

封面文章

液氮低温钙离子光钟的宏运动与附加微运动研究^{*}马子晓¹⁾²⁾ 张宝林¹⁾ 黄垚^{1)†} 高克林¹⁾⁴⁾ 管桦^{1)3)4)‡}

1) (中国科学院精密测量科学与技术创新研究院, 武汉 430071)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

3) (武汉量子技术研究院, 武汉 430206)

4) (合肥国家实验室, 合肥 230088)

(2025 年 1 月 13 日收到; 2025 年 2 月 7 日收到修改稿)

在离子光钟实验系统中, 离子的运动效应是衡量一套光钟性能的主要指标之一, 是目前限制各类不同离子光钟具有更低不确定度的关键影响因素. 在第一套液氮低温钙离子光钟的基础上 (2022 *Phys. Rev. Appl.* **17** 034041), 我们研制了新一套液氮钙离子光钟的物理系统, 并对其离子囚禁装置进行了较大改进, 主要包括以下两方面: 通过引入射频电压的主动稳定装置, 将液氮低温钙离子光钟的径向宏运动频率的长期漂移抑制到了小于 1 kHz 水平; 通过改进离子阱鞍点位置剩余电压的补偿方案, 进一步将液氮低温钙离子光钟中附加微运动造成的频移抑制至小于 1.0×10^{-19} . 这些改进有助于提升离子的冷却效率与提高离子温度的评估精度. 通过对宏运动红蓝边带的测量, 精确评估了 Doppler 冷却后离子的振动平均声子数, 对应的离子温度为 0.78 mK, 接近 Doppler 冷却极限. 此外, 稳定的宏运动频率为下一步在液氮低温钙离子光钟上实施三维边带冷却创造了良好条件, 也为推动液氮低温钙离子光钟的系统不确定度进一步降低至 10^{-19} 量级打下了基础.

关键词: 钙离子光钟, 低温, 宏运动, 附加微运动

PACS: 42.62.Fi, 95.55.Sh, 42.62.Eh, 43.58.Hp

DOI: 10.7498/aps.74.20250048

CSTR: 32037.14.aps.74.20250048

1 引言

光钟利用原子、离子或分子能级间的光学跃迁作为频率参考, 可分为主动光钟与被动光钟. 主动光钟直接利用原子或离子受激辐射发出的激光作为频率参考^[1]; 被动光钟则需要借助本地晶振 (一般为超稳激光), 其系统更复杂, 但具有更好的性能^[2]. 近年来, 以中性原子光晶格钟和单离子光钟为代表的被动型高精度光学原子钟展现出了前所

未有的稳定性、准确性和频率复现性, 使光学频率成为精度最高的物理量之一. 这一优势提升了光钟在未来应对国际“秒”定义变革^[2,3]、时间基准^[4]、大地测量^[5]、导航定位^[6]、检验基本物理常数和物理规律^[5,7-12]、寻找暗物质^[13]和探测引力波^[14]等前沿领域的应用前景.

随着激光光谱技术的飞速发展和原子囚禁及测量方案的不断完善, 大多数光钟的系统不确定度已进入了 10^{-18} 甚至 10^{-19} 量级^[8,15-25], 除了 Al^+ ^[20]与 Lu^+ ^[26]光钟的黑体辐射频移对温度不敏感外,

^{*} 国家重点研发计划 (批准号: 2022YFB3904001, 2022YFB3904004)、科技创新 2030-“量子通信与量子计算机”重大项目 (批准号: 2021ZD0300901)、国家自然科学基金 (批准号: 12204494, 12121004, 12320101003, 11934014) 和湖北省科学基金 (批准号: 2023EHA006, 2022CFA013) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: yaohuang@apm.ac.cn

[‡] 通信作者. E-mail: guanhua@apm.ac.cn

当前大多数光钟系统不确定度的限制因素主要为黑体辐射频移^[15,27]及离子的运动效应^[28]. 钟跃迁的黑体辐射频移与环境温度的四次方成正比^[29,30], 抑制黑体辐射频移不确定度的主要手段之一是通过主动温度控制装置降低原子/离子所处环境的温度抖动^[31,32]或直接降低离子所感受到的环境温度^[19,21]. 通过控制环境温度的稳定性, 美国天体物理联合实验室 (JILA) 首次将 Sr 原子光钟的环境温度不确定度控制在 4.1 mK, 对应的黑体辐射频移不确定度降至 7.3×10^{-19} ^[16]. 但在离子光钟方面, 由于射频囚禁场对离子阱的加热效应^[33], 对环境温度不确定度的评估难以达到中性原子光钟的水平. 为此, 我们提出了液氮低温光钟的方案, 通过大幅降低环境温度来降低黑体辐射频移及其不确定度, 并于 2022 年研制出了首台液氮低温钙离子光钟, 不确定度为 3.0×10^{-18} ^[21].

在液氮低温离子光钟中, 液氮容器为离子阱提供低温环境, 它们之间通过支撑部件连接. 其面临的主要挑战之一是液氮补充和挥发过程中, 由于热胀冷缩效应及液氮消耗引起的重力变化, 导致液氮容器与离子阱的相对位置和结构发生变化. 在第一代液氮低温光钟的研制过程中, 我们通过在水平方向上为液氮容器加入三个聚四氟乙烯材质的顶针极大抑制了离子阱在水平方向的位移^[21,34]; 此外, 采用无氧铜作为液氮容器的材料. 无氧铜具有极高的导热率, 可显著降低由于液氮液面变化造成液氮容器温度分布不均匀引起的热胀冷缩; 同时有助于减少重力效应造成的竖直方向形变. 虽然上述解决方案已经显著抑制了离子阱的形变并能够满足离子位置的稳定性, 但仍难以保持囚禁离子所需射频电压与补偿电压的稳定性, 进而影响离子的运动效应. 液氮补充与消耗引起的容器与支撑部件的微小形变不仅会改变射频电极与射频谐振器之间的耦合效率, 还可能导致施加在离子阱上的射频电压波动, 使得离子的宏运动频率与冷却效果受到影响. 此外, 离子阱结构的微小形变及热胀冷缩效应还会破坏帽电极的对称性, 并使鞍点处的剩余电场发生偏移, 从而导致显著的附加微运动, 运动频率对应于囚禁射频频率^[35]. 目前, 由离子运动效应造成的二阶 Doppler 频移与 Stark 频移是限制钙离子光钟系统不确定度进入 10^{-19} 量级的一个主要因素^[21]. 边带冷却可以进一步降低离子的宏运动幅度^[36], 但实现高效边带冷却需要稳定的宏运动频

率与较低的 Doppler 冷却温度. 为此, 我们研制了一套新的液氮低温钙离子光钟的物理系统, 并从优化离子的宏运动与附加微运动的角度出发, 对离子囚禁系统进行了改进.

本文第 2 节介绍了液氮低温钙离子光钟中的离子囚禁系统、囚禁原理与一些重要的参数; 第 3 节介绍了通过射频主动反馈实现射频电压稳定的装置, 并在射频电压被稳定后, 测量了离子宏运动频率的漂移; 第 4 节介绍了对离子阱鞍点处剩余电场补偿的改进补偿方案, 在三维相互垂直方向上通过钟激光测量附加微运动边带来抑制剩余电场, 减小附加微运动; 第 5 节通过宏运动红蓝边带比的方法, 测量了 Doppler 冷却后离子的温度, 由于宏运动频率已经被锁定, 离子温度的评估精度被提高, 主要取决于量子投影噪声.

2 实验装置

液氮低温钙离子光钟的物理装置如图 1 所示. 离子阱支架和黑体辐射屏蔽腔倒置安装在液氮容器的下方, 为离子提供约 78 K 的低温环境温度, 显著降低了黑体辐射频移^[34]. 离子阱电极与屏蔽腔之间通过直径 1 mm 的钢丝连接, 其导热率较小, 仅为 15 W/(m·K), 而黑体辐射腔与真空馈通之间则采用 KAPTON 柔性绝缘线软连接以减小热胀冷缩效应带来的影响. 离子阱与两帽电极均安装在离子阱支架上, 离子阱的基底材料为金刚石, 导热率为 1900 W/(m·K), 帽电极材料为无氧铜, 导热率为 320 W/(m·K), 它们的高导热性有助于提高离子周围环境温度的均匀性. 离子阱相邻电极之间的间距为 500 μm , 通过射频电压放大电路及 Q 值约 150 的螺旋共振器向离子阱对角的两对电极施加 $V_0 \approx 1000$ V 的射频以产生有效的径向囚禁势. 两帽电极的间距为 8 mm, 通过在两帽电极上加 $U_0 = 150$ V 的电压以产生轴向的囚禁势. 射频驱动频率为 24.814 MHz, 接近钙离子光钟的“魔幻”囚禁频率, 在“魔幻”囚禁频率下, 离子微运动引起的二阶 Doppler 频移和 Stark 频移相互抵消. 射频囚禁信号通过射频信号源 (N5171B, KEYSIGHT) 产生, 功率为 11 dBm 的射频信号经射频放大器 (ZHL-1-2W-S+, Mini-Circuits) 增益 33 dB, 再经带通滤波器后耦合至谐振器的初级线圈上, 谐振器的次级线圈通过真空馈通连接至离子阱, 耦合强度大于 50 dB.

此外, 离子阱上还设置了水平和垂直方向的补偿电极, 用于补偿离子阱鞍点位置的剩余电场, 进一步降低离子的附加微运动.

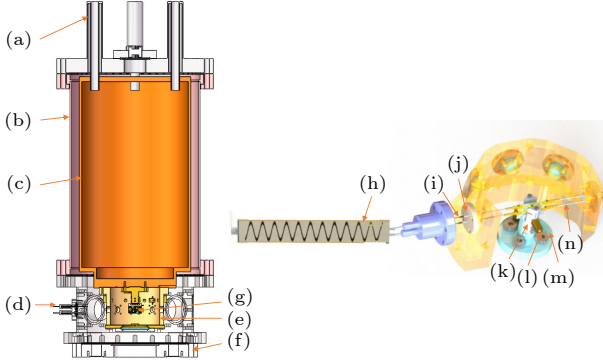


图1 新建低温系统离子阱部分装置图. 显著特征包括 (a) 液氮入口; (b) 不锈钢真空壁; (c) 高纯无氧铜液氮桶; (d) 射频电极馈通; (e) 黑体辐射屏蔽腔; (f) 观察窗; (g) 离子阱; (h) 谐振器; (i) 软铜导线; (j) 绝缘陶瓷; (k) 帽电极; (l) PT100 测温探头; (m) 离子阱底座; (n) 电压传输钢丝. 离子阱左侧的其中一对电极上接交流信号, 右侧的两个直流电极用于离子的水平方向及竖直方向的补偿

Fig. 1. Schematic of the ion trap section in the newly developed low-temperature system. Key features include: (a) Liquid nitrogen inlet; (b) stainless steel vacuum chamber; (c) oxygen-free high copper (OFHC) liquid nitrogen container; (d) RF electrode feedthrough; (e) blackbody radiation shielding chamber; (f) viewports; (g) ion trap; (h) helical resonator; (i) soft copper wire; (j) insulating ceramic; (k) cap electrode; (l) PT100 resistance temperature detector; (m) trap base; (n) voltage transmission steel wire. One pair of electrodes on the left side of the ion trap is connected to an AC signal, while the two DC electrodes on the right side are used for compensation in the horizontal and vertical directions of the ions.

施加在离子阱上的交变电压 $V_0 \cos(\Omega_{\text{rf}} t)$ 与施加在帽电极上的静电压 U_0 的共同作用下, 离子在 i ($i = x, y, z$) 方向上的运动方程表述为^[37]

$$\ddot{u}_i + [a_i + 2q_i \cos(\Omega_{\text{rf}} t)] \frac{\Omega_{\text{rf}}^2}{4} u_i = \frac{eE_i}{m}, \quad (1)$$

式中, e 为电子的带电量; m 为离子的质量; Ω_{rf} 为射频频率; E_i 为在 i 方向上的剩余电场; a_i 与 q_i 为无量纲参数, 在不同方向上, 它们分别为 $q_x = -q_y = \frac{2\kappa e V_0}{z_0^2 m \Omega_{\text{rf}}^2}$, $q_z = 0$ 及 $a_x = a_y = -\frac{1}{2} a_z = -\frac{4\kappa e U_0}{z_0^2 m \Omega_{\text{rf}}^2}$, 其中 $\kappa < 1$ 是一个几何系数, z_0 为两帽电极的间距. 这是一种非齐次的马修微分方程, 右边的项代表外部杂散电场 E_{dc} 的影响. 代入无量纲参数可得离子在阱中的运动方程的一阶近似解为^[38]

$$u_i(t) \approx u_{0i} + u_{1i} \cos(\omega_i t + \varphi_{\text{SM},i}) + \frac{q_i}{2} u_{1i} \cos(\Omega t) \cos(\omega_i t + \varphi_{\text{MM},i}) + A_{\text{EMM},i} \cos(\Omega t + \varphi_{\text{EMM},i}), \quad (2)$$

式中第 2 项是离子的宏运动, u_{1i} 为离子宏运动的幅度, 且

$$\omega_x = \omega_y = \frac{q_x \Omega_{\text{rf}}}{2\sqrt{2}}, \quad \omega_z = \sqrt{\frac{2\kappa e U_{\text{dc}}}{m}}; \quad (3)$$

第 3 项是宏运动引起的微运动; 第 4 项为离子阱的剩余电场造成的附加微运动, 频率与射频频率一致. 由 (3) 式可知, 射频电压的幅度直接决定了离子在径向的宏运动频率, 其与谐振电路的放大倍数有关, 主要受温度、振动与形变等因素影响. 离子阱内的杂散电场和电极间的相位差会引发离子的附加微运动, 实验上主要通过在三维方向上补偿鞍点处的剩余电场来抑制离子的附加微运动.

3 径向宏运动频率稳定性的提升

为了提高离子宏运动频率的稳定性, 我们设计了一套用于采集并稳定施加于离子阱的射频电压电路. 离子阱上的高压射频会使帽电极与补偿电极上均产生与射频频率一致的感应信号, 在液氮低温钙离子光钟中, 两个补偿电极与两个帽电极上测量得到的感应信号峰峰值分别为 0.16, 0.59, 0.02, 0.32 V. 水平补偿电极上的感应电压信号最大, 故通过监测与稳定水平补偿电极上的交流感应电压来反馈施加在离子阱上的射频电压幅值, 实现射频电压的主动补偿. 射频电压稳定装置如图 2 所示, 从水平补偿电极引出的感应交流信号经过偏置电路, 并通过肖特基检波器整流和滤波, 最终转换为直流电压信号, 其中一部分直流信号直接输入 New Focus LB1005 伺服控制器, 与参考电压比较后生成误差信号, 并通过比例-积分调节器放大后反馈给射频信号源的幅度调制端口, 以锁定补偿电极上感应交流信号的幅值, 并实现对离子阱上射频电压幅度的稳定控制. 伺服控制器的输出信号同步并联一路至万用表, 用于监测锁定状态. 由图 3(g) 与图 3(h) 可得, 稳压电路有效抑制了补偿电极上的感应交流信号幅值的漂移.

实验上, 通过实时锁定宏运动的红蓝边带来监测宏运动频率的变化情况, 这里选择耦合强度较大,

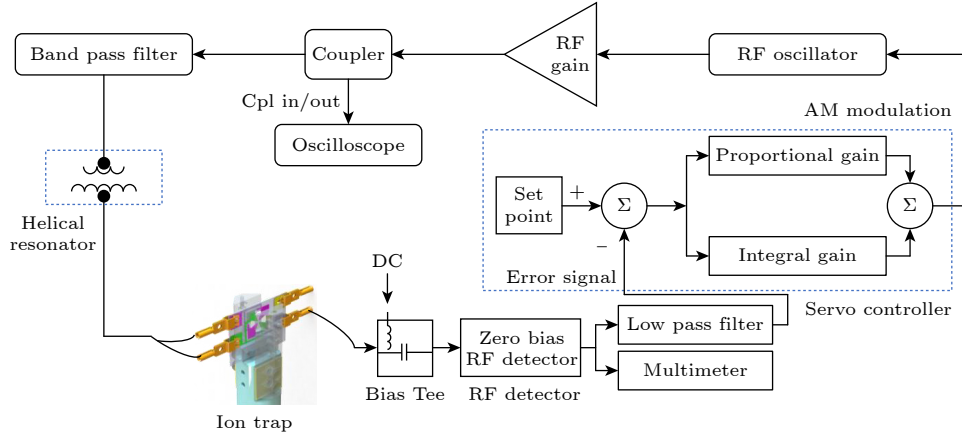


图 2 射频电压主动稳定装置系统框图. 射频电势幅值的稳定通过偏置器 (Bias Tee)、射频检波器以及信号源的幅度调制功能来实现. 蓝色方框区域表示主动反馈控制回路, 其工作原理是: 采集补偿电极上的射频感应电压, 经反馈回路处理后, 将射频驱动电压信号锁定, 并反馈至射频信号源的幅度调制端口

Fig. 2. Block diagram of the active RF voltage stabilization system. The stabilization of the RF potential amplitude is achieved using a Bias Tee, an RF detector, and the amplitude modulation function of the signal source. The blue box indicates the active feedback control loop, which operates by detecting the RF-induced voltage on the compensation electrode, processing it through the feedback loop, and feeding it back to the amplitude modulation input of the RF signal generator to lock the RF drive voltage signal.

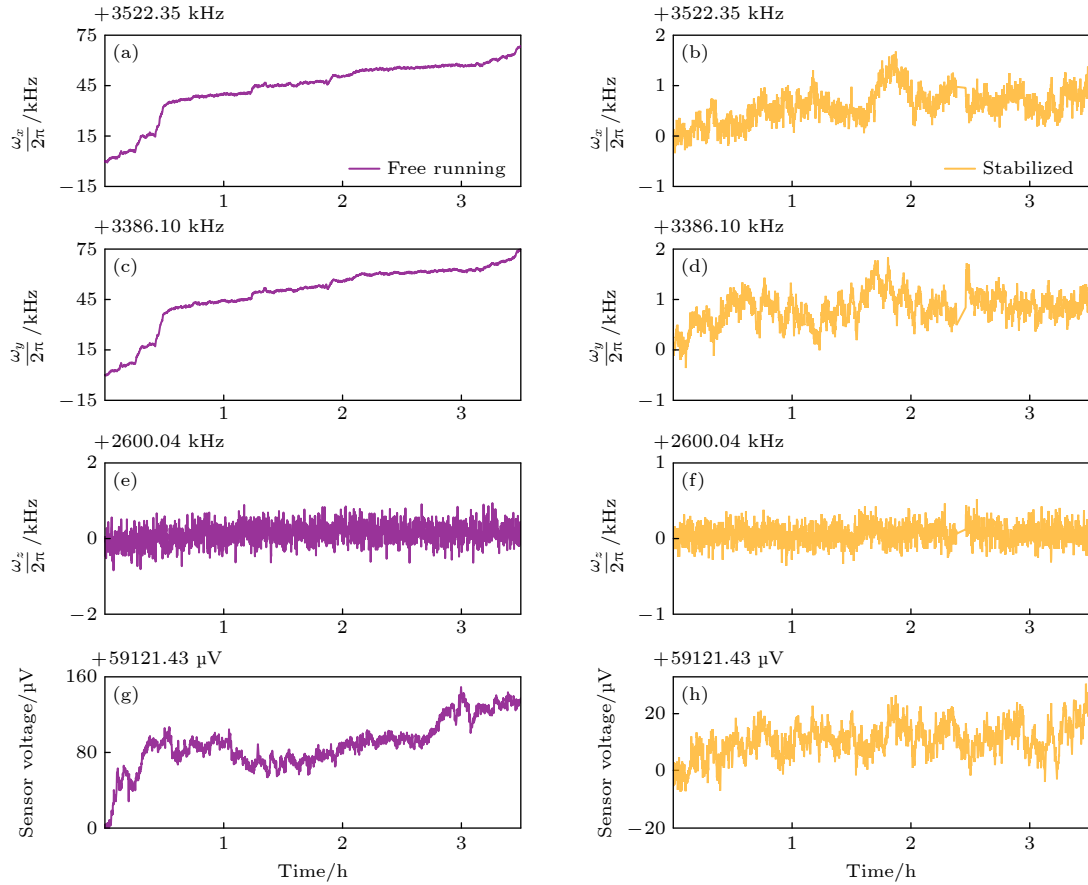


图 3 射频电压主动稳定装置的实验效果 (a), (c), (e) 与 (g) 分别显示了在稳压电路未开启时宏运动频率与感应信号幅值的变化情况, 径向的宏运动频率与感应信号的变化一致; (b), (d), (f) 与 (h) 分别为稳压电路开启时的宏运动频率与感应信号幅值的变化情况

Fig. 3. Measurement results of the secular frequency and induced voltage: (a), (c), (e) and (g) show the variations in motional frequencies and induced signal amplitudes when the stabilization circuit is off, where the changes in radial motional frequencies are consistent with those in the induced signals. (b), (d), (f) and (h) present the corresponding variations when the stabilization circuit is on.

且一阶 Zeeman 频移对磁场相对不太敏感的钟跃迁 $|S_{\frac{1}{2}}, m_S = \pm 1/2\rangle \leftrightarrow |D_{\frac{5}{2}}, m_D = \pm 3/2\rangle$ 作为载波 [39], 三对红蓝边带对称分布在载波两侧. 边带通过 Rabi 激发的方式进行锁定, 钟激光的作用时间为 1 ms, 跃迁概率为 0.4 (如图 6(a), (b) 所示), 对边带的锁定时序及算法与载波相同, 详见参考文献 [40,41]. 作为对比, 在射频稳压电路开启和关闭两种条件下分别进行了连续的测量, 每次测量持续时间均超过 8 h, 三维运动模式的宏运动频率测量结果如图 3 所示. 在图 3(a) 与图 3(c) 中, 当稳压电路未开启时, 径向宏运动频率 ω_x, ω_y 仅在 3.5 h 内就漂移了 80 kHz; 而在图 3(b) 与图 3(d) 中, 稳压电路开启后, 径向宏运动频率 ω_x, ω_y 的漂移小于 1 kHz, 并能长期保持这一稳定性. 图 3(a) 和图 3(c) 与图 3(g) 中的时间是同步的, 感应电压信号与宏运动频率的一致性说明了感应电压信号能准确反映加在离子阱上射频电压幅度. 由于轴向阱频率 ω_z 完全由端帽电压决定, 不受加在离子阱上射频电压的影响, 谐振频率在整个测量过程中表现出高度的稳定性. 最终将液氮低温钙离子光钟的宏运动频率稳定在 $\omega_x = 2\pi \times 3.522(2)$ MHz, $\omega_y = 2\pi \times 3.386(2)$ MHz 及 $\omega_z = 2\pi \times 2.600(2)$ MHz.

4 附加微运动的进一步抑制

在离子阱中, 除宏运动外, 离子还会做与射频频率相同的微运动. 由 (2) 式可知, 微运动可以分为两部分——宏运动引起的微运动与附加微运动. 前者可通过降低离子温度来抑制, 后者一般通过补偿鞍点处的剩余电场来抑制. 虽然附加微运动的幅

度远小于宏运动, 但由于附加微运动的频率大于宏运动, 也会造成明显的二阶 Doppler 频移与 Stark 频移, 其总频移可表示为 [42]

$$\frac{\Delta\nu_{\text{MM}}}{\nu_0} = -\left(\frac{\Omega}{2\pi\nu_0}\right)^2 \left[1 + \frac{\Delta\alpha_0}{h\nu_0} \left(\frac{m\Omega c}{e}\right)^2\right] \sum_{x,y,z} \beta_i^2, \quad (4)$$

式中, ν_0 为探测激光频率 (411.042 THz); h 为普朗克常数; c 为光速; $\Omega = 2\pi \times 24.814$ MHz 为囚禁射频频率, 该频率接近钙离子钟跃迁的“魔幻”囚禁频率 [28,42]. 由于钟跃迁的微分静态极化率 $\Delta\alpha_0 = -7.2677(21) \times 10^{-40} \text{ J} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{V}^{-2}$ 为负值, 在“魔幻”囚禁频率下 (4) 式方括号内的值接近 0, 因此附加微运动导致的二阶 Doppler 频移与 Stark 频移相互抵消 [28]. β_i ($i = x, y, z$) 为附加微运动在钟激光 i 方向上的幅度参数, 通过测量一阶微运动边带与载波的 Rabi 频率比值得到, 可以表示为 [35]

$$\Omega_{\text{EMM},i}/\Omega_0 \approx \beta_i/2, \quad (5)$$

式中 $\Omega_{\text{EMM},i}$ 是微运动一阶红蓝边带的 Rabi 频率, Ω_0 是载波的 Rabi 频率.

为了进一步提高剩余电压补偿效果, 在新设计的液氮低温钙离子光钟中对补偿电极进行了改进. 如图 4 所示, 在该改进方案中, 将竖直方向的补偿电极集成在离子阱芯片上. 与上一代液氮低温光钟中使用铜质漆包线穿过离子阱中心作为补偿电极设计相比, 集成在离子阱电极上的补偿电压更小, 调节精度更高, 且具有更优的补偿效果. 此外, 为了在三维方向上均能实现良好的补偿效果, 在帽电极上施加了差分电压 U_1 与 U_2 , 以补偿轴向方向上的剩余电场. 实验中, 使用一阶微运动红边带进行测量. 由于附加微运动的方向未知, 用三路相互正

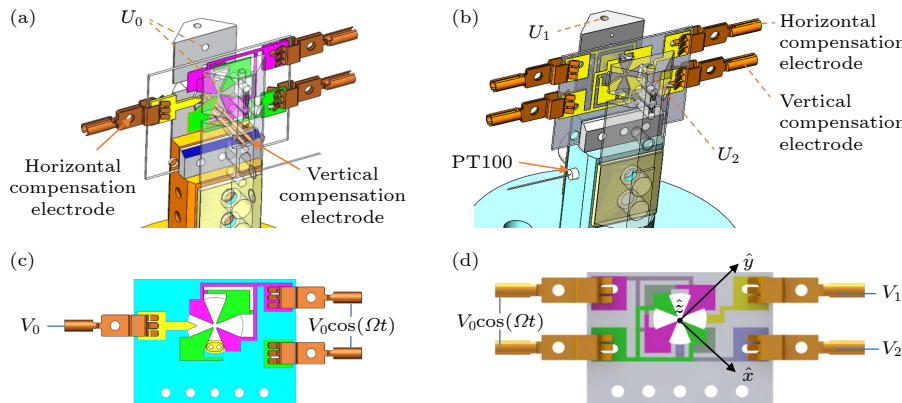


图 4 第一代 (左侧) 和第二代 (右侧) 液氮低温光钟的离子囚禁装置示意图

Fig. 4. Schematic comparison of the ion trap devices used in the first-generation (left) and the improved second-generation (right) liquid nitrogen cooled optical clocks.

交的钟激光 (Laser 1, 2, 3) 分别测量了附加微运动在这三个方向上的幅度参数 β_i , 并扫描调制电压以使幅度参数最小 [35,37]. 通过扫描补偿电压与 β_i 的关系, 获得了最佳的微运动补偿效果, 水平方向、竖直方向的补偿电压分别为 23.5 V 与 13.0 V, 两帽电极上加的电压分别为 $U_1 = 150$ V 与 $U_2 = 158$ V. 图 5 显示了优化附加微运动后, 载波和微运动边带在三个正交方向上的 Rabi 振荡. 由于 Rabi 振荡的 π 脉冲时间与 Rabi 频率成反比, 因此可以通过载波与边带在相同激光功率下 Rabi 振荡的 π 脉冲时间得到微运动在钟激光方向上的调制系数: 0.117, 0.122, 0.046. 在接近“魔幻”囚禁频率时, 微运动引起的频移被显著抑制, 由 (4) 式与 (5) 式计算得到 Stark 频移与二阶 Doppler 频移的总和为 0.022 mHz, 对应的分数频移低于 1.0×10^{-19} .

5 离子温度的测量

与微运动一样, 离子的宏运动同样会造成二阶 Doppler 频移与 Stark 频移, 由于宏运动频率较小, 二阶 Doppler 频移起主要作用, 相对频移可以表示为 [42]

$$\frac{\Delta\nu_{2D}}{\nu_0} = -\frac{E_k}{mc^2}, \quad (6)$$

式中 $E_k = \frac{3}{2}k_B T$ 为离子的动能, 其中 T 表示离子在三个宏运动模式上的平均温度. 降低离子冷却后的温度是降低光钟二阶 Doppler 频移的关键, 在前期的工作中我们实现了稳定的宏运动频率与较低的微运动幅度, 有利于提升冷却效果并精确评估 Doppler 冷却后离子的温度.

对于 $^{40}\text{Ca}^+$, 用于 Doppler 冷却的跃迁为 $S_{1/2} - P_{1/2}$ 的电偶极跃迁, 线宽为 $\Gamma = 2\pi \times 21.57$ MHz, 对应的 Doppler 冷却极限约为 0.5 mK. 在低温离子阱中, 冷却光 (397 nm) 与离子阱轴向及两个径向方向均有夹角 [34], 故一束冷却激光就可以实现三个运动模式上的冷却. 离子经 Doppler 冷却后, 振动声子数服从热分布函数, 即离子在第 n 个 Fock 态上的布局概率为

$$P_{\text{th}}(n) = \frac{1}{1 + \bar{n}} \left(\frac{\bar{n}}{\bar{n} + 1} \right)^n. \quad (7)$$

当钟激光频率与红蓝边带共振时, 红蓝边带的跃迁可以表示为 [38]

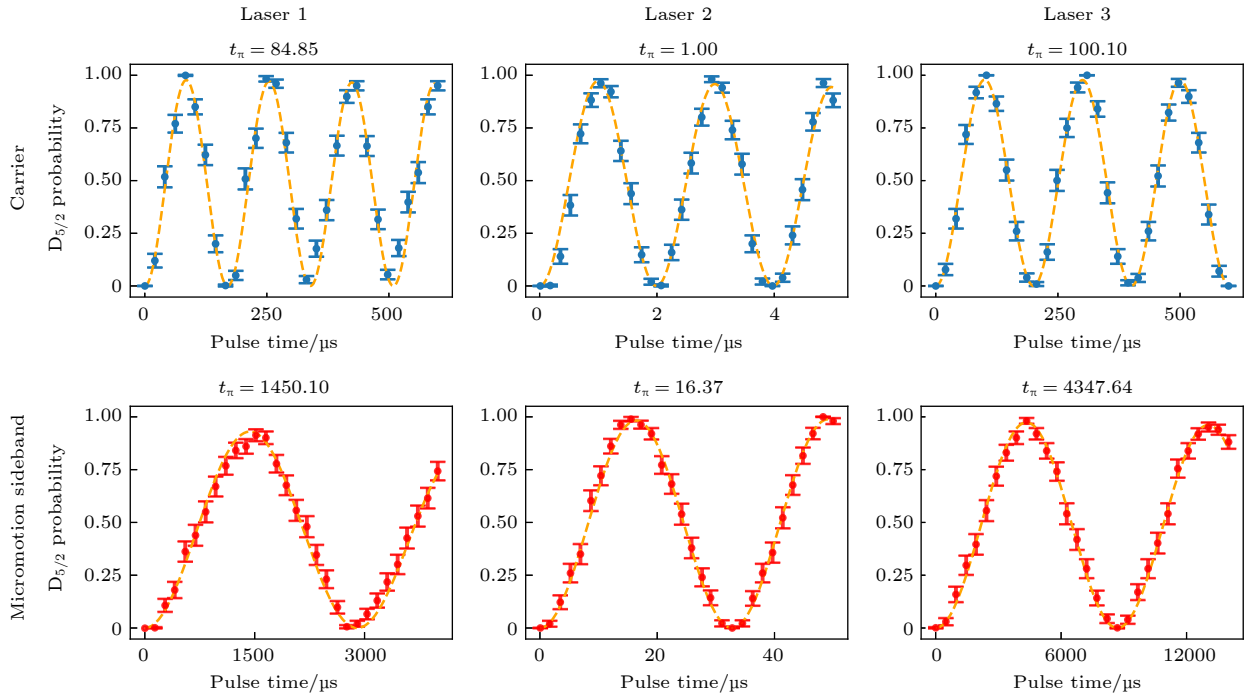


图 5 三维正交方向上载波与微运动边带的 Rabi 振荡. 图中圆点为实验测得的跃迁概率, 通过 100 次重复探测得到. 橘黄色虚线是对实验数据的 sin 函数拟合

Fig. 5. Rabi oscillations of the carrier and micromotion sidebands along three orthogonal directions. The dots represent the experimentally measured transition probabilities, obtained by averaging 100 repeated measurements. The orange curve is a sinusoidal fit to the experimental data.

$$P_b = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2} [1 - \cos(2\Omega_{(n,n+1)}t)] P(n),$$

$$P_r = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2} [1 - \cos(2\Omega_{(n,n-1)}t)] P(n), \quad (8)$$

式中 $\Omega_{(n,n-1)}$ 和 $\Omega_{(n,n+1)}$ 分别是一阶红蓝边带的 Rabi 频率. 钙离子钟跃迁的红蓝边带谱线与 Rabi 振荡如图 6 所示. 由 (1) 式可得, 在相同的功率下, 离子的平均振动态量子数为

$$\bar{n} = 1/(P_b/P_r - 1). \quad (9)$$

故可通过测量相同探测时间下的红蓝边带跃迁概率得到离子的平均振动声子数.

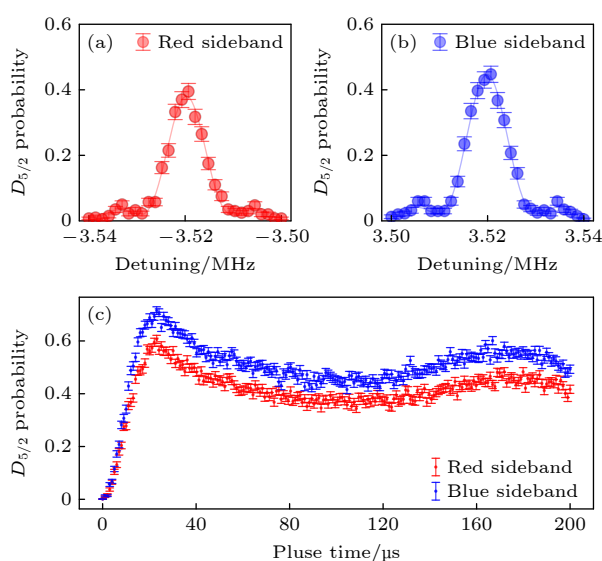


图 6 (a) 红边带和 (b) 蓝边带的跃迁谱线, 其中探测时间为 $20 \mu\text{s}$, 红色和蓝色的圆点表示实验测得的跃迁概率, 对应的红色与蓝色实线是通过 sinc 函数对实验数据的拟合; (c) Doppler 冷却后红蓝边带的 Rabi 振荡. 每个跃迁概率均通过 200 次重复实验得到

Fig. 6. (a) Red and (b) blue sideband transition spectra, respectively, with an interrogation time of $20 \mu\text{s}$ for per measurement. The red and blue dots represent the experimentally measured transition probabilities, while the corresponding red and blue curves are sinc function fits to the data. (c) The Rabi oscillations of the red and blue sidebands after Doppler cooling. Each data point represents the average transition probability obtained from 200 repeated measurements.

在测量离子平均振动声子数的过程中, 本文严格控制了实验条件的稳定性, 包括射频功率、冷却激光的频率与功率等. 时序上, 首先对离子进行 Doppler 冷却, 再将离子制备到 $|S_{1/2}, m_S = -1/2\rangle$ 态上, 随后驱动 $|S_{1/2}, m_S = -1/2\rangle \leftrightarrow |D_{5/2}, m_D = -3/2\rangle$ 载波对应的三对红边带与蓝边带, 钟探寻时

间为 $20 \mu\text{s}$. 为了减小测量误差, 每个跃迁概率通过 2000 次重复实验得到. 通过对三对红蓝边带比的测量, 得到离子在三个运动模式上的平均振动声子数分别为 $\bar{n} = (4.1(5), 5.0(6), 5.0(8))$, 不确定度主要由对红蓝边带测量的量子投影噪声造成, 并由此得到离子的平均温度为 0.78 mK , 接近 Doppler 冷却的极限. 在光钟的运行过程中, 离子温度一般间隔一段时间测量一次. 离子温度的不确定度主要由测量精度、冷却激光的参数变化及离子囚禁参数等因素造成. 保守估计, 一般取离子测量温度的 50% 作为其不确定度 [43,44]. 由 (6) 式计算得到, 在新一套液氮低温钙离子光钟系统中, 离子的宏运动引起的二阶 Doppler 频移为 $-(2.71 \pm 1.36) \times 10^{-18}$. 下一步, 我们将在此基础上应用三维边带冷却来进一步降低离子温度与宏运动频移及其不确定度.

6 总 结

总的来说, 在第一台液氮低温 $^{40}\text{Ca}^+$ 离子光钟的基础上, 我们研制了第二台液氮低温光钟, 并从以下两方面改进了光钟的离子囚禁系统: 1) 研制了射频电压稳定装置, 极大抑制了液氮低温钙离子光钟的径向宏运动频率的漂移; 2) 优化了杂散电场的补偿方案, 通过三束相互正交的钟激光对微运动边带的探测补偿并抑制了附加微运动, 将液氮低温钙离子光钟中附加微运动造成的频移抑制至 1×10^{-19} 量级. 这些工作有利于更加稳定地囚禁离子、得到更低的离子温度及提高离子温度的评估精度. 通过测量三个宏运动模式的红蓝边带比, 最终得到了接近 Doppler 极限的离子温度. 稳定的宏运动频率有助于精确操控宏运动的振动态, 为在液氮低温钙离子光钟上引入边带冷却创造了条件, 也为未来钙离子光钟的系统不确定度进入 10^{-19} 量级打下了基础.

感谢中国科学院精密测量科学与技术创新研究院的孙焕尧高级工程师、邵虎副研究员及张华青博士的讨论与帮助.

参考文献

- [1] Chen J 2009 *Chin. Sci. Bull.* **54** 348
- [2] Dimarcq N, Gertsolf M, Mileti G, Bize S, Oates C W, Peik E, Calonico D, Ido T, Tavella P, Meynadier F, Petit G,

- Panfilo G, Bartholomew J, Defraigne P, Donley E A, Hedekvist P O, Sesia I, Wouters M, Dubé P, Fang F, Levi F, Lodewyck J, Margolis H S, Newell D, Slyusarev S, Weyers S, Uzan J P, Yasuda M, Yu D H, Rieck C, Schnatz H, Hanado Y, Fujieda M, Pottie P E, Hanssen J, Malimon A, Ashby N 2024 *Metrologia* **61** 012001
- [3] Riehle F, Gill P, Arias F, Robertsson L 2018 *Metrologia* **55** 188
- [4] Gill P 2016 *J. Phys. Conf. Ser.* **723** 012053
- [5] Takano T, Takamoto M, Ushijima I, Ohmae N, Akatsuka T, Yamaguchi A, Kuroishi Y, Munekane H, Miyahara B, Katori H 2016 *Nat. Photonics* **10** 662
- [6] Schuldt T, Gohlke M, Oswald M, Wüst J, Blomberg T, Döringshoff K, Bawamia A, Wicht A, Lezius M, Voss K, Krutzik M, Herrmann S, Kovalchuk E, Peters A, Braxmaier C 2021 *GPS Solutions* **25** 83
- [7] Takamoto M, Ushijima I, Ohmae N, Yahagi T, Kokado K, Shinkai H, Katori H 2020 *Nat. Photonics* **14** 411
- [8] Sanner C, Huntemann N, Lange R, Tamm C, Peik E, Safronova M S, Porsev S G 2019 *Nature* **567** 204
- [9] Mehlstäubler T E, Grosche G, Lisdat C, Schmidt P O, Denker H 2018 *Rep. Prog. Phys.* **81** 064401
- [10] Gilmore K A, Affolter M, Lewis-Swan R J, Barberena D, Jordan E, Rey A M, Bollinger J J 2021 *Science* **373** 673
- [11] Huntemann N, Lipphardt B, Tamm C, Gerginov V, Weyers S, Peik E 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 210802
- [12] Chou C W, Hume D B, Rosenband T, Wineland D J 2010 *Science* **329** 1630
- [13] Filzinger M, Dörscher S, Lange R, Klose J, Steinel M, Benkler E, Peik E, Lisdat C, Huntemann N 2023 *Phys. Rev. Lett.* **130** 253001
- [14] Kolkowitz S, Pikovski I, Langellier N, Lukin M D, Walsworth R L, Ye J 2016 *Phys. Rev. D* **94** 124043
- [15] McGrew W F, Zhang X, Fasano R J, Schäffer S A, Beloy K, Nicolodi D, Brown R C, Hinkley N, Milani G, Schioppo M, Yoon T H, Ludlow A D 2018 *Nature* **564** 87
- [16] Aepli A, Kim K, Warfield W, Safronova M S, Ye J 2024 *Phys. Rev. Lett.* **133** 023401
- [17] Ma Z Y, Deng K, Wang Z Y, Wei W Z, Hao P, Zhang H X, Pang L R, Wang B, Wu F F, Liu H L, Yuan W H, Chang J L, Zhang J X, Wu Q Y, Zhang J, Lu Z H 2024 *Phys. Rev. Appl.* **21** 044017
- [18] Li J, Cui X Y, Jia Z P, Kong D Q, Yu H W, Zhu X Q, Liu X Y, Wang D Z, Zhang X, Huang X Y, Zhu M Y, Yang Y M, Hu Y, Liu X P, Zhai X M, Liu P, Jiang X, Xu P, Dai H N, Chen Y A, Pan J W 2024 *Metrologia* **61** 015006
- [19] Ushijima I, Takamoto M, Das M, Ohkubo T, Katori H 2015 *Nat. Photonics* **9** 185
- [20] Brewer S M, Chen J S, Hankin A M, Clements E R, Chou C W, Wineland D J, Hume D B, Leibbrandt D R 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 033201
- [21] Huang Y, Zhang B, Zeng M, Hao Y, Ma Z, Zhang H, Guan H, Chen Z, Wang M, Gao K 2022 *Phys. Rev. Appl.* **17** 034041
- [22] Tofful A, Baynham C F A, Curtis E A, Parsons A O, Robertson B I, Schioppo M, Tunesi J, Margolis H S, Hendricks R J, Whale J, Thompson R C, Godun R M 2024 *Metrologia* **61** 045001
- [23] Lu B K, Sun Z, Yang T, Lin Y G, Wang Q, Li Y, Meng F, Lin B K, Li T C, Fang Z J 2022 *Chin. Phys. Lett.* **39** 080601
- [24] Zhiqiang Z, Arnold K J, Kaewuam R, Barrett M D 2023 *Sci. Adv.* **9** eadg1971
- [25] Lu X, Guo F, Wang Y, Xu Q, Zhou C, Xia J, Wu W, Chang H 2023 *Metrologia* **60** 015008
- [26] Arnold K J, Kaewuam R, Roy A, Tan T R, Barrett M D 2018 *Nat. Commun.* **9** 1650
- [27] Dubé P, Madej A A, Tibbo M, Bernard J E 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 173002
- [28] Huang Y, Guan H, Zeng M, Tang L, Gao K 2019 *Phys. Rev. A* **99** 011401
- [29] Porsev S G, Derevianko A 2006 *Phys. Rev. A* **74** 020502
- [30] Angstmann E J, Dzuba V A, Flambaum V V 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 040802
- [31] Zeng M, Huang Y, Zhang B, Hao Y, Ma Z, Hu R, Zhang H, Chen Z, Wang M, Guan H, Gao K 2023 *Phys. Rev. Appl.* **19** 064004
- [32] Bothwell T, Kedar D, Oelker E, Robinson J M, Bromley S L, Tew W L, Ye J, Kennedy C J 2019 *Metrologia* **56** 065004
- [33] Doležal M, Balling P, Nisbet-Jones P B R, King S A, Jones J M, Klein H A, Gill P, Lindvall T, Wallin A E, Merimaa M, Tamm C, Sanner C, Huntemann N, Scharnhorst N, Leroux I D, Schmidt P O, Burgermeister T, Mehlstäubler T E, Peik E 2015 *Metrologia* **52** 842
- [34] Zeng M, Huang Y, Zhang B, Ma Z, Hao Y, Hu R, Zhang H, Guan H, Gao K 2023 *Chin. Phys. B* **32** 113701
- [35] Berkeland D J, Miller J D, Bergquist J C, Itano W M, Wineland D J 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 5025
- [36] Chen J S, Brewer S M, Chou C W, Wineland D J, Leibbrandt D R, Hume D B 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 053002
- [37] Keller J, Partner H L, Burgermeister T, Mehlstäubler T E 2015 *J. Appl. Phys.* **118** 104501
- [38] Wineland D J, Monroe C, Itano W M, Leibfried D, King B E, Meekhof D M 1998 *J. Res. Nat. Inst. Stand. Technol.* **103** 259
- [39] James D F V 1998 *Appl. Phys. B* **66** 181
- [40] Zhang B, Huang Y, Hao Y, Zhang H, Zeng M, Guan H, Gao K 2020 *J. Appl. Phys.* **128** 143105
- [41] Zhang B, Huang Y, Zhang H, Hao Y, Zeng M, Guan H, Gao K 2020 *Chin. Phys. B* **29** 074209
- [42] Dubé P, Madej A A, Zhou Z, Bernard J E 2013 *Phys. Rev. A* **87** 023806
- [43] Huntemann N, Sanner C, Lipphardt B, Tamm C, Peik E 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 063001
- [44] Chou C W, Hume D B, Koelemeij J C J, Wineland D J, Rosenband T 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 070802

COVER ARTICLE

Characteristics of secular- and excess micro-motion of a liquid nitrogen-cooled Ca^+ ion optical clock^{*}

MA Zixiao¹⁾²⁾ ZHANG Baolin¹⁾ HUANG Yao^{1)†}

GAO Kelin¹⁾⁴⁾ GUAN Hua^{1)3)4)‡}

1) (*Innovation Academy of Precision Measurement Science and Technology, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China*)

2) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

3) (*Wuhan Institute of Quantum Technology, Wuhan 430206, China*)

4) (*Hefei National Laboratory, Hefei 230088, China*)

(Received 13 January 2025; revised manuscript received 7 February 2025)

Abstract

In ion optical clock systems, the motional effect of trapped ions is a key factor determining clock performance and currently representing a key limitation in achieving lower uncertainty between different ion-based optical clocks. According to the first liquid nitrogen-cooled Ca^+ ion optical clock (2022 *Phys. Rev. Appl.* **17** 034041), we develop a new physical system for a second Ca^+ ion optical clock and make significant improvements to its ion trapping apparatus. These improvements primarily focus on two aspects. The first aspect is that we design and implement an active stabilization system for the RF voltage, which stabilizes the induced radio-frequency (RF) signal on the compensation electrodes by adjusting the amplitude of the RF source in real time. This method effectively suppresses long-term drifts in the radial secular motion frequencies to less than 1 kHz, achieving stabilized values of $\omega_x = 2\pi \times 3.522(2)$ MHz and $\omega_y = 2\pi \times 3.386(2)$ MHz. The induced RF signal is stabilized at 59121.43(12) μV , demonstrating the high precision of the stabilization system. The second aspect is that we optimize the application of compensation voltages by directly integrating the vertical compensation electrodes into an ion trap structure. This refinement can suppress excess micromotion in all three mutually orthogonal directions to an even lower level. Tuning the RF trapping frequency close to the magic trapping condition of the clock transition, we further evaluate the excess micromotion-induced frequency shift in the optical clock to be $2(1) \times 10^{-19}$. To quantitatively assess the secular-motion of the trapped ion, we measure the sideband spectra on the radial and axial motion modes, both red and blue sideband spectra. From these measurements, we accurately determine the mean phonon number in the three motional modes after Doppler cooling, corresponding to an average ion temperature of 0.78(39) mK, which is close to the Doppler cooling limit. The corresponding second-order Doppler shift is evaluated to be $-(2.71 \pm 1.36) \times 10^{-18}$. The long-term stability of the radial secular motion frequency provides favorable conditions for implementing three-dimensional sideband cooling in future experiments, which will further reduce the second-order Doppler shift. These advancements not only enhance the overall stability of the optical clock but also lay the foundation for reducing its systematic uncertainty to the 10^{-19} level.

Keywords: Ca^+ ion optical clock, cryogenic, secular motion, excess micromotion

PACS: 42.62.Fi, 95.55.Sh, 42.62.Eh, 43.58.Hp

DOI: 10.7498/aps.74.20250048

CSTR: 32037.14.aps.74.20250048

^{*} Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant Nos. 2022YFB3904001, 2022YFB3904004), the Innovation Program for Quantum Science and Technology (Grant No. 2021ZD0300901), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12204494, 12121004, 12320101003, 11934014), and the Natural Science Foundation of Hubei Province, China (Grant Nos. 2023EHA006, 2022CFA013).

[†] Corresponding author. E-mail: yaohuang@apm.ac.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: guanhua@apm.ac.cn



液氮低温钙离子光钟的宏运动与附加微运动研究

马子晓 张宝林 黄焱 高克林 管桦

Characteristics of secular- and excess micro-motion of a liquid nitrogen-cooled Ca^+ ion optical clock

MA Zixiao ZHANG Baolin HUANG Yao GAO Kelin GUAN Hua

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 094204 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250048

CSTR: 32037.14.aps.74.20250048

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250048>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

线型离子阱中钙离子库仑晶体结构和运动轨迹模拟

Simulation of Coulomb crystal structure and motion trajectory of calcium ions in linear ion trap

物理学报. 2023, 72(1): 013701 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221674>

运动目标的多维度微运动特征提取研究

Research on multi-dimensional micro-motion feature extraction of moving targets

物理学报. 2024, 73(7): 074204 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231691>

基于干式制冷的低温扫描探针显微镜研究进展

Advances in dry low-temperature scanning probe microscopy system development

物理学报. 2024, 73(22): 228701 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20241367>

谐振子势阱中双费米原子光钟的碰撞频移

Collision clock shift of two Fermi atoms in harmonic potentials

物理学报. 2021, 70(18): 180602 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210243>

低温促进表面等离激元共振效应及肌酐的超灵敏表面增强拉曼散射探测

Low temperature-promoted surface plasmon resonance effect and ultrasensitive surface-enhanced Raman scattering detection of creatinine

物理学报. 2022, 71(14): 146101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220151>

中国空间站冷原子光钟激光系统

Laser system of cold atom optical clock in China Space Station

物理学报. 2023, 72(18): 184202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230412>