦量级,远大于光频梳单梳齿的功率。

外腔可调谐半导体激光器(ECDL)因其具有频率可调谐的特点在多波长干涉、相移干涉和频率跟踪测量等方面有着独特优势,如将飞秒光频梳系统用于对 ECDL 频率的锁定和溯源,其测量精度和计量意义都将得到加强^[23~26]。2006 年,Jin 等^[23]提出将 ECDL 锁定至光频梳并用于多波长干涉量块测量,通过将半导体激光的频率溯源至 Rb 钟频率基准,得到了 1.9×10^{-10} 的激光频率稳定度,量块长度的测量不确定度为 15 nm。2010 年,Hyun 等^[24]将锁定至光频梳的 ECDL 应用于基于声光调制的迈克耳孙外差干涉仪系统,用于长距离位移测量。2009 年,Bitou^[25]提出将 ECDL 锁定至法布里-珀罗(F-P)腔并由光频梳测量 ECDL 的频率,由其频率变化得到 F-P 腔长度的变化,长度分辨率可达 1.3 nm。

除上述拍频锁定方法外,通过滤波方式提取飞秒光频梳的某一梳齿并进行半导体注入放大也可以获得单一频率连续激光。2009 年,Kim 等^[27]利用光纤光栅和光纤 F-P 滤波器获得功率仅为 40 nW 的飞秒光频梳的单一光梳齿,并通过半导体注入放大的方式将其功率放大至 20 mW,其在 10 s 积分时间内的频率稳定度可达 2×10^{-15} 。

4 绝对距离测量

飞秒光频梳不仅可以作为一把频率尺对激光频率进行精确计量,考虑到时间、速度和距离的相互关系,它也可以作为一把空间尺对长度进行测量。2000 年,Minoshima 等^[28]首次直接利用飞秒锁模激光进行绝对距离测量,通过测量飞秒锁模激光多纵模间拍频分量的相移来获得待测距离,其使用的飞秒锁模激光的脉冲重复频率为 50 MHz,长期频率稳定度仅为 10^{-7} ,但在 240 m 的测量范围内仍得到了 $50 \mu\text{m}$ 的分辨率^[28]。在此基础上,随着飞秒光频梳系统性能的提升,直接利用飞秒光频梳作为光源进行绝对距离测量的研究不断发展。

4.1 时间飞行与相关分析

飞秒光频梳在时域上表现为重复频率为 f_r 的激光脉冲,在频域上则为频率间隔为 f_r 的一系列频率齿。基于飞秒光频梳的上述特点,2004 年 Ye^[29]详细阐述了在真空环境中基于时间飞行法和相关分析法的测量原理,以实现大量程、高分辨率的绝对距离测量,如图 5 所示。飞秒光频梳入射至迈克耳孙干涉仪,脉冲周期满足 $\tau = 1/f_r$,参考臂和测量臂的长度分别为 L_1 和 L_2 , a' 和 b' 分别为参考臂的反射激光脉冲, c' 和 d' 分别为测量臂的反射激光脉冲,其探测光路由分光镜分为两路,分别进行时间飞行和相关分析的测量。

由于时间飞行法的测量精度由时间间隔的测量精度所决定,3 ps 的时间分辨率对应的距离分辨率约为 1 mm,所以该系统首先采用时间飞行法对待测距离进行粗测,再利用相关分析法在一个脉冲相关周期内对

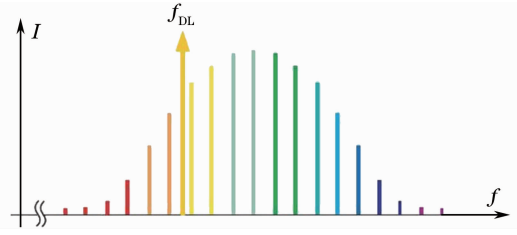


图 4 连续激光锁定至光频梳原理

Fig. 4 Schematic of locking a CW laser to optical frequency comb

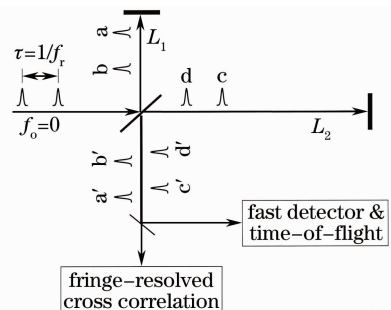


图 5 基于飞行时间和相关分析法的飞秒光频梳绝对距离测量原理

Fig. 5 Schematic of measuring the absolute distance with a combination of time-of-flight and correlation analysis methods

距离进行精确测量。调谐 f_r 并测量参考臂与测量臂反射的相邻两个脉冲的时间间隔 Δt , 可以实现时间飞行法的测量, 如图 6 所示^[29]。在脉冲重复频率为 f_{r1} (脉冲周期 τ_1) 时, 参考臂与测量臂反射的相邻脉冲的时间间隔为 Δt_1 , 增加重复频率至 f_{r2} (脉冲周期 τ_2), 参考臂与测量臂反射的相邻脉冲的时间间隔减小至 Δt_2 。假设 a' 和 c' 间隔 n 个整数飞秒激光脉冲, 则参考臂与测量臂的光程差 ΔL 满足

$$\Delta L/c = n\tau_1 - \Delta t_1 = n\tau_2 - \Delta t_2. \quad (12)$$

测量两个状态下的脉冲周期 τ_1 、 τ_2 以及相邻脉冲时间间隔 Δt_1 、 Δt_2 , 可以得到参考臂与参考臂间隔的脉冲整数 n 。

为了得到更高的分辨率, 继续调谐 f_r 至 f_{r3} (脉冲周期 τ_3), 使得参考臂与测量臂反射的相邻脉冲 a' 和 c' 部分重合, 如图 7 所示^[29]。当 $\Delta t_1 = \tau_1/2$ 时 f_{r3} 达到调谐上限, 且光程差满足 $\Delta L/c = n\tau_3 - \Delta t_3$, 其中 $\Delta t_3 \ll \tau_3$ 。由此可得, τ_1 和 τ_3 满足 $[1 - 1/(2n)]\tau_1 = \tau_3$ 。对于重复频率约为 250 MHz 的飞秒光频梳, 其脉冲周期约为 4 ns, 当 $\Delta L \approx 12$ m 时的脉冲整数 $n \approx 10$, 最多需调谐重复频率的 5% 即可使得参考臂与测量臂反射的相邻脉冲重合。当脉冲 a' 和 c' 重合后, 由于飞秒光频梳各梳齿间具有稳定的频率和相位关系, 通过分析两个脉冲包络干涉的相关性, 可以精确调谐重复频率使得两脉冲完全重合, 此时用时间飞行法测量光程的时间小数为零。该方法测量的光程越大, 参考臂与测量臂脉冲间隔数越多, 所需的重复频率调谐范围越小, 但是飞秒激光在长距离传播中的频率和相位抖动会引起包络干涉对比度的下降, 从而影响相关分析的精度。

近年来, 利用飞秒光频梳基于上述飞行时间和相关分析法进行绝对距离测量的实验被不断报道^[30~32]。Cui 等^[30] 利用重复频率约为 1 GHz 的 Ti:Sa 飞秒光频梳建立了量程为 50 m 的测量系统, 与传统的 He-Ne 激光干涉仪比对, 两种方法测量一致性优于 $2 \mu\text{m}$ 。2010 年 Lee 等^[33] 提出了一种新的基于飞秒光频梳飞行时间的绝对距离测量方法, 在传统迈克尔孙干涉仪的基础上利用周期性极化的钛氧磷酸钾晶体首先将待测飞秒脉冲转化为其二次谐波, 再通过测量两个二次谐波的时间间隔实现时间飞行法测量, 在测量量程 0.7 km 范围内获得了 117 nm 的测量方差。由于飞秒脉冲在空气中长距离传播的色散现象会引起相关函数的非线性, 所以若在空气环境中利用飞秒光频梳进行绝对距离测量, 可测量飞秒脉冲激光的干涉谱, 解调干涉谱中的相位信息可获得待测绝对距离^[34~36]。

4.2 双光频梳技术

利用两台重复频率有微小差别且具有相干性的飞秒光频梳组成外差光频梳系统, 其中一台光频梳直接进入测距干涉仪, 另一台光频梳用于测量经干涉仪光频梳的相移, 可实现快速、大量程和高精度的绝对距离测量^[37]。在时域上, 双光频梳类似于游标测尺, 两台光频梳具有一定偏差的脉冲重复周期, 基于时间飞行法进行距离测量时, 一台光频梳为主测尺, 另一台则为游标尺, 游标尺可实现小数位的精确测量。在频域上, 双光频梳类似于双频激光, 但光频梳具有更多的频率梳齿, 重复频率相差为 Δf_r 的两台光频梳拍频会产生一系列射频信号, 其频率间隔为 Δf_r , 即两光频梳的第 n 个梳齿的频率差为 $n\Delta f_r$ 。

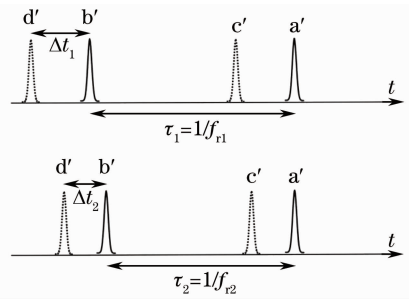


图 6 时间飞行法测量原理

Fig. 6 Principle of the time-of-flight method

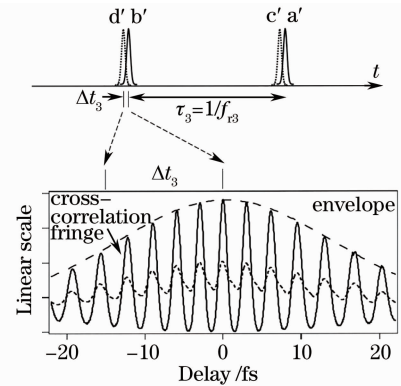


图 7 相关分析法测量原理

Fig. 7 Principle of the correlation analysis method

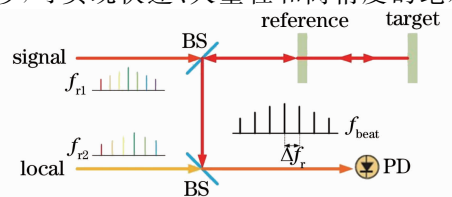


图 8 双光频梳绝对距离测量原理

Fig. 8 Measuring the absolute distance with dual optical frequency combs

如图 8 所示,信号光频梳经分光镜(BS)投射至参考镜,一路由参考镜直接反射,另一路经参考镜投射至待测目标再被反射,本振光频梳经分光镜后与信号光频梳合光,并入射至光电探测器(PD),测量飞秒脉冲在参考镜与待测目标间的飞行时间可得待测距离。信号光频梳的重复频率为 f_{rS} (脉冲周期 τ_{rS}),本振光频梳的重复频率为 f_{rLO} (脉冲周期 τ_{rLO}),其重复频率相差 Δf_r (脉冲周期相差 $\Delta \tau$),且满足 $\Delta f_r \ll f_{rS}$ 。信号光频梳脉冲与本振光频梳脉冲在时间上周期性地重合,且其重合时间周期 $T \approx \tau_{rLO}^2 / \Delta \tau$,连续采样本振脉冲与分别经参考镜和待测目标反射的信号脉冲的重叠拍频信号可提高飞行时间法小数部分测量的分辨率。

本振光频梳脉冲和信号光频梳脉冲的电场分量可分别表示为 $\sum_n \exp(in\varphi_{LO})E_{LO}(t - n\tau_{LO})$ 和 $\sum_n \exp(in\varphi_S)E_S(t - n\tau_S)$,其中 E_{LO} 和 E_S 分别为本振和信号光频梳脉冲的电场强度, φ_{LO} 和 φ_S 分别为各自载波与包络的相位差, n 为脉冲级次。对于第 n 级脉冲,探测器得到的电压正比于本振脉冲与延迟信号脉冲在时域上的重叠量,可表示为

$$V(t_{\text{eff}}) = \int E_{LO}^*(t) [E_S(t + t_{\text{eff}} - t_r) + \exp(i\phi)E_S(t + t_{\text{eff}} - t_t)] dt, \quad (13)$$

式中有效时间 $t_{\text{eff}} = n\Delta\tau$, ϕ 为信号光频梳脉冲被参考镜反射引起的半波损失, t_r 和 t_t 分别为参考镜和待测目标引起的信号脉冲延时。为测量相对时间延迟 $\Delta t = t_r - t_t$,先利用窗函数将式中的 t_r 和 t_t 分离,再对电压函数进行傅里叶变换得到相对谱相位为 $\varphi(\nu) = 2\pi\Delta t\nu$,用待测距离 L 代替 Δt 并考虑飞秒脉冲在空气中传播的色散现象后可得

$$\varphi(\nu) = 4\pi L/\lambda_c + (4\pi L/v_g)(\nu - \nu_c), \quad (14)$$

式中 ν_c 、 λ_c 和 v_g 分别为光频梳载波频率、波长和群速度。利用 $\varphi = a + b(\nu - \nu_c)$ 对相对谱相位进行线性拟合,飞行时间法测得的长度可表示为 $L = b[\nu_g/(4\pi)]$,相位分析测得的长度可表示为 $L = (a + 2\pi m)[\lambda_c/(4\pi)]$,其中 m 为相位周期整数^[37]。测得谱相位后,结合以上两式进行直线拟合可得到待测绝对距离。

5 精密光谱测量

飞秒光频梳用于精密光谱测量主要有两大类方法,一类是利用光频梳作为频率标尺标定连续激光器并将其用于光谱测量^[38],另一类则是将光频梳直接用于光谱测量,该方法通常采用高精度 F-P 腔作为样品池以增强光频梳与待测样品间的相互作用^[39~44]。利用光频梳作为频率标尺标定连续激光器并用于光谱测量,相对于传统的基于连续激光器的吸收光谱测量,可实现连续激光器频率的可控和溯源,提高了光谱分辨率。直接光频梳光谱技术可利用光频梳的全光谱进行测量,类似于使用无数个频率和相位稳定的窄线宽激光,且其光谱分辨率受限于单个梳齿的线宽,通常在千赫兹至亚赫兹量级。高精度 F-P 腔增加了光子在腔内的往返次数,可将有效吸收光程增长 $1/(1-R)$ 倍, R 为 F-P 腔镜的反射率。飞秒光频梳入射至高精度 F-P 腔,在频域上只有满足 F-P 腔自由光谱范围整数倍的频率梳齿才可以透射,而在时域上飞秒激光脉冲在 F-P 腔中经过 n 次往返后可与另一新入射脉冲相重合。飞秒光频梳经过 F-P 腔中样品吸收后,每个梳齿的透射电场强度 E_t 与入射电场强度 E_i 之比为

$$\frac{E_t}{E_i} = \sum_{n=1}^{\infty} (R-1)R^{n-1} \exp[-(2n-1)\alpha L/2] \exp[i\varphi_n(t)], \quad (15)$$

式中 L 为 F-P 腔的腔长, R 为 F-P 腔镜的反射率, n 为脉冲在 F-P 腔中的往返次数, α 为吸收系数, $\varphi_n(t)$ 为脉冲在 F-P 腔内传播的相位延迟,可表示为

$$\varphi_n(t) = 2\pi(2n-1) \left[L \frac{\nu(t)}{c} - (n-1)\beta \frac{L^2}{c^2} \right], \quad (16)$$

式中 $\nu(t)$ 为每个入射梳齿的频率, β 为入射光频相对 F-P 腔透射峰的扫描频率。飞秒光频梳透射 F-P 腔的光强可由 $I_t = E_t \cdot E_t^*$ 获得。

2002 年,Gherman 等^[39]第一次使用中心波长 860 nm、脉宽 100 fs 的 Ti:Sa 飞秒激光和腔长 92 cm、精细度 420 的 F-P 腔测量了乙炔的吸收光谱,该系统的有效吸收光程约为 120 m,在 4 nm 吸收光谱范围内实现了约为 0.2 cm^{-1} 的光谱分辨率。近年来,飞秒光频梳的性能不断提升,利用非线性效应其光谱可覆盖紫外

至中红外,基于腔增强的光频梳直接光谱技术因其具有光谱测量范围大、光谱分辨率高和测量灵敏度高等优势而被广泛研究。图9为几种腔增强直接光频梳光谱技术测量方案^[44]。图9(a)为将飞秒光频梳直接应用至腔衰荡光谱测量,并利用衍射光栅和可旋转的反射镜提高光谱分辨率,其测量光谱在可见光到近红外波段,在100 nm的光谱范围内实现了 0.8 cm^{-1} 的光谱分辨率^[40]。图9(b)表示利用飞秒光频梳的频域特性,通过扫描重复频率选择不同的光梳齿与F-P腔谐振,其光谱分辨率仅受限于光频梳的梳齿线宽^[41]。图9(c)所示为利用掺Er光纤飞秒激光获得 $1.5\sim 1.7\ \mu\text{m}$ 的光频梳并对 CO_2 、 CO 和 NH_3 等气体的近红外光谱进行测量,利用虚拟成像相位阵列(VIPA)和光栅将200 nm测量光谱范围的光谱分辨率提高至800 MHz^[42]。图9(d)则是利用掺Yb光纤飞秒激光和光学参量振荡获得光谱范围在 $2.8\sim 4.8\ \mu\text{m}$ 的光频梳,对待测气体进行基于迈克耳孙干涉仪的快速傅里叶变换(FFT)光谱进行测量,光谱分辨率可达 0.0056 cm^{-1} ^[43]。

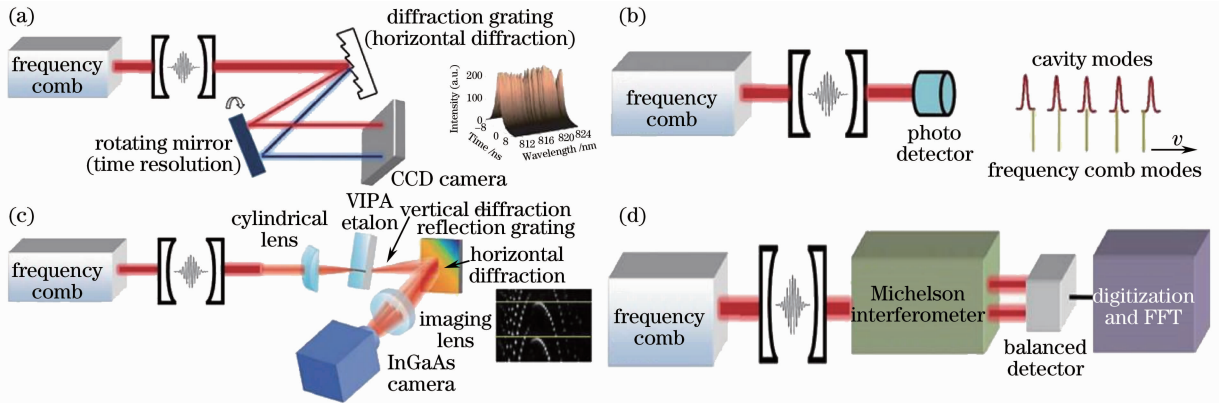


图9 几种腔增强直接光频梳光谱技术测量方案。(a)飞秒光频梳用于腔衰荡光谱测量,利用光栅和反射镜提高光谱分辨率;(b)飞秒光频梳梳齿游标式光谱测量,具有单梳尺的光谱分辨率;(c)飞秒光频梳用于腔衰荡光谱测量,用VIPA提高光谱分辨率;(d)飞秒光频梳傅里叶变换光谱测量

Fig. 9 Several cavity-enhanced direct optical frequency comb spectroscopy methods. (a) Cavity ringdown spectroscopy using a grating and a mirror to enhance the resolution; (b) comb vernier spectrometer with a resolution of a single comb; (c) cavity ringdown spectroscopy using a VIPA to enhance the resolution; (d) cavity ringdown spectroscopy using Fourier transform analysis

利用两台重复频率略有差别的飞秒光频梳组成的双光频梳系统也可用于精密光谱测量,测量原理与用于绝对距离测量的双光频梳技术相似,通过测量一台飞秒光频梳经过待测样品后的幅值和相位而得到光谱信息^[45],如图10所示。一台光频梳经过腔增强光谱吸收池后与另一台光频梳合光并入射至探测器,将探测器得到的两台光频梳的干涉信号进行傅里叶分析可得待测样品的光谱信息。双光频梳技术与腔增强吸收光谱、傅里叶变换光谱相结合的光谱测量方法,相比于上述的其他直接光频梳光谱技术,测量系统无需任何机械移动,测量速度更快,而且光谱分辨率、信噪比更高。

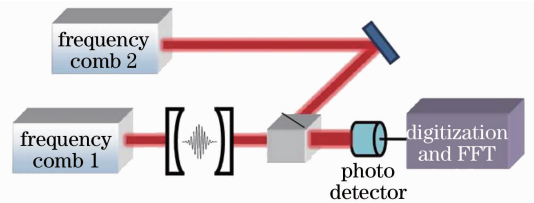


图10 双光频梳用于光谱测量的原理
Fig. 10 Measuring the spectroscopy with dual optical frequency combs

6 结束语

飞秒光频梳的出现得益于飞秒锁模激光、非线性光学、时间频率基准和激光稳频技术等领域的发展,其在时域上表现为重复频率稳定的飞秒脉冲激光,在频域上则表现为频率间隔稳定的频率梳齿。人类研究飞秒光频梳的最初目的是要对光波频率进行直接精密计量,在此之前谐波光频链承担了从微波频率向光频的过渡工作,但是其系统十分复杂且测量的光频数量十分有限。飞秒光频梳作为微波频率与光学频率的桥梁,可实现从兆赫兹到太赫兹的直接频率传递,为下一代时间频率基准的建立和频率传递等方面的研究奠定了基础。同时,由于飞秒光频梳独特的时域和频域特性,它在激光频率计量、频率标准传递、绝对距离测量和光

谱测量等方面有着更大的优势和应用前景。

飞秒光频梳作为人类在光源领域的又一重大突破,将会带来测量科学的又一次进步。同时,飞秒光频梳作为一项新兴的激光技术,其自身技术的发展与其应用的发展是相辅相成的。目前,飞秒光学频率梳尤其是基于光纤锁模激光器的飞秒光频梳正在向高重复频率、宽光谱范围和小型化等方向发展,以满足不同应用领域对光频梳的不同需求。

参 考 文 献

- 1 Li Tianchu, Fang Zhanjun. From metre to second at NIM: stabilized lasers-Cs fountain clocks-fs optical frequency combs-Sr lattice clock[J]. *Chinese Sci. Bull.*, 2011, **56**(10): 709~716
- 李天初, 方占军. 从长度米到时间秒: 稳频激光-铯喷泉钟-飞秒光梳-锶光晶格钟[J]. *科学通报*, 2011, **56**(10): 709~716
- 2 R. Felder. Practical realization of the definition of the metre, including recommended radiations of other optical frequency standards (2003)[J]. *Metrologia*, 2005, **42**(4): 323~325
- 3 Zhang Shulian. Physical characteristics of orthogonally polarized dual frequency laser by cavity tuning[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2011, **48**(5): 051401
- 张书练. 正交偏振双纵模激光器腔调谐物理效应[J]. *激光与光电子学进展*, 2011, **48**(5): 051401
- 4 Liu Zhen, Li Yan. Development of large range nano-positioning system used in metrological scanning microscope[J]. *Journal of Optoelectronics • Laser*, 2010, **21**(7): 957~962
- 刘 振, 李 岩. 计量型扫描显微镜中大行程纳米定位系统研制[J]. *光电子·激光*, 2010, **21**(7): 957~962
- 5 R. Jang, C. Kang, J. Kim *et al.*. High-speed measurement of three-dimensional surface profiles up to 10 μm using two-wavelength phase-shifting interferometry utilizing an injection locking technique [J]. *Appl. Opt.*, 2011, **50**(11): 1541~1547
- 6 Ma Jichi, Li Yan, Sun Wenke *et al.*. Fabry-Pérot interferometer using tunable diode laser[J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(7): 1296~1300
- 马骥驰, 李 岩, 孙文科 等. 可调波长半导体激光法布里珀罗干涉仪[J]. *光学学报*, 2008, **28**(7): 1296~1300
- 7 M. Takamoto, T. Takano, H. Katori. Frequency comparison of optical lattice clocks beyond the Dick limit[J]. *Nature Photon.*, 2011, **5**(5): 288~292
- 8 Yang Baodong, Liang Qiangbing, Yang Jianfeng *et al.*. Dressed-atom spectra of cold cesium atoms trapped in a magneto-optical trap[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(11): 3124~3127
- 杨保东, 梁强兵, 杨建峰 等. 铯原子磁光阱中冷原子的缀饰态光谱[J]. *光学学报*, 2010, **30**(11): 3124~3127
- 9 T. Hänsch. Nobel lecture; passion for precision[J]. *Rev. Mod. Phys.*, 2006, **78**(4): 1297~1309
- 10 J. Hall. Nobel lecture; defining and measuring optical frequencies[J]. *Rev. Mod. Phys.*, 2006, **78**(4): 1279~1295
- 11 T. Udem, R. Holzwarth, T. Hänsch. Optical frequency metrology[J]. *Nature*, 2002, **416**(6877): 233~237
- 12 S. Diddams. The evolving optical frequency comb[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2010, **27**(11): B51~B62
- 13 N. Newbury. Searching for applications with a fine-tooth comb[J]. *Nature Photon.*, 2011, **5**(4): 186~188
- 14 J. Eckstein, A. Ferguson, T. Hänsch. High-resolution two-photon spectroscopy with picosecond light pulses[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1978, **40**(13): 847~850
- 15 T. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth *et al.*. Accurate measurement of large optical frequency differences with a mode-locked laser[J]. *Opt. Lett.*, 1999, **24**(13): 881~883
- 16 R. Holzwarth, T. Udem, T. Hänsch. Optical frequency synthesizer for precision spectroscopy[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **85**(11): 2264~2267
- 17 J. Ranka, R. Windeler, A. Stentz. Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fiber with anomalous dispersion at 800 nm[J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(1): 25~27
- 18 D. Jones, S. Diddams, J. Ranka *et al.*. Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis[J]. *Science*, 2000, **288**(5466): 635~639
- 19 S. Kim. Combs ruler[J]. *Nature Photon.*, 2009, **3**(6): 313~314
- 20 L. Ma, M. Zucco, S. Picard *et al.*. A new method to determine the absolute mode number of a mode-locked femtosecond-laser comb used for absolute optical frequency measurements[J]. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 2003, **9**(4): 1066~1071
- 21 Fang Zhanjun, Wang Qiang, Wang Minming *et al.*. Femtosecond frequency comb and optical frequency measurement of 532 nm Nd:YAG laser[J]. *Acta Physica Sinica*, 2007, **56**(10): 5684~5690

- 方占军, 王 强, 王民明 等. 飞秒光梳和碘稳频 532 nm Nd:YAG 激光频率的测量[J]. *物理学报*, 2007, **56**(10): 5684~5690
- 22 J. Jost, J. Hall, J. Ye. Continuously tunable, precise, single frequency optical signal generator[J]. *Opt. Express*, 2002, **10**(12): 515~520
- 23 J. Jin, Y. Kim, Y. Kim *et al.*. Absolute length calibration of gauge blocks using optical comb of a femtosecond pulse laser [J]. *Opt. Express*, 2006, **14**(13): 5968~5974
- 24 S. Hyun, Y. Kim, Y. Kim *et al.*. Absolute distance measurement using the frequency comb of a femtosecond laser[J]. *CIRP Annals Manufacturing Technology*, 2010, **59**(1): 555~558
- 25 Y. Bitou. Displacement metrology directly linked to a time standard using an optical-frequency-comb generator[J]. *Opt. Lett.*, 2009, **34**(10): 1540~1542
- 26 Y. Salvadé, N. Schuhler, S. Lévêque *et al.*. High-accuracy absolute distance measurement using frequency comb referenced multiwavelength source[J]. *Appl. Opt.*, 2008, **47**(14): 2715~2720
- 27 Y. Kim, Y. Kim, B. Chun *et al.*. All-fiber-based optical frequency generation from an Er-doped fiber femtosecond laser [J]. *Opt. Express*, 2009, **17**(13): 10939~10945
- 28 K. Minoshima, H. Matsumoto. High-accuracy measurement of 240-m distance in an optical tunnel by use of a compact femtosecond laser[J]. *Appl. Opt.*, 2000, **39**(30): 5512~5517
- 29 J. Ye. Absolute measurement of a long, arbitrary distance to less than an optical fringe[J]. *Opt. Lett.*, 2004, **29**(10): 1153~1155
- 30 M. Cui, M. Zeitouny, N. Bhattacharya *et al.*. High-accuracy long-distance measurements in air with a frequency comb laser[J]. *Opt. Lett.*, 2009, **34**(13): 1982~1984
- 31 P. Balling, P. Křen, P. Mašika *et al.*. Femtosecond frequency comb based distance measurement in air[J]. *Opt. Express*, 2009, **17**(11): 9300~9313
- 32 D. Wei, S. Takahashi, K. Takamasu *et al.*. Time-of-flight method using multiple pulse train interference as a time recorder[J]. *Opt. Express*, 2011, **19**(6): 4881~4889
- 33 J. Lee, Y. Kim, K. Lee *et al.*. Time-of-flight measurement with femtosecond light pulses[J]. *Nature Photon.*, 2010, **4**(10): 716~720
- 34 K. Joo, S. Kim. Absolute distance measurement by dispersive interferometry using a femtosecond pulse laser[J]. *Opt. Express*, 2006, **14**(13): 5954~5960
- 35 M. Cui, M. Zeitouny, N. Bhattacharya *et al.*. Long distance measurement with femtosecond pulses using a dispersive interferometer[J]. *Opt. Express*, 2011, **19**(7): 6549~6562
- 36 S. Lee, J. Lee, Y. Kim *et al.*. Active compensation of large dispersion of femtosecond pulses for precision laser ranging [J]. *Opt. Express*, 2011, **19**(5): 4002~4008
- 37 I. Coddington, W. Swann, L. Nenadovic *et al.*. Rapid and precise absolute distance measurements at long range[J]. *Nature Photon.*, 2009, **3**(6): 351~356
- 38 M. Niering, R. Holzwarth, J. Reichert *et al.*. Measurement of the hydrogen 1S-2S transition frequency by phase coherent comparison with a microwave cesium fountain clock[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **84**(24): 5496~5499
- 39 T. Gherman, D. Romanini. Mode-locked cavity-enhanced absorption spectroscopy[J]. *Opt. Express.*, 2002, **10**(19): 1033~1042
- 40 M. Thorpe, K. Moll, R. Jones *et al.*. Broadband cavity ringdown spectroscopy for sensitive and rapid molecular detection [J]. *Science*, 2006, **311**(5767): 1595~1599
- 41 C. Gohle, B. Stein, A. Schliesser *et al.*. Frequency comb vernier spectroscopy for broadband, high-resolution, high-sensitivity and dispersion spectra[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, **99**(26): 263902
- 42 M. Thorpe, D. Clausen, M. Kirchner *et al.*. Cavity-enhanced optical frequency comb spectroscopy: application to human breath analysis[J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(4): 2387~2397
- 43 F. Adler, P. Maslowski, A. Foltynowicz *et al.*. Mid-infrared Fourier transform spectroscopy with a broadband frequency comb[J]. *Opt. Express*, 2010, **18**(21): 21861~21872
- 44 A. Foltynowicz, P. Maslowski, T. Ban *et al.*. Optical frequency comb spectroscopy[J]. *Faraday Discuss*, 2011, **150**: 23~31
- 45 I. Coddington, W. Swann, N. Newbury. Time-domain spectroscopy of molecular free-induction decay in the infrared[J]. *Opt. Lett.*, 2010, **35**(9): 1395~1397