

特邀综述

光晶格原子钟研究进展 *

汪涛^{1,2}, 卢晓同³, 张学锋^{1†}

1. 重庆大学物理学院

2. 重庆大学溧阳智慧城市研究院现代物理中心

3. 中国科学院国家授时中心

收稿日期:2022-12-08;接收日期:2022-12-31

【摘要】 钟跃迁频率在光学频段的光晶格原子钟已经实现了 10^{-19} 量级的频率稳定度和 10^{-18} 量级的频率不确定度, 在量子频标、量子模拟和精密测量等领域有着重要的应用。本文综述了光晶格原子钟的发展历史、工作原理、性能评估和应用与展望。

关键词: 光晶格原子钟, 原子钟, 量子频标, 光晶格, 激光冷却与陷俘

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

DOI: 10.13380/j.ltpl.2022.06.001

Research Advances in Optical Lattice Atomic Clocks

WANG Tao^{1,2}, LU Xiaotong³, ZHANG Xuefeng¹

1. College of Physics, Chongqing University;

2. Center of Modern Physics, Institute for Smart City of Chongqing University in Liyang;

3. National Time Service Center, Chinese Academy Of Sciences

Received date: 2022-12-08; accepted date: 2022-12-31

【Abstract】 Optical lattice atomic clocks with clock transition frequencies in the optical frequency have achieved E-19 level of frequency stability and E-18 level of frequency uncertainty, which have important applications in quantum frequency standard, quantum simulation and precision measurement. In this paper, the development history, operation principle, performance evaluation, application and prospect of optical lattice atomic clocks are reviewed.

Keywords: Optical lattice atomic clock, atomic clock, quantum frequency standard, optical lattice, laser cooling and trapping

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

DOI: 10.13380/j.ltpl.2022.06.001

Reference method: TAO Wang, LU Xiaotong, ZHANG Xuefeng, Low. Temp. Phys. Lett. 44, 0385 (2022)

* 国家自然科学基金面上项目(项目号:12274045,12274046);“西南理论物理中心”项目(项目号:12147102)资助的课题。

† zhangxf@cqu.edu.cn

1 引言

作为七个最基本单位之一的“时间”是人为定义的与物质空间息息相关的物理量,且其测量精度远高于其余基本单位的定义精度。高精度的时间标准在各个领域都有着重要的应用^[1-3]。目前时间的基本单位——“秒”的复现装置是¹³³Cs 原子钟(因其钟跃迁频率处于微波频段,约 9.2 GHz,这类钟简称为微波钟),其相对不确定度已经达到了 1×10^{-16} 左右^[4]。降低原子钟系统不确定度的方法之一是提高钟跃迁的频率,而光学原子钟的钟跃迁频率在 10¹⁴ Hz 以上,超过微波钟 4 个量级,即光钟的相对频率不确定度会降低至少 10⁴ 倍,因此,对于光学原子钟的深入研究有望在短时间内大幅度提高标准时间的定义精度。

光学原子钟主要包括离子光学原子钟和光晶格原子钟,其中离子光学原子钟又可分为单离子光学原子钟、多离子光学原子钟(其中基于囚禁离子数为数百甚至上千的离子晶体光学原子钟也被提出)。基于单离子的光学原子钟原则上可以获得极高的准确度,但其稳定度会受到量子投影噪声的限制。目前最好的单离子光学原子钟为美国国家标准局(NIST)的 Al⁺ 光学原子钟^[5],其系统不确定度达到了 9.4×10^{-19} ,稳定度为 $1.2 \times 10^{-15} (\tau/s)^{-0.5}$ (τ 为平均时间)。利用线性多极势阱囚禁多个离子的光学原子钟和基于大量离子的离子晶体光学原子钟,有望降低量子投影噪声^[6,7]。然而,消除或者精确地评估离子间的相互作用,以及探究非均匀囚禁势对钟跃迁频率的影响则成为这类原子钟需要解决的关键问题。基于中性原子的光晶格原子钟可以相干探测大量原子(目前可以做到 10⁵)的钟跃迁信号,同时可以有效降低量子投影噪声极限(相比单离子光钟,其量子投影噪声极限可以低 2 个量级以上^[8],目前已实现 $4.8 \times 10^{-17} (\tau/s)^{-0.5}$ 的稳定度)。凭借“运行魔术波长”和“魔术阱深”等技术,光晶格原子钟可以消除晶格光导致的交流斯塔克频移和原子间相互作用导致的密度频移,使光晶格原子钟的系统不确定度达到 10⁻¹⁸ 量级甚至更低(目前性能最好的光晶格原子钟的系统不确定度为 1.4×10^{-18} ^[9])。

2 光晶格原子钟发展历史

在 2002 年举办的第六届频率标准与计量研讨

会上,日本东京大学(UT)的 H. Katori 教授提出光晶格钟的研究方案^[10],其建议将原子囚禁在 Lamb-Dicke 区域以 $5s^2 {}^1S_0 \rightarrow 5s5p {}^3P_0$ 为钟跃迁并通过选择晶格光波长消除斯塔克频移。2005 年,日本东京大学 H. Katori 教授带领的实验团队实现了世界上第一台光晶格原子钟——⁸⁷Sr 光晶格原子钟^[11],并借助飞秒光学频率梳对钟跃迁的频率溯源到国际原子时,开启了光晶格原子钟这一研究领域。此后,国外多个小组展开光晶格原子钟的研究,不断地完善系统不确定度评估项,并通过诸多技术手段提高光晶格原子钟的性能。2006 年,美国天体联合物理实验室(JILA)的叶军组^[12]和法国巴黎天文台(LNE-SYRTE)的实验组相继实现了⁸⁷Sr 光晶格原子钟^[13],两者钟跃迁绝对频率测量结果互相一致。然而,他们对⁸⁷Sr 钟跃迁绝对频率的测量结果与 H. Katori 组第一次的测量结果不一致。同年, H. Katori 教授改进了光晶格原子钟的运行方式(利用自旋极化谱闭环并通过平均对称塞曼子能级钟跃迁频率的方式消除一阶塞曼频移和晶格光张量斯塔克频移)和国际原子时的溯源手段^[14],取得了与其他研究组测量结果相符合的绝对频率测量结果。此时,光晶格原子钟的系统不确定度在 1×10^{-15} 左右,主要受限于晶格光交流斯塔克频移和黑体辐射频移的不确定度;系统稳定度为 $8 \times 10^{-14} (\tau/s)^{-0.5}$,受限于钟激光的噪声。

此后十几年里,光晶格原子钟不断取得突破性进展。2008 年,叶军组将⁸⁷Sr 光晶格原子钟的系统不确定度降低至 1.5×10^{-16} ,超越了当时性能最好的微波钟^[15]。2013 年,美国国家标准局(NIST)的研究组将¹⁷¹Yb 光晶格原子钟的频率稳定度提升至 $3.2 \times 10^{-16} (\tau/s)^{-0.5}$ ^[16],并将 7 小时平均时间下的稳定度提升至 1.6×10^{-18} 。2014 年,叶军组实现了腔增益的⁸⁷Sr 光晶格原子钟,将密度频移降低约 20 倍,实现了 6.4×10^{-18} 的系统不确定度,成为当时性能最好的原子钟^[17]。次年,他们通过更加仔细地测量⁸⁷Sr 黑体辐射频移力学修正系数并调节晶格光的波长至“魔术波长”上,将⁸⁷Sr 光晶格原子钟的系统不确定度进一步降低至 2×10^{-18} ,同时将稳定度提升至 $2.2 \times 10^{-16} (\tau/s)^{-0.5}$ ^[18]。2015 年, H. Katori 组实现了“冷冻光钟”^[19],通过移动光晶格技术将原子移动至温度被降低至 95 K 的低温腔体进行钟跃迁探测,将黑辐射频移导致的不确定度降低

至 9×10^{-19} . 2016 年, NIST 的研究组利用两团独立的冷原子样品交替采样同一钟激光的频率噪声, 实现了“零死亡时间”(ZDT)光晶格原子钟^[20]. ZDT 钟极大地压制了 Dick 效应, 实现了 $6 \times 10^{-17} (\tau/s)^{-0.5}$ 的频率稳定度, 但受限于技术噪声和量子投影噪声(QPN). 2017 年, NIST 的研究组提出“运行魔术波长”(也称之为“热模型”)技术^[21], 其利用一阶斯塔克频移在特定阱深和波长下可与二阶斯塔克频移相抵消的特点, 将晶格光交流斯塔克频移导致的系统不确定度降低至 10^{-19} 量级. 同年, 叶军组实现了费米简并的三维⁸⁷Sr 光晶格原子钟, 将原子相互作用导致的系统不确定度控制在 10^{-22} 以下, 并实现了 5×10^{-19} 的测量精度^[22]. 2018 年, H. Katori 教授提出的“魔术运行条件”^[23], 可将晶格光

导致的系统不确定度降低至 2×10^{-19} . 同年, NIST 的研究组将冷原子样品放置在辐射屏蔽腔里, 使原子处于一个温度均匀的热辐射环境中^[9], 将¹⁷¹Yb 光晶格原子钟的系统不确定度降低至 1.4×10^{-18} , 同时将稳定度提高至 $3.2 \times 10^{-19} @ 10^5$ s. 2019 年, 叶军组与德国联邦物理技术研究院(PTB)合作利用工作在 124 K 的单晶硅超稳光学腔将钟激光的稳定度提升至 3×10^{-17} , 并将⁸⁷Sr 光晶格原子钟的稳定度提升至 $4.8 \times 10^{-17} (\tau/s)^{-0.5}$ ^[8]. 2021 年, 叶军组利用重力抑制原子在相邻格点间的隧穿效应, 实现了浅晶格⁸⁷Sr 光晶格原子钟(阱深为 12 晶格光子反冲能量), 并通过原位成像技术在亚毫米量级精确检验了广义相对论^[24], 将光晶格钟的测量精度提升至 7.6×10^{-21} .

表 1 国内外⁸⁷Sr 和¹⁷¹Yb 光晶格钟原子钟的系统不确定度和稳定度

| 单位 | 光晶格原子钟类型 | 不确定度 | 稳定度 |
|--------------------------|-------------------|---------------------------------------|--|
| 美国天体联合物理实验室(JILA) | ⁸⁷ Sr | 2×10^{-18} ^[25] | $4.8 \times 10^{-17} (\tau/s)^{-0.5}$ ^[8] |
| 美国国家标准局(NIST) | ¹⁷¹ Yb | 1.4×10^{-18} ^[9] | $1.5 \times 10^{-16} (\tau/s)^{-0.5}$ ^[9] |
| 巴黎天文台(LNE-SYRTE) | ⁸⁷ Sr | 4.1×10^{-17} ^[26] | $1.7 \times 10^{-15} (\tau/s)^{-0.5}$ ^[26] |
| 德国联邦物理技术研究院(PTB) | ⁸⁷ Sr | 1.5×10^{-17} ^[27] | $1.5 \times 10^{-16} (\tau/s)^{-0.5}$ ^[27] |
| 日本理化技术研究所(RIKEN) | ⁸⁷ Sr | 4.8×10^{-18} ^[27] | $4.2 \times 10^{-16} (\tau/s)^{-0.5}$ ^[27] |
| 东京大学(UT) | ⁸⁷ Sr | 8.3×10^{-18} ^[28] | $4.2 \times 10^{-16} (\tau/s)^{-0.5}$ ^[28] |
| 英国国家物理实验室(NPL) | ⁸⁷ Sr | 1×10^{-17} ^[29] | $1.6 \times 10^{-15} (\tau/s)^{-0.5}$ ^[29] |
| 日本国家计量院(NMIJ) | ⁸⁷ Sr | 1.1×10^{-16} ^[30] | $1.2 \times 10^{-14} (\tau/s)^{-0.5}$ ^[30] |
| 日本国家信息与通信研究所(NICT) | ⁸⁷ Sr | 5.7×10^{-17} ^[31] | $7 \times 10^{-15} (\tau/s)^{-0.5}$ ^[31] |
| 意大利国家计量院(INRIM) | ¹⁷¹ Yb | 1.6×10^{-16} ^[32] | $2.3 \times 10^{-14} (\tau/s)^{-0.5}$ ^[32] |
| 韩国标准科学研究所(KRISS) | ¹⁷¹ Yb | 1.7×10^{-17} ^[33] | $3.2 \times 10^{-15} (\tau/s)^{-0.5}$ ^[33] |
| 中国计量院(NIM) | ⁸⁷ Sr | 2.9×10^{-17} ^[34] | $1.8 \times 10^{-15} (\tau/s)^{-0.5}$ ^[35] |
| 中国科学院国家授时中心(NTSC) | ⁸⁷ Sr | 5.1×10^{-17} ^[36] | $6.6 \times 10^{-16} (\tau/s)^{-0.5}$ ^[36] |
| 中国科学技术大学 | ⁸⁷ Sr | \\"\\ | $2.43 \times 10^{-15} (\tau/s)^{-0.5}$ |
| 中国科学院精密测量科学与技术创新研究院(APM) | ¹⁷¹ Yb | \\"\\ | $4.6 \times 10^{-16} (\tau/s)^{-0.5}$ ^[37] |
| 华东师范大学(ECUN) | ¹⁷¹ Yb | 1.6×10^{-16} ^[38] | $1.28 \times 10^{-15} (\tau/s)^{-0.5}$ ^[38] |

最近十年,国内光晶格原子钟也得到了快速的发展. 2015 年,中国计量院(NIM)实现了⁸⁷Sr 光晶格原子钟并测量了钟跃迁绝对频率^[39],其系统不确定度为 2.3×10^{-16} . 2017 年,华东师范大学(ECUN)实现了¹⁷¹Yb 光晶格原子钟绝对频率,其光钟的系统不确定度为 1.7×10^{-16} ^[41]. 2021 年,NIM 将⁸⁷Sr 光晶格原子钟的系统不确定度降低至 $2.9 \times$

10^{-17} ,并将跃迁的绝对频率的测量精度提升至 3.1×10^{-16} ^[33]. 2022 年,中国科学院精密测量科学与技术创新研究院(APM)将¹⁷¹Yb 光晶格原子钟的稳定度提升至 $4.6 \times 10^{-16} (\tau/s)^{-0.5}$. 2023 年,中国科学院国家授时中心(NTSC)完成了⁸⁷Sr 光晶格原子绝对频率测量^[36],其系统不确定度为 5.1×10^{-17} . 由于便捷的激光冷却光源和超长的钟跃迁上能级寿

命,⁸⁷Sr 和¹⁷¹Yb 光晶格原子钟成为了世界上被研究得最多的两类光晶格原子钟, 表 1 展示了国内外⁸⁷Sr 和¹⁷¹Yb 光晶格钟原子钟已实现的技术指标.

3 光晶格原子钟工作原理

光晶格原子钟的核心构成包括: 冷原子光晶格量子参考体系、超稳本地振荡器(超稳钟激光)和飞秒光学频率梳。光晶格原子钟的运行过程如图 1 所示, 通过激光冷却和光晶格装载来制备冷原子, 随后通过光抽运等方式将原子制备到特定的塞曼子能级上, 即完成量子参考体系的制备; 之后利用超稳钟激光探测冷原子钟跃迁的谱线来对激光频率进行检测; 在伺服运算后通过声光调制器纠正钟激光的频率; 经过频率纠正后的部分钟激光被传递给飞秒光学频率梳进行绝对频率测量, 或者将超稳的光频信号转换至人们常用的微波(或射频)波段。下面将以⁸⁷Sr 光晶格原子钟为例具体阐述光晶格钟的运行过程。

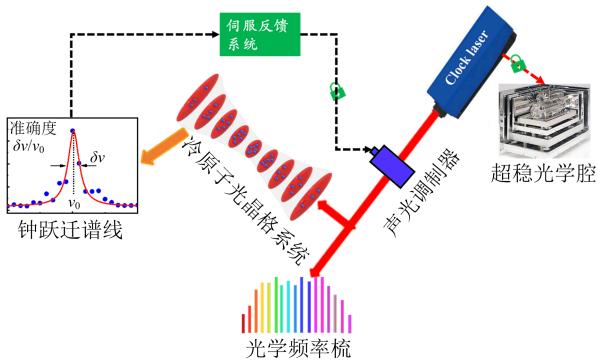


图 1 光晶格原子钟工作原理图

3.1 量子参考体系的制备

⁸⁷Sr 光晶格原子钟量子参考体系的制备在如图 2(a)所示的真空装置中进行, 整个制备过程包括: 塞曼减速, 一级多普勒冷却, 二级多普勒冷却, 光晶格装载和初态制备。⁸⁷Sr 光晶格原子钟常用能级如图 2(b)所示, 其中 461 nm 用于塞曼减速、一级冷却和荧光探测, 其锁在 $|5s^2, ^1S_0\rangle \rightarrow |5s5p, ^1P_1\rangle$ 跃迁线上; 689 nm 用于二级冷却与自旋极化, 其锁在 $|5s^2, ^1S_0\rangle \rightarrow |5s5p, ^3P_1\rangle$ 跃迁线上; 679 nm 和 707 nm 的跃迁分别用于将布居到³P₀ 和³P₂ 态的原子重泵浦到¹S₀ 基态上, 其分别锁在 $|5s5p, ^3P_0\rangle \rightarrow |5s6s, ^3S_1\rangle$ 和 $|5s5p, ^3P_2\rangle \rightarrow |5s6s, ^3S_1\rangle$ 跃迁线上; 698 nm 为钟跃迁能级, 其锁在 $|5s^2, ^1S_0\rangle \rightarrow |5s5p, ^3P_0\rangle$ 跃迁线上。将锶原子炉加热至百 K 左右以获得足够的蒸汽压。用于一级冷却的磁光阱只能俘获速度约在 50 m/s 以下的原子, 因此在到达磁光阱之前需要利用塞曼减速器对锶炉喷射的高速原子进行减速, 以便通过磁光阱有效捕捉。一级冷却通过 461 nm 的光形成的磁光阱进行, 可将原子冷却到 1 mK 左右, 其降温极限主要受限于该跃迁上能级自然线宽(约 32 MHz)。然而光晶格的阱深通常为几十 μK, 需对原子进行二级冷却以增加光晶格装载的原子数。在一级冷却结束的瞬间, 将冷却光切换成 689 nm 的光。689 nm 对应的跃迁为自旋量子数变化为 1 的弱电偶极跃迁, 上能级的自然线宽为 7.5 kHz, 对应的冷却极限温度约 230 nK。光钟正常工作时原子大约处于 1~2 μK。

5s5p, ³P₀ 跃迁线上。将锶原子炉加热至百 K 左右以获得足够的蒸汽压。用于一级冷却的磁光阱只能俘获速度约在 50 m/s 以下的原子, 因此在到达磁光阱之前需要利用塞曼减速器对锶炉喷射的高速原子进行减速, 以便通过磁光阱有效捕捉。一级冷却通过 461 nm 的光形成的磁光阱进行, 可将原子冷却到 1 mK 左右, 其降温极限主要受限于该跃迁上能级自然线宽(约 32 MHz)。然而光晶格的阱深通常为几十 μK, 需对原子进行二级冷却以增加光晶格装载的原子数。在一级冷却结束的瞬间, 将冷却光切换成 689 nm 的光。689 nm 对应的跃迁为自旋量子数变化为 1 的弱电偶极跃迁, 上能级的自然线宽为 7.5 kHz, 对应的冷却极限温度约 230 nK。光钟正常工作时原子大约处于 1~2 μK。

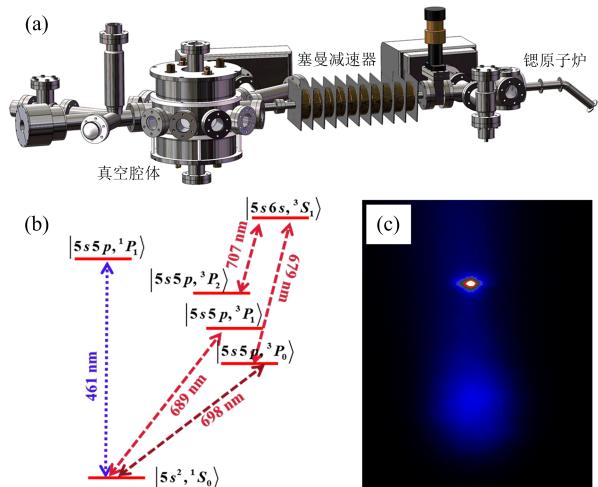


图 2 ⁸⁷Sr 光晶格原子钟量子参考体系的制备. 其中(a)为装置原理图;(b)为常用能级图;(c)为光晶格装载, 上面的原子团为被光晶格囚禁的原子, 下面发散的原子团为没有被光晶格俘获而因重力自由下落的原子.

光晶格装载即将冷原子囚禁在驻波光场中, 如图 2(c)所示。在二级冷却结束后开启晶格光(或者晶格光保持常开), 关断二阶冷却的光源, 则没有被光晶格束缚的原子将在重力的作用下快速离开探测区域。当原子吸收钟激光光子导致的反冲频率远远小于光晶格的囚禁频率时, 称原子处在 Lamb-Dicke 区域^[42]。这些原子在钟跃迁探测时可以避免光子反冲频移和多普勒频移, 所以处于 Lamb-Dicke 区域便成为实现高性能光晶格原子钟的基础。另外对于⁸⁷Sr 而言, 当晶格光的波长约为 813.42 nm 时, 钟跃迁³P₀ 和¹S₀ 态将经历相同的光频移^[43], 即所谓

的“魔术波长”。“魔术波长”消除了晶格光一阶斯塔克频移且可以获得窄的钟跃迁谱线,使光晶格原子钟的准确度具备了进入 10^{-18} 量级的可能,是光晶格原子钟最为关键的技术。待晶格中的原子稳定后,对原子所处空间施加一个沿晶格光偏振方向的磁场(约50 mG)并将其它方向的杂散磁场补偿至零(定义一个沿晶格光偏正方向的磁场量子化轴)。通过一束沿量子化轴入射的左(右)旋圆偏振光可将原子光抽运到 $m_F = -9/2$ ($m_F = +9/2$)的塞曼子能级上,即自旋极化过程。自旋极化过程增加了钟跃迁谱线的激发率并压制了原子间的相互作用,在增加光晶格原子钟稳定性的同时减小了密度频移导致的系统不确定度。

3.2 钟跃迁探测和光晶格原子钟闭环运行

完成量子参考体系的制备后,利用锁定在超稳光学腔的窄线宽钟激光来相干探测晶格中大量原子的钟跃迁信号,并通过“电子搁置”法获得钟跃迁几率^[44]。“电子搁置”法的探测过程包括:考虑原子初始态为基态的某个塞曼子能级,在钟激光与原子相互作用后,利用461 nm激光探测并清空留在基态的原子数 N_g ;利用光抽运的方式使激发态的原子回到基态,并利用461 nm的光探测激发态的粒子数 N_e ;两次461 nm脉冲后,原则上晶格里面已经没有原子,因此这时再利用一束461 nm的脉冲激光就可以探测背景噪声 N_b ,归一化激发率为 $P_{sr} = (N_e - N_b) / (N_g + N_e - 2N_b)$ 。该技术压制了总原子数变化对激发率的影响,并减小了探测噪声的影响。钟跃迁探测时,原子在内态被激发的同时外态量子数也有可能发生变化,如图3(a)所示,即会产生载波跃迁(外态量子数不变)和边带跃迁(外态量子数发生变化)。通过测量钟激光频率失谐量与钟跃迁几率的关系可得到钟跃迁谱线如图3(b)所示。通过减小钟激光功率并增加探测时间可获得窄的钟跃迁谱线如图3(b)插图所示,其线宽 δ (半高全宽)直接决定了光晶格原子钟的稳定性(相同的参数下, δ 越小则稳定性越高)且随钟激光的作用时间的增加而减小。

时刻纠正钟激光的频率使得其频率与量子参考体系的钟跃迁保持共振的过程即光晶格原子钟的闭环运行。闭环运行过程中,短期稳定性很好的钟激光将获得优异的长期稳定性,而此时的钟激光就是光晶格原子钟的输出信号。该信号可通过飞秒光学频

率梳下转换到微波频(或射频)段并与国际原子时进行频率比对,以获得钟激光的绝对频率。闭环运行时,钟激光频率与量子参考体系间的频率偏差通过方波调制(钟激光的频率)、方波解调的方式获得,即通过交替探测偏离钟跃迁中心频率 $\pm \delta/2$ 处的跃迁几率的方式获得频率误差信号。其工作原理是:当钟激光的频率与钟跃迁频率一致时,两次测量将获得一致的跃迁几率,反之则存在偏差并通过钟跃迁谱线型计算误差的大小。由于杂散的电磁场会导致能级劈裂和频移,因此需通过平均对称塞曼子能级跃迁频率的方式来消除一阶塞曼频移。以⁸⁷Sr为例,我们可以将 $|^1S_0, m_F = -9/2\rangle \rightarrow |^3P_0, m_F = -9/2\rangle$ 和 $|^1S_0, m_F = +9/2\rangle \rightarrow |^3P_0, m_F = +9/2\rangle$ 这两个跃迁频率的平均值作为光晶格原

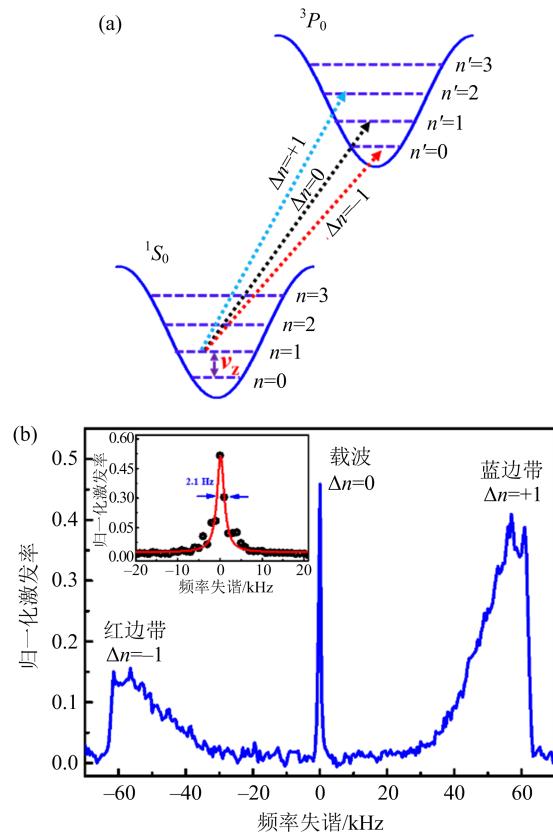


图3 钟跃迁探测。(a)原子在一维光晶格里面的跃迁行为。其中 n 和 n' 分别表示处于基态和激发态的原子的外态量子数, v_z 表示沿晶格光入射方向的囚禁频率。外态跃迁与内态跃迁可同时发生,但其跃迁频率与载波跃迁相差约 v_z 。(b)边带可分辨的钟跃迁谱线。红边带对应外态量子数变化 -1 的跃迁,蓝边带则对应 $+1$,载波跃迁外态量子数不发生变化。插图为赫兹量级的钟跃迁自旋极化谱。

子钟的输出频率。这种方式能极大地提高光晶格原子钟的准确度，因为它消除了一阶塞曼频移和晶格光矢量斯塔克频移等一切正比于 m_F 的系统频移^[13]，但缺点是将钟反馈时间增加了一倍，降低了光晶格原子钟的稳定度。

4 光晶格原子钟性能评估

4.1 稳定度

钟性能的描述主要包括频率稳定度、不确定度和复现性。稳定度即钟输出频率在时域上的波动，目前通常用双采样艾伦偏差描述，即^[45]

$$\sigma_y(\tau) = \sqrt{\frac{1}{2(M-1)} \sum_{i=1}^{M-1} [\langle y(\tau) \rangle_{i+1} - \langle y(\tau) \rangle_i]}, \quad (1)$$

其中 $\langle y(\tau) \rangle_i$ 表示积分时间为 τ 的第 i 次相对频率测量均值，数据段被分为 M 段且间隔时间为 τ 。影响光晶格原子钟稳定的主要因素包括：Dick 噪声、技术噪声和 QPN^[46]。Dick 噪声的根源是钟激光的噪声以及该噪声无法被量子参考体系连续采样。由于每一个钟循环周期都包括一段无法采样钟激光噪声的“死时间”（量子参考体系制备和钟跃迁几率探测等），这就导致钟激光的噪声被周期地采样，使得高频噪声下转换到低频时造成钟激光频率稳定度的恶化。技术噪声主要包括电子学噪声和光子散粒噪声。通过对探测光进行（功率和频率）稳定并恰当选择探测器的参数等可将该项噪声抑制到远低于其它噪声。QPN 噪声在光晶格原子钟里面一般远小于 Dick 噪声，因此目前绝大部分光晶格原子钟的稳定度主要受限于 Dick 噪声。

测量光晶格原子钟稳定度的技术主要包括 3 种：自比对^[36,47]、两台钟比对^[8,9]和三台及以上的钟比对^[48]。自比对即将钟激光的频率交替锁定到钟跃迁的共振频率处形成两个时域上交替运行的钟环，两个钟环通过独立的反馈通道进行频率纠正即相当于两台时域上交替运行的光晶格原子钟。两个钟环间的频差在时域上的波动可以反应光晶格原子钟的稳定度（将这个结果除以 2 即可推断单台钟的稳定）^[47]。两台钟比对即当两台光晶格原子钟共用同一台钟激光或者通过光秒光学频率梳将两台钟的钟激光相位锁定时，这两台钟的频率比对稳定度除以 $\sqrt{2}$ 即单台钟的稳定度（假设两台光钟稳定度一致且相互独立，否则无法获得单台光钟稳定度）。三台或

更多独立的光晶格原子钟间的相互频率比对可以准确计算出每一台光晶格原子钟的稳定度。稳定度越高则在有限测量时间内可获得更高测量精度，进而帮助降低系统评估和物理观测结果的不确定度。

4.2 不确定度

杂散电磁场等环境因素会导致量子参考体系的钟跃迁频率发生变化，因此只有时刻修正各种因素导致的频率偏移量才能保证不同时空、不同组研制的同类型光晶格原子钟具有相同的钟跃迁频率。而钟的系统不确定度就是描述这些系统频移修正量的精度，是这些频移项测量结果的 B 类不确定度（非统计原因）。系统的不确定度越小则钟跃迁频率的测量精度就越高。当前限制光晶格原子钟的系统不确定度的最主要频移项（暂不考虑引力频移）包括：黑体辐射频移，晶格光交流斯塔克频移和密度频移。其他一些小的频移项这里将不做详细描述（或者可以被控制地很小，包括：直流斯塔克频移，伺服误差，隧穿效应，二阶塞曼频移，线牵引效应，剩余一阶塞曼频移，声光调制器频率啁啾，剩余一阶多普勒频移和二阶多普勒频移）。

黑体辐射频移本质上是原子周围空间弥漫的黑体辐射光子导致的斯塔克频移，是大多数光晶格原子钟系统不确定度贡献最大的项^[9,24]。黑体辐射频移的大小可以被表示为^[25]

$$\Delta\nu_{\text{BBR}}(T) = v_{\text{stat}} \left(\frac{T}{T_0} \right)^4 + v_{\text{dyn}} \left[\left(\frac{T}{T_0} \right)^6 + \Theta \left(\frac{T}{T_0} \right)^8 \right], \quad (1.3)$$

其中 T 为原子团附近的温度， T_0 为 300 K， v_{stat} 是静态黑体辐射修正系数， v_{dyn} 是动态黑体辐射修正系数， Θ 意味着高阶无穷小。对于⁸⁷Sr 而言， $v_{\text{stat}} = -2.13023(6)$ Hz， $v_{\text{dyn}} = -149.2(16)$ mHz。因此减小黑体辐射频移不确定度的关键就在于减小环境温度测量的不确定度和精确地计算钟跃迁上下能级间的极化率差。受限于对原子结构的认知，钟跃迁上下能级间的极化率差目前难以有突破性进展。另一方面，原子所处环境的温度及其分布却可以被很好地测量和控制。利用精密校准的铂电阻温度计可精确测量原子所处温度环境的温度（测量精度可优于 3 mK）。此外，通过温度控制^[24]、搭建辐射屏蔽腔体^[9]或冷腔^[18]等技术可保证原子处在温度分布均匀的热环境中。对于工作在 95 K 下的⁸⁷Sr“冷冻光钟”而言，想要将黑体辐射的不确定度降低至 1×10^{-18} ，温

度不确定度只需要小于 470 mK 就可以;而工作在室温下的光钟则由于动力学修正系数不确定度的限制而无法达到这个指标,即便不考虑修正系数的不确定度,温度不确定度也需要控制在 15 mK 以下。

晶格光形成的驻波场将原子囚禁在 Lamb-Dicke 区域,在消除多普勒和光子反冲频移的同时也带来光频移即晶格光交流斯塔克频移。尽管“魔术波长”可以消除一阶的晶格光交流斯塔克频移,但晶格光偏离“魔术波长”仍然会导致剩余的交流斯塔克频移。在光晶格原子钟研制的初期,“魔术波长”的测量精度是剩余晶格光交流斯塔克频移的主要因素。随着超稳钟激光技术的发展和晶格光斯塔克频移理论研究的深入,“魔术波长”的测量精度已经达到了 10^{-7} nm 量级(导致的不确定度在 10^{-19} 量级)^[9, 24]。但是,当钟的系统不确定度达到甚至小于 10^{-18} 量级时,与晶格中原子热分布相关的高阶斯塔克频移(包括电四极/磁偶极跃迁和超极化率)不容忽视,这些因素将导致无法找到一个“魔术波长”来消除晶格光交流斯塔克频移。最近的研究指出可以适当地选择晶格的频率和阱深使一阶项与高阶项抵消^[22],即所谓的“运行魔术波长”。当前光晶格原子钟晶格光交流斯塔克频移的测量精度在 1×10^{-18} 左右,主要受限于“运行魔术波长”相关参数的测量精度^[24]。

密度频移是光晶格原子钟研究初期的最主要频移项之一。当原子相互靠近时,一个原子会对另一个原子的能级造成影响即密度频移(其大小正比于原子的平均密度,因而叫密度频移或碰撞频移)。基于玻色子的光晶格原子钟存在强烈的 s 波碰撞,目前只能通过三维光晶格技术或者光缔合技术保证每个格点只有一个原子来消除或压制密度频移。由于泡利不相容原理,全同费米子之间不存在 s 波碰撞,因此对温度在微开尔文量级的自旋极化的费米气体而言,密度频移主要由 p 波碰撞主导^[49]。非均匀激发以及其它塞曼子能级有少量粒子布居也将导致 s 波碰撞。随着多体相互作用研究的深入,人们对费米光晶格原子钟密度频移已经有了足够的了解,并提出了通过控制钟跃迁激发率^[50]、利用腔增益的光晶格减小原子密度^[16, 17]、构建费米简并三维光晶格^[21]等技术来减小或消除密度频移,使该项频移引起的系统不确定度被控制在 10^{-19} 量级甚至更低。

除了前面三项主要频移项,光晶格原子钟的系统不确定度的评估还包括一些频移很小或者可以被

精确评估的项,比如直流斯塔克频移、伺服误差、二阶塞曼频移、剩余一阶塞曼频移、钟激光交流斯塔克频移、线牵引频移、背景气体碰撞频移、隧穿导致的频移和声光调制器相位啁啾等。这些频移项通过稳定系统的磁场、光路或精确测量相关频移系数等手段均可以被控制在 10^{-19} 量级。

4.3 复现性

复现性表征了光晶格原子钟输出频率的一致性,即包括同类元素的光晶格原子钟在不同时空输出频率的一致性,也包括不同元素光晶格原子钟频率比值的一致性。钟的频率复现性是钟能否长期可靠运行的重要标准,在未来利用光钟重新定义时间单位“秒”的规划里就要求光钟频率复现性优于 5×10^{-18} ^[51]。频率复现性可通过两台光晶格原子钟的频率比对来检验^[52]。而通过测量三种(或更多)不同元素光晶格原子钟成对的频率比值的闭合结果(成对的频率比值的乘积,最理想的情况应等于 1),可以同时验证这几类钟的复现性。最近美国国家标准局对⁸⁷Sr 光晶格原子钟(钟跃迁频率为 f_{Sr})、¹⁷¹Yb 光晶格原子钟(钟跃迁频率为 f_{Yb})和²⁷Al⁺光钟(钟跃迁频率为 f_{Al})进行了两两频率比对,并将它们间成对的频率比值的闭合结果 $C = (f_{\text{Al}}/f_{\text{Sr}}) \times (f_{\text{Al}}/f_{\text{Yb}}) \times (f_{\text{Yb}}/f_{\text{Sr}})$ 的测量结果精确到了 6×10^{-19} ,这一实验是对光晶格原子钟复现性最精确的检验^[48]。

5 展望

目前,光晶格原子钟的不确定度接近 1×10^{-18} ,稳定性达到了 $4.8 \times 10^{-17} (\tau/\text{s})^{-0.5}$,其性能的进一步提升依赖于当前遇到的瓶颈问题的解决。在稳定性方面,光晶格原子钟的稳定性当前仍受限于钟激光的噪声(或者超稳光学腔的热噪声)。基于低温(工作温度为 124 K)单晶硅光学参考腔(腔长为 21.2 cm)的超稳激光实现了 3.8×10^{-17} 的稳定性^[8],已非常接近腔体的热噪声极限。进一步降低腔体温度到 4 K 并采用砷化镓铝(AlGaAs)晶体膜技术,理论上可实现 5×10^{-18} 的稳定性,但需要更好地抑制电光调制器剩余幅度噪声、光电探测器噪声和振动噪声等技术噪声,具有非常高的技术难度。

准确度方面,黑体辐射动力学修正项是阻碍传统光晶格原子钟(即⁸⁷Sr 和¹⁷¹Yb)系统不确定度进入 10^{-19} 量级的主要因素^[9, 24]。一方面,提高动力学修正系数精度需要更加准确地知道原子内部结构等

信息。另一方面,基于低温腔体的冷光晶格原子钟可以大幅度减小黑体辐射频移的修正量和修正系数的不确定度,可将黑体辐射频移的不确定度降低至 10^{-19} 量级^[18]。但冷光晶格原子钟用到的移动光晶格技术增加了晶格光交流斯塔克频移不确定度,是其发展需要解决的关键技术问题。此外,研究基于对黑体辐射不敏感的元素的光晶格原子钟有望在短期内解决传统光晶格原子钟面临的瓶颈问题。比如室温下,¹⁶⁹Tm^[55,56]、¹⁹⁹Hg^[57]、²⁵Mg^[58]和¹¹¹Cd^[59]光晶格原子钟的黑体辐射频移分别比⁸⁷Sr(¹⁷¹Yb)小2391(1174)、30(16)、13.6(6.9)和18.9(9.6)倍。随着激光技术和理论物理的进步,这些新型的光晶格原子钟正不断取得突破性进展,为实现 10^{-19} 甚至更低系统不确定度的光晶格钟提供了新的技术路线。

就测量精度(测量某种因素导致钟跃迁频率变化量的精度)而言,光晶格原子钟可通过同步频率比对^[53]和关联谱^[54]等技术共模抑制钟激光噪声,实现接近QPN极限测量精度。此时,原子的关联时间成为了系统能否实现QPN极限测量精度的关键,而它主要受到晶格光与原子的非弹性散射-拉曼散射的影响^[60]。减小光晶格深度可以减小拉曼散射的影响,但是也会引起原子在光晶格不同格点之间的跃迁,从而引入额外的失相^[61]。因此,在浅晶格中压制跃迁成为延长原子的关联时间的关键。一种解决方案是利用重力形成瓦尼尔-斯塔克晶格来破坏系统的平移对称性,从而压制跃迁。同时,非局域的瓦尼尔函数还使得系统在“魔术阱深”下将碰撞频移减小了三个量级以上^[62]。最近,利用上述相关技术,光晶格原子钟实现了 7.6×10^{-21} (测量时间为 10^5 秒)的测量精度,在亚毫米量级展示了广义相对论预言的引力红移^[23]。重庆大学和国家授时中心的研究团队给出了在浅晶格中压制跃迁的另一种方案,利用三角波形式的周期调控实现原子的动态局域化,从而可以在9个反冲能量的阱深中得到赫兹量级的窄谱^[63]。此方案也有望延长原子的相干时间,但是需要进一步的理论和实验研究。

此外,冷原子领域快速发展的其他技术也有望运用到光晶格钟系统从而提高其性能。其中之一是将光晶格放到光腔中从而提高晶格光波前的均匀性,使得原子数很大的同时降低原子的密度,运用此

技术,叶军组在100nk的温度下实现了 10^5 个原子的囚禁^[23]。光腔的另一个用途是囚禁在好腔的光晶格中的原子因为其超长的激发态能级寿命可以实现毫赫兹量级的超辐射脉冲^[64],从而可以利用其实现主动光钟^[65],避免钟激光频率噪声的影响。此外,光腔中原子与光子的相互作用可以实现等效的原子长程相互作用,有利于制备原子的纠缠态,从而实现逼近海森堡极限的测量^[66]。第二种是快速发展的是光镊技术,使得原子阵列钟成为可能。它结合了晶格钟和离子钟的优点,既具有大量的原子样本,又可以对单原子进行操控和读出^[67]。目前可以实现的最大的光镊阵列大概在 10^2 量级^[68],但是随着光镊技术的发展,未来有望扩展到更大的阵列。此外,由于光镊的空间距离可以很大,因此可以在浅势阱中束缚原子而不引入额外的跃迁。光镊钟很可能会在未来实现更高性能的光钟。

6 应用

随着光晶格原子钟性能的提升,其应用领域也不断拓展。光晶格原子钟最重要的应用就是下一代时频基准。利用光晶格原子钟重新定义时间的基本单位——“秒”能够将国际原子时的精度提高2个量级,凭借先进的空间光学时频传递和光纤时频传递等技术,能在更大程度上满足一些装置对高精度时间的需求,如甚长基干涉望远镜^[69]。近些年,可搬运光晶格原子钟技术逐渐成熟,基于光晶格原子钟的相对论测地学——通过精确测量两台光晶格原子钟高度差导致的频差(引力红移不一致)可快速描绘大地基准面^[9,70],能实现厘米量级的地质高度测量,更新并统一国际地质高度系统。

凭借着超高的测量精度,光晶格原子钟更能用于探索那些引起钟跃迁频率变化的物理现象。标准物理模型指出一原子的精细结构常数不随时间变化,然而Kaluza-Klein理论^[71]和弦理论^[72]等认为精细结构常数可能会随时间而改变。通过测量不同元素光晶格原子钟之间的频率比值或同类光晶格原子钟跃迁频率随时间可能的微变,有望获得精细结构常数变化的实验证据,进而发现新物理。此外,利用光晶格原子钟寻找超轻玻色暗物质^[73]、验证相对论^[74]和探测引力波^[75]等都已被提出,预示着光晶格原子钟正逐步成为科学探索的重要工具。

参 考 文 献

- [1] Christian S, Nils H, Richard L, et al. Optical clock comparison for Lorentz symmetry testing[J]. *Nature*, 2019, **567**(7747):204-208.
- [2] Normile D and Clery D[J]. First Global Telescope Opens an Eye on the Cold Universe. *Science*, 2011, **333**(6051):1820-1823.
- [3] Dow J. M, Neilan R E and Rizos C. The International GNSS Service in a changing landscape of Global Navigation Satellite Systems[J]. *Journal of Geodesy*, 2009, **83**(689):191-198.
- [4] Weyers S, Gerginov V, Kazda M, et al. Advances in the accuracy, stability, and reliability of the PTB primary fountain clocks[J]. *Metrologia*, 2018, **55**(6):789-805.
- [5] Brewer S M, Chen J S, Hankin A M, et al. $^{27}\text{Al}^+$ Quantum-Logic Clock with a Systematic Uncertainty below 10^{-18} [J]. *Physical Review Letters*, 2019, **123**(3):033201.
- [6] Herschbach N, Pyka K, Keller J, et al. Linear paul trap design for an optical clock with Coulomb crystals[J]. *Applied Physics B*, 2012, **107**(4):891-906.
- [7] Nati A, Nicolas S, Ian D L, et al. Robust optical clock transitions in trapped ions using dynamical decoupling[J]. *New Journal of Physics*, 2019, **21**(8):083040.
- [8] Oelker E, Hutson R B, Kennedy C J, et al. Demonstration of 4.8×10^{-17} stability at 1 s for two independent optical clocks[J]. *Nature Photonics*, 2019, **13**(10):714-719.
- [9] McGrew W F, Zhang X, Fasano R J, et al. Atomic clock performance enabling geodesy below the centimetre level[J]. *Nature*, 2018, **564**(7734):87-90.
- [10] Katori H. Spectroscopy of Strontium Atoms in The Lamb-Dicke Confinement[C]. *Frequency Standards and Metrology*. 2002;323-330..
- [11] Takamoto M, Hong F L, Higashi R and Katori H. An optical lattice clock[J]. *Nature*, 2005, **425**(7040):321-324.
- [12] Ludlow A D, Boyd M M, Zelevinsky T, et al. Systematic Study of the ^{87}Sr Clock Transition in an Optical Lattice[J]. *Physical Review Letters*, 2006, **96**(3):033003.
- [13] Targat R L, Baillard X, Fouche M, et al. Accurate Optical Lattice Clock with ^{87}Sr Atoms[J]. *Physical Review Letters*, 2006, **97**(13):130801.
- [14] Katori H, Takamoto M, Hong F L, et al. Improved Frequency Measurement of a One-Dimensional Optical Lattice Clock with a Spin-Polarized Fermionic ^{87}Sr Isotope[J]. *Journal of the Physical Society of Japan*, 2006, **75**(10):104302.
- [15] Ludlow A D, Zelevinsky T, Campbell G K, et al. Sr Lattice Clock at 1×10^{-16} Fractional Uncertainty by Remote Optical Evaluation with a Ca Clock[J]. *Science*, 2008, **319**(5871):1805-1808.
- [16] Hinkley N, Sherman J A, Phillips N B, et al. An Atomic Clock with 10^{-18} Instability[J]. *Science*, 2013, **341**(6151):1215-1218.
- [17] Bloom B J, Nicholson T L, Williams J R, Campbell S L, Bishop M, Zhang X, Zhang W, Bromley S L and Ye J. An optical lattice clock with accuracy and stability at the 10^{-18} level[J]. *Nature*, 2014, **506**(7486):71-77.
- [18] Nicholson T L, Campbell S L, Hutson R B, et al. Systematic evaluation of an atomic clock at 2×10^{-18} total uncertainty[J]. *Nature Communications*, 2015, **6**:6896.
- [19] Ushijima I, Takamoto M, Das M, et al. Cryogenic optical lattice clocks[J]. *Nature Photonics*, 2015, **9**(3):185-189.
- [20] Schioppo M, Brown R C, McGrew W F, et al. Ultrastable optical clock with two cold-atom ensembles [J]. *Nature Photonics*, 2016, **12**(1):48-52.
- [21] Brown R C, Phillips N B, Beloy K, et al. Hyperpolarizability and Operational Magic Wavelength in an Optical Lattice Clock [J]. *Physical Review Letters*, 2017, **119**(25):253001.
- [22] Campbell S L, Hutson R B, Marti G E, et al. A Fermi-degenerate three-dimensional optical lattice clock[J]. *Science*, 2017, **358**(6359):90-94.
- [23] Ichiro U, Takamoto M and Katori H. Operational magic intensity for Sr optical lattice clocks [J]. *Physical Review Letters*, 2018, **121**(26):263202.
- [24] Bothwell T, Kennedy C J, Aepli A, et al. Resolving the gravitational redshift across a millimetre-scale atomic sample [J]. *Nature*, 2022, **602**(7879):420-424.
- [25] 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.
- [26] Lodewyck J, Bilicki S, Bookjans E, et al. Optical to microwave clock frequency ratios with a nearly continuous strontium optical lattice clock[J]. *Metrologia*, 2016, **53**(4):1123-1130.
- [27] Schwarz R, Dörscher S, Al-Masoudi A, et al. Long term measurement of the ^{87}Sr clock frequency at the limit of primary Cs clocks[J]. *Physical Review Research*, 2020, **2**(3): 033242.
- [28] Takano T, Takamoto M, Ushijima I, et al. Geopotential measurements with synchronously linked optical lattice clocks [J]. *Nature Photonics*, 2016, **10**(10):662-666.
- [29] Hobson R, Bowden W, Vianello A, et al. A strontium optical lattice clock with 1×10^{-17} uncertainty and measurement of its absolute frequency[J]. *Metrologia*, 2020, **57**(6): 065026.
- [30] Hisai Y, Akamatsu D, Kobayashi T, et al. Improved frequency ratio measurement with ^{87}Sr and ^{171}Yb optical lattice clocks at NMIJ[J]. *Metrologia*, 2021, **58**(1): 015008.
- [31] Hachisu H, Petit G, Nakagawa F, et al. SI-traceable meas-

- urement of an optical frequency at the low 10^{-16} level without a local primary standard[J]. Optics Express, 2017, **25**(8): 8511-8523.
- [32] Pizzocaro M, Thoumany P, Rauf B, et al. Absolute frequency measurement of the $^1S_0 - ^3P_0$ transition of ^{171}Yb [J]. Metrologia, 2017, **54**(1): 102-112.
- [33] Kim H, Heo M S, Park C Y, et al. Absolute frequency measurement of the ^{171}Yb optical lattice clock at KRISS using TAI for over a year[J]. Metrologia, 2021, **58**(5): 055077.
- [34] Lin Y G, Wang Q, Meng F, et al. A ^{87}Sr optical lattice clock with 2.9×10^{-17} uncertainty and its absolute frequency measurement[J]. Metrologia, 2021, **58**(3):035010.
- [35] Li Y, Lin Y G, Wang Q, et al. An improved strontium lattice clock with 10^{-16} level laser frequency stabilization[J]. Chinese Optics Letters, 2018, **16**(5):051402.
- [36] Lu X T, Feng G, Wang Y B, et al. Absolute frequency measurement of the ^{87}Sr optical lattice clock at NTSC using international atomic time[J]. Metrologia, 2023, **60**(1):015008..
- [37] Zhang A, Xiong Z X, Chen X T, et al. Ytterbium optical lattice clock with instability of order 10^{-18} [J]. 2017, Chinese Physics Letters, **34**(2):20601.
- [38] Luo L M, Qiao H, Ai D, et al. Absolute frequency measurement of an Yb optical clock at the 10⁻¹⁶ level using International Atomic Time[J]. Metrologia, 2020, **57**(6): 065017.
- [39] Lin Y G, Wang Q, Li Y, Meng F, Lin B K, Zang E J, Sun Z, Fang F, Li T C and Fang Z J. First Evaluation and Frequency Measurement of the Strontium Optical Lattice Clock at NIM [J]. Chinese Physics Letters, 2015, **32**(2):090601.
- [40] Wang Y B, Yin M J, Ren J, Xu Q F, Lu B Q, Han J X, Guo Y and Chang H. Strontium optical lattice clock at the National Time Service Center [J]. Chinese Physics B, 2018, **27**(2):023701.
- [41] Gao Q, Zhou M, Han C, Li S, et al. Systematic evaluation of a ^{171}Yb optical clock by synchronous comparison between two lattice systems[J]. Scientific Reports, 2018, **8**(1):8022.
- [42] Katori H. Spectroscopy of Strontium Atoms in The Lamb-Dicke Confinement[C]. Frequency Standards and Metrology. 2002;323-330.
- [43] Katori H and Takamoto M. Ultrastable Optical Clock with Neutral Atoms in an Engineered Light Shift Trap[J]. Physical Review Letters, 2003, **91**(17):173005.
- [44] Nagourney W, Sandberg I and Dehmelt H. Shelved Optical Electron Amplifier: Observation of Quantum Jumps [J]. Physical Review Letters, 1986, **56**(26):2797-2799.
- [45] Allan D W. Statistics of atomic frequency standards[J]. Proceedings of the IEEE, 1966, **54**(2):221-230.
- [46] Masoudi A A, Dörscher S, Häfner S, Sterr U and Lisdat C. Noise and instability of an optical lattice clock[J]. Physical Review A, 2015, **97**(13):130801.
- [47] 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[J]. Physical Review Letters, 2012, **109**(23):230801.
- [48] Belyov K, Bodine M I, Bothwell T, et al. Frequency ratio measurements at 18-digit accuracy using an optical clock network[J]. Nature, 2021, **591**(7851):564-569.
- [49] Lemke N D, Stecher J V, Sherman J A, et al. p-wave cold collisions in an optical lattice clock [J]. Physical Review Letters, 2011, **107**(10):103902.
- [50] SangKyung L, Chang Y P, Won-Kyu L, et al. Cancellation of collisional frequency shifts in optical lattice clocks with Rabi spectroscopy [J]. New Journal of Physics, 2016, **18**(3):033030.
- [51] Riehle F, Gill P, Arias F, et al. The CIPM list of recommended frequency standard values: guidelines and procedures[J]. Metrologia, 2018, **55**(2):188-200.
- [52] Ohtsubo N, Li Y, Nemitz N, et al. Frequency ratio of an $^{115}\text{In}^+$ ion clock and a ^{87}Sr optical lattice clock[J]. Optics Letters, 2020, **45**(21):5950-5953.
- [53] Takamoto M, Takano T and Katori H. Frequency comparison of optical lattice clocks beyond the Dick limit[J]. Nature Photonics, 2011, **5**(5):288-292.
- [54] Clements E R, Kim M E, Cui K F, et al. Lifetime-Limited Interrogation of Two Independent $^{27}\text{Al}^+$ Clocks Using Correlation Spectroscopy[J]. Physical Review Letters, 2020, **125**(24):243602.
- [55] Golovizn A A, Fedorova E S, Tregubov D, et al. Inner-shell clock transition in atomic thulium with a small blackbody radiation shift[J]. Nature Communications, 2019, **10**(1):1724.
- [56] Golovizn A A, Tregubov D, Fedorova E S, et al. Simultaneous bicolor interrogation in thulium optical clock providing very low systematic frequency shifts[J]. Nature Communications, 2021, **12**(1):5171.
- [57] Tyumenev R, Favier M, Bilicki S, et al. Comparing a mercury optical lattice clock with microwave and optical frequency standards[J]. New Journal of Physics, 2016, **18**(11):113002.
- [58] Wu F F, Tang Y B, Shi T Y, et al. Magic-intensity trapping of the Mg lattice clock with light shift suppressed below 10^{-19} [J]. Physical Review A, 2020, **101** (5): 053414.
- [59] Yamaguchi A, Safronova M S, Gibble K, et al., Narrow-line cooling and determination of the magic wavelength of Cd[J]. Physical Review Letters, 2019, **123**(11):113201.
- [60] S. Dörscher, R. Schwarz, A. Al-Masoudi, S. Falke, U. Sterr, and C. Lisdat, Lattice-induced photon scattering in an optical lattice clock, Phys. Rev. A **97**, 063419 (2018).
- [61] Ross B. Hutson , Akihisa Goban, G. Edward Marti, Lindsay Sonderhouse, Christian Sanner, and Jun Ye. Engineering Quantum States of Matter for Atomic Clocks in Shallow Optical Lattices. Phys. Rev. Lett. **123**, 123401(2019).
- [62] A. Cidrim , A. Piñeiro Orioli, C. Sanner, R. B. Hutson, J. Ye , R. Bachelder , and A. M. Rey. Dipole-Dipole Frequency

- Shifts in Multilevel Atoms. Phys. Rev. Lett. **127**, 013401 (2021).
- [63] M.-J. Yin, X.-T. Lu, T. Li, J.-J. Xia, T. Wang, X.-F. Zhang, and H. Chang. Floquet Engineering Hz-Level Rabi Spectra in Shallow Optical Lattice Clock. Phys. Rev. Lett. **128**, 073603 (2022).
- [64] D. Meiser and M. J. Holland. Steady-state superradiance with alkaline-earth-metal atoms. Phys. Rev. A **81**, 033847(2010).
- [65] M. A. Norcia, J. R. K. Cline, J. A. Muniz, J. M. Robinson, R. B. Hutson, A. Goban, G. E. Marti, J. Ye, and J. K. Thompson. Frequency Measurements of Superradiance from the Strontium Clock Transition. Phys. Rev. X **8**, 021036 (2018).
- [66] E. P. -Penafiel, S. Colombo, C. Shu, A. F. Adiyatullin, Z. Li, E. Mendez, B. Braverman, A. Kawasaki, D. Akamatsu, Y. Xiao, and V. Vuleti . Entanglement on an optical atomic-clock transition. Nature **588**, pages 414-418(2020).
- [67] I. S. Madjarov, A. Cooper, A. L. Shaw , J. P. Covey, V. Schkolnik , T. H. Yoon , J. R. Williams , and M. Endres. An Atomic-Array Optical Clock with Single-Atom Readout. Phys. Rev. X **9**, 041052(2019).
- [68] A. W. Young, W. J. Eckner, W. R. Milner, D. Kedar, M. A. Norcia, E. Oelker, N. Schine, J. Ye and A. M. Kaufman. Half-minute-scale atomic coherence and high relative stability in a tweezer clock. Nature **588**, pages 408-413 (2020).
- [69] Normile D and Clery D[J]. First Global Telescope Opens an Eye on the Cold Universe. Science, 2011, **333** (6051): 1820-1823.
- [70] Takano T, Takamoto M, Ushijima I, et al. Geopotential measurements with synchronously linked optical lattice clocks [J]. Nature photonics, 2016, **10**(10):662-666.
- [71] Einstein A, Bergmann P. On a Generalization of Kaluza's Theory of Electricity [J]. Annals of Mathematics, 1938, **39** (3):683.
- [72] Damour T, Piazza F, Veneziano G. Runaway Dilaton and Equivalence Principle Violations[J]. Physical Review Letters, 2002, **89**(8):081601
- [73] Wcisło P, Morzyński P, Bober M, et al. Experimental constraint on dark matter detection with optical atomic clocks[J]. Nature Astronomy, 2016, **1**(1):0009.
- [74] Takamoto M, Ushijima I, Ohmae N, et al. Test of general relativity by a pair of transportable optical lattice clocks[J]. Nature Photonics, 2020, **14**(7):411-415.
- [75] Kolkowitz S, Pikovski I, Langellier N, et al. Gravitational wave detection with optical lattice atomic clocks[J]. Physical Review D, 2016, **94**(12):1240431.