基于量子逻辑技术的铝离子光频标研究进展

邓科, 张洁, 石晓辉, 徐泽天, 柳奎, 车煌, 陆泽晃*

华中科技大学物理学院, 基本物理量测量教育部重点实验室, 武汉 430074

* 联系人, E-mail: zehuangu@hust.edu.cn

收稿日期: 2016-02-01; 接受日期: 2016-03-23; 网络出版日期: 2016-06-13

国家自然科学基金 (编号: 11304109, 91336213, 91536116, 11174095, 61108025)、国家重点基础研究发展规划 (编号: 2012CB821300) 和新世纪人才项目 (编号: NCET-11-0176) 资助

摘要 光频标 (光钟) 在时间及长度定义、基本物理常数及其随时间变化的测量、相对论检验、甚长基线干涉仪、测地学以及全球卫星导航定位等领域都有广泛的应用. 一台光频标由超稳激光、光梳和囚禁的离子或原子组成. 其准确度受到多普勒频移、塞曼频移、斯塔克频移、碰撞频移、黑体辐射频移等的影响. 其中黑体辐射频移是对于系统误差影响较难评估也较难控制的一项, 而铝离子在目前所有正在发展的光频标里面是黑体辐射频移最小的一个, 其不确定度仅有 4.0×10^{-19} , 因此铝离子光频标是很有前途的一种光频标. 本文将分别介绍光频标的 3 个组成部分, 以及当前基于量子逻辑技术铝离子频标的基本原理和华中科技大学的最新研究进展.

关键词 光频标, 离子阱, 超稳激光, 量子逻辑, 铝离子

PACS: 32.30.-r, 06.30.Ft, 37.10.Jk, 37.10.Ty

1 引言

时间是描述事物运动和变化的最普遍、最重要的基本物理量, 人们目前所涉及的物理常数中, 时间和频率是测量精度最高的计量单位. 由于长度、电流、电压、质量、温度等物理量可以转换为频率的测量, 时间和频率也决定了其他许多单位的定义和精度. 时间和频率测量精度的每一次提高会使人类对世界的认识得到进一步深入. 近 20 年间有 5 次诺贝尔物理学奖 (1989, 1997, 2001, 2005 和 2012 年) 与时间频率相关也证明了这点.

Essen 于 1958 年搭建了世界上第一台铯原子钟, 宣告了原子时间的到来. 1967 年的第 13 届国际计量大会上通过了以无干扰的铯 133 原子基态的两个超精细能级之间的跃迁辐射的 9192631770 个周期的持续时间为国际“秒”的定义. 随着科研的进步, “秒”定义的精度也在同步增长. 朱棣文、Cohen-Tannoudji 和 Phillips 的激光冷却与囚禁技术导致了冷原子喷泉钟的发展, 法国巴黎天文台于 1995 年搭建了世界上第一台铯原子喷泉钟. 经过多年的发展, 铯原子喷泉钟的精度已经进入了 10^{-16} 量级, 极大地推动了精密

引用格式: 邓科, 张洁, 石晓辉, 等. 基于量子逻辑技术的铝离子光频标研究进展. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2016, 46: 073004

Deng K, Zhang J, Shi X H, et al. Research progress of Al^+ ion optical frequency standard based on quantum logic technique (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2016, 46: 073004, doi: 10.1360/SSPMA2016-00070

测量物理相关领域的发展. 由于铯钟的共振频率在微波段, 我们把这类钟 (包括氢钟、铷钟等) 称为微波钟. 很明显, 微波钟的发展已经取得极大的成功, 但其精度也基本上达到了目前技术水平的极限. 为了进一步探索自然界的奥秘, 有必要研究更高精度的光频标.

一台光频标主要分为 3 个部分: 超稳钟激光、光梳和参考时间源 (原子或离子), 它们的相互关系如图 1 所示. 超稳钟激光的频率被调谐到参考时间源的一个禁戒跃迁线 (钟跃迁线) 附近, 参考时间源与钟激光相互作用后产生跃迁的跃迁几率可通过量子跳跃技术探测, 测量得到的跃迁几率可作为误差信号反馈控制锁定钟激光的激光频率. 锁定后的钟激光频率被一台飞秒光梳精确测量, 并转换到射频波段作为钟信号输出. 与微波钟做个类比, 超稳钟激光犹如微波钟中使用的超稳石英晶振, 而飞秒光梳犹如微波钟中的电子计数器. 由于光频标的钟跃迁线的自然线宽都很小, 这就要求超稳钟激光的激光线宽也要相应的很小, 通常要达到亚赫兹量级.

目前国际上光频标的研究主要集中在单离子光频标和中性原子光频标上. 在单离子光频标研究方面, 主要有 Al^{+} [1], Hg^{+} [2], Yb^{+} [3], Sr^{+} [4] 和 Ca^{+} [5]; 在中性原子光晶格钟方面, 主要有 Sr [6] 和 Yb [7]. 国内相关研究小组也在光频标方面做出了一些很有成效的研究工作, 例如, 中国科学院武汉物理与数学研究所的钙离子光频标 [8], 中国计量院的铯原子光频标 [9], 华东师范大学的镱原子光频标 [10] 和国防科技大学的汞离子光频标 [11].

铝离子光频标与其他光频标相比较, 它最大的优点是在常温下黑体辐射频移最小. 此外, 它的内在 Q 值为 10^{17} , 对于单个铝离子而言, 量子投影噪声对

铝离子光频标秒稳定度的限制在 10^{-17} 量级, 因而是一个很好的光频标选择. 要实现铝离子光频标, 最直接的办法是利用激光冷却技术将铝离子运动冷却到 Lamb-Dicke 范围, 再由一台稳频钟激光扫描钟跃迁线, 跃迁几率可通过电子搁置技术探测. 这种方法要求铝离子具有一个循环冷却跃迁线来保证有足够的光子数被检测, 从而可明确无误地判定铝离子所处内部量子态. 但对于铝离子来说, 需要的冷却激光波长为 167 nm, 目前世界上还没有这种激光器.

为了解决这个难题, 美国国家标准技术研究院 (NIST) 的 Wineland 小组另辟蹊径, 创立了基于量子逻辑技术的铝离子光频标, 通过探测系统外部自由度 (振动量子数) 来确定内部量子态跃迁. 将离子内部量子态不受环境影响, 而外部自由度可有效探测的优势相结合, 从而实现新的时间频率标准. NIST 利用飞秒光梳将汞离子光频标和铝离子光频标进行比对, 并对其频率比值进行了精确测定. 其中汞离子和铝离子频标的系统相对不确定度被分别提高到 1.9×10^{-17} 和 2.3×10^{-17} , 而其频率比值的统计不确定度达到 4.3×10^{-17} [12], 是目前为止世界上最精准的光频标之一. 通过测量接近一年的频率比值, 将精细结构常数随时间变化的上限定为 $(-1.6 \pm 2.3) \times 10^{-17}/\text{年}$. 利用铝离子光频标, NIST 还成功地验证了广义和狭义相对论 [1].

有鉴于铝离子光频标的优秀性能, 华中科技大学于 2011 年正式启动铝离子光频标项目, 选择镁离子作为逻辑离子, 争取在实验上实现基于量子逻辑技术的铝离子光频标.

2 超稳激光

铝离子光频标是一种被动型光频标, 这种被动型的光频标需要一台超稳钟激光和离子相互作用, 从而得到激光频率相对于钟跃迁线频率的失谐量, 并对激光频率进行反馈纠正, 从而将激光锁定在铝离子的跃迁线上, 得到稳定度和准确度都非常好的激光. 由于 Dick 效应的影响 [12], 不仅低频的激光相位噪声会影响光钟的稳定度, 高频的激光相位噪声也会通过混叠效应对光钟的稳定度产生影响, 目前很多光钟水

图 1 (网络版彩图) 光频标的组成部分示意图

Figure 1 (Color online) Scheme of an optical frequency standard.

平已经接近 Dick 效应的极限^[13-17], 因此需要深入地研究钟激光, 进一步降低钟激光的相位噪声.

2.1 超稳激光的锁定技术

激光自被发明开始就被认为是具有高相干度的一种光. 理想激光器的输出频率由腔长和增益介质共同决定, 其线宽受限于由于自发辐射引入的 Schawlow-Townes 极限. 然而由于温度和振动等对激光器腔长的干扰、温度对增益介质的干扰等导致一般的激光器自由运转时激光相位噪声比较大, 比如自由运转的半导体激光器线宽一般在 MHz 量级, 即使是非常稳定的光纤激光器和固体激光器的线宽也在 kHz 量级, 这些激光器自由运转的线宽都远大于铝离子钟跃迁线的自然线宽, 对光钟系统而言, 这样的激光器远不能满足要求, 因此需要将自由运转的激光器锁定在一个稳定的参考源上.

参考源的选择非常多样, 比如消多普勒展宽的光谱线、Fabry-Perot (FP) 腔的共振峰等. 基于光谱线的激光频率稳定也可以做到很高的稳定度, 但是通常需要较长的积分时间, 而且这样得到的激光频率取决于所选用介质的跃迁频率, 不具有好的调谐性. 将激光锁定于 FP 腔的共振峰是一种更加广泛使用的激光稳频技术. FP 腔不仅结构简单, 它的锁定点也非常多, 每隔一个自由光谱程就有一个共振峰可供锁定, 甚至可以通过锁定在 FP 腔的高阶模上产生更多频率间隔更小的锁定点, 而且这种结构对波长几乎没有限制, 只要存在对应频率的高反射率镀膜就可以, 因此这种方法对光钟的研究非常便利.

在 Pound-Drever-Hall (PDH) 技术出现之前^[18,19], 一种常用的方法是半功率点锁定^[19]: 将激光锁定于 FP 腔透射峰的一边, 当激光频率变化时, 透射率也随之变化, 腔后功率也会随之增大或减小, 利用透射率随激光频率变化产生误差信号, 从而将激光锁定在透射峰一侧的点上. 这种锁定方法简单, 但是也有一些不足之处. 首先, 这种鉴频方法无法区分激光相位噪声和幅度噪声, 因此会产生激光幅度噪声到相位噪声的转化. 其次, 由于光在腔内经过了多次反射, 透射光相比于输入光有很大的相位延迟, 腔的精细度越高, 相位延迟越大, 导致锁定系统的相位裕度较小,

很难做到较大的锁定带宽. 最后, 由于是锁定在透射峰的一侧, 每一次的锁定点都会改变, 这对于光钟而言是很不利的. PDH 技术的出现则克服了以上 3 个不足之处, 这种技术利用电光调制器 (EOM) 对一束光进行相位调制, 使之产生两个相位相反的边带, 然后将这束激光耦合入一个 FP 腔, 当入射光的载波在透射峰附近时, 载波的返回光的幅值和相位都被 FP 腔调制, 而由于 EOM 的调制频率远大于 FP 腔的线宽, 因此入射光的两个边带被全反射, 将载波和两个边带的反射光耦合入一个快速光电探测器, 通过合适的解调即可得到误差信号. 通过选择较高的 EOM 调制频率, 在调制频率处激光的功率抖动低于光的散粒噪声, 从而得到对功率抖动不敏感的误差信号. 而且, 误差信号的产生是利用腔前的反射光, 几乎没有相位延迟, 因此可以做到很大的反馈带宽, 在很大范围内压制激光器的自由运转噪声. 这些都是 PDH 锁定技术的优势.

2.2 超稳激光的关键技术

在利用 FP 腔作为参考源的激光稳定实验中, 为了得到高稳定性的激光, 首先需要对 FP 腔的腔长进行稳定, 使 FP 腔的共振峰对环境的干扰不敏感; 其次, 要减小环路中的噪声, 使激光紧紧地锁定在 FP 腔的共振峰上. 温度、振动、气压波动、腔内光功率抖动等都会对腔长有影响. 由于材料热膨胀系数的存在, 当腔体的温度变化时, 腔长会随之变化. 为了减小温度的影响, FP 腔体材料的热膨胀系数成为一个选择的重要参数. 美国康宁公司生产的超低热膨胀系数玻璃 (ULE) 能够很好地满足需求, 这种材料不仅具有极低的热膨胀系数, 更重要的是这种材料在室温附近有一个零膨胀点: $\alpha = \beta(T - T_0)$, 其中 α 是热膨胀系数, β 是热膨胀系数过零点斜率, 通常在 10^{-9} K^{-2} 量级, T 和 T_0 分别是腔体温度和腔体零膨胀点. 因此, 零膨胀点的测量也成为一项重要的技术. 很多实验室, 包括我们在内, 都对零膨胀点的快速、精确测量进行了探索^[20-25]. 利用不同的腔镜基底材料会使整个超稳腔的有效零膨胀系数移到零度以下, 采用在腔镜外加补偿环的方法可以使零膨胀回移至室温, 甚至大范围可调^[26,27].

除了尽量减小热膨胀系数影响, 对 FP 腔的温度控制也是一个重要的环节. 通常先把 FP 腔放置于一个真空系统内部. 由于温度探头分辨率有限, 通常不能直接对 FP 腔进行控温, 而是对 FP 腔外部的真空系统进行控温. 工作在室温下的 FP 腔系统的控温通常在 mK 量级^[22,24]. 此外, 由于真空传热性差, 控温层到 FP 腔形成了一个天然的温度低通滤波器, 控温层的温度变化并不会直接传递到 FP 腔, 而是经过一定的衰减之后传递到 FP 腔, 通常使用时间常数来描述这个滤波器的低通滤波性能. 已有一些实验室对真空系统的时间常数进行了测量^[22], 并对这个温度传递过程进行了研究^[28,29]. 我们利用有限元分析方法研究了实际的超稳腔真空系统的时间常数, 发现与实验实测时间常数吻合很好, 为大时间常数的真空室设计提出了指导性思想^[25].

腔体的振动会影响 FP 腔中两个腔镜中心点的距离, 从而影响锁定激光频率. 除了对腔体所处环境进行被动和主动的振动隔离之外, 目前常用的技术是使用有限元仿真对腔体结构和腔体的支撑点进行设计, 寻找腔体对振动最不敏感的支撑点. 目前常用的支撑有竖腔和水平放置的腔体, 华东师范大学^[30]、NIST^[24]和德国联邦物理技术研究院 (PTB)^[21,22]实验室的部分小组采用了竖腔的方案, 还有很多实验室采取了水平放置的腔体的方案^[23,31,32], 一些新型的振动不敏感腔体也逐渐被人们关注^[33]. 由于有限元仿真和腔体实际支撑点有一定的误差, 导致实际腔体的振动敏感度通常难以达到最优的振动敏感度, 同时四点支撑难以保证各点之间的受力平衡, 因此 PTB^[34]提出了三点支撑方案. 这种结构有效地减小了几个支撑点之间的不平衡, 减小了系统的振动敏感度.

FP 腔两个反射镜之间的折射率并不是恒定不变的, 气压的随机波动即可引起折射率的改变^[35], 从而转化成 FP 腔镜之间光程的改变, 因此 FP 腔放置的高真空环境减小了气压波动的影响.

光压的存在使得腔内激光将两个腔镜向外侧推动, 根据估算, 光压波动引起的噪声在 μHz 量级, 这对于超稳激光目前发展水平而言基本是可以忽略的. 然而腔内光功率的抖动还会引入另一个效应: 腔镜和腔镜上的镀膜会吸收光功率而受热膨胀. 这个效

应可以通过调制进腔光功率测得^[30]. 因此, 超稳激光常需要对腔内光功率进行稳定^[30,36].

理想的 PDH 方法可以认为激光器紧紧地锁定在 FP 腔的共振峰上, 然而实验中由于不完美的 EOM 调制和标准具效应会导致入腔前的两个边带不平衡, 即幅值不相等、相位不完全相反, 通常将这个不完美的相位调制称为残余幅度调制 (RAM), RAM 将在 PDH 的误差信号里引入一个接近直流的误差信号, 使得锁定点偏离 FP 腔的共振峰. 很多实验和理论分析了 RAM 的形成机理^[37,38], 导致 RAM 最主要的 3 个干扰分别为: EOM 温度抖动、入射光偏振和 EOM 主轴不重合以及标准具效应. 对 EOM 进行主动温度控制和主动 RAM 反馈的技术正在被研究和应用^[39,40].

2.3 超稳激光研究进展

自 PDH 技术在激光稳频中开始应用, 激光的稳定度指标日新月异, 超稳激光技术得到了长足的发展. 然而, 超稳激光在低频段并没有达到预计的散粒噪声极限和 Schawlow-Townes 极限^[41]. 直到 2000 年后, 在引力波探测系统中发现 FP 腔的热噪声极限是超稳激光系统中不可忽视的一项基本噪声^[42]. 根据涨落耗散理论, 组成 FP 腔的腔体、腔镜基底和腔镜镀膜的分子的无规则运动会引起腔长的随机涨落, 这是一种 $1/f$ 噪声, 在艾伦偏差上表现为一个常量^[43]. 此后, 各实验室开始了基于 10 cm FP 腔的超稳激光的研究, 并相继达到热噪声极限^[23,24,30,44-46]. FP 腔的热噪声极限和腔长、腔体温度、腔体各部分材料的损耗角以及腔镜上光斑大小相关. 为了得到更低热噪声极限的 FP 腔, 各实验室从这几个方面入手, 开展了基于更低热噪声极限 FP 腔的超稳激光的研究. 当温度、材料不变时, 分子的热运动大小不变, 更长的腔可以使腔长的相对变化更小, 因此更长的 FP 腔具有更低的热噪声极限. 因此, NIST 开展了基于 29 和 40 cm 的 FP 腔的超稳激光的研究^[6,44], 同时 PTB 也开始了基于 21, 40 和 48 cm 的 FP 腔的研究^[22,34,47].

同时, 对更小损耗角材料的研究也推进了超稳激光的研究, 奥地利维也纳大学研制了超低损耗角的镀膜材料, 同时, 基于这种材料的镀膜具有非常高的反射率, 非常适合用于制作低热噪声极限的 FP

腔^[45]. 由于热噪声本质上是由分子的无规则热运动引起的, 因此一个减小热噪声极限的方法就是将腔体放置在低温环境中. 已经有多个小组开始了基于低温 FP 腔的超稳激光的研究, 如 PTB 的一个小组^[48]将 21 cm 硅腔放置在液氮制冷的系统中, 由于硅在低温的零膨胀点分别在 77 和 124 K, 因此该系统的温度工作点选在了 124 K, 目前该小组的激光频率稳定性达 1×10^{-16} , 即将达到这个低温腔的热噪声极限. 低温腔不仅具有更低的热噪声极限, 而且还有很低的漂移率, 目前世界上最小漂移的激光就是基于低温腔的系统实现的, 该系统的漂移率小到 $5 \times 10^{-19} \text{ s}^{-1}$ ^[22].

我们实验室也开展了用于铝离子光频标的超稳钟激光的研究. 实验上首先将一个 1070 nm 半导体激光器用 PDH 方法锁定在超稳腔上, 然后将这个激光四倍频得到 267.4 nm 的紫外激光, 用于铝离子 1S_0 到 3P_0 的跃迁. 作为本实验室发展的第一代超稳激光, 为评估其稳定性, 实验上搭建了两套基本一样的基于 10 cm 长的全 ULE 腔的超稳激光, 测量两套超稳腔的精细度分别为 330000 和 110000. 超稳腔放置在真空度为 10^{-8} mbar 的真空腔内. 两套半导体激光器分别被调制频率为 15 和 20 MHz 的 EOM 进行相位调制之后各自耦合进两个超稳腔, 然后利用快速光电探测器接收从腔前返回的光, 光电探测器的输出信号经过合适的解调之后得到的误差信号, 被环路滤波器调理之后分别反馈到激光器的电流反馈端口和 PZT 反馈端口, 从而将激光器的频率稳定在超稳腔的共振峰上, 锁定带宽达 2 MHz.

超稳腔作为激光的参考源, 必须非常稳定, 因此利用有限元仿真的方法设计了 10 cm ULE 腔的结构和最优支撑点, 最终选用了水平放置的超稳腔, 其竖直方向的振动敏感度为 $1.43 \text{ kHz g}^{-1} \text{ mm}^{-1}$. 同时为了减弱外界振动, 实验上将超稳腔放置在一个光学平台上, 然后将光学平台放置在商用的主动隔振平台上. 腔体温度变化影响也是一个不可忽视的噪声, 实验上对放置超稳腔的真空室外壁进行主动温度控制, 使其温度波动在 1 mK 以内. 并对其零膨胀点进行了测量. 改变真空室的控制温度, 等腔体温度稳定之后利用飞秒光梳测量这个温度对应的超稳激光的绝对频率. 几次这样的测量之后就可以通过拟合得到超稳腔温度和频率的关系, 得到腔体的零膨胀点

和腔体在过零点附近的热膨胀系数斜率, 实验室的两套系统的零膨胀温度点分别为 36.8°C 和 36.3°C . 将腔体的控温点设置在两个系统各自的零膨胀点, 这样超稳激光的漂移率下降到了 50 mHz s^{-1} 的量级^[25]. 实验上测量了将两个激光器分别锁定在两个腔上之后的拍频, 拍频线宽约为 0.88 Hz. 如图 2 所示. 激光的拍频稳定性在 1–10 s 左右达 1×10^{-15} , 即被腔体的热噪声限制.

为了进一步提高激光频率的稳定性, 实验上已经开展了基于 30 cm 超稳腔的第二代超稳激光, 系统的热噪声极限约为 1×10^{-16} . 我们将发展两套 30 cm 超稳激光系统. 其中一套超稳腔为商用 30 cm 超稳腔, 采用 ULE 腔体, 熔融石英腔镜和 ULE 补偿环^[26]. 另一套超稳腔为自制反嵌式超稳腔, 利用熔融石英补偿环将熔融石英腔镜反嵌式与 ULE 腔体光胶在一起, 从而实现有效超稳腔零膨胀点的大范围可调谐^[27]. 本实验室计划发展的第三代超稳激光是采

图 2 (网络版彩图)(a) 单台激光的艾伦偏差结果; (b) 两套激光器的拍频测量结果

Figure 2 (Color online) (a) Allan deviation of a single laser; (b) results of frequency beats of two lasers.

用 6 cm 低温腔体材料和蓝宝石腔镜组成的超稳腔, 其热噪声极限为 2×10^{-17} . 利用基于脉冲制冷管的低温系统实现 4 K 的环境温度, 超稳腔的有效热膨胀系数可达 $4 \times 10^{-11} \text{ K}^{-1}$, 斜率可达 $3 \times 10^{-11} \text{ K}^{-2}$.

3 光梳

锁定到铝离子钟跃迁线上的钟激光频率需要被精确测量. 在很长一段时间内, 光学频率标准的发展都被光学频率的精密测量所限制, 除非两个标准采用的光频率非常接近, 否则连两个频率标准的比较都显得非常困难. 所以在 1999 年以前, 国际上研制光学频率标准的小组都花了很大的精力去研制光学频率链用于光学频率的测量, 这种频率链采用一系列的锁相环路将微波段的频率传递至光频段, 用于这个庞大实验的仪器不仅需要投入高成本, 还会占用较大的实验室空间, 更会增加系统的复杂性, 进一步提高维护使用成本. 另一方面, 通过微波频率链的方法测量光频最大的一个劣势就是搭建如此复杂的一个系统最后只能测量某一个特定的光学频率 [49].

值得高兴的是过去 15 年里, 飞秒光学频率梳获得了快速发展. 飞秒光梳的出现, 让光学频率的直接测量成为可能. 2005 年诺贝尔物理学奖授予美国科学家 John 和德国科学家 Theodor 以表彰他们发明飞秒光梳在光学测量方面作出的贡献. 由于飞秒光梳具有频谱分布特性和很好的相干性, 可以提供高精度的光学频率测量, 现在飞秒光梳已经成为了世界上光学测量实验室应用最广泛的工具之一. 飞秒光梳也被称为链接微波频段和光学频段的齿轮 [50].

飞秒光梳本质上是一台锁模飞秒脉冲激光器. 通常情况下, 自由振荡的激光器各个纵模之间并不相干, 为了获得超短脉冲各个纵模必须锁定 [51], 一种锁定方式是采用被动式的克尔棱镜锁模机制实现超短脉冲的输出. 如图 3 所示, 锁模激光器输出的脉冲宽度为飞秒量级, 在频域上则表现为一个等间隔分布的频谱, 其频率间隔被称为重复频率 f_{rep} , 时域上对应的是脉冲周期 T ; 而由于腔内存在色散, 导致飞秒脉冲在腔内运转一次之后不能重现之前的载波与包络之间的相位对应关系, 会产生一个载波包络相移 $\Delta\phi_{\text{ceo}}$, 飞秒光梳任意一纵模在腔内的共振条件

可表示为: $\omega_n T - \Delta\phi = 2n\pi$, 得出其频率的表达形式为: $f_n = n \cdot f_{\text{rep}} + f_{\text{ceo}}$, 其中 $f_{\text{ceo}} = \Delta\phi \times f_{\text{rep}} / 2\pi$, 这个载波包络相移在频域上的反映就是 f_{ceo} , 相当于整个光梳频率分布从频率坐标原点偏移了 f_{ceo} , 所以可以称为零偏频率 [52,53]. 这说明一旦 f_{rep} 和 f_{ceo} 确定, 任意纵模的频率就确定了. 而 f_{rep} 和 f_{ceo} 都是在射频段, 这样我们就可以通过锁相环将其锁定到原子钟上获得很高的精度了. 在实验中, f_{rep} 可以直接探测, 而 f_{ceo} 通常是通过将已有的光脉冲耦合至光子晶体光纤或者光波导中, 在其中产生很强的非线性效应而使光梳的频谱覆盖范围扩大, 在光梳频谱覆盖一个倍频程之后通过原始脉冲与倍频脉冲的合束拍频来探测 [54-56].

3.1 绝对频率测量

光学频率标准在光梳发明之后获得了高速发展, 原因之一就是它让光学频率的直接测量得到了很大的简化. 在光钟的研制过程中, 我们需要对钟跃迁频率进行一个绝对频率的测量, 这就必须将钟跃迁频率与现有的时间基准联系起来, 光梳就成了绝佳的工具 [56,57]. 我们实验室采用的是 Menlosystems 的 FC1550-WG 飞秒光纤光梳, 重复频率 250 MHz, 中心波长 1550 nm. 根据实验上的不同需求, 它的重复频率和零偏频率可以被锁定到各种原子钟上, 如主动式氢原子钟或铯原子钟. 我们实验中将 f_{rep} 和 f_{ceo} 锁定到主动式氢原子钟上得到的艾伦偏差如图 4 所示. 这种方式评估地是重复频率和零偏频率锁定后

图 3 (网络版彩图) 飞秒激光器纵模锁定前后对比示意图

Figure 3 (Color online) Comparison between before and after the phase locking for the fs laser.

图 4 (网络版彩图)(a) f_{rep} 锁定后的稳定度; (b) f_{ceo} 锁定后的稳定度

Figure 4 (Color online) (a) Stability of f_{rep} after locking; (b) stability of f_{ceo} after locking.

的内环稳定性. 光学绝对频率的测量一般通过光梳的某一个梳齿与待测激光拍频来进行, 测量时光梳锁定到原子钟上. 我们实验室搭建的飞秒光梳拍频光路如图 5 所示. 如待测激光为 2.3 节所提到的超稳激光, 拍频稳定性如图 6 所示. 因超稳激光的短稳在 10^{-15} 量级, 因此拍频稳定性反映了锁定到氢原子钟和铯原子钟后光梳稳定性的不同, 均受限于所采用的原子钟的稳定性.

光梳的某一个梳齿频率可以表示为 $f_n = n \cdot f_{\text{rep}} + f_{\text{ceo}}$, 要进行绝对频率测量, 第 1 步我们通过一个高精度的波长计来测量待测激光的频率, 由于 f_{rep} 在射频段可以被精确锁定, 我们可以直接通过波长计的读数 f_{wm} 来计算得到的 n 值: $n = f_{\text{wm}}/f_{\text{rep}}$; 第 2 步就是将光梳与超稳激光的拍频利用计数器读取出来, 同时也将锁定后的 f_{rep} 和 f_{ceo} 读取出来, 利用公式 $f_n = n \cdot f_{\text{rep}} \pm f_{\text{ceo}} \pm f_b$ 计算就可以得到激光的频率, 其中的正负号利用小幅度改变 f_{rep} 或者 f_{ceo} 的频率然

图 5 (网络版彩图) 利用光梳进行光学绝对频率测量的拍频光路图

Figure 5 (Color online) Scheme of the light path using comb for absolute frequency measurement.

图 6 (网络版彩图) 光梳分别锁定在氢钟与铯钟上与超稳激光拍频的稳定度

Figure 6 (Color online) Stability between the comb and ultrastable laser when the comb is locked to H-maser and Cs clock respectively.

后观察 f_b 的改变就可以判断. 除此之外也有不通过波长计, 直接利用光梳修改锁定的重复频率 f_{rep} 来判定 n 的值的方法, 然后同样利用公式 $f_n = n \cdot f_{\text{rep}} \pm f_{\text{ceo}} \pm f_b$ 来计算得到光学频率 [58]. 因为在测量的同时光梳的重复频率 f_{rep} 和零偏频率 f_{ceo} 都是锁定在原子钟上, 所以利用光梳的光学频率测量理论上可以获得很高的精度和准确度, 在不考虑光梳到原子钟的锁定影响的情况下, 其精度和准确度取决于原子钟. 利用两套独立的飞秒光梳系统分别锁定到同一个微波源或者光频参考源上, 然后进行比对, 结果显示飞秒光梳的频率测量准确度可以达到 10^{-19} 量级 [59].

3.2 光钟频率比对

钟激光绝对频率的测量本质上是光钟与原子钟

的比对,但这种比对受限于原子钟的性能,我们无法只通过原子钟来评价光钟的性能.一般来说,光钟只有跟相近性能的频率基准比较才能得到较正确的评估.一般常用的方法有两种,其一就是搭两套独立的光钟系统,直接进行比较,评估结果将被性能差的那一套系统限制,因此,如果想要获得每一套钟系统的具体性能指标,最少需要3套独立的系统.但是这种方法的一个限制因素在于这些可直接进行比对的光钟系统需要相近的钟跃迁频率;其二就是利用光梳进行频率链接,首先将光梳锁定到某一个光钟标准上,这时候光梳就跟随着光钟的稳定度,然后利用另一套钟系统与光梳进行外差拍频比对,这种做法的优势是可以实现两套不同钟激光频率间隔较远时候的比对^[60].此外还有利用光梳作为链接将光钟与原子超精细能级跃迁频率进行比对的,其原理也与前面所述类似^[61].

3.3 光纤传递

远距离光钟之间的比对很多情况下都需要用到光梳.我们需要将信号传递出去,光信号可以利用光纤传递,但是并不是所有波段的激光都适合远程传输,我们知道光通信波长是1550 nm,因为这个波长的激光在光纤中的损耗小,很适合做远程传输.这个时候光梳在光纤传递中就起到了频率传递的作用,我们可以将光梳锁定到我们要传输的钟信号激光上,然后用另一台1550 nm的激光器锁相到光梳,这样1550 nm激光就具有了钟激光的信息,将其传递到远端之后再利用光梳将1550 nm激光锁相到远端的钟激光波段进行比对.早在2009年PTB和德国汉诺威大学就实现了利用飞秒光梳架桥进行光纤传递,并且实现了Ca光钟(456 THz)和Yb⁺离子光钟(344 THz)的频率比对,实现了146 km光纤频标传递稳定度优于 $3.3 \times 10^{-15}/\tau$ ($0.01 \text{ s} < \tau < 30\,000 \text{ s}$), 10^5 s 时光纤传递引入的频率不稳定性在 10^{-20} 量级^[62].

光钟信号在光纤中传递时不可避免地会受到光纤扰动的影响,需要进行光纤噪声补偿.光钟信号在传递过程中,影响光纤中激光相位变化的主要因素有:环境温度变化、振动、声学噪声、气流以及压力等,通过环境控制来消除光纤相位噪声显然不太可

行,所以实验室一般采取相位补偿法来消除光纤相位噪声^[63].在利用相位补偿法来消除光纤相位噪声的时候,首先就是探测激光传输过程中引入的相位噪声,然后利用相位调节执行器对激光的相位进行补偿,最后达到消除相位噪声的目的.由于激光的频率很高,所以我们无法利用电子仪器直接测量频率变化来分析相位噪声,在我们实验中采用外差拍频的方法进行检测.我们采用保偏光纤来做光纤相位噪声补偿,保证输出光的偏振稳定性.实验设置如图7所示,激光经过隔离器之后再经过一个AOM,之后进入保偏光纤,传输到远端的激光被一个10%反射率的反射镜部分反射从原路返回光纤传回本地之后与本地的激光进行外差拍频探测,解调之后得到相位噪声再通过电子环路反馈给VCO,VCO驱动执行器AOM来进行相位噪声的补偿.这里有一个假设:激光在光纤里面传输引入的相位噪声与其传播方向无关,即认为激光利用光纤传递到远端再从远端经过光纤传递回本地所引入的相位噪声为从本地传递到远端单次通过光纤所引入相位噪声的两倍.我们实验室进行的40 m长保偏光纤的相位噪声补偿实验结果如图8所示.

4 离子阱

囚禁在离子阱中的离子是进行精密光谱实验的一个很好的对象.它能够将带电离子长时间囚禁在超高真空环境中,超高真空环境减小了背景气体对

图7 (网络版彩图) 光纤相位噪声补偿实验设置

Figure 7 (Color online) Experimental setup for fiber phase noise compensation.

图8 (网络版彩图) 光纤相位噪声补偿的实验结果

Figure 8 (Color online) Experimental results for fiber phase noise compensation.

囚禁离子的影响, 而足够大的势阱深度使得位于离子阱中心的离子可以长时间地与激光相互作用. 经过激光冷却, 离子自身的运动尺度很小, 满足 Lamb-Dicke 条件, 从而可以消除一级多普勒展宽, 实现离子的运动基态, 可以减小二级多普勒展宽.

离子阱的种类包括 Penning 阱和 Paul 阱. 其中 Penning 阱首先在 1936 年被提出^[64], 通过在轴向引入 DC 电场, 那么原子在轴向做简谐振动, 通过强磁场作用产生洛伦兹力, 使得径向平面足以稳定. 华盛顿大学的 Dehmelt 研究组^[65]通过此阱成功囚禁单个电子数月, 测量电子反常磁矩. 但是, 由于强磁场的存在, 造成原子能级较大的塞曼频移, 因此该系统不适合于光学频率标准. 20 世纪 50 年代, Dehmelt^[66]和 Paul^[67]提出使用 Paul 阱来囚禁带电离子, 进一步打开了离子精密光谱学的大门, 并获得 1989 年诺贝尔物理学奖. Paul 阱相比于 Penning 阱舍弃了磁场部分, 通过在电极施加交变的电场和直流电场束缚离子的运动, 这样在光谱学实验中, 就可以得到受磁场影响小的稳定跃迁频率.

4.1 Paul 阱发展

Paul 阱实现将离子囚禁在几个电子伏特的势阱中, 在离子阱中心处的电场为 0. 最初 Paul^[67]提出柱状的对称 3 维球形阱可以成功囚禁单个离子, 其由对称环型电极和后盖 (End Cap) 电极组成, 后盖电

极为双曲面, 各个电极之间分别施加了直流电压 V_{dc} 和交变电压 V_{rf} . 但是这种最初的离子阱设计, 留给激光与原子作用的空间很小, 很难进行激光冷却以及荧光探测. 为了解决这一问题, 科学家设计了各种改进型的离子阱^[68,69]. 随着激光与原子相互作用技术的发展, 量子信息、量子逻辑技术等需要囚禁多个离子. 例如对于量子逻辑技术的离子光钟, 就需要能够稳定囚禁至少两个离子. 能够囚禁多个离子的离子阱, 不但开阔了光钟的元素可选范围, 而且能够用于提高光钟的稳定度^[70]. 线型 Paul 阱的出现, 实现了将多个离子排列囚禁在离子阱的轴向方向, 而径向的 4 个电极可以成功将离子束缚在二维平面内. 该交变电极也有各种改进版. 因斯布鲁克大学最先设计出一种刀片电极的离子阱, 由 4 个刀片组成^[71]. 随后, 华中科技大学引力实验中心也用类似的离子阱用于 Al^+ 光钟^[72], 由不具备磁导性的纯钛所制, 支撑结构为陶瓷.

在线型 Paul 阱中, 除了 DC 电极, 还引入了频率为 Ω_{rf} 的交变振荡电场, 将 DC 电场带来的不平衡因素抵消掉. 直流电极和交变电极的距离分别为 R_{dc} 和 R_{rf} , 其施加的电压为 V_{dc} 和 V_{rf} . 综合计算两种电场的影响, 得到离子阱中心附近的电势, 分为两部分为

$$\phi(\mathbf{r}, t) = V_{dc} \kappa \frac{a_x x^2 + a_y y^2 + a_z z^2}{2R_{dc}^2} + V_{rf} \tilde{\kappa} \cos \Omega_{rf} t \frac{\tilde{a}_x x^2 + \tilde{a}_y y^2 + \tilde{a}_z z^2}{2R_{rf}^2},$$

其中参数 κ , a_j , $\tilde{a}_j$ 和 $\tilde{\kappa}$ 与离子阱的几何参数有关. 一般来说, 直流和交变电极距离离子阱中心越近, κ 和 $\tilde{\kappa}$ 越大. 此外, 电极之间也会相互耦合, 从而影响 κ 和 $\tilde{\kappa}$ 的值, 距离越近, 耦合强度越大. 同时, a_j , $\tilde{a}_j$ 满足 Laplace 方程, $\Delta \phi(\mathbf{r}, t) = 0$, 从而可以得到 $\sum_{j=x,y,z} a_j = 0$, $\sum_{j=x,y,z} \tilde{a}_j = 0$.

对于球形的 Paul 阱, 其参数 $a_x = a_y = -(1/2)a_z$, 同时 $\tilde{a}_x = \tilde{a}_y = -(1/2)\tilde{a}_z$, 而线型 Paul 阱的几何参数相对于球形阱的区别在于, $a_x = a_y = -(1/2)a_z$, 同时 $\tilde{a}_x = -\tilde{a}_y$, $\tilde{a}_z = 0$. 由于加工组装等几何参数的偏差, 破坏了离子阱的对称型, 会导致 a_x , a_y , $\tilde{a}_x$, $\tilde{a}_y$ 有一定的变化, 但仍然受 Laplace 方程约束.

将离子的势能写成谐振子形式^[73]: $\phi_p(\vec{r}) = \frac{1}{2} \sum_j m \omega_j^2 u_j^2$. 这样可以得到离子的宏运动振动频率为

$$\omega_j \approx \sqrt{\frac{Q a_j V_{dc}}{m R_{dc}^2} + \frac{Q^2 \tilde{a}_j^2 V_{ac}^2}{2 \Omega_{rf}^2 m^2 R_{rf}^4}}. \quad (1)$$

对于镁 25 离子来说, 其刀片的间距为 1.68 mm, 刀片施加由共振器提供的幅值为 700 V 的交变高压, 驱动频率 $\Omega_{rf} = 24$ MHz, 4 个刀片电极中, 相对的一对电极接地, 另一对由共振器提供. 轴向两个后盖电极相距 4 mm, 即 $R_{dc} = 2$ mm, 提供 DC 电压 300 V. 得到囚禁频率 ω_j 为 1.5 MHz 附近. 如图 9 所示. 通过激光冷却技术, 可以将镁离子冷却到多普勒极限 1 mK 附近, 对应的振动幅度为: $\mu_j \sim \sqrt{\frac{k_B T}{m \omega^2}}$.

4.2 微运动探测

由于线型离子阱有一对刀片接地, 另一对接高频电源, End Cap 也会被感应出交频电压, 这样会导致在轴向有微运动的产生. 此外, 在实际中, 由于加工精度、电极表面抛光程度、装配精度等因素的影响, End Cap 的中心轴与刀片电极的中心轴并不一定重合. 这样离子就被额外的 DC 或者 AC 电场推离离子阱中心, 进入到 rf 场, 接触电势和离子化原子产生的电荷积累也会引入杂散电场, 我们称这种由于杂散电场引起的运动为额外微运动^[74]. 我们通常在离子阱附近增加补偿电极来消除额外微运动^[74]. 对微运动的补偿技术, 最开始可以通过离子的位置进行粗略补偿. 随着 rf 电极功率的增大, 离子越靠近离子

图 9 (网络版彩图) 囚禁频率与 DC 电压的关系

Figure 9 (Color online) Relationship between trap frequency and DC voltage.

阱中心, 所以, 一旦补偿成功, 如果将驱动功率降低, 离子的位置不变. 另一种更加敏感的方法为光子关联法^[75], 在离子微运动的一个周期内, 探测离子共振时的荧光数变化, 由于多普勒效应, 如果存在微运动, 那么荧光会存在 Ω_{rf} 的正弦振荡, 如果微运动补偿成功, 那么在该周期内, 荧光数的变化很小^[76]. 典型的实验结果如图 10 所示.

5 基于量子逻辑的铝离子光频标

Al^+ 的 Doppler 冷却所需要的激光波长为 167 nm^[77]. 至少在目前看来, 这个波长的激光器制造出来比较困难. 没有了 Doppler 冷却光, 意味着无法对 Al^+ 进行直接的冷却, 而更致命的是没办法通过常用的电子搁置手段对 Al^+ 的态进行探测, 这极大的增加了 Al^+ 光钟的实现难度. 但是 NIST 却另辟蹊径, 早在本世纪初, 他们就发现利用离子外部振动模式量子化的特性, 可以通过一系列的相干操作, 把 Al^+ 的态信息转移到另一种被同时囚禁的离子上. 这样就巧妙的避开了 Al^+ 167 nm 的跃迁^[77].

90 年代初 NIST 开始进行量子逻辑技术的研究, 并于 2003 年用囚禁在线型 Paul 阱当中的单个 Be^+ 与单个 Mg^+ 实现了基本的逻辑门操作, 即量子逻辑技术. 两年以后, NIST 利用这个方法成功观察到了以 Be^+ 为逻辑离子的 Al^+ 钟跃迁量子逻辑光谱^[78,79]. 随后 NIST 又搭建了另一套逻辑离子为 Mg^+ 的 Al^+ 光钟.

图 10 (网络版彩图) 利用光子关联法补偿微运动

Figure 10 (Color online) Micromotion compensation using photon correlation method.

在 Al^+ 光钟当中使用的量子逻辑技术, 其核心思想是能够让逻辑离子的电子态唯一地对应一个初始的 Al^+ 电子态. 想要实现这个功能, 就需要一个量子态能够将两个离子相互耦合起来, 而对应被囚禁在一个离子阱的离子来说, 离子的振动量子态正好扮演了这个角色. 对于一个离子对来说, 它们有 6 个自由度, 也就是 6 个振动模式. 每个模式下, 两个离子的

振动都是相互耦合的, 并非独立的. 换句话说, 对任意一个模式, 两个离子的振动量子数始终相同. 所以如果巧妙的利用这个性质, 能够很容易地让 Al^+ 的态信息转移到逻辑离子上.

量子逻辑的基本原理如图 11 所示. 这里铝离子为光谱离子, 镁离子为逻辑离子. 这两个离子可分别视作一个量子比特, 其中铝离子的量子比特由 $|\downarrow\rangle$

图 11 (网络版彩图) 量子逻辑原理示意图. (a) 逻辑离子 (镁离子) 与光谱离子 (铝离子) 相关能级以及跃迁; (b) 量子逻辑的步骤流程图

Figure 11 (Color online) Scheme for quantum logic. (a) Relative energy levels and transitions for logic ion Mg^+ and spectroscopy ion Al^+ ; (b) steps for quantum logic.

$=^1S_0$ 和 $|\uparrow\rangle = ^3P_1$ 构成, 由 267 nm 的激光可实现量子比特态之间的跃迁, 镁离子的量子比特由基态 $|\downarrow\rangle = |F=3, m_F=3\rangle$ 和 $|\uparrow\rangle = |F=2, m_F=2\rangle$ 构成. 首先, 我们将两个离子都冷却到振动基态, 且抽运至量子比特的 $|\downarrow\rangle$ 态, 即 $|\downarrow, n=0\rangle$, 然后作用铝离子的 267.4 nm 钟激光, 根据钟激光是否让铝离子发生跃迁, 分两种情况. 第一种情况, 如果钟激光没有使铝离子跃迁, 铝、镁离子仍然处于 $|\downarrow, n=0\rangle$ 的振动基态, 这时候作用一束蓝边带的 267.0 nm 铝离子激光脉冲, 该激光脉冲使铝离子振动量子数增加一个, 跃迁至 $|\uparrow, n=1\rangle$, 这时候逻辑离子的振动量子数也跟着增加了, 状态变为 $|\downarrow, n=1\rangle$. 此时再对逻辑离子作用一个红边带激光脉冲, 使其振动量子数减少一个, 跃迁至 $|\uparrow, n=0\rangle$. 最后利用基态 $|F=3, m_F=3\rangle$ 和激发态 $|F=4, m_F=4\rangle$ 之间的循环跃迁对应的探测光探测镁离子的状态, 得到的结果是处于 $|\uparrow\rangle$ 的暗态. 第二种情况, 钟激光使铝离子跃迁至 3P_0 态上, 那么接下来的操作都不起作用了, 因为蓝边带脉冲激光不再与铝离子共振, 而镁离子因为已经处在振动基态上也无法被红边带脉冲继续冷却了, 最终探测时得到的结果是镁离子处于 $|\downarrow\rangle$ 的亮态. 这样, 通过这样一组操作, 就把本来铝离子态的信息, 传递到了镁离子上, 因为不同铝离子态对应了不同的镁离子即逻辑离子的电子态. 这样就实现了量子逻辑的过程.

5.1 Raman 边带冷却

在 NIST 给出的量子逻辑方案当中, 有一个至关重要的步骤, 就是需要将离子对的某一个振动模式冷却到振动基态. 要实现这个冷却, 通常使用边带冷却. 因为离子在离子阱当中以固定的模式振动着, 由于 Doppler 效应的影响, 这个振动相当于对激光场进行了频率调制. 如果振动的本征频率远大于冷却所用跃迁的线宽时, 在离子的光谱上就可以看到一个个的边带. 离子在每个边带处发生的跃迁, 不仅其内部的电子态会跃迁, 相应的振动态也会改变. 那么选择合适的边带, 使离子的振动态不停降低就可以将离子冷却到其振动基态上了. 但是这个过程需要一个前提条件才能实现, 那就是要保证离子满足 Lamb-Dicke 条件, 即离子基态振动的振幅远小于光波长 [80]. 只

有满足这个条件, 离子在自发辐射过程中, 才能保证振动态不变, 从而保证冷却过程能一直进行下去.

在 NIST 的两套 Al^+ 光钟当中, 逻辑离子分别是 Be^+ 和 Mg^+ , 这两个离子能级结构类似, 只是跃迁频率有所不同. 一个共同的特点就是 Doppler 冷却对应跃迁的自然线宽都在 10 MHz 的量级上, 而离子的振动模式通常都小于 10 MHz, 这些跃迁连边带冷却基本条件都没法满足. NIST 选择的解决方法是利用基态的超精细结构分裂, 构造一个三能级系统的双光子跃迁来进行边带冷却, 这样的跃迁过程又被称作 Raman 过程. 双光子跃迁的线宽大约等于其等效 Rabi 频率, 通常在 100 kHz 水平, 显然是远小于离子的本征振动频率. 所以通过边带冷却将 Be^+ 和 Mg^+ 冷却到振动基态也就可能了. NIST 早在 1995 年就实现了 Be^+ 的 Raman 边带冷却, 并且使用一对 Raman 光就成功将单个 Be^+ 离子 3 个方向上的振动都冷却到了振动基态 [81]. 本实验室目前也成功实现了镁 25 离子的拉曼边带冷却, 结果如图 12 所示, 通过红蓝边带比得出冷却后的平均振动量子数为 0.05(2).

5.2 Al^+ 光钟的不确定度

不确定度评估是评估一个光钟指标重要的环节. 光钟的稳定度非常高, 不确定度所包含的项目也非常多. 为了方便, 把这些项按来源可以分为 3 类, 第一类是由于 Doppler 效应引起的频移. 由于激光器与离子存在相对运动, Doppler 效应的存在, 使得实际测

图 12 (网络版彩图) 经过拉曼边带冷却后, 对应平均振动量子数为 0.05(2)

Figure 12 (Color online) Average motional phonon of 0.05(2) after Raman sideband cooling.

量到的钟跃迁频率并不相同; 第二类是由于外场引起的能级移动. 由于电磁场与电子相互作用使离子能级产生移动, 从而使钟跃迁频率也产生移动; 最后一类是由诸如背景气体碰撞、AOM 热效应等其他效应产生频移. 在计算过程中, 假设所有效应引起的频移都相互独立的. 以下将分别分析各项的可能贡献, 为将来实现的铝离子光频标提供一套理论依据.

首先来看看参考系变换是如何产生频移的. 如果离子钟跃迁频率为 f_{ion} , 当离子相对激光器有速度为 v 的相对运动时, 由于 Doppler 效应, 在实验室参考系下观察到的共振频率 f_{meas} 与 f_{ion} 有如下关系:

$$f_{\text{ion}} = f_{\text{meas}} \cdot \frac{1 - \tilde{\kappa} \cdot v/c}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad (2)$$

于是由 Doppler 效应给出的钟跃迁相对修正为

$$\frac{\delta f}{\langle f_{\text{ion}} \rangle} = \frac{f_{\text{ion}} - f_{\text{meas}}}{f_{\text{ion}}}. \quad (3)$$

将速度分解为与波矢平行 $v_{\parallel}$ 和垂直 $v_{\perp}$ 的部分然后将上式做 Taylor 展开, 并对钟跃迁探测时间内频移取平均值, 有

$$\left\langle \frac{\delta f}{\langle f_{\text{ion}} \rangle} \right\rangle = \frac{\langle v_{\parallel} \rangle}{c} + \frac{\langle v_{\parallel} \rangle^2}{c^2} - \frac{\langle v^2 \rangle}{2c^2} + o\left(\frac{v_{\parallel}^3}{c^3}\right) + o\left(\frac{v_{\perp}^3}{c^3}\right), \quad (4)$$

上式第一项为线性 Doppler 频移, 第二项与第三项为二级 Doppler 频移.

由于 Mössbauer 效应的存在, 被紧束缚在离子阱当中离子, 离子的本征振动是不会产生线性 Doppler 频移的. 但是, 离子阱本身无法避免的会有微弱的运动, 或者由于离子阱附近电荷的积累和消散使离子产生一个额外的漂移. 而这些运动都会产生线性 Doppler 频移. 想要直接测量这些运动几乎是不可能的, 但是我们注意到线性 Doppler 效应是和速度方向相关, 所以如果可以同时测量两个沿着相反方向传播的钟激光所对应的钟跃迁, 那么就能评估这个效应的大小了. 更进一步, 直接取两个频率的均值, 原则上就消除了线性 Doppler 频移. NIST 在评估其系统不确定度的时候, 便是用这样的方法, 但是由于没有办法同时测量两个频率, 所以结果只能反应出慢

速漂移导致的频移. NIST 在实验中观察到此项引起的相对频移为^[1]

$$\frac{\langle v_{\parallel} \rangle}{c} = 1.2(0.7) \times 10^{-17}. \quad (5)$$

取两次测量的均值作为钟跃迁的频率, 原则上消除了这个效应, 但是考虑到不同方向的钟激光对应的伺服反馈系统其实会有差异, 这意味着平均值将偏离零点. NIST 认为他们所用的两个伺服反馈系统之间有 1.5% 的偏差, 那么这一效应贡献的不确定度应该为^[1]

$$\frac{\delta f}{f_{\text{ion}}} = 0.015 \times (1.2 + 0.7) \times 10^{-17} \approx 3 \times 10^{-19}. \quad (6)$$

离子的本征振动确实不会产生线性 Doppler 频移, 却无法避免二级 Doppler 效应的影响. 二级 Doppler 效应其实是典型的相对论效应, 也就是时间膨胀效应^[1]. 对 Paul 阱而言, 总把离子运动分解成两部分, 也就是宏运动和微运动, 然后分别考虑各自贡献的二级 Doppler 频移. 离子微运动为

$$v_{\text{micro}} = \sum_{i=1,2,3} \Omega r_i \cos(\Omega t + \phi_i) e_i, \quad (7)$$

其速度的方均值会导致二级 Doppler 频移

$$-\frac{\langle v_{\text{micro}}^2 \rangle}{2c^2} = -\frac{\frac{1}{T} \int_0^T v_{\text{micro}}^2 dt}{2c^2} = -\sum_{i=1,2,3} \frac{\Omega^2 \eta_i^2}{4v^2}, \quad (8)$$

其中 η_i 为 Lamb-Dicke 参数, v 为钟激光频率, 从公式中可以看到只要知道了各个方向上的 Lamb-Dicke 参数就可以推出频移的大小, 因为 Ω 和 v 都是已知的参数. 而 η_i 的测量也不复杂, 可以通过光子-射频关联法或者测量微运动的边带与载波之比来测量^[82].

离子的宏运动也会贡献一定的二级 Doppler 频移. 在 Al^+ 光频标当中需要同时囚禁 Al^+ 与一个逻辑离子, 所以共有 6 个振动模式, 每个振动模式都贡献频移. 而贡献的大小则与振动的幅度相关, 考虑到振动是量子化的, 所以频移也是振动量子数函数. 在 NIST 的系统中钟激光作用时逻辑离子温度始终被 Doppler 冷却维持其 Doppler 冷却极限附近. 通过测量这种状态下逻辑离子宏运动红蓝边带幅度之比就可以知道此时的振动量子数, 从而这些估算宏运动导致的二级 Doppler 频移.

当离子与电磁场相互作用, 其能级也发生相应的变化. 离子能级受到交变电场的影响会产生 AC

Stark 频移. 通常有两个重要的交变电场源会导致 AC Stark 频移, 一是 Doppler 冷却激光, 另一个是环境黑体辐射场.

对于冷却光而言它的电场分量同样会引起 AC Stark 频移, 仿照黑体辐射频移的计算, 计算钟跃迁能级的电极化率, 然后就可以算出钟跃迁在冷却光作用下的频移^[1]. 这里给出 280 nm 波长激光的结果

$$\frac{\delta f}{f_{\text{ion}}} = (-3.5 \pm 0.6) \times 10^{-17} S, \quad (9)$$

式中 S 是 Al^+ 所感受到的激光的饱和系数. 频移是与光强成正比的, 所以只要知道 Al^+ 感受到的冷却光光强是多少就可以计算出频移的大小了. 假如这一项的影响比较大, 可以通过测量不同光强下的钟跃迁频率来直接评估. 可惜的是, 在 Al^+ 光频标中此项的影响实在太小, 所以只能另想办法. NIST 提供了一个方法, 因为冷却光对于逻辑离子来说是共振光, 测量共振光的光强总是很简单的. 那么, NIST 就交换逻辑离子与 Al^+ 的位置, 然后测量逻辑离子感受到的冷却光光强, 这样就知道 Al^+ 所感受的实际光强大小, 在 NIST $^{25}\text{Mg}^+$ 与 Al^+ 构成的光频标当中测量的结果是光强饱和强度 $S = 0.1$, 考虑光强测量实验本身有约 30% 不确定, 综合得到冷却光贡献的相对系统不确定度为 1.5×10^{-18} .

环境的黑体辐射场同样会引起 AC Stark 频移^[83], 因为黑体辐射频谱较宽, 所以必须考虑谱线所有频率成分的贡献. 黑体辐射频移的理论推导比较复杂, 感兴趣的可参考 Rosenband 等人^[84] 的文獻. 下面直接给出最后的计算结果, 温度 T 下黑体辐射引起的相对频移为

$$\frac{\delta f}{f_{\text{ion}}} = -\frac{2}{15hf} (\alpha\pi)^3 T^4 \Delta[\alpha_d(0)(1+\eta)], \quad (10)$$

式中 $-\frac{2}{15hf} (\alpha\pi)^3 T^4$ 描述的是温度 T 下对应黑体辐射场电场的方均值, $\Delta[\alpha_d(0)(1+\eta)]$ 是描述钟跃迁上下两个能级的电极化率之差, 其中 η 为一个与波长有关的修正项, 此项的影响通常可以忽略. 根据 2011 年 Safronova 等人^[85] 的计算结果, 其上下两个能级的电极化率的之差为

$$\Delta[\alpha_d(0)(1+\eta)] \approx \Delta\alpha_d(0) = 0.495 \text{ a.u.}, \quad (11)$$

这个差值在当前已实现的光频标中是最小的, 这也是 Al^+ 光频标最吸引人的地方. 因为在各种光频标当中, 黑体辐射频移通常都是贡献较大的一项, 也难以控制和测量. 由于 Al^+ 对其不敏感, 所以非常幸运地避开了环境黑体辐射的影响. 根据上述结果, 黑体辐射造成的相对频移为 -4.0×10^{-18} . 假设其电极化率差的计算结果有 10% 的不确定度, 得到黑体辐射频移的理论不确定度为 4×10^{-19} .

由于 Zeeman 效应的影响, 在背景磁场下离子的能级也会发生移动. 对 Al^+ 来说一级 Zeeman 效应一般无法忽略. 但是实际上可以通过同时测量 $|^1S_0, m_F = -5/2\rangle \rightarrow |^3P_0, m_F = -5/2\rangle$ 和 $|^1S_0, m_F = 5/2\rangle \rightarrow |^3P_0, m_F = 5/2\rangle$ 的两个钟跃迁, 然后去平均来消去一级 Zeeman 效应, 所以这里只需要考虑二级 Zeeman 效应引入频移^[78]. 现在就只需要考虑二级 Zeeman 效应的大小, 最直接的方法就是测量钟跃迁频率随磁场的变化, 当然这比较耗费时间, 幸运的是 Rosenband 等人^[12] 做了测量

$$\delta f = -7.1988(48) \times 10^{-1} \text{ Hz G}^{-2}. \quad (12)$$

二级 Zeeman 效应与磁场的方均值有关, 实验中量子化磁场通常是几个 G, 故磁场波动引起二级 Zeeman 效应为^[1]

$$\langle B^2 \rangle = \langle B \rangle^2 + B_{\text{fluc}}^2. \quad (13)$$

磁场的波动一部分由实验室背景磁场贡献, 另一部分是由离子阱上不平衡电流贡献. 实验室背景磁场的波动通过磁屏蔽可以很容易屏蔽到 μG 的水平, 可是离子阱驱动不平衡电流引起磁场波动却不可能被屏蔽. NIST 通过改变 RF 驱动的功率测量不同功率下的逻辑离子超精细结构分裂 $|F=2, m_F=0\rangle \rightarrow |F=3, m_F=0\rangle$ 的跃迁的频率可以知道 RF 驱动不平衡电流所产生的磁场波动方均值. Rosenband 等人利用 $^{25}\text{Mg}^+$ 测量, 发现在对于他们的离子阱而言, 不平衡电流产生的磁场波动方均值是 $2.17 \times 10^{-3} \text{ G}$.

背景气体与 Al^+ 碰撞也会导致钟跃迁产生频移, 此项效应的大小与碰撞率成正比, NIST 通过理论计算估算出此项效应的大小约为^[1]

$$\frac{\delta f}{f_{\text{ion}}} \approx 0.15 \frac{1}{f_{\text{ion}} \tau}, \quad (14)$$

碰撞率其实是比较难以测量的一项, 一种的思路观察离子对交换位子的频率. 因为被持续冷却的离子对理论上是稳定的, 原则上两个离子并不会互换位置, 除非存在背景气体分子的碰撞. 假设背景气体分子每次碰撞都会导致离子对相互交换其空间位置, 所以离子相互交换位置的频率就用来作为背景气体的碰撞率. 根据 NIST 的报道, 他们的光频标系统离子之间交换位置的频率在 10^{-2} s^{-1} 甚至 10^{-3} s^{-1} 量级, 所以其造成的频移都在 10^{-18} 甚至 10^{-19} 水平.

钟激光需要使用 AOM 作为光开关使用, 而 AOM 驱动的开关使晶体的温度也随之发生变化, 这意味着晶体折射率随时间变化. 折射率又引起光程的改变, 最终使激光频率发生微小的变化. 这个效应可以直接被观察到, NIST 在改变 AOM 驱动功率观察到此项效应与驱动功率的关系是近似线性的, 在他们的系统当中影响约为 ^[1,86]

$$\delta f = 0.2 \text{ Hz W}^{-1}, \quad (15)$$

所以, 只要再能够知道驱动功率抖动大小, 就可以知道此项贡献的不确定度了. 以上讨论 Al^+ 光频标系统的主要的不确定度贡献项, 最后我们将所有系统误差列于表 1 中, 方便大家对比.

6 展望

基于量子逻辑的铝离子光频标作为精度最高的频标之一, 其指标仍有进一步提高的空间. 目前铝离子光频标仍只能借助于协同冷却实现, 但借助于我

表 1 铝离子光频标频移及不确定度

Table 1 Frequency shift and relative uncertainty of Al^+ ion optical frequency standard

物理效应	频移 (10^{-18})	不确定度 (10^{-18})
微运动	-9	6
宏运动	-16.3	5
黑体辐射频移	-4	0.4
冷却激光 Stark 频移	-3.6	1.5
二阶塞曼频移	-1080	0.7
线性多普勒频移	0	0.3
背景气体碰撞	0	0.5
AOM 频率误差	0	0.2
总和	-1113	8.0

们国家发展的 KBBF 晶体有望实现铝离子直接冷却的 167 nm 激光器. 这将极大地简化铝离子光频标的运行, 并有望进一步提高指标. 可以预见随着光频标技术的飞速发展, 光频标的准确度达到 1×10^{-18} 指日可待.

在这个量级上的光频标的性能对比, 需要发展长距离光纤比对技术. 地理分布带来的引力势能对光频标的频率不确定度的影响在 1×10^{-17} 量级, 因此利用光纤网络, 我们可以实现基于光频标的大地测量学. 更重要的是, 对于 1×10^{-18} 量级甚至更小的光频标而言, 地球不再是光频标研发的理想场所, 为了解决这个问题, 人们可以将光钟置于位置和速度已知的卫星上的微重力环境下, 这些光频标作为主钟运行, 并对地面上的钟进行校准来达到更高的精度.

致谢 我们感谢华中科技大学引力实验中心为项目提供的保障和支持, 感谢罗俊以及引力实验中心其他老师对项目的长期关注及讨论, 感谢袁文豪、曾晓意、孙云龙等学生的努力工作. 感谢高克林和管桦在搭建螺旋共振器方面提供的帮助.

参考文献

- 1 Chou C W, Hume D B, Koelemeij J C J, et al. Frequency comparison of two high-accuracy Al^+ optical clocks. *Phys Rev Lett*, 2010, 104: 070802
- 2 Rosenband T, Hume D B, Schmidt P O, et al. Frequency ratio of Al^+ and Hg^+ single-ion optical clocks; metrology at the 17th decimal place. *Science*, 2008, 319: 1808–1812
- 3 Huntemann N, Sanner C, Lipphardt B, et al. Single-ion atomic clock with 3×10^{-18} systematic uncertainty. *Phys Rev Lett*, 2016, 116: 063001
- 4 Dube P, Madej A, Shiner A, et al. $^{88}\text{Sr}^+$ single-ion optical clock with a stability approaching the quantum projection noise limit. *Phys Rev A*, 2015, 92: 042119

- 5 Chwalla M, Benhelm J, Kim K, et al. Absolute frequency measurement of the $^{40}\text{Ca}^+ 4s^2S_{1/2} - 3d^2D_{5/2}$ clock transition. *Phys Rev Lett*, 2009, 102: 023002
- 6 Nicholson T L, Martin M J, Williams J R, et al. Comparison of two independent sr optical clocks with 1×10^{-17} stability at 10^3 s. *Phys Rev Lett*, 2012, 109: 230801
- 7 Hinkley N, Sherman J A, Phillips N B, et al. An atomic clock with 10^{-18} instability. *Science*, 2013, 341: 1215–1218
- 8 Huang Y, Guan H, Liu P, et al. Frequency comparison of two $^{40}\text{Ca}^+$ optical clocks with an uncertainty at the 10^{-17} level. *Phys Rev Lett*, 2016, 116: 013001
- 9 Lin Y, Wang Q, Li Y, et al. First evaluation and frequency measurement of the strontium optical lattice clock at NIM. *Chin Phys Lett*, 2015, 32: 090601
- 10 Zhang X, Zhou M, Chen N Y, et al. Study on the clock-transition spectrum of cold ^{171}Yb ytterbium atoms. *Laser Phys Lett*, 2015, 12: 025501
- 11 Zou H, Wu Y, Chen G, et al. Generation of continuous-wave 194 nm laser for mercury ion optical frequency standard. *Chin Phys Lett*, 2015, 32: 054207
- 12 Santarelli G, Audoin C, Makdisi A, et al. Frequency stability degradation of an oscillator slaved to a periodically interrogated atomic resonator. *IEEE T Ultrason Ferr*, 1998, 45: 887–894
- 13 Quessada A, Kovacich R P, Courtillot I, et al. The dick effect for an optical frequency standard. *J Opt B*, 2003, 5: 150–154
- 14 Joyet A, Mileti G, Dudle G, et al. Theoretical study of the dick effect in a continuously operated ramsey resonator. *IEEE T Instrum Meas*, 2001, 50: 150–156
- 15 Bize S, Sortais Y, Lemonde P, et al. Interrogation oscillator noise rejection in the comparison of atomic fountains. *IEEE T Ultrason Ferr*, 2000, 47: 1253–1255
- 16 Takamoto M, Takano T, Katori H. Frequency comparison of optical lattice clocks beyond the dick limit. *Nature Photon*, 2011, 5: 281–292
- 17 Lodewyck J, Westergaard P G, Lecallier A, et al. Frequency stability of optical lattice clocks. *New J Phys*, 2010, 12: 065026
- 18 Hils D, Hall J H. Response of a fabry perot cavity to phase modulated light. *Rev Sci Instrum*, 1987, 58: 1406–1412
- 19 Black E D. An introduction to pound drever hall laser frequency stabilization. *Am J Phys*, 2001, 69: 79–87
- 20 Dube P, Madej A A, Bernard J E, et al. A narrow linewidth and frequency-stable probe laser source for the $^{88}\text{Sr}^+$ single ion optical frequency standard. *Appl Phys B*, 2009, 95: 43–54
- 21 Dawkins S T, Chicireanu R, Petersen M, et al. An ultra-stable referenced interrogation system in the deep ultraviolet for a mercury optical lattice clock. *Appl Phys B*, 2010, 99: 41–46
- 22 Hagemann C, Grebing C, Lisdat C, et al. Ultrastable laser with average fractional frequency drift rate below $5 \times 10^{-19}/\text{s}$. *Opt Lett*, 2014, 39: 5102–5105
- 23 Webster S A, Oxborrow M, Pugla S, et al. Thermal-noise-limited optical cavity. *Phys Rev A*, 2008, 77: 033847
- 24 Alnis J, Matveev A, Kolachevsky N, et al. Subhertz linewidth diode lasers by stabilization to vibrationally and thermally compensated ultralow-expansion glass fabry-pérot cavities. *Phys Rev A*, 2008, 77: 053809
- 25 Zhang J, Wu W, Shi X H, et al. Design verification of large time constant thermal shields for optical reference cavities. *Rev Sci Instrum*, 2016, 87: 023104
- 26 Legero T, Kessler T, Sterr U. Tuning the thermal expansion properties of optical reference cavities with fused silica mirrors. *J Opt Soc Am B*, 2010, 27: 914–919
- 27 Zhang J, Luo Y X, Ouyang B, et al. Design of an optical reference cavity with low thermal noise limit and flexible thermal expansion properties. *Eur J Phys D*, 2013, 67: 46
- 28 Dai X J, Jiang Y Y, Hang C, et al. Thermal analysis of optical reference cavities for low sensitivity to environmental temperature fluctuations. *Opt Express*, 2015, 23: 5134–5146
- 29 Sanjuan J, Gürlbeck N, Braxmaier C. Mathematical model of thermal shields for long-term stability optical resonators. *Opt Express*, 2015, 23: 17892–17908
- 30 Jiang Y Y, Fang S, Bi Z Y, et al. Nd: Yag lasers at 1064 nm with 1-Hz linewidth. *Appl Phys B*, 2010, 98: 61–67
- 31 Zhao Y N, Zhang J, Stejskal A, et al. A vibration-insensitive optical cavity and absolute determination of its ultrahigh stability. *Opt Express*, 2009, 17: 8970–8982
- 32 Zhao Y N, Zhang J, Stuhler J, et al. Sub-hertz frequency stabilization of a commercial diode laser. *Opt Commun*, 2010, 283: 4696–4700
- 33 Leibrandt D R, Thorpe M J, Notcutt M, et al. Spherical reference cavities for frequency stabilization of lasers in non-laboratory environments. *Opt Express*, 2011, 19: 3471–3482
- 34 Amairi S, Legero T, Kessler T, et al. Reducing the effect of thermal noise in optical cavities. *Appl Phys B*, 2013, 113: 233–242
- 35 Bergquist J C, Bollinger J J, Itano W M, et al. Trapped Ions and Laser Cooling IV. Colorado: Department of Commerce, 1996

- 36 Liu F, Wang C, Li L F, et al. Long-term and wideband laser intensity stabilization with an electro-optic amplitude modulator. *Opt Laser Technol*, 2013, 45: 775–781
- 37 Wong N C, Hall J L. Servo control of amplitude modulation in frequency-modulation spectroscopy: Demonstration of shot-noise-limited detection. *J Opt Soc Am B*, 1985, 2: 1527–1533
- 38 Müller H, Herrmann S, Schuldt T, et al. Offset compensation by use of amplitude-modulated sidebands in optical frequency standards. *Opt Lett*, 2003, 28: 2186–2188
- 39 Zhang W, Martin M J, Benko C, et al. Reduction of residual amplitude modulation to 1×10^{-6} for frequency modulation and laser stabilization. *Opt Lett*, 2014, 39: 1980–1983
- 40 Li L F, Liu F, Wang C, et al. Measurement and control of residual amplitude modulation in optical phase modulation. *Rev Sci Instrum*, 2012, 83: 043111
- 41 Day T, Gustafson E K, Byer R L. Sub-hertz relative frequency stabilization of two-diode laser-pumped Nd: Yag lasers locked to a Fabry-Pérot interferometer. *IEEE J Quant Elec*, 1992, 28: 1106–1117
- 42 Numata K, Ando M, Yamamoto K, et al. Wide-band direct measurement of thermal fluctuations in an interferometer. *Phys Rev Lett*, 2003, 91: 260602
- 43 Kessler T, Legere T, Sterr U. Thermal noise in optical cavities revisited. *J Opt Soc Am B*, 2012, 29: 178–184
- 44 Jiang Y Y, Ludlow A D, Lemke N D, et al. Making optical atomic clocks more stable with 10^{-16} -level laser stabilization. *Nature Photon*, 2011, 5: 158–161
- 45 Cole G D, Zhang W, Martin M J, et al. Tenfold reduction of brownian noise in high-reflectivity optical coatings. *Nature Photon*, 2013, 7: 644–650
- 46 Ludlow A D, Huang X, Notcutt M, et al. Compact, thermal-noise-limited optical cavity for diode laser stabilization at 1×10^{-15} . *Opt Lett*, 2007, 32: 641–643
- 47 Häfner S, Falke S, Grebing C, et al. 8×10^{-17} fractional laser frequency instability with a long room-temperature cavity. *Opt Lett*, 2015, 40: 2112–2115
- 48 Kessler T, Hagemann C, Grebing C, et al. A sub-40-mHz-linewidth laser based on a silicon single-crystal optical cavity. *Nature Photon*, 2012, 6: 687–692
- 49 Jennings D, Evenson K M, Knight D J E. Optical frequency measurements. *IEEE*, 1986, 74: 168–179
- 50 Schnatz H, Lipphardt B, Helmcke J, et al. First phase-coherent frequency measurement of visible radiation. *Phys Rev Lett*, 1996, 76: 18
- 51 Sobon G, Abramski K M. Fiber-based laser frequency combs. *B Pol Acad Sci-Tech*, 2012, 60: 697–706
- 52 Ye J, Cundiff S T. *Femtosecond Optical Frequency Comb: Principle, Operation, and Applications*. Boston: Springer, 2005
- 53 Udem T, Holzwarth R, Hansch T. Femtosecond optical frequency combs. *Eur Phys J Spec Top*, 2009, 172: 69–79
- 54 Udem T, Reichert J, Holzwarth R, et al. Accurate measurement of large optical frequency differences with a mode-locked laser. *Opt Lett*, 1999, 24: 881–883
- 55 Jones D J, Diddams S A, Ranka J K, et al. Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis. *Science*, 2000, 288: 635–639
- 56 Udem T, Holzwarth R, Hansch T W. Optical frequency metrology. *Nature*, 2002, 416: 233–237
- 57 Udem T, Reichert J, Holzwarth R, et al. Absolute optical frequency measurement of the cesium D 1 line with a mode-locked laser. *Phys Rev Lett*, 1999, 82: 3568
- 58 Zhang J, Lu Z H, Wang Y H, et al. Exact frequency comb mode number determination in precision optical frequency measurements. *Laser Phys*, 2007, 17: 1025–1028
- 59 Ma L S, Bi Z Y, Bartels A, et al. Optical frequency synthesis and comparison with uncertainty at the 10^{-19} level. *Science*, 2004, 303: 1843–1845
- 60 Oates C W, Curtis E A, Hollberg L. Improved short-term stability of optical frequency standards: Approaching 1 Hz in 1 s with the Ca standard at 657 nm. *Opt Lett*, 2000, 25: 1603–1605
- 61 Ye J, Ma L S, Hall J L. Molecular iodine clock. *Phys Rev Lett*, 2001, 87: 270801
- 62 Terra O, Grosche G, Predehl K, et al. Phase-coherent comparison of two optical frequency standards over 146 km using a telecommunication fiber link. *Appl Phys B*, 2009, 97: 541–551
- 63 Ma L S, Jungner P, Ye J, et al. Delivering the same optical frequency at two places: Accurate cancellation of phase noise introduced by an optical fiber or other time-varying path. *Opt Lett*, 1994, 19: 1777–1779
- 64 Penning F M. Die glimmentladung bei niedrigem druck zwischen koaxialen zylindern in einem axialen magnetfeld. *Physica*, 1936, 3: 873
- 65 Dyck V, Schwinberg P B, Dehmelt H, et al. Precise measurements of axial, magnetron, cyclotron, and spin-cyclotron-beat frequencies on an isolated 1-meV electron. *Phys Rev Lett*, 1977, 38: 310–314
- 66 Dehmelt H. Experiments with an isolated subatomic particle at rest. *Rev Mod Phys*, 1990, 62: 525–595

- 67 Paul W. Electromagnetic traps for charged and neutral particles. *Rev Mod Phys*, 1990, 62: 531–540
- 68 Straubel H. Zum otrapfchenversuch von Millikan. *Sci Nat*, 1955, 42: 506
- 69 Schrama C A, Peik E, Smith W W, et al. Novel miniature ion traps. *Opt Commun*, 1993, 101: 32–36
- 70 Herschbach N, Pyka K, Keller J, et al. Linear paul trap design for an optical clock with coulomb crystals. *Appl Phys B*, 2012, 107: 891–906
- 71 Gulde S. Experimental Realization of Quantum Gates and the Deutsch-Josza Algorithm with Trapped $^{40}\text{Ca}^+$ ions. Dissertation for Doctoral Degree. Austria: University of Innsbruck, 2003
- 72 Deng K, Che H, Lan Y, et al. Design of blade-shaped-electrode linear ion traps with reduced an harmonic contributions. *J Appl Phys*, 2015, 118: 113106
- 73 Dehmelt H G. Radiofrequency spectroscopy of stored ions I: Storage. *Adv At Mol Phys*, 1968, 3: 53
- 74 Berkeland D J, Miller J D, Bergquist J C, et al. Minimization of ion micromotion in a Paul trap. *J Appl Phys*, 1998, 83: 10
- 75 Tamm C, Weyers S, Lipphardt B, et al. Stray-field-induced quadrupole shift and absolute frequency of the 688-THz $^{171}\text{Yb}^+$ single-ion optical frequency standard. *Phys Rev A*, 2009, 80: 043403
- 76 Leibfried D, Blatt R, Monroe C, et al. Quantum dynamics of single trapped ions. *Rev Mod Phys*, 2003, 75: 281
- 77 Schmidt P O, Rosenband T, Langer C, et al. Spectroscopy using quantum logic. *Science*, 2005, 5735: 749–752
- 78 Rosenband T, Schmidt P O, Hume D B, et al. Observation of the $S_1^0 \rightarrow P_3^0$ clock transition in $^{27}\text{Al}^+$. *Phys Rev Lett*, 2007, 98: 220801
- 79 Rosenband T, Schmidt P O, Koelemeij J C J, et al. Spectroscopy of a single Al^+ ion via coupling to Be^+ . In: *Proceedings of the IEEE/LEOS-LEOS Summer Topical Meetings*. San Diego, 2005. 103–104
- 80 Diedrich F, Bergquist J C, Itano W M, et al. Laser cooling to the zero-point energy of motion. *Phys Rev Lett*, 1989, 62: 403
- 81 Monroe C, Meekhof D M, King B E, et al. Resolved-sideband Raman cooling of a bound atom to the 3D zero-point energy. *Phys Rev Lett*, 1995, 75: 4011
- 82 Keller J, Partner H L, Burgermeister T, et al. Precise determination of micromotion for trapped-ion optical clocks. *J Appl Phys*, 2015, 118: 104501
- 83 Itano W M, Lewis L L, Wineland D J. Shift of $^2\text{S}_{1/2}$ hyperfine splittings due to blackbody radiation. *Phys Rev A*, 1982, 25: 1233
- 84 Rosenband T, Itano W M, Schmidt P O, et al. Blackbody radiation shift of the $^{27}\text{Al}^+ S_1^0 \rightarrow P_3^0$ transition. transition. In: *Proceedings of the 20th Europe Frequency and Time Forum (EFTF)*. Braunschweig, 2006
- 85 Safronova M S, Kozlov M G, Clark C W, et al. Precision calculation of blackbody radiation shifts for optical frequency metrology. *Phys Rev Lett*, 2011, 107: 143006
- 86 Degenhardt C, Nazarova T, Lisdat C, et al. Influence of chirped excitation pulses in an optical clock with ultracold calcium atoms. *IEEE T Instrum Meas*, 2005, 54: 771–775

Research progress of Al^+ ion optical frequency standard based on quantum logic technique

DENG Ke, ZHANG Jie, SHI XiaoHui, XU ZeTian, LIU Kui, CHE Huang & LU ZeHuang*

*Ministry of Education Key Laboratory of Fundamental Quantities Measurement, School of Physics,
Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China*

Optical atomic clocks have many applications in the definition of the time and the length, measurement of fundamental constants and their potential variations with time, testing of relativity, very long baseline interferometry, geodesy, and global navigation satellite systems. An optical clock consists of three parts: ultra-stable laser, frequency comb and trapped ions or atoms. The accuracy of optical atomic clocks can be affected by Doppler shift, Zeeman shift, Stark shift, collision shift, blackbody radiation (BBR) shift, etc. The BBR shift is very difficult to be characterized and controlled. Among all optical atomic clocks under current development, Al^+ optical clock has the smallest BBR shift at a level of 4.0×10^{-19} , therefore the Al^+ is a promising ion for high-accuracy optical frequency standard. In this article we give a review on the three parts of optical frequency standards, the basic working principle of Al^+ ion optical frequency standard based on quantum logic technique, and research progress of an Al^+ optical clock under development at Huazhong University of Science and Technology.

optical frequency standard, ion trap, ultra-stable cavity, quantum logic, Al^+ ion

PACS: 32.30.-r, 06.30.Ft, 37.10.Jk, 37.10.Ty

doi: 10.1360/SSPMA2016-00070