迈向可搬运的 Ca^+ 光学钟，系统不确定度为 4.8×10^{-18}

Mengyan Zeng,[3,1,2] Yao Huang,[1,2] Baolin Zhang,[1,2] Yanmei Hao,[1,2,4] Zixiao Ma,[1,2,4]Ruming Hu,[1,2,4] Huaqing Zhang,[1,2] Zheng Chen,[1,2,4] Miao Wang,[1,2] Hua Guan,[1,2,5] *Kelin Gao,[1,2] †

[1]中国科学院精密测量科学与技术创新研究院磁共振与原子分子物理国家重点实验室，中国，武汉 430071[2]中国科学院精密测量科学与技术创新研究院原子频标重点实验室，中国，武汉 430071[3]华中科技大学，中国，武汉 430074[4]中国科学院大学，中国，北京 100049[5]武汉量子技术研究院，中国，武汉 *430206*

我们展示了一套紧凑型室温 Ca^+ 光学钟装置，可长期近乎连续运行，旨在实现时钟的可搬运化；在 8 天内，其系统不确定度总计为 4.8×10^{-18} ，运行时间占比达到 97.8%。我们采用主动液体冷却方案，并在真空腔室内外布置 13 个温度传感器进行精确温度测量，以确保准确评估光学钟的热环境。环境温度的不确定度评估为 293.31(0.4) K，对应的黑体辐射（BBR）频移不确定度为 4.6×10^{-18} ，与我们此前的工作相比降低了两倍以上。通过对室温 Ca^+光学钟与低温 Ca^+ 光学钟进行频率比较，时钟比对的总不确定度为 7.5×10^{-18} ，其中包括 4.9×10^{-18} 的统计不确定度和 5.7×10^{-18}的系统不确定度。本研究为高精度可搬运离子光学钟提供了一套可行的实现方案。

I. 引言

过去二十年间，基于光学晶格囚禁中性原子或基于离子阱囚禁单离子的光学钟取得了长足进步 [1-7]。目前，以镱 [3], 锶 [2,4], 铝$^+$ [5]、镱$^+$ [6] 和钙$^+$ [7] 为参考的光学钟，其系统不确定度已达到10^{-18} 量级或更低[5]。上述最先进光学钟的不确定度均比性能最佳的铯喷泉钟高出一个数量级以上 [8], ，其应用前景广泛，包括重新定义国际单位制秒 [8,9], 、检验广义相对论 [10,11], 、检验基本常数是否随时间和空间变化 [11-14], 、大地水准面测量 [15], 等。国际计量局于2016年提出了重新定义国际单位制秒的路线图，其中明确指出，有必要研制不确定度达到10^{-18} 量级的便携式光学钟，以测量不同研究机构光学钟之间的不确定度达到10^{-18} 量级的频率比，从而检验光学钟及其频率比较的可重复性 [8]。此外，在大地水准面测量方面，要实现厘米级的高差分辨率，需要不确定度达到10^{-18} 量级的便携式光学钟 [16]。这将超越传统大地测量方案的分辨率，展现基于光学钟的重力位测量的优势。然而，要实现一台便携式高性能

光学钟。世界各地的许多研究机构目前都在开展便携式光学钟的研究[16-20]。其中，装配在汽车拖车中的便携式锶钟和钙$^{+}$ 光学钟已研制成功，其系统不确定度达到10^{-17} 量级[17,19]。日本的理化学研究所研制了一台在245 K下运行的低温便携式锶光晶格钟，以抑制黑体辐射频移不确定度，其系统不确定度达到5.5×10^{-18} [16]。

钙$^{+}$ 离子是构建可运输光学钟的理想参考候选。其能级结构相对简单，与铝$^{+}$、镱$^{+}$基光学钟以及镱、锶基光晶格钟相比，所需的二极管激光器数量更少、功率更低，[5,6] 因此能够构建紧凑型、低成本且可靠的可运输光学钟[3,4], 。此前，我们研制的可运输钙[19,20]离子光学钟的不确定度为$^{+}$ 1.，其性能受限于黑体辐射频移的不确定度 。我们已研制出一台液氮冷却的低温钙[19]离子光学钟，其系统不确定度为$^{+}$ 3.，但目前难以将其应用于便携式光学钟。因此，降低室温下黑体辐射频移的不确定度，是构建具有0×10^{-18} [7]水平不确定度的可运输钙10^{-18} 光学钟的一项重要目标。在本工作中，我们采用热环境温度稳定、精确温度测量和评估方案，以减小温度变化并提高温度评估的准确性。随后，黑体辐射频移评估的不确定度降低至$^{+}$ 水平，并开展了总体不确定度为10^{-18} 7.的频率比较，以验证不确定度评估。

除不确定度外，连续运行能力也是重新定义秒的重要光学钟特性 [8]。本文报告了一台室温 Ca^{+} 光学钟在运行超过一周后，将激光系统和控制程序优化，使运行时间占比提高至 95%。与其他离子型光学钟相比，有研究团队报告了一台镱$^{+}$ 钟连续运行 25 天、运行时间占比达 76% 的长期准连续运行性能 [29]。对于光晶格钟，已有研究报告了运行时间占比分别为 93%（持续 10 天）[30] 和 84%（持续 25 天）[31] 的锶光晶格钟；也有研究报告了一台^{171}镱光晶格钟运行半年，其中前 24 天的运行时间占比为 93.9% [32]。

II. 实验装置

本文介绍了一种室温 Ca^{+} 光学钟，其离子阱结构和微型钛真空腔均经过优化。我们设计了一种加热率低的金刚石晶圆线性离子阱。该离子阱由一片经激光加工、厚度为 300 μm 的金刚石晶圆制成；晶圆表面镀金，以形成射频（RF）阱电极和直流补偿电极。被囚禁离子与射频电极之间的距离为 ~0.25 mm。离子阱晶圆和抛光钛端盖安装在热导率高的镀银无氧铜支架上，支架连接至无氧铜散热器，散热器的大部分表面暴露于外部真空环境中。测得该离子阱在所有方向上的加热率均低于 5 量子/s [33]。探测时间为 ~ 80 ms 时，由加热率引起的热运动频移不确定度低至 10^{-19} 水平。

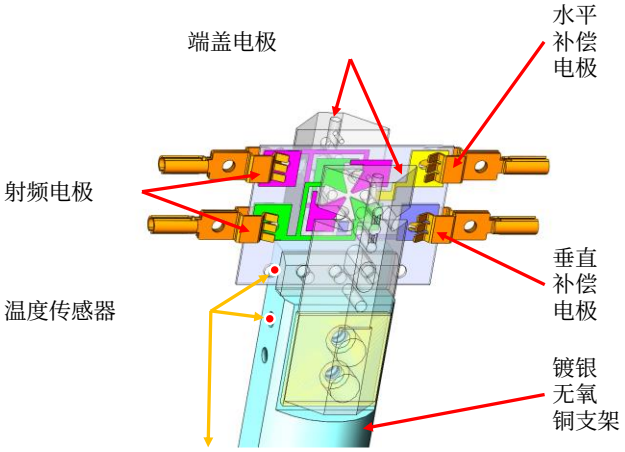
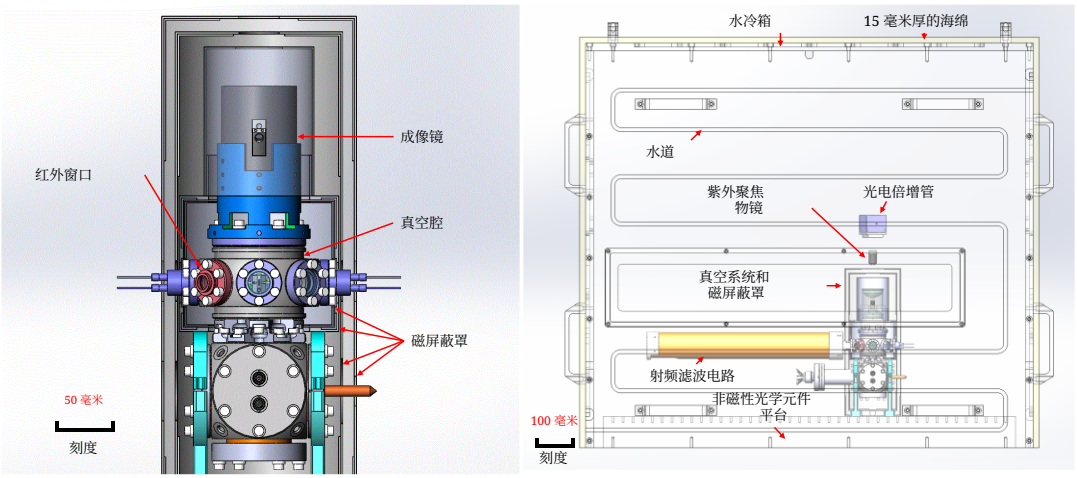


图 1. 离子阱系统的简化示意图。该设计基于 NIST Al^+钟[5]，，并做了一些小幅修改。真空腔内安装了三个校准精度为 0.1 K 的真空内热电偶传感器，用于表征热环境；其中一个安装在金刚石晶圆处，以监测其温度波动，另外两个分别安装在镀银无氧铜支架的顶部和中部，用于测量真空腔的温度波动和梯度。位于支架中部的第三个热电偶未在图中显示。端盖电极与铜支架之间的绝缘材料也由金刚石制成。这种设计使它们对离子几乎不可见，这意味着绝缘支架导致的黑体辐射温度不确定度大幅降低。

真空腔的体积为 0。28 × 0。16 × 0.19 m^3，由钛合金制成。为给 Ca^+提供稳定的磁场环境，增加了四层磁屏蔽罩。真空腔和光学器件放置在一张尺寸为 0。9 × 0.7 m^2 的桌子上。桌子周围设有液冷箱，以隔离室温波动。液冷箱的尺寸为 1。14 × 0。84 × 1.03 m^3。安装了 10 个铂电阻温度探测器（PRTD），用于评估真空腔外部的热环境。整体温度测量系统由湖北省计量测试技术研究院校准，准确度优于 0.1 K。液冷箱的详细说明见补充材料第 1 节。



(a) (b)

图 2. (a) 真空腔由钛合金制成，以避免磁场由.....产生

腔室。钛合金材料还有助于实现更高的真空度。顶部设有一个CF35观察窗，用于成像采集和垂直激光探测；侧面设有六个CF16观察窗，用于沿相应方向进行激光冷却/探测，其中包括一个红外窗口（图中标为红色），用于通过红外相机进行温度测量。两个CF16馈通件用于向囚禁射频和补偿电极施加电压。额外安装了四层磁屏蔽罩，以显著减弱环境磁场波动。在磁屏蔽罩内安装了三对线圈，用于调节磁场的强度和方向。（b）真空腔位于液冷箱内，以确保热环境的均匀性和稳定性。图中的棕色管是螺旋谐振器，用于为离子阱系统提供射频供电。系统中的各模块通过光纤和线缆与实验室环境中的激光稳频系统及电路控制系统相连。

与室温光钟相比，我们的液氮低温光钟的真空系统相对复杂且庞大[7]。如此复杂的真空系统在运输过程中容易发生真空泄漏。此外，目前的液氮Ca^+光钟需要每天补充液氮以维持运行，因此无法进行长距离运输。相比低温钟，室温光钟的真空系统相对小巧且坚固，更便于运输。与此同时，室温光钟中的液冷箱仅由五块液冷面板组成，拆卸和重新组装都很方便。在初步运输测试中，我们已将光钟从1米高的光学平台搬到了地面，恢复光钟运行所需的时间不到一天。因此，采用我们液冷方案的室温光钟未来可以方便地安装到我们的可运输 汽车拖车上。

III. 频移评估

与我们此前搭建的光学钟类似，[7,19,23,33], 在优化的运行条件下采用冷却激光器，以减小离子久期运动导致的2^{nd}阶多普勒频移。考虑到阱加热率，估计时钟比对实验期间的离子温度为1.19(33) mK，对应于 2^{nd} 阶多普勒频移（由久期运动导致），为 $-(4.1 \pm 1.2) \times 10^{-18}$。通过选择魔射频囚禁频率[23,35]，抵消了超额微运动导致的二阶多普勒频移和斯塔克频移，以及久期运动导致的斯塔克频移与久期运动（微运动诱导）导致的二阶多普勒频移的组合效应。超额微运动导致的频移及其不确定度评估为小于1×10^{-19}。通过对三对塞曼分量取平均[1,33]，抵消了离子运动和激光导致的四极频移、一阶塞曼频移以及张量斯塔克频移。选择特定的磁场方向，使电场梯度与磁场方向之间形成魔角，以减小电四极频移漂移 [7], ，从而大幅抑制残余四极矩频移，其不确定度评估为4×10^{-19}。根据软件记录的量子跃迁不平衡中的微小残余误差，推断伺服频移及其不确定度[33]。伺服导致的频移不确定度上限评估为4×10^{-19}。在我们的实验中，使用两束方向相反的激光束对离子进行独立且交错的探测 [5,7]。 通过对两次独立频率测量取平均， 1^{st}阶多普勒频移得以减小，不确定度为3×10^{-19}。探测激光导致的交流斯塔克频移

通过采用超拉姆齐询问方案 [34]已大幅减小，不确定度为< 1×10^{-19}。系统频移及不确定度评估的更多方法和结果见《补充材料》第 2 节。经过上述改进和评估，对于 Ca^+ 光学钟，总系统不确定度主要受黑体辐射频移限制。

对于光学钟，黑体辐射频移可表示为 [21]:

$$\Delta\nu_{BBR} = -\frac{\Delta\alpha_0}{2h}\langle E^2\rangle_T[1+\eta(T)] \tag{1}$$

其中，$\Delta\alpha_0$ 是钟跃迁的差分静态标量极化率，$\eta(T)$是动态修正系数，h 是普朗克常数，$\langle E^2\rangle_T = [8.319430(15)V/cm]^2(T/300K)^4$ 是温度为 T [22] 的黑体辐射环境中的均方电场。在我们此前的工作中，测得差分静态标量极化率 $\Delta\alpha_0$ 为 $-7.2677(21)\times10^{-40}Jm^2V^{-2}$，由黑体辐射系数 $\Delta\alpha_0$ （包括动态修正）导致的黑体辐射频移不确定度降至 3×10^{-19} [23]。因此，在室温下，降低 Ca^+ 光学钟黑体辐射频移不确定度的关键在于抑制黑体辐射温度不确定度。

为尽可能准确地估算黑体辐射温度，本研究采用液冷进行主动温度稳定、精确测量热环境，并对装置的热辐射进行有限元分析。由于 Ca^+ 受到离子阱系统各组件的热辐射照射，离子感受到的有效黑体辐射温度 T_{eff} 可根据各组件表面的有效立体角和温度计算得出 [24]:

$$T_{eff}^4 = \frac{c}{4\sigma}u = \sum_i\left(\frac{\Omega_i^{eff}}{4\pi}\right)T_i^4 \tag{2}$$

其中，c 为光速，u 为局域场能量密度，σ 为斯特藩–玻尔兹曼常数。阱系统中每个组件的辐射表面均可用其自身的温度 T_i 和离子所观测到的有效立体角 Ω_i^{eff} 来描述，i 遍历所有腔室表面。Ω_i^{eff} 表示计算 T_i时相应部分表面 i 的权重。

基于有限元方法对黑体辐射温度进行的分析表明，绝缘支架所占的有效立体角较大，以及真空腔室的温度波动和温度梯度，通常是黑体辐射温度不确定度 [25,26]的最大贡献来源。金刚石晶圆线性离子阱构型使绝缘支架的有效立体角贡献几乎消失。通过液冷对光学钟运行时的热环境进行主动温度控制，真空系统的温度波动从 ±1.6 K 降至 ±0.3 K。

我们采用有限元分析（FE），并使用 COMSOL Multiphysics 软件，按照参考文献 [7] 中所述的类似方法，计算了离子阱系统中各组件的有效立体角。在模型中，钙离子被替换为一个小型黑体球，作为探针。考虑到液冷 箱体的温度控制，我们的真空部件（如真空腔体和离子阱）的绝对温度非常接近室温， 在均匀温度分布情况下的有效立体角 Ω_i^{eff} 可用于表征实际

系统 [27]:

$$\frac{\Omega_i^{eff}}{4\pi} = \left(\frac{T_{eff}}{T_i}\right)^3 \frac{\partial T_{eff}}{\partial T_i} \tag{3}$$

其中， T_{eff} 为探针的温度， T_i 为组件 i的设定温度。在我们的实验中，$T_{eff}/T_i \approx 1$。计算时，对不同表面材料采用了典型的发射率值[25], 端盖、腔室壁、离子阱和熔融石英窗的发射率分别设为 0.166、0.166、0.05 和 0.75， 。作为对比，还采用所有表面的发射率均为 1 的情况计算了几何立体角。 结果列于表 I。不同组件的温度可通过温度传感器配合红外相机测量。各组件的温度测量详情列于表 II。

表 I. 离子阱系统各部件的有效立体角与几何立体角百分比。

真空部件	材料	发射率	$\Omega_i^{eff}/(4\pi)$	$\Omega_i^{geo}/(4\pi)$
端盖	钛	0.166	47%	51%
真空内壁 腔室	钛	0.166	26%	28%
离子阱（包括 补偿电极）	Gold	0.05	14%	16%
玻璃窗	熔融石英玻璃	0.75	13%	5%

表 II. 离子阱系统的温度评估结果。

组件	温度 评估 值（K）	不确定度来源于 传感器 由传感器校准导致的 不确定度	不确定度 由于 温度 梯度 (K)	不确定度 由环境 温度 波动（K）	总 不确定度 (K)
端盖	293.35	0.1	0.1	0.3	0.4
内壁 真空 腔室	293.25	0.1	0.2	0.3	0.4
离子阱 （包括 补偿 电极）	293.35	0.1	0.1	0.3	0.4
玻璃 窗	293.25	0.1	0.2	0.3	0.4
T_{eff}	293.31				0.4

离子感受到的有效黑体辐射温度计算为 293.31(40) K，对应的黑体辐射频移不确定度为 1.9 毫赫兹。最后，温度相关的黑体辐射频移不确定度确定为 4.6×10^{-18}。通过将温度传感器校准至精度优于 15 mK，并为光学钟设计更均匀、稳定的温度控制系统，还可进一步降低该不确定度。

T表 III 总结了室温钟（时钟 1 各列）的系统不确定度预算。

总系统不确定度为 4.8×10^{-18}，受黑体辐射温度评估精度限制。

表 III. 两台时钟的评估及其比较中的系统频移和不确定度。此处仅显示系统频移或不确定度为 $>1\times10^{-19}$ 的效应。

贡献因素 (10^{-18})	分数 系统 频移 时钟1(10^{-18})	分数 系统 不确定度 of 钟1(10^{-18})	分数 系统 频移 时钟2(10^{-18})	分数 系统 不确定度 of 时钟2(10^{-18})	分数 系统 偏移 时钟1- 时钟2(10^{-18})	分数 系统 不确定度 时钟1的 时钟2(10^{-18})
黑体辐射场 评估 (温度)	842.8	4.6	7.3	2.7	835.5	5.3
黑体辐射系数 ($\Delta\alpha_0$)	0	0.3	0	0.3	0	0.4
超额微运动	0	0	0	0.2	0	0.2
2^{nd}阶多普勒 (热的)	-4.1	1.2	-3.1	0.9	-1	1.5
残余四极矩	0	0.4	0	0.4	0	0.6
伺服	0	0.4	0	0.4	0	0.6
1^{st}阶多普勒	0	0.3	0	0.3	0	0.4
引力频移					-27.5	1
总计	838.7	4.8	4.2	3.0	807.0	5.7

IV. 时钟比较

我们进一步测量了室温 Ca^+ 离子光学钟（表 III 中的时钟1）与低温钟（表 III 中的时钟2，不确定度为 3.0×10^{-18}）[7] 之间的频率差，以验证室温时钟的性能。两台时钟的高度相差 25(1) cm，对应的频移为 12.4(4) mHz 或 $27.5(1.0) \times 10^{-18}$。在频率比较实验中，同一台时钟激光器同步探测两台时钟，以观测自由演化时间为 40 ms 的超拉姆齐光谱；通过比较用于调制两台时钟激光器频率、使其分别与各自钟跃迁共振的两个声光调制器，得到频率差。如表 III 所示，评估得到的分数频移差为 $8.070(57)\times 10^{-16}$，对应的频率差为 331.7(2.3) mHz，系统不确定度为 5.7×10^{-18}。如图3所示，测得的频率差为 329.9(2.0) mHz，与评估值吻合良好。有关时钟比对的更多细节，包括阿伦方差，见补充材料第 3 节。

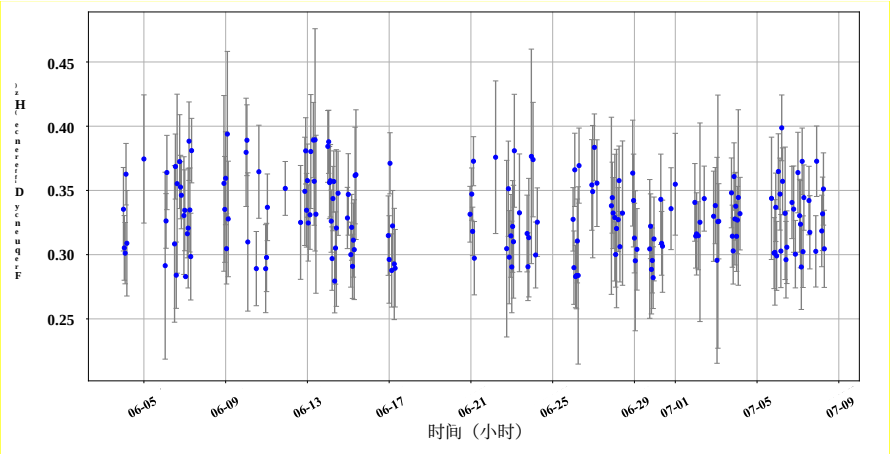


图3. 两台时钟的频率比较。在时钟比对期间，每天都会进行微运动最小化，并测量室温时钟的离子温度。测得频率差为 329.9 毫赫兹，统计不确定度为 2.0 毫赫兹（4.9×10^{-18}）。结合表 II 中所述的 5.7×10^{-18} 系统不确定度，时钟比对的总不确定度为 7.5×10^{-18} 。比对的运行时间占比主要受低温光学时钟的限制。

V. 时钟的运行时间占比

如图4所示，我们测量了时钟的运行时间占比。该时钟能够稳定运行一周以上，运行时间占比超过 95%。这与上述提到的具有长期准连续运行能力的锶钟和镱钟相当 [30-32]。这项实验还验证了室温光钟在初步运输实验（从光学平台运至地面）后的可靠性。

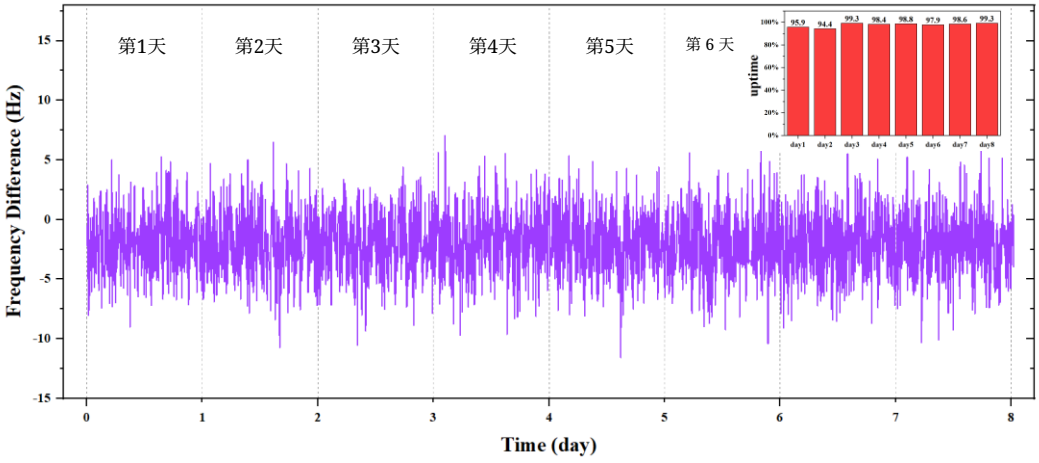


图4. 室温时钟的跃迁对 $^2S_{1/2}(m = \pm 1/2) \rightarrow {}^2D_{5/2}(m = \pm 1/2)$ 和 $^2S_{1/2}(m = \pm 1/2) \rightarrow {}^2D_{5/2}(m = \pm 3/2)$ 之间的频率差。采用拉比探测法，探测时间为 20 毫秒。在约 8 天的时间内，运行时间占比达到 97.8%。室温时钟当前的连续运行时间占比受冷却激光器频率不稳定导致的离子损失，以及探测激光的探测操作限制，这种情况大约每天发生一次。 此外，时钟激光器解锁也会导致

光学钟的运行会因此中断。未来的改进将着重于更快地重新装载$^{40}Ca^{+}$离子，并开发更稳定的参考腔，以实现时钟激光器的频率稳定。

VI. 结论

总之，我们研制了一台近乎连续运行的 Ca^{+} 光学钟，朝着实现便携式时钟的目标迈进，其在8×10^{-18} 室温下的系统不确定度为 4.。通过优化离子阱结构，大幅降低了绝缘支撑件在离子阱中所占的有效立体角比例。此外，我们还引入了主动温度控制和评估方案。这些工作有助于将便携式 Ca^{+} 光学钟的黑体辐射频移不确定度降至 10^{-18} 水平。通过测量室温钟和低温钟之间的频率差，也验证了该评估结果，整体不确定度为 7.5×10^{-18}。这是便携式 Ca^{+}光学钟首次实现 10^{-18} 水平的系统不确定度，也是 Ca^{+} 光学钟比对首次达到 10^{-18} 水平的总不确定度。可利用其他实验室的光学钟开展更高精度的时钟比对，以检验不确定度评估以及时钟频率比的测量 [28]。我们为降低黑体辐射频移不确定度而采用的方案，适用于研制稳健的便携式光学钟，其工作原理不仅可基于 Ca^{+} 离子，也可基于其他离子或中性原子。

致谢

Mengyan Zeng、Yao Huang 对本项工作贡献相同。我们感谢 Zhengtian Lu、Liyan Tang、Chaohui Ye 和 Jun Luo 提供帮助并进行富有成果的讨论。本工作得到国家重点研发计划（项目编号：2022YFB3904001、2022YFB3904004、2018YFA0307500）、国家自然科学基金（项目编号：12022414 和 12121004）、中国科学院青年创新促进会（项目编号：Y201963 和 2018364）、湖北省自然科学基金（项目编号：2022CFA013）以及中国科学院基础研究青年科学家项目（项目编号：YSBR-055）的资助。

*guanhua@apm.ac.cn

† klgao@apm.ac.cn

参考文献

[1] A. A. Madej, P. Dube, Z. Zhou, J. E. Bernard, and M. Gertsvolf, 《物理评论快报》109, 203002 (2012).[2] I. Ushijima, M. Takamoto, M. Das, T. Ohkubo, and H. Katori, 《自然·光子学》**9**, 185 (2015).[3] W. F. McGrew 等, 《自然》**564**, 87 (2018).[4] T. Bothwell, D. Kedar, E. Oelker, J. M. Robinson, S. L. Bromley, W. L. Tew, J. Ye, and C. J. Kennedy,Metrologia **56**, 065004 (2019).[5] S. M. Brewer, J. S. Chen, A. M. Hankin, E. R. Clements, C. W. Chou, D. J. Wineland, D. B. Hume,and D. R. Leibrandt, 《物理评论快报》**123**, 033201 (2019).[6] S. Dörscher, N. Huntemann, R. Schwarz, R. Lange, E. Benkler, B. Lipphardt, U. Sterr, E. Peik, andC. Lisdat, Metrologia **58**, 015005 (2021).[7] Y. Huang, B. Zhang, M. Zeng, Y. Hao, Z. Ma, H. Zhang, H. Guan, Z. Chen, M. Wang, and K. Gao,Phys. Rev. Appl. **17**, 034041 (2022).

[8] F. Riehle, P. Gill, F. Arias, and L. Robertsson, Metrologia 55, 188 (2018).[9] P. Gill, J. Phys.: Conf. Ser. 723, 012053 (2016).[10] T. Bothwell, C. J. Kennedy, A. Aeppli, D. Kedar, J. M. Robinson, E. Oelker, A. Staron, and J. Ye, 《自然》602, 420424 (2022).[11] M. Takamoto, I. Ushijima, N. Ohmae, T. Yahagi, K. Kokado, H. Shinkai, and H. Katori, 《自然·光子学》14, 411 (2020).[12] A. Derevianko and M. Pospelov, 《自然·物理》10, 933 (2014).[13] P. Wcisło, P. Morzyński, M. Bober, A. Cygan, D. Lisak, R. Ciuryło and M. Zawada, 《自然·天文学》1, 0009 (2017).[14] C. J. Kennedy, E. Oelker, T. Bothwell, D. Kedar, J. M. Robinson, W. Milner, G. E. Marti, and J. Ye, 《物理评论快报》125, 201302 (2020).[15] T. E. Mehlstäubler, G. Grosche, C. Lisdat, P. O. Schmidt, and H. Denker, 《物理学进展报告》81, 064401 (2018).[16] N. Ohmae et al., 《先进量子技术》4 (8), 2100015 (2021).[17] S. B. Koller, J. Grotti, S. Vogt, A. Al-Masoudi, S. Dörscher, S. Häfner, U. Sterr, and C. Lisdat, 《物理评论快报》118, 073601 (2017).[18] S. Origlia, M. S. Pramod, S. Schiller, Y. Singh, K. Bongs, R. Schwarz, A. Al-Masoudi, S. Dörscher, S. Herbers, S. Häfner, U. Sterr, and C. Lisdat, 《物理评论A辑》98, 053443 (2018).[19] Y. Huang et al., 《物理评论A辑》102, 050802 (2020).[20] J. Cao, J. Yuan, S. Wang, P. Zhang, Y. Yuan, D. Liu, and K. Cui, 《应用物理快报》120, 054003 (2022).[21] S. G. Porsev and A. Derevianko, 《物理评论A辑》74, 020502 (2006).[22] E. Angstmann, V. Dzuba, and V. Flambaum, 《物理评论快报》97, 040802 (2006).[23] Y. Huang, H. Guan, M. Zeng, L. Tang, and K. Gao, 《物理评论A辑》99, 011401 (2019).[24] K. Beloy, N. Hinkley, N. B. Phillips, J. A. Sherman, M. Schioppo, J. Lehman and A. Feldman, L. M. Hanssen, C. W. Oates, and A. D. Ludlow, 《物理评论快报》113, 260801 (2014).[25] M. Doležal et al., Metrologia 52, 842 (2015).[26] P. Zhang, J. Cao, J.-B. Yuan, D.-X. Liu, Y. Yuan, Y.-F. Wei, H.-L. Shu, and X.-R. Huang, Metrologia 58, 035001 (2021).[27] D. Xiong, Q. Zhu, J. Wang, A. Zhang, C. Tian, B. Wang, L. He, Z. Xiong, and B. Lyu, Metrologia 58, 035005 (2021).[28] K. Beloy et al., 《自然》591, 564 (2021).[29] C. F. A. Baynhama et al., 《现代光学杂志》65, 585–91 (2017).[30] J.Lodewyck et al., Metrologia 53, 1123–30 (2016).[31] I. R. Hill, R. Hobson, W. Bowden, E. M. Bridge, S. Donnellan, E. A. Curtis, and P. Gill, J. Phys. Conf. Ser 723, 012019 (2016).[32] T. Kobayashi et al., Metrologia 57, 065021 (2020).[33] B. Zhang, Y. Huang, H. Zhang, Y. Hao, M. Zeng, H. Guan, and K. Gao, 《中国物理B》29, 074209 (2020).[34] V. I. Yudin, A. V. Taichenachev, C. W. Oates, Z. W. Barber, N. D. Lemke, A. D. Ludlow, U. Sterr, C. Lisdat, and F. Riehle, 《物理评论A辑》82, 011804 (2010).[35] P. Dubé, A. A. Madej, M. Tibbo, and J. E. Bernard, 《物理评论快报》112, 173002 (2014).