

doi:10.19306/j.cnki.2095-8110.2021.05.017

芯片级光钟技术综述

高丽娟

(成都天奥信息科技有限公司,成都 610000)

摘要:芯片级光钟是一种基于热原子中光频跃迁的新型光钟,近年来随着光子集成技术、激光技术和微机电技术的发展,该类光钟可以实现较小的体积和较高的精度,有望广泛应用于对体积、质量、功耗和精度敏感的各种国防装备中。介绍了国内外芯片级光钟技术的进展情况,阐述了芯片级光钟的相关技术,包括基于双光子跃迁的光频标技术、微制造气室技术和微腔光频梳技术等,分析了影响频率稳定性和准确度的主要因素,最后对芯片级光钟面临的机遇和挑战进行了简要的展望。

关键词:光钟;芯片级;双光子跃迁;微制造气室;频率稳定性;频率准确度

中图分类号:TN24

文献标志码:A

文章编号:2095-8110(2021)05-0124-09

Overview of Chip-scale Optical Clock Technology

GAO Li-juan

(Chengdu Spaceon Information Technology Co., Ltd., Chengdu 610000, China)

Abstract: Chip-scale optical clock is a new kind of optical clock based on the optical frequency transition in hot atoms. With the development of photonic integration technology, laser technology and micro-electro-mechanical technology in recent years, this kind of optical clock can realize small volume and high precision, and is expected to be widely used in various national defense equipments sensitive to volume, weight, power consumption and precision. In this paper, the progress of optical clock technologies including the optical frequency standard based on the two-photon transition spectroscopy, micro-fabricated atomic cell technology, micro-resonator optical frequency comb technique are introduced, then the frequency stability and accuracy are analyzed, and finally a brief outlook of the challenge and the development for the chip scale optical clock is made.

Key words: Optical clock; Chip-scale; Two-photon transition spectroscopy; Micro-fabricated atomic cell; Frequency stability; Frequency accuracy

0 引言

原子钟具有极高的频率准确度和稳定性,从1948年诞生以来便获得了广泛应用,为科学技术和经济发展做出了重要贡献。按照原子跃迁能级谱线对应的频段,原子钟可以分为微波原子钟和光学原子钟。原子钟技术主要有两个发展方向:一个是

追求较高精度,另一个是实现较小体积。

随着原子冷却技术和光学频率梳技术的发展,原子钟的精度不断提高,实现了从热原子钟到冷原子钟、从微波钟到光钟的发展历程,图1所示为原子钟在体积和精度维度下的分布图。热原子钟的代表为铯束钟和氢钟,两者都实现了商业化生产。基于原子冷却的喷泉钟代表了微波钟的最高水平,其

收稿日期:2021-02-21;修订日期:2021-03-16

作者简介:高丽娟(1976-),女,工程师,主要从事卫星导航、海事侦查方面的研究。

精度达到了 10^{-16} 的水平^[1], 主要作为一级频率标准。除此之外, 引人注意的还有以汞离子微波钟为代表的离子微波频标钟^[2], 可以用于星载和深空探测等。随着 21 世纪光频梳技术的发展, 使光学原子钟成为可能, 现阶段光晶格钟的精度达到了 10^{-18} 的水平, 有望成为新的秒长定义^[3]。但是传统高精度光钟由于庞大的体积和功耗, 目前仍处于实验室阶段, 国内外也在开展可搬运和空间光钟的研究。

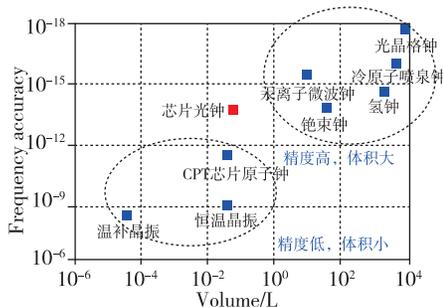


图 1 常用原子钟的性能对比

Fig. 1 Performance comparison of atomic clocks

近年来, 基于相干布局陷俘 (Coherent Population Trapping, CPT) 原理的原子钟得到了广泛关注^[4], 因其采用双色相干光场取代微波场对泡内原子进行基态探测, 不需要微波腔体, 所以其体积可以大幅缩小。采用微机械电子系统 (Micro-Electro-Mechanical Systems, MEMS) 技术制作原子泡和 3D 封装, 可以进一步提高整钟集成度。现阶段 CPT 芯片原子钟的体积可缩小至 cm^3 水平, 已实现商业化生产。但因其频率精度一般为 10^{-11} 量级, 需要定期进行频率校准, 很难满足长期守时需求。

随着现代激光技术、光子集成技术和 MEMS 技术的发展, 使基于热原子光钟的芯片化成为可能。首先, 其物理系统利用微制造气室内的热原子, 摒弃了激光冷却或离子囚禁装置, 大大缩小了系统的体积和功耗。然后利用可片上集成的微腔光频梳技术, 将光频的精度传递到微波波段。芯片光钟兼具高精度和小体积的特点, 有望达到 CPT 芯片原子钟的体积和微波铯束钟的性能指标, 可以广泛应用于对体积、质量、功耗和精度敏感的装备中。

1 国内外研究情况

美国在芯片光钟技术方面的研究最为领先。美国国防部高级研究计划局 (Defense Advanced Research Projects Agency, DARPA) 在芯片级原子

钟 (Chip-Scale Atomic Clock, CSAC) 和集成化微型主原子钟 (Integrated Micro Primary Atomic Clock Technology, IMPACT) 项目的基础上, 于 2016 年提出了高稳原子钟 (Atomic Clock with Enhanced Stability, ACES) 项目, 旨在研制一种能够为低功耗便携式军用设备提供高精度时钟和守时功能的原子钟, 要求其关键性能参数 (温度性能、长期频率稳定度、开机复现性等) 比现在的 CSAC 提高 3 个数量级。该项目也包括对影响未来 ACES 的一些创新关键技术和物理方法的研究等。在 ACES 项目的支持下, 主要有三组研究者开展了 ACES 的探索和尝试, 研究的方向分别是小型化冷原子钟、离子微波钟和芯片级光钟。其中芯片级光钟的研制进展最为迅速, 2014 年美国国家标准与技术研究院 (National Institute of Standards and Technology, NIST) 的研究人员首次演示了基于微腔光频梳的光钟结构^[5], 由于微腔光梳的谱宽没有达到一个倍频程, 他们将光频梳的 2 个梳齿锁定到铷原子的不同参考谱线上, 实现了对光梳 2 个自由度的控制, 其输出频率精度达到 10^{-9} 的水平, 性能主要受限于参考谱线的稳定度。2019 年, 该课题组进一步提高了此类光钟的性能和集成度, 其中关键器件已经达到芯片化程度, 包括用于产生光频梳的微共振腔和参考原子气室等, 如图 2 所示^[6]。为了提高参考谱线的稳定度, 采用了基于铷原子的多普勒双光子跃迁光谱的锁定方案, 该光谱具有较高的品质因子和频率稳定性, 将小型化分布式布拉格反射 (Distributed Bragg Reflector, DBR) 激光器的频率直接锁定到微制造气室内铷原子的双光子荧光光谱上。另外, 由于可以实现自参考锁定的宽带微腔光频梳的重复频率一般为 THz 水平, 超出光电器件的响应范围, 所以该课题组采用了双微腔光梳内锁的方案, 光频梳由一个氮化硅微腔光梳 (重复频率为 1THz, 谱宽达到一个倍频程) 和一个二氧化硅微腔光梳 (重复频率为 22GHz) 组成。将二氧化硅光梳的 2 个梳齿内锁定到氮化硅光梳的 2 个相邻梳齿上, 氮化硅光梳可以自参考锁定, 然后将双光子光谱信号与氮化硅光梳的一个梳齿进行锁定, 最终将光谱信号的频率稳定度直接传递到二氧化硅微腔光梳 22GHz 的重复频率上, 其性能相较于 CSAC 项目的 CPT 芯片钟提升近 2 个量级, 秒稳达到 4.4×10^{-12} , 指标接近高性能铯束钟, 显示了芯片光钟的巨大潜力。所以, 当前有望实现光钟芯片化的技术主要包括: 微

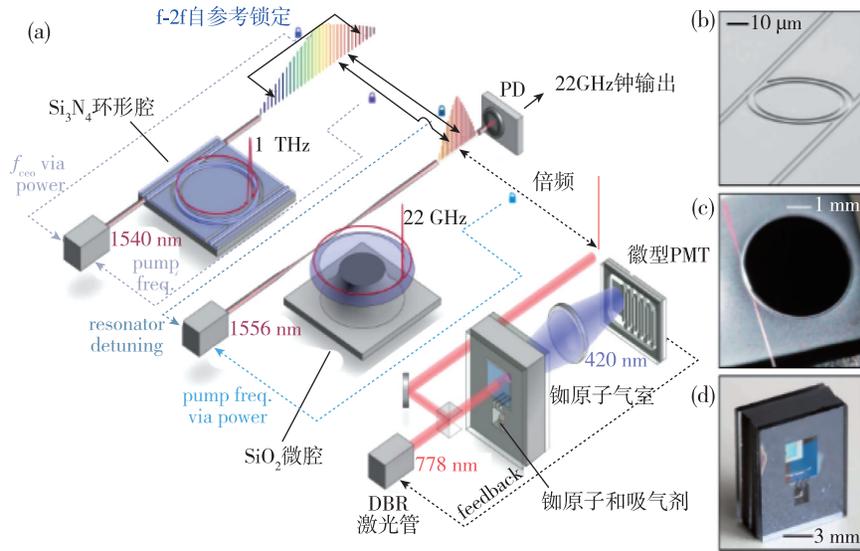


图 2 基于微制造光子集成技术的芯片光钟原理图

Fig. 2 Schematic of the microfabricated photonic optical atomic clock

腔光频梳技术、微气室制造技术和基于铷的无多普勒双光子跃迁光谱技术等。

国内暂时没有开启光钟芯片化的整体研究,但是微腔光梳技术具备一定的技术基础^[7-9],电子科技大学、中国科学院西安光学精密机械研究所、清华大学和华中科技大学等单位都在研究微腔光梳^[10-13]。国内 CPT 芯片原子钟的研究基础扎实,成都天奥电子股份有限公司、中国科学院武汉物理与数学研究所和北京大学等单位都具备丰富的研究经验。国内基于铷的双光子跃迁光谱研究主要面向光纤通信中 1.5 μm 的频率标准,研究单位包括北京大学等^[14]。

2 光钟芯片化的相关技术进展

2.1 微腔光频梳技术

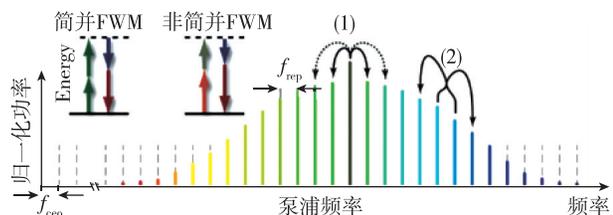
传统的基于锁模激光器的光学频率梳极大推进了光钟的工程应用,但是实现光钟小型化甚至芯片化的突破依然严重依赖于进一步减小光梳的尺寸。自从 2007 年瑞士洛桑联邦理工学院 T. J. Kippenberg 课题组首次提出了基于微腔频率转换的光梳产生机制—微腔光梳以来,微腔光梳技术在全球学术界和工业界掀起了一股研究热潮^[15]。

利用微纳加工技术可以制造具有高品质因子(Q)和较小模式体积的光学微共振器,此时微腔内的光场将展示出丰富的非线性光学效应。其中光

梳技术涉及微腔内的三阶非线性效应,例如四波混频(Four-Wave Mixing, FWM)、自相位调制和交叉相位调制等^[16]。光学微腔的形态可以是微球、微盘和微环等(如图 3 所示),可用于制作光学微腔材料的种类也很多,不同的材料具有不同的物理光学特性。其中微环腔制作工艺与 CMOS 工艺兼容(如氮化硅微环),可以实现与波导、泵浦光源及探测器等的片上集成,虽然氮化硅微环的 Q 值只有 10^6 左右,但是其微米量级的尺寸和高达 $2.5 \times 10^{-15} \text{ cm}^2/\text{W}$ 的三阶非线性系数极大地降低了对 Q 值的要求,这些特性



(a) 结构



(b) 产生机制

图 3 微腔光频梳系统结构

Fig. 3 Structure of microcavity optical frequency comb system

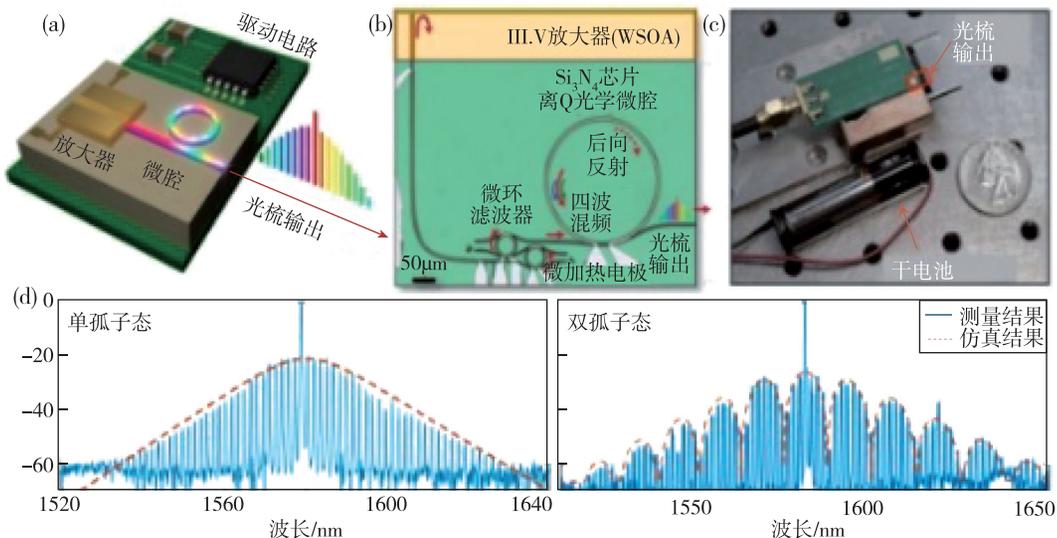
使得氮化硅微环成为了具有巨大应用潜力的微腔光梳平台,适合大规模商业化生产。

微腔光频梳的系统一般由泵浦光源、光学放大器和光学微腔三部分构成,其结构和产生机制如图 3 所示。泵浦光通过锥形光纤耦合到厘米甚至微米尺寸的光学微腔中,局域化的强光场可以激发非线性四波混频效应不断产生以泵浦光频率为中心的边带频率成分,当新产生频率分量与微腔模式吻合时,该参量过程被加强并最终产生新的频率梳齿。

随着对微腔内孤子态的研究,可以通过改变泵浦光的参数触发孤子态的产生,极大释放了微腔光梳的性能潜能。2012 年, T. J. Kippenberg 课题组通过对氟化镁微腔和氮化硅微环腔的实验研究,揭示了光梳产生的动态过程,并从实验和理论上解释和证明了光梳噪声的来源^[17]。2014 年,该课题组首先在氟化镁微腔中通过泵浦调谐在红失谐区观

测到了孤子脉冲状态(即锁模状态),并且通过实验和仿真阐述了由多孤子态向单孤子态的演化过程和动态控制,首次在实验中观测和阐释了微腔光梳的孤子动力学过程,同时在单孤子状态下实现了梳齿频率相位锁定和谱形包络平滑的飞秒脉冲光学频率梳输出^[18]。

2018 年,哥伦比亚大学课题组通过把泵浦光源、放大器、滤波器、微加热电极和氮化硅微腔通过与 CMOS 高度兼容的工艺都集成到了一块硅基芯片上,摆脱了以往系统对独立泵浦光源和外接光学放大器的依赖,首次实现了真正意义上的片上微腔光梳,如图 4 所示^[19]。该片上微腔光梳系统能在 90mW 电功率泵浦下输出 100nm 谱宽的锁模孤子锁模光梳,整个系统可用普通商用干电池供电。该项突破性研究成果展示了微腔光梳技术的关键性能优势和广阔应用前景。



(a) 片上全集成光梳系统结构图; (b) 光梳光源系统显微图及示意图; (c) 干电池供电的片上集成微腔光梳系统实物图; (d) 该微腔光梳系统输出的单孤子锁模光梳光谱和双孤子锁模光梳光谱(输出光谱和仿真结果高度吻合)

图 4 集成的光学频率梳

Fig. 4 Integrated optical frequency comb

2.2 基于铷双光子跃迁的光频标技术

原子或分子的多光子跃迁光谱研究从 20 世纪 20 年代就开始了,随着激光的出现,在 20 世纪 70 年代多光子跃迁光谱成为了研究热点。由于双光子跃迁光谱具有较窄的光谱宽度,已逐步应用到光学频率标准中。碱金属铷原子 5S-5D 的双光子跃迁,由于跃迁光谱为 778nm、自然线宽为 300kHz 左右的优点,成为了光频标的研究热点。1993 年, F. Nez 等对铷原子 5S_{1/2}-5D_{3/2} 双光子跃迁的光学频率进行了测量,

获得了 1.3×10^{-11} 的频率不确定度^[20]。1994 年, Y. Millerioux 等基于铷的无多普勒双光子跃迁得到 778nm 的光学频率标准,其短期频率稳定度为 3×10^{-13} 的水平,频率复现性达到 5.2×10^{-13} ^[21]。2000 年, J. E. Bernard 等实现了对基于铷 5S_{1/2}-5D_{5/2} 双光子跃迁的光频标的绝对频率测量,相对频率偏差达到了 5×10^{-12} 的水平^[22]。2018 年,美国应用技术协会的 K. W. Martin 等将基于铷原子光频标的相对频率偏差提高到了 1×10^{-15} 的水平,积分时间在 1~1000s

的频率稳定度为 4×10^{-13} [23]。2019年, NIST 研究人员将 DBR 激光器锁定到 MEMS 气室内的双光子荧光光谱上, 气室的尺寸仅为 $3\text{mm} \times 3\text{mm} \times 3\text{mm}$, 稳频激光器的稳定度为 4.4×10^{-12} [6]。

铷原子的双光子跃迁 $5S_{1/2}-5D_J$ ($J=3/2$ 或 $5/2$) 的波长处于 778nm , 自然线宽为 300kHz (对应的 Q 值约为 10^{-9}), 可以直接使用对应波长的半导体激光器进行激发, 或者采用通信波段 1556nm 的激光器倍频得到。另外, 因为激光频率接近 $5S_{1/2}-5P_{1/2}$ (795nm) 和 $5S_{1/2}-5P_{3/2}$ (780nm) 的中间能态, 该 778nm 的双光子跃迁光谱相比于其他跃迁具有较强的信号幅度。双光子跃迁能级可以通过 $5D-6P-5S$ 的级联辐射出 420nm 的荧光, 通过检测该荧光可以获得双光子跃迁情况。如图 5 所示, 通过泵浦探测光布局, 此时原子通过吸收 2 个频率相同、传播方向相反的光子, 最终传递给原子的总角动量为零, 从而获得消除热原子多普勒背景的荧光光谱, 然后通过频率调制的方法获得误差信号。此外, 由于激光频率与中间内能态 ($5P_{1/2}$ 或 $5P_{3/2}$) 有较小的频差, $5S_{1/2}-5D_{5/2}$ 的双光子跃迁信号强度比 $5S_{1/2}-5D_{3/2}$ 的强大约 20 倍。图 6 所示分别为铷原子 $5S_{1/2}-5D_{5/2}$ 的相关能级和铷原子自然丰度下的无多普勒双光子跃迁荧光光谱。

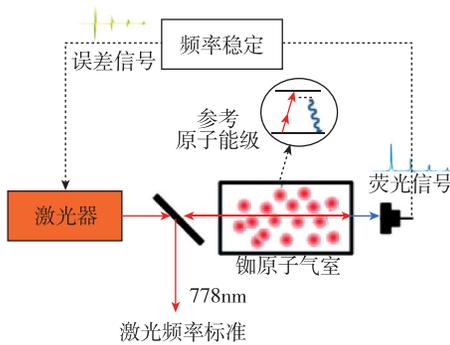
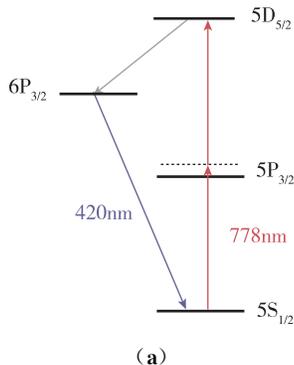
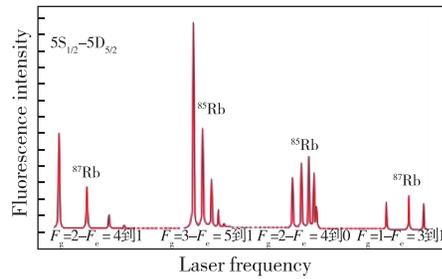


图 5 基于铷原子的无多普勒 5S-5D 的双光子跃迁光谱的激光频率标准

Fig. 5 Laser frequency standard for two-photon transition spectra based on rubidium atoms without Doppler 5S-5D



(a)



(b)

图 6 铷原子 $5S_{1/2}-5D_{5/2}$ 双光子跃迁的相关能级和铷原子自然丰度下的无多普勒双光子跃迁荧光光谱

Fig. 6 Correlative energy levels of the $5S_{1/2}-5D_{5/2}$ two-photon transitions of rubidium atoms and two-photon transition spectra without Doppler in rubidium atoms natural abundance

2.3 微型化气室技术

微制造原子气室是实现基于热原子的光钟芯片化的核心 [24], 原子气室的制作可以分为传统的玻璃吹制法和 MEMS 加工法。MEMS 气室因具有较高的一致性、成本低, 可以批量生产等优点得到了广泛的研究 [25]。MEMS 气室制作中工作物质的填充是关键, 主要工作物质一般包括作为参考的碱金属和缓冲气体等。

现阶段, 碱金属填充的工艺主要包括化学反应法、光分解法、电化学分解法和碱金属单质直接填充法等。表 1 列出了一些主要的碱金属填充工艺的过程和优缺点。

表 1 常见的碱金属填充工艺的过程与优缺点

Tab. 1 Advantages and disadvantages of different alkali metal filling processes

碱金属填充法	工艺过程	优缺点
化学反应法	碱金属混合物经过加热之后进行化学置换反应, 生气所需的碱金属气体	操作简单, 但是可能引入额外的残留物, 影响气室的透光率
光分解法	碱金属的叠氮化物在激光的照射加热下分解为氮气和碱金属	操作简单, 碱金属纯度高
电化学分解法	在高温下将特殊玻璃中的碱金属通过电离方式析出	可以较为准确地控制碱金属单质的充入量, 但方法繁琐, 成本高
碱金属单质直接填充法	真空条件下, 通过移液管加热将碱金属滴入气室中, 然后再充入其他气体后进行密封	可以避免在气室中引入杂质, 对环境要求高, 操作复杂, 成本高

3 光钟频率稳定度分析

该类光钟的相对短期频率抖动可以用阿兰方差表示,如式(1)所示

$$\sigma_y(\tau) = \frac{k}{\text{SNR}} \frac{1}{Q} \frac{1}{\sqrt{\tau}} \quad (1)$$

其中, $Q = \frac{\nu_0}{\Delta\nu}$ 为光谱信号的品质因子; ν_0 和 $\Delta\nu$ 分别为跃迁频率和谱线线宽; SNR 为光谱信号在 1Hz 带宽内的信噪比; k 与锁频参数有关; τ 为测量时间。一方面,由于谱线展宽机制的存在导致了 Q 值的降低;另外,探测环路中引入噪声也会恶化谱线信号的信噪比,最终都会导致频率稳定度的恶化。

3.1 谱线的展宽

谱线的展宽因素包括渡越时间展宽、碰撞展宽和激光器线宽贡献等。

渡越时间展宽来自于光束的有限横向尺寸,由于原子存在横向速度,从而导致有限的光与原子相互作用,频域上表征为谱线的展宽。对于高斯光束,渡越时间展宽用式(2)表示

$$\Delta\nu_{\text{transit}} = \frac{\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{2}\pi} \frac{\nu}{\omega_0} \quad (2)$$

其中, ω_0 为高斯光束的束腰直径; ν 为原子的横向最概然速率。热原子的速度可达几百米每秒,如果光梳的横向尺寸为毫米水平(可能受限于泡室的尺寸),造成的渡越时间展宽可达几十到几百 kHz。

碰撞展宽主要包括参考原子的自碰撞展宽、参考原子与背景气体的碰撞展宽以及参考原子与气室内壁的碰撞展宽。铷原子的自碰撞展宽正比于铷原子密度;背景气体主要包括缓冲气体氮气和气室渗透率高的氦气;随着气室体积的缩小,原子与气室的碰撞频率会大大增加,通过加入缓冲气体,可以有效减小原子与气室内壁的碰撞频率,从而抑制该项引起的谱线展宽。

实际探测到的光谱线宽是激光器线宽与原子能级线宽的卷积作用,所以会造成探测谱线的展宽,激光器需要有足够窄的线宽才能分辨原子的能级谱线。由于 DBR 激光管较宽的线宽,文献[6]中谱线展宽为 1MHz,其中 475kHz 的展宽来自于激光管线宽的贡献。

3.2 谱线的信噪比

由于光场与原子之间存在交流斯塔克效应,导

致光强的任何抖动都会造成谱线信噪比的恶化,这是影响光钟信噪比的重要机制。激光频率噪声通过内调制效应,以及光电探测器引入的噪声等都会影响谱线信噪比,从而恶化光钟的频率稳定度指标。

(1) 激光器的频率噪声

由于采用调制光谱的方式产生误差信号,进行频率锁定,这会导致本地振荡器(即钟频激光)的频率噪声在偶次调制谐波处会被解调过程下转换,并作为反馈量错误地纠正钟频激光频率,这种频率稳定度的恶化来源叫作内调制效应,这种效应和脉冲型原子钟的 Dick 效应类似,可以通过式(3)计算

$$\sigma_y^{\text{IM}}(\tau) = \frac{S_y^{\text{LO}}(2f_m)}{2\sqrt{\tau}} \quad (3)$$

其中, $\sigma_y^{\text{IM}}(\tau)$ 为内调制引起的钟频激光频率稳定度的恶化; $S_y^{\text{LO}}(f)$ 为本地振荡器频率噪声的功率谱密度函数; f_m 为调制频率; τ 为积分时间。

由式(3)可以看出,使用钟频激光的线宽(也侧面反映了其频率噪声情况)不能太差。对于典型的 DBR 激光管,其线宽一般为几百 kHz,如果调制频率为 10kHz,其对最终输出的频率稳定度的恶化约为 2×10^{-12} 。虽然调制频率的增加会一定程度地减小内调制效应的影响,但是也会降低误差信号的信噪比。所以如果想使秒稳定度处于 10^{-13} 的水平,需要使用较窄线宽的激光器,例如光纤激光器,这将大幅度降低内调制效应的恶化程度。

(2) 探测器噪声

探测器是由光电管和跨阻放大器组成的,光电管将光信号转换成电流信号,然后经过跨阻放大之后,变为电压信号。光电探测器自身的电压噪声会直接恶化探测到的谱线信噪比,该电压噪声经过原子的鉴频曲线转化到频率噪声,影响激光器的锁定,恶化频率稳定度。

4 光钟频率准确度分析

芯片级光钟的频率准确度的影响因素主要包括交流斯塔克效应(光频移)、塞曼效应频移和碰撞频移等。

4.1 交流斯塔克效应

双光子跃迁由于探测激光的功率较大,从而导致很大的交流斯塔克效应。该相对频移量可以用式(4)表示

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{\Delta\alpha}{2c\epsilon_0 h} \overline{I(r)} \quad (4)$$

其中, $\overline{I(r)} \propto \frac{P}{\omega_0^2}$ 表示单位面积内的激光强度;

P 为入射到气室内的单向光功率; ω_0 为光斑的 $1/e^2$ 半径; ν_0 为双光子跃迁能级频率; $\Delta\alpha$ 为 2 个钟跃迁能态的差分极化率; c 为光速、 ϵ_0 为真空介电常数和 h 为普朗克常数。假如光斑大小为 $0.5\mu\text{m}$, 入射到气室的光的极化为线偏振, 可以估计出光强引起的频率不确定系数约为 $8.8 \times 10^{-13}/\text{mW}$ 。要使相对频率达到 10^{-14} 的水平, 其功率抖动要求为 $11\mu\text{W}$, 假设入射功率为 30mW , 则长期相对功率抖动要求达到 3.6×10^{-4} , 所以需要一定的功率稳定措施, 而基于光学可变衰减器的光功率方式可以达到要求的功率稳定效果。

4.2 黑体辐射频移

为了增加探测光谱信号的信噪比, 原子气室往往需要加热以提高气体密度。在这种密闭的热环境下, 整体气室系统可近似等效为黑体, 气室内的原子与黑体辐射出的电磁场相互作用, 产生一定的频移。由于铷 87 的 $5D_{3/2}$ 态对应光谱跃迁处于黑体辐射光谱内, 所以黑体辐射频移需要以交流斯塔克效应进行处理^[26]。

1981年, Fareley 等推导了氢原子、氦原子和碱金属原子在 300K 电磁辐射下的能级扰动; 1998年, Hilico 等计算了在 373K 温度下, 该扰动产生的频移为 -210Hz (相对频移量为 2.7×10^{-13}), 频移敏感度为 1Hz/K , 所以相对频移敏感度系数为 $1.3 \times 10^{-15}/\text{K}$ 。该频移不确定度一方面来自温控的精度, 可以看出该项贡献很小; 另一方面来自敏感度系数的估计精度, 主要源于辐射谱和能级共振造成的评估误差, 根据 2018年 Z. Newman 等的评估^[27], 该项可以达到 10^{-15} 水平。

4.3 二阶多普勒频移

根据量子力学原理, 原子的跃迁频率满足: $E_1 - E_2 = h\nu$, 其中 E_1 和 E_2 表示跃迁涉及的原子能级, h 为普朗克常数。根据相对论效应, 原子能级 $E = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4}$, 取代经典的 $E = p^2/2m$ 。将此公式代入, 如式(5)所示

$$\begin{aligned} h\nu &= \sqrt{p_2^2 c^2 + (m_0 c^2 + h\nu_0)^2} - \sqrt{p_1^2 c^2 + m_0^2 c^4} \\ &= h\nu_0 + 2\pi h\nu \cdot k - \frac{(h\nu)^2}{2m_0 c^2} - h\nu_0 \frac{v^2}{2c^2} \end{aligned} \quad (5)$$

其中, m_0 为原子的静止质量; k 和 v 分别为原子的波矢和速度; c 为光速; p 为原子动量。第二项表示一阶多普勒频移, 由于采用了泵浦探测的光路布局,

该项贡献很小; 第三项为光子的反冲频移, 计算可以忽略不计; 第四项为二阶多普勒频移, 其和速度的平方成正比, 由于系统温度, 所以二阶多普勒频移系数对铷 87 双光子跃迁能级为 $1 \times 10^{-15}/\text{K}$ 。如果温度控制在 373K, 则相对频移量为 3.7×10^{-13} , 由于物理系统比较小, 可以实现 mK 的温控精度, 意味着该频移不确定度可达 10^{-18} 。

4.4 塞曼效应频移

剩余磁场噪声是非常重要的一个环境变量, 其可以产生客观的原子频移量。根据以往计算, 对于铷 87 原子, 估算得到由外部磁场而导致的净钟频移系数约为 $6.5 \times 10^{-11}/\text{G}^2$ ^[26]。所以为了达到 10^{-15} 的准确度, 原子的磁场抖动必须小于 1.24mG , 也即 $0.12\mu\text{T}$, 所以必须采用主动或者被动的磁屏蔽, 而被动的磁屏蔽是足够的。

4.5 碰撞频移

铷原子能级之间的碰撞导致基态和激发态波函数的扰动, 可以造成谱线的展宽和频移。一般铷蒸气压(以 Torr 为单位, $1\text{Torr} = 133.322\text{Pa}$)和温度 T (以 K 为单位)的关系用式(6)表示

$$P_{\text{Rb}}(T) = 10^{7.193-4040/T} \quad (6)$$

则温度引起的相对频移量的变化如式(7)所示

$$\frac{1}{\nu_0} \frac{d\nu}{dT} = \alpha \frac{P_{\text{Rb}}(T)}{T^2} \quad (7)$$

ν_0 为铷原子双光子的对应跃迁能级, 其中 α 根据理论计算, 铷 87 的碰撞频移系数为 $3.5 \times 10^{-11}/\text{mTorr}$, 系数为 $3.26 \times 10^{-4} \text{K/Torr}$ 。所以气室温度在 373K 时引起的钟频移敏感度大约为 $5.4 \times 10^{-13}/\text{K}$, 如果要达到 10^{-15} 的频率准确度, 温度抖动要小于 1.8mK 。从式(7)也可以看出, 气室温度越低, 温度敏感系数就会越小, 从而对温控的精度要求也越低; 但是较低的温度会通过降低原子密度的方式减小整体信噪比, 从而恶化短期频率稳定度, 所以需要进行仔细的优化。

除了参考原子的自碰撞频移, 参考原子也会与背景气体产生碰撞频移, 例如惰性气体和氮气等。对于惰性气体, 氮气是需要尤为注意的, 由于较小的尺寸, 其可以渗透大部分类型的玻璃, 而且不能采取被动泵浦的方式, 例如吸气剂泵浦。2014年, 根据 N. Zamoski 等对铷原子双光子跃迁压力频移的研究, 氮气的碰撞频移率约为 $2.67 \times 10^{-12}/\text{mTorr}$, 对于氮气的压强控制也是频率准确度的一个很重要的问题。2016年, A. T. Dellis 等研究了

低氦渗透率的原子微系统技术,研究人员采用了铝硅酸盐玻璃,其在室温下相比于常规的硼硅酸盐玻璃,例如派克斯耐热玻璃,氦气的渗透率要小 3 个数量级,而且也可以采用晶圆级别的键合方式^[27]。该玻璃气室结合吸气剂泵浦可以形成好的气室环境。除此之外,可以通过提高气室制造工艺等方式减小和氦气等背景气体的碰撞不确定度。

5 挑战与展望

光钟芯片化主要体现在微腔光梳和气室的芯片化,整体桌面样机的芯片化集成还有很多问题需要解决。其中,微腔光梳片上集成是实现芯片光钟的关键技术,特别是要实现倍频程谱宽的片上孤子微腔光梳输出并实现自参考锁定,还存在很多工程上的难题亟待解决,需要在光学微腔、半导体放大器、微环滤波器设计、制作工艺优化和光梳状态调控等方面进行深入研究,但是芯片光钟具有高精度和芯片化优势,应用前景广阔。

参考文献

- [1] Wang Q, Wei R, Wang Y Z. Atomic fountain frequency standard: principle and development[J]. *Acta Physica Sinica*, 2018, 67(16): 0540.
- [2] Gulati G K, Sang C, Le T, et al. Miniatured and low power mercury microwave ion clock[C]// *Proceedings of 2018 IEEE International Frequency Control Symposium (IFCS)*. Olympic Valley, CA, 2018: 1-2.
- [3] Bothwell T, Kedar D, Oelker E, et al. JILA SrI optical lattice clock with uncertainty of 2.0×10^{-18} [J]. *Metrologia*, 2019, 56(6): 065004.
- [4] Cao Y H, He Q, Yang L. Research progress of chip-scale atomic clock, CPT clock[J]. *Telecommunication Engineering*, 2010, 50(6): 125-131.
- [5] Papp S B, Beha K, Del'Haye P, et al. Microresonator frequency comb optical clock[J]. *Optica*, 2014, 1(1): 10-14.
- [6] Newman Z L, Maurice V, Drake T E, et al. Architecture for the photonic integration of an optical atomic clock[J]. *Optica*, 2019, 6(5): 680-685.
- [7] Zhou H, Huang S W, Li X, et al. Real-time dynamics and cross-correlation gating spectroscopy of free-carrier Drude slow-light solitons[J]. *Light Science & Applications*, 2017, 6(3): 49-56.
- [8] Wang W, Zhang W, Chu S T, et al. Repetition rate multiplication pulsed laser source based on a microring resonator[J]. *ACS Photonics*, 2017, 4(7): 1677-1683.
- [9] Lei X, Chen S W, Zhang L B. Improving the nonlinear energy conversion efficiency of a Kerr-comb-based broadband multi-wavelength light source by introducing an optical feedback loop[J]. *Laser Physics*, 2017, 27(6): 065402.
- [10] Lei X, Gu Z, Ma J, et al. Investigation of the local dispersion change in anomalous dispersion microcavity and quantitative analysis of the phase-matching in Kerr comb generation[J]. *Applied Optics*, 2017, 56(16): 4828-4834.
- [11] Bao C, Yang C. Carrier envelope phase dynamics of cavity solitons: soliton stability and scaling law[J]. *Physical Review A*, 2015, 92(5): 053831.
- [12] Bao C, Zhang L, Kimerling L C, et al. Soliton breathing induced by stimulated Raman scattering and self-steepening in octave-spanning Kerr frequency comb generation[J]. *Optics Express*, 2015, 23(14): 18665-18670.
- [13] Zhu S, Shi L, Ren L, et al. Controllable Kerr and Raman-Kerr frequency combs in functionalized microsphere resonators[J]. *Nanophotonics*, 2019, 8(12): 0342.
- [14] Leng J, Xu H, Lu H, et al. Optical communication frequency standard using a fiber laser to excite cold rubidium two-photon transition[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2019, 36(5): 1183-1188.
- [15] Del'Haye P, Schliesser A, Arcizet O, et al. Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator[J]. *Nature*, 2007, 450(7173): 1214-1217.
- [16] Vahala K J. Optical microcavities[J]. *Nature*, 2003, 424(6950): 839-846.
- [17] Herr T, Hartinger K, Riemensberger J, et al. Universal formation dynamics and noise of Kerr-frequency combs in microresonators[J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(7): 480-487.
- [18] Herr T, Brasch V, Jost J D, et al. Temporal solitons in optical microresonators[J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(2): 145-152.
- [19] Stern B, Ji X, Okawachi Y, et al. Battery-operated integrated frequency comb generator[J]. *Nature*, 2018, 562(7727): 401-405.
- [20] Nez F, Biraben F, Felder R, et al. Optical frequency determination of the hyperfine components of the two-photon transitions in rubidium[J]. *Optics Communications*, 1993, 102(5-6): 432-438.
- [21] Millerioux Y, Touahri D, Hilico L, et al. Towards an accurate frequency standard at λ 778 nm using a laser diode stabilized on a hyperfine component of the

- Doppler-free two-photon transitions in rubidium[J]. Optics Communications, 1994, 108(1-3): 91-96.
- [22] Bernard J E, Madej A, Siemsen K J, et al. Absolute frequency measurement of a laser at 1556 nm locked to the $5S_{1/2}$ - $5D_{5/2}$ two-photon transition in ^{87}Rb [J]. Optics Communications, 2000, 173(1-6): 357-364.
- [23] Martin K W, Phelps G, Lemke N D, et al. Compact optical atomic clock based on a two-photon transition in rubidium[J]. Physical Review Applied, 2018, 9(1): 014019.
- [24] Kitching J. Chip-scale atomic devices[C]//Proceedings of 37th Meeting of the Division of Atomic, Molecular and Optical Physics. American Physical Society, 2006.
- [25] Li Y, Hu X, Liu Z. Research progress of atomic gas chamber in chip atomic clock[J]. Advances in Lasers and Optoelectronics, 2018, 55(6): 29-40.
- [26] Martin K W, Stuhl B, Eugenio J, et al. Frequency shifts due to Stark effects on a rubidium two-photon transition[J]. Physical Review A, 2019, 100(2): 023417.
- [27] Dellis A T, Shah V, Donley E A, et al. Low helium permeation cells for atomic microsystems technology[J]. Optics Letters, 2016, 41(12): 2775.

(编辑:孟彬)