

光晶格原子钟及其在基础物理学中的应用*

卢晓同¹ 常宏^{1,2,†}

(1 中国科学院国家授时中心 中国科学院时间频率基准重点实验室 西安 710600)

(2 中国科学院大学天文与空间科学学院 北京 100049)

2023-05-06收到

† email: changhong@ntsc.ac.cn

DOI: 10.7693/wl20230704

Optical lattice clocks and their applications in fundamental physics

LU Xiao-Tong¹ CHANG Hong^{1,2,†}

(1 CAS Key Laboratory of Time and Frequency Primary Standards, National Time Service Center, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710600, China)

(2 School of Astronomy and Space Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

摘要 光晶格原子钟已经实现了 10^{-18} 量级的系统不确定度和 10^{-19} 量级的频率稳定度,是下一代“秒”定义的候选装置之一。凭借优异的系统性能,光晶格原子钟逐渐在基础物理研究领域发挥重要作用。文章综述了光晶格原子钟的研究背景、工作原理、关键实验技术及其在基础物理研究等方面的应用。

关键词 光晶格原子钟,精密谱测量,弗洛凯设计,原子钟

Abstract Optical lattice clocks have achieved a system uncertainty on the level of 10^{-18} and a frequency stability of 10^{-19} , and are one of the candidate devices for redefinition of the SI second. Benefiting from excellent performance, they are increasingly playing an important role in the field of basic physics research. In this paper, the background, principle, key experimental techniques, and applications of optical lattice clocks in fundamental research are reviewed.

Keywords optical lattice atomic clock, precision spectral measurement, Floquet engineering, atomic clock

1 引言

自1955年英国国家物理实验室(NPL)的L. Essen和J. V. L. Parry首次实现了基于磁选态铯束原子钟以来^[1],原子钟这一由I. I. Rabi设想的装置得到了迅速的发展。随着铯束原子钟的系统不确定度减小至 10^{-12} 量级,1967年,第13届国际计量

委员会(CIPM)通过了利用 ^{133}Cs 原子跃迁频率定义秒长的决议^[2]。2018年,第26届国际计量大会(CGPM)将“秒”定义修改为:位于海平面上的 ^{133}Cs 原子基态的两个超精细能级在零磁场中跃迁辐射对应的9192631770个周期所持续的时间为一个原子时秒^[3]。当前“秒”定义的复现装置为 ^{133}Cs 喷泉钟,其跃迁频率在微波波段。随着冷原子技术的发展和人们对微波钟研究的

* 国家自然科学基金(批准号:12203057)、中国科学院战略性先导专项(批准号:XDB35010202)资助项目

深入, ^{133}Cs 喷泉钟的系统不确定度已经达到了 1.1×10^{-16} [4], 进一步提升其系统性能已经非常困难(受限于分布腔相移和碰撞频移等因素)。当系统误差不变时, 减小系统不确定度最直接的方式就是增加跃迁信号的频率。而光钟的钟跃迁频率在光频(大于 10^{14} Hz), 比微波钟的钟跃迁频率高 4 个量级以上, 具备大幅度提高原子钟精度的潜力。

尽管 H. G. Dehmelt 早在 1973 年就提出了光学频率标准的概念[5], 但中性原子(或离子)的冷却、钟跃迁信号的探测和光频信号的频率测量等技术难点使当时光钟的发展缓慢。1985 年, 朱棣文实现了激光冷却, 开启了冷原子物理实验的大门[6]; 1999 年, 美国国家标准与技术研究所(NIST)的研究人员通过光学 Pound—Drever—Hall (PDH) 技术将激光器的相位参考至超稳光学腔上, 将激光器的线宽减小至赫兹量级, 为探测超窄的钟跃迁信号铺平了道路[7]; 同年, 德国马克斯普朗克研究所的 T. W. Hänsch 等人实现了光学频率梳[8], 可高精度地测量光学频率。随着这些关键技术的攻克, 2001 年, NIST 的研究人员首次报道了 $^{199}\text{Hg}^+$ 单离子光钟并实现了 $7 \times 10^{-15} \tau^{-0.5}$ (τ 为测量平均时间, 单位为秒)的稳定度[9], 光学频率标准真正意义上被实现。由于离子容易被俘获且单个离子不存在多体相互作用等优点, 单离子光钟容易实现且可以将系统不确定度控制得很低。2019 年, NIST 研制的 $^{27}\text{Al}^+$ 光钟的系统不确定度已经达到了 9.4×10^{-19} [10]。然而受限于量子投影噪声(即在激发率探测时, 电子波函数会随机坍缩至基态或

者激发态)[11], 单离子光钟的稳定度难以得到提升, 通常在 $10^{-15} \tau^{-0.5}$ 量级[10]。基于大量中性原子的光钟(原子数可达 10^5), 具备实现更高稳定度的能力。早期, 人们通过热原子束或者自由下落的冷原子气体作为量子参考体系[12, 13], 但剩余多普勒频移限制了其精度, 因此中性原子光钟发展缓慢。2002 年, 日本东京大学的 H. Katori 教授在第六届频率标准与计量研讨会上提出高性能光晶格原子钟的实现方式——利用光晶格(即光驻波场形成的周期光势阱, 简称这束光为晶格光)将中性原子囚禁在 Lamb—Dicke 区域, 以消除多普勒频移和光子反冲频移[14]。2005 年, H. Katori 教授带领的团队首次实现了 ^{87}Sr 光晶格原子钟[15], 通过实验确定了消除晶格光交流斯塔克频移的波长(即“魔术波长”), 展示了研制兼具高精度和高稳定度光晶格原子钟的可能性。此后研制光晶格原子钟的人越来越多, 光晶格原子钟的稳定度已经达到了 $4.8 \times 10^{-17} \tau^{-0.5}$ [16], 系统不确定度也达到了 2×10^{-18} 甚至更低[17–20]; 原子种类也由 ^{87}Sr 扩展至 ^{88}Sr [21, 22], ^{171}Yb [20, 23, 24], ^{199}Hg [25], ^{169}Tm [26, 27], ^{111}Cd [28] 和 ^{24}Mg [29] 等。

2 光晶格原子钟的工作原理、稳定度和系统不确定度

光晶格原子钟的工作原理如图 1 所示。原子炉产生的气态原子经过塞曼减速后被磁光阱俘获并进行激光冷却。当原子热力学温度被减低至微开尔文后, 关断除晶格光外的其他光源和磁场, 将原子装载进晶格光形成的光晶格势阱里。在完成初始量子态的制备后, 利用窄线宽钟激光与原子相互作用以获得钟激光频率与原子钟跃迁共振频率的差异, 获得频率误差信号[30], 然后通过频率伺服系统调节钟激光的频率使钟激光与原子钟跃迁保持共振(或者恒定的频差)。最后, 利用飞秒光学频率梳将钟激光的频率下转换至微

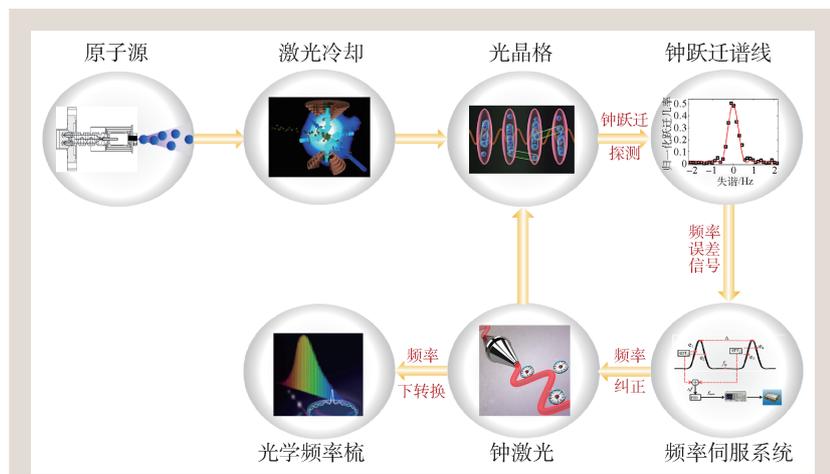


图1 光晶格原子钟工作原理示意图

波或者射频波段，用于实际应用或者与微波钟进行频率比对^[31]。

钟激光是光晶格原子钟本地振荡器，其直接决定系统的短期稳定性和相干探测原子的时间（相干探测时间越长则钟跃迁谱线越窄，稳定度就越高）。钟激光的相位通常被锁定至超低膨胀的光学腔上^[32-34]，以减小钟激光的噪声，提升其短期频率稳定度。当钟激光被锁定到原子的钟跃迁共振频率后，钟激光长期的频率漂移（由于光学腔的老化等因素）也被抑制，钟激光将具备优异的长期频率稳定度。此时光晶格原子钟输出光信号的频率稳定度可以被表示为 $\sigma_{\text{clock}}(\tau) = \sqrt{\sigma_{\text{Dick}}^2(\tau) + \sigma_{\text{QPN}}^2(\tau) + \sigma_{\text{Tech}}^2(\tau)}$ ^[35]。 σ_{Dick} 表示Dick噪声的贡献，是由于光晶格原子钟不能连续地采样钟激光的噪声导致的，是限制绝大多数光晶格原子钟稳定度的最主要因素。通过减小钟激光的噪声（比如锁定至更长的超稳腔上^[33]，和工作在低温的单晶硅腔上等^[34]）、通过非破坏性探测技术增加钟探测时间与钟运行周期的比值^[36]和利用两团原子“无死时间”地采样同一束钟激光的噪声的方式可以减小Dick噪声对稳定度的影响^[37]。 σ_{QPN} 为量子投影噪声的贡献，其根本原因是在探测时电子波函数随机坍缩至基态或者激发态，最终导致激发率波动^[11]。通过增加原子数和钟探测的时间（减小谱线线宽，提升频率敏感度）、对钟激光进行自旋压缩和纠缠光晶格原子钟等方式可以减小量子投影噪声的影响。 σ_{Tech} 表示技术噪声，其主要来自光电探测装置光子散粒噪声（功率放大器等器件的电子学噪声以及探测光的频率和功率噪声等贡献很小^[35]，通常可以忽略）。通过增加光电探测器接收到的荧光信号强度（适当增强探测光强、增加镜头收集荧光信号的立体角和增加原子数等）可以减小技术噪声的影响。

想要将锁定至原子的钟激光作为光学频率标准，需要确保不同时间和地点的同类光晶格原子钟输出相同频率，这就需要充分评估各种可能的系统误差。这些系统误差的B类不确定度（各项不确定度的平方和的二次根）就被称作钟的系统不确定度，其值越小就意味着系统频移被估计得越准

表1 国家授时中心⁸⁷Sr光晶格原子钟系统频移的评估结果(所有值的单位为 10^{-17})^[38]

系统频移效应	修正量	不确定度
黑体辐射(腔体)效应	501.9	4.4
黑体辐射(铯炉)效应	0.72	0.1
晶格光交流斯塔克效应	5.7	2.2
晶格光超极化率效应	-1.3	0.5
晶格光(M1/E2)效应	0	0.4
碰撞(冷原子)效应	20.32	1.04
隧穿效应	0	0.6
二阶塞曼效应	9.39	0.23
碰撞(背景气体)效应	0.51	0.11
直流斯塔克效应	1.48	0.05
伺服误差	0.037	0.046
线牵引效应	0	0.002
钟激光交流斯塔克效应	0.0093	0.0017
合计	538.77	5.1

确。经过多年的发展，光晶格原子钟需要评估的系统频移效应如表1所示^[38]，这里没有考虑广义相对论指出的引力频移（对于单台光钟系统评估而言，可暂不考虑该项频移）和原子运动带来的二阶多普勒频移（在 10^{-20} 量级，可以忽略）^[39]。

3 光晶格原子钟的常用实验技术及其在物理研究上的应用

除了产生标准时频信号，光晶格原子钟优异的性能使得它在物理研究方面也有着广泛的应用，这些应用通常需要借助一定的测量手段。接下来我们将讨论光晶格原子钟常用到的测量技术以及这些技术在物理研究中的应用。

3.1 自比对测量

自比对测量（原理如图2(a)所示）即通过周期性地改变系统的待测参数（比如周期调制原子数）形成“两台”（或者“多台”）在时域上交替运行的光晶格原子钟，然后测量两种（或者更多）参数下钟跃迁频率的差异^[40, 41]。由于所处的钟跃迁环境相同，绝大多数系统频移被共模抑制，通过恰当地改变待测参数（尽量保证单一变量）可以高精度

测量待测参数带来的频移。光晶格原子钟的许多系统频移项均通过自比对技术进行测量，包括密度频移(调制原子数)^[41]，晶格光交流斯塔克频移(调制晶格光的强度)^[42]，钟激光交流斯塔克频移(调制钟激光的强度)^[43, 44]，二阶塞曼频移(调制磁场强度)^[19, 45]和直流斯塔克频移(调制外加直流电场的强度)^[17]。其中密度频移来源于同一格点内大量原子间的相互作用。对超冷(温度在微开尔文量级或者更低)费米子气体而言，*s*波散射被抑制(由于泡利不相容)而*p*波散射难以产生(需要温度较高才能产生，早期的计算表明*p*波的离心势垒超过25 μK)^[46]。然而，2009年，叶军组通过自比对技术在⁸⁷Sr光晶格钟上观测到与原子数相关的密度频移，并用非均匀激发导致的*s*波碰撞对实验结果进行了定性的描述^[46]；2011年，他们进一步证实自旋极化的费米气体中，即便原子气体的温度为几个微开尔文，*p*波散射依然不容忽视甚至为主要贡献^[47]。此后，他们在⁸⁷Sr光晶格钟平台上深

入研究了密度频移，并通过量子多体自旋模型对两体碰撞进行了理论描述(图2(b))，结合自比对技术测量到的密度频移，提取了*p*波的散射长度^[48]。

3.2 同步频率比对

自比对技术只能测量那些能够被快速调控的系统参数并且测量的精度受限于钟激光的噪声。当通过两台光晶格原子钟频率比对测量某些物理量导致的频移时，可以通过同步频率比对的方式共模抑制钟激光的噪声，使得测量结果不受钟激光稳定度的限制，进而大幅度提高测量精度，如图3(a)所示。当采用两台光晶格原子钟进行同步频率比对时，可以让这两台钟共用一束钟激光(对于不同元素种类的光晶格原子钟而言，可以通过飞秒光学频率作为媒介将两台光晶格钟的钟激光的相位锁定起来)，然后同时进行钟跃迁探测。由于钟激光的噪声对两台光晶格原子钟造成的频率抖动是一致的，在频率作差时钟激光噪声的贡献被相互抵消，此时测量精度将受限于原子探测噪声。2011年，这种同步比对技术首次在光晶格原子钟上得到应用，H. Katori组对三维⁸⁸Sr光晶格原子钟和一维⁸⁷Sr光晶格原子钟进行了同步频率比对^[49]，将频率比对的稳定度提升至 $4 \times 10^{-16} \tau^{-0.5}$ ，远远超过了受钟激光噪声限制的单台光钟的稳定度 $6 \times 10^{-15} \tau^{-0.5}$ 。2021年，该组在东京铁塔上通过同步频率比对测量了两台高度差约400 m的⁸⁷Sr光晶格原子钟的频差(来自引力频移的差异)，将广义相对论修正系数的不确定度降低至 9.1×10^{-5} ，这是目前地面上最准确的广义相对论修正系数测量结果^[50]。此外，目前提出的基于光晶格原子钟探测引力波的技术方案里(原理如图3(b)所示)，两台运行在地球轨道的光晶格原子钟需要通过同步频率比对来抑制钟激光的噪声^[51]。相比于激光干涉引力波天文台(Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory, LIGO)这样的地面引力波探测装置(只能探测频率大于10 Hz的引力波)和激光干涉空间天线(Laser Interferometer Space Antenna, LISA)这类的空间干涉性引力波探测器(可探测频率为0.1 mHz—100 mHz的引力波)，基于具有稳定跃迁频率的光晶格原子钟的引力波探测器可以很方

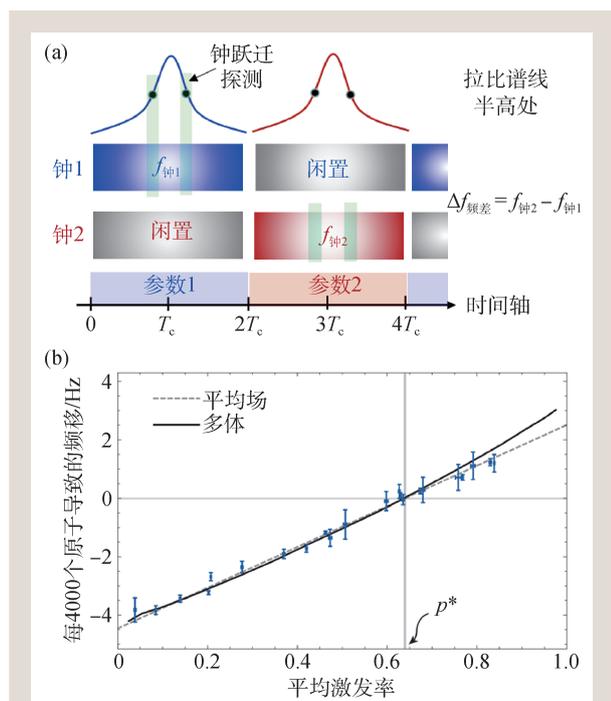


图2 自比对原理与密度频移测量 (a)自比对测量原理图(T_c 为钟运行周期); (b)通过自比对技术测量密度频移与平均激发率的关系^[48]。实线和虚线分别表示基于量子多体物理和平均场近似的理论结果, $p^*=0.64(1)$ 表示密度频移为零时对应的平均激发率

便地探测频率在毫赫兹量级至几十赫兹间的引力波，以弥补传统引力波探测器的空白频率区间(0.1 Hz—10 Hz)。此外，中国的“天琴”和“太极”等空间引力波探测项目也计划实现0.1 mHz—1 Hz引力波探测范围，弥补引力波探测频率空白区域。

基于两台光晶格原子钟的同步频率比对方法应用广泛，但在计算频差时需要仔细扣除光晶格钟自身的系统频移，这对光晶格钟自身系统不确定度的评估精度要求很高。对于核自旋不为零的原子而言，可以采用“双激发谱”技术同时探测不同塞曼子能级对间的钟跃迁信号来实现同步频率比对^[52]。如图3(c)所示，将钟激光分成两束，并单独控制每束光的频率，在到达真空腔体前对两束钟激光进行合束，然后同时探测 $+m_F \rightarrow +m_F$ 和 $-m_F + 1 \rightarrow -m_F + 1$ (或者 $+m_F - 1 \rightarrow +m_F - 1$ 和 $-m_F \rightarrow -m_F$)的跃迁，之后通过双激发谱技术分别独立地提取两个跃迁的激发率。由于两个跃迁同时发生且两部分原子在空间上是几乎完全交叠的，因此在求两台“钟”的频差时，钟激光的噪声和绝大部分系统频移均会被抑制掉，可以极大地提高一些物理量的测量精度而无需评估光晶格原子钟自身的系统频移及相关的

不确定度。通过这种同步频率比对技术可以非常方便地测量晶格光交流斯塔克频移张量部分(与 m_F 相关)的贡献^[53]，测量结果如图3(d)所示(所测量到的频移是由于两台“钟”运行时的 m_F 不一致，导致相同的参数下，交流斯塔克频移的张量部分的贡献不一致，其他系统频移项均被共模抑制了，如黑体辐射频移、密度频移、引力频移和晶格光交流斯塔克频移标量部分的贡献等)。

3.3 原位测量

原位测量技术即通过电子倍增电荷耦合器件

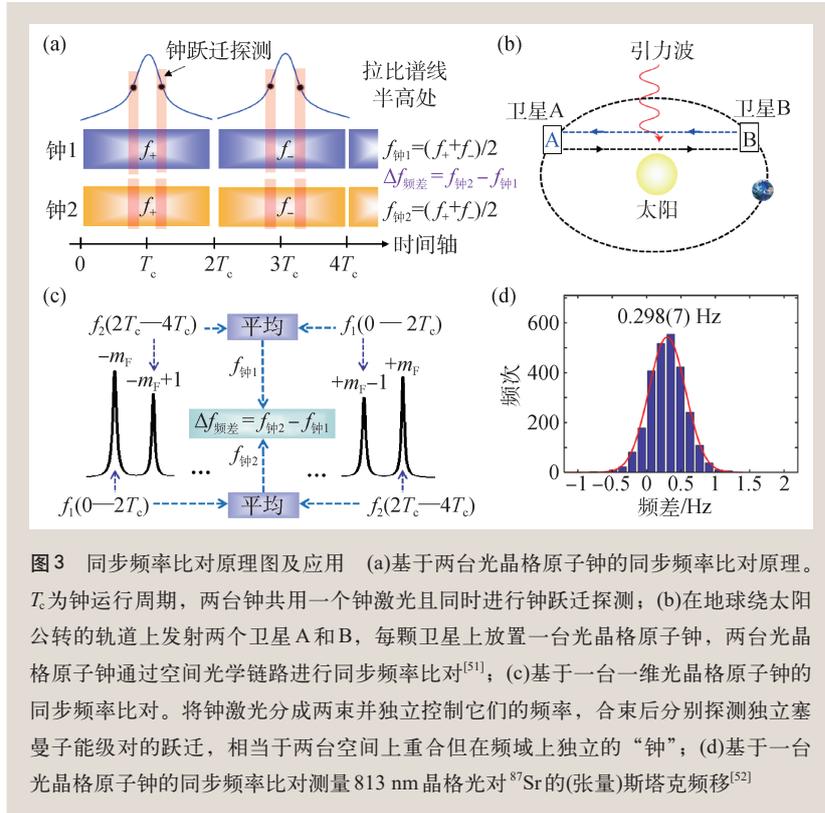


图3 同步频率比对原理图及应用 (a)基于两台光晶格原子钟的同步频率比对原理。 T_c 为钟运行周期，两台钟共用一个钟激光且同时进行钟跃迁探测；(b)在地球绕太阳公转的轨道上发射两个卫星A和B，每颗卫星上放置一台光晶格原子钟，两台光晶格原子钟通过空间光学链路进行同步频率比对^[51]；(c)基于一台一维光晶格原子钟的同步频率比对。将钟激光分成两束并独立控制它们的频率，合束后分别探测独立塞曼子能级对的跃迁，相当于两台空间上重合但在频域上独立的“钟”；(d)基于一台光晶格原子钟的同步频率比对测量813 nm晶格光对⁸⁷Sr的(张量)斯塔克频移^[52]

(EMCCD)或者别的高灵敏度相机对原子辐射出的荧光进行探测。当用于激发原子的光足够弱且拍照时间足够短时，则每次拍照原子在成像面的位置不会发生改变。当成像系统的分辨能力足够强时，就能确保不同区域的原子在相面上是不相关的^[54-58]，即最小可以将每个像素单元(对应的原子)看成是一台独立的“光晶格原子钟”。图4(a)为原位成像的原理和典型的图像，这里考虑的是一个水平的一维光晶格原子钟，因此在径向方向的像素单元需要积分，仅保留沿晶格光方向的像素单元(由于径向的囚禁频率弱，原子的运动类似于经典的热运动，而轴向的囚禁频率比径向高2个数量级以上，原子被牢牢地囚禁在最低势能附近)。

当钟激光与晶格里的原子相互作用时，所有的原子几乎同时被激发，在比较不同像素(对应光晶格的不同区域)对应的频差时，钟激光的噪声和绝大部分系统频移将被共模抑制，频率比对的稳定度将受限于原子探测噪声。当技术噪声足够小时，原子探测噪声仅由原子数决定，因此原位测量可以用来精确测量原子数与相机收集到的荧光信号强度的关

系, 并获得不同像素间的频差和每个像素点对应的绝对原子数目, 如图 4(b)所示。由于磁场梯度等外场梯度对频差的贡献很小且可以准确评估, 像素间的频差由它们原子数差异对应的密度频移决定, 因此原位测量可以用于充分研究量子多体相互作用^[57, 58]。得益于对系统频移项强大的抑制, 原位测量可以实现远远超越传统钟频率比对精度的测量。2021年, 叶军组通过原位测量技术测量了竖直高度约 1 mm 的光晶格内由于地球引力势导致的频率梯度, 并与广义相对论的计算结果符合(将频率测量稳定度提升至 $4.4 \times 10^{-18} \tau^{-0.5}$, 如图 4(c)所示), 是迄今为止对广义相对论最精确的检验^[55]。

3.4 弗洛凯设计

弗洛凯设计已经成为调控冷原子和光子等系统哈密顿量的关键技术^[59]。最近几年, 弗洛凯设计开始在光晶格原子钟里得到应用^[60-62], 可实现精细的量子模拟或者操控能带色散以调控原子在

格点间的隧穿几率。典型的弗洛凯设计原理如图 5 所示, 通过调制晶格光的频率实现弗洛凯设计(调制函数为 $\omega_s \sin(\omega_s t)$, ω_s 为调制幅度, ω_s 为调制频率)。当调制远小于晶格轴线的囚禁频率时, 原子随着光晶格一起做周期运动, 导致原子内态(基态和激发态分别是 1S_0 和 3P_0)分裂成一系列等间距(频率间距为 ω_s)的弗洛凯能带。当 698 nm 钟激光与原子相互作用时, 系统能量可由 Landau—Zener—Stueckelberg—Majorana (LZSM) 哈密顿量描述^[60]:

$$\hat{H}_{\text{LZSM}}(t) = \pi h \left(\delta + \omega_p \frac{v(t)}{2} \right) \hat{\sigma}_n^{(3)} + \frac{g_n}{2} \hat{\sigma}_n^{(1)}, \quad (1)$$

其中 h 为普朗克常数, $\delta = \omega_0 - \omega_p$ 为钟激光(频率为 ω_p)相对于原子钟跃迁能级(共振频率为 ω_0)的频率失谐, $g_n = \Omega_n/2\pi$ 表示钟激光与原子的耦合强度, $\hat{\sigma}_n$ 为泡利矩阵, $\mathbf{n} = (n_z, n_r)$ 表示原子外部振动能级, n_z 和 n_r 分别表示轴向和径向振动量子数, $v(t) = \omega_s \omega_L c \cos(\omega_s t)/\omega_L$ 为晶格振动对原子运动速度造成的变化, L 为晶格光反射镜到原子的距离。根据弗洛凯理论, 在边带可分辨近似(调制频率 $\nu_s = \omega_s/2\pi$ 远大于耦合强度 g_n)

下第 m 阶弗洛凯边带与钟激光

的有效耦合强度可以被表示为 $J_m[2A]g_n$, 其中 $A = \omega_s \omega_p L/2c\omega_L$

表示归一化后的调制幅度, c 为真空中的光速。图 6(a), (b)

展示了弗洛凯设计成功在 ^{87}Sr 光晶格原子钟平台上模拟了 LZSM 哈密顿量, 实验测量到的赫兹量级的原子跃迁谱线与公式(1)给出的计算结果定量符合, 表明这种弗洛凯设计是精密的、准确的。

公式(1)可被轻易扩展至别的理论模型, 比如在(1)式的基础上使耦合强度 g_n 也周期变化(考虑两个维度的调制频率相同且保持初始相位差为 ψ), 即获得哈密顿量^[61]:

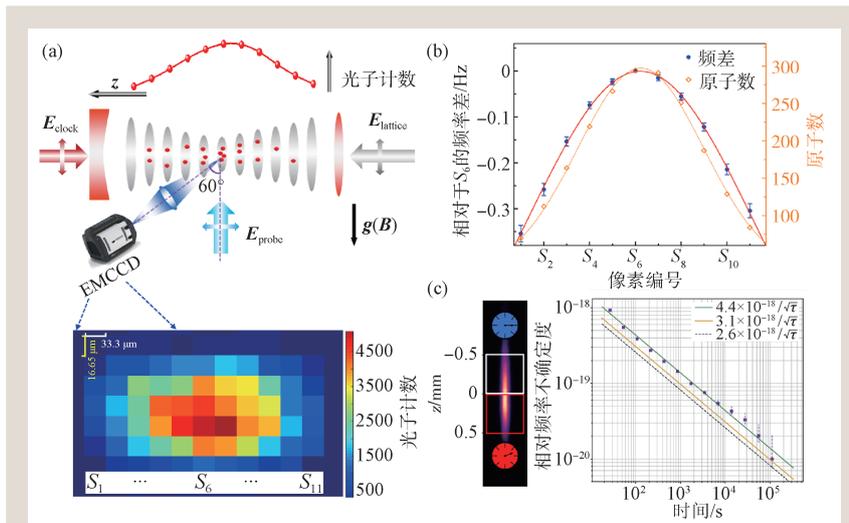


图 4 原位测量原理及应用 (a)原位测量原理图^[57]。通过电子倍增电荷耦合器件(EMCCD)对光晶格进行成像, 下图为典型的原位成像图片, 光晶格中原子发出的荧光信号在横轴占据了 11 个独立的像素单元, 将这些像素单元从左至右依次编号为 $S_1 - S_{11}$; (b)利用原位测量获得的原子探测噪声反推各成像区域($S_1 - S_{11}$)的绝对原子数, 同时获得其他像素区域与 S_6 的频差(这个频差由密度频移决定)。实线为高斯拟合曲线^[57]; (c)通过原位成像测量竖直(沿重力方向)光晶格两个区域(分别为白色和红色方框表示)的频差, 在亚毫米量级检验了广义相对论。右图为频率比对数据的阿伦偏差, 绿线为线性拟合(固定斜率为 -0.5), 黄线表示单台“钟”的稳定度, 黑色虚线表示量子投影噪声限制的稳定性^[55]

$$\hat{H}_D(t) = \pi h \left(\frac{\delta + A \cos(\omega_s t + \psi)}{2} \right) \hat{\sigma}_n^{(3)} + \frac{\Omega_n}{2} \cos(\omega_s t) \hat{\sigma}_n^{(1)}. \quad (2)$$

公式(2)表明体系存在两个相互独立的调制,即双参数频率调制。第 n_d 阶弗洛凯边带可以等效认为是一个自旋1/2的原子与两个等效磁场(对应两个调制信号) h_x 和 h_y 耦合,而在动量空间,这种形式就对应著名的Su—Schrieffer—Heeger (SSH)模型,即可以模拟一维的拓扑相位。图6(c), (d)测量了不同调制幅度 $K = A/\omega_s$ 下,一阶边带((c)图)和二阶边带((d)图)有效耦合强度(归一化至没有调制时的耦合强度)与两个调制间相对初始相位 ψ 的关系,可以看到随着 K 增加,耦合强度存在一个关断—开启过程,即存在拓扑性。

通过弗洛凯设计还可以修饰原子在光晶格中的能带色散,进而抑制原子在格点间的隧穿效应。图6(e)展示了在浅光晶格(光晶格阱深为 $9 E_r$, E_r 为晶格光子反冲能量)里^[62],通过弗洛凯设计抑制隧穿效应导致的谱线展宽,将谱线线宽从872 Hz减小至5.34 Hz,达到了该探测时间下的傅里叶极限线宽(探测时间为150 ms对应的傅里叶极限线宽为5.33 Hz)。浅光晶格可以降低晶格光导致的高阶交流斯塔克频移,并实现分钟量级的原子相干时间,是未来量子模拟、量子计算和高性能光晶格原子钟的关键技术,而减小隧穿导致的退相干则是浅晶格中首先需要克服的技术问题。在地面上,可以通过重力破坏光晶格的平移对称性来抑制原子在相邻格点的隧穿几率^[55, 56, 63]。然而在太空等失重环境,该技术则失效,这时可通过弗洛凯设计等技术来抑制隧穿。

4 总结与展望

随着越来越多的光学原子钟的系统不确定度达到 10^{-18} 量级,

第27次国际计量大会(CGPM)已经通过决议——将在2026年,第28次CGPM会上讨论重新定义秒的光频标元素种类(一种或者多种光钟);并在2030年,第29次CGPM会上正式将光频标作为主频标^[64]。超高精度的光频标真正投入到实际应用,还需要进一步发展超高精度的时频传递技术。传统的基于卫星链路的时频传递技术,其传递误差通常在 10^{-16} 量级^[65, 66],暂时无法满足光学频率传递的需求(需要将传递误差控制在 10^{-18} 以下)。基于光纤的时频传递是目前最常用也是最准确的时频传递技术^[67-69]。2021年,基于多分支中继激光站(multi-branch repeater laser stations)的光纤的时频传递技术实现了2198 km的超稳光学时频传递,其传递精度为 1.1×10^{-19} ^[69]。基于空间光的时频传递技术也一直备受关注^[70, 71],尽管在地面上,这种技术受到地形和天气的限制,但其传递精度较高且可通过双向比对的方式消除大气扰动的影响。2022年,中国科学技术大学实现了113 km的空间时频传递且相对传递不确定度为 3.4×10^{-19} ^[71]。

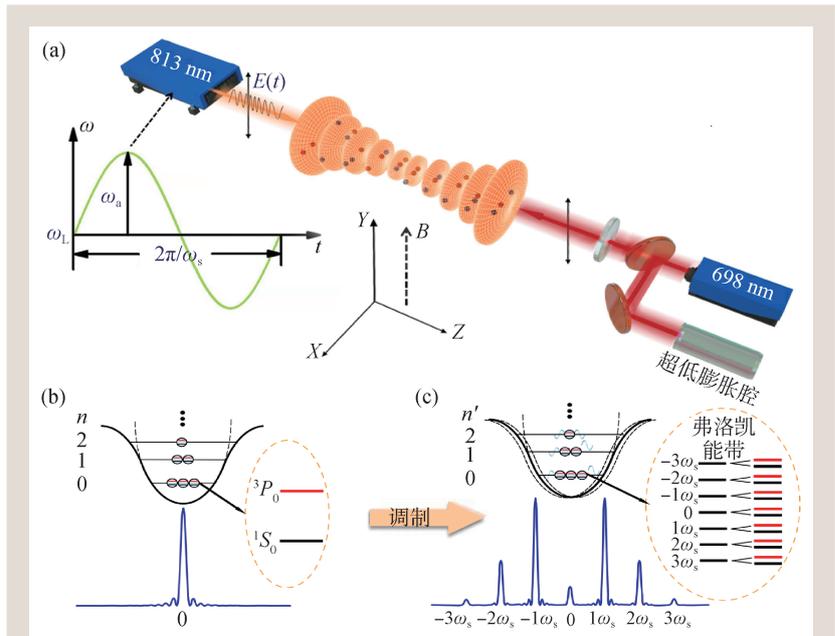


图5 弗洛凯设计原理 (a)光晶格与钟跃迁探测装置图。光晶格通过干涉入射与反射回来的晶格光(波长为 ω_L)形成。在弗洛凯设计时,晶格光激光器上压电陶瓷的偏置电压被周期调制,导致其输出频率被调制(B 表示磁场,用于定义量子化轴);(b)当不调制晶格光频率时,钟跃迁谱线为一个尖锐的拉比谱线(如蓝线所示);(c)当周期调制晶格光频率时,原子内态分裂成一系列弗洛凯准能级,钟跃迁谱线为一系列尖锐的拉比谱线(称之为弗洛凯边带)^[60]

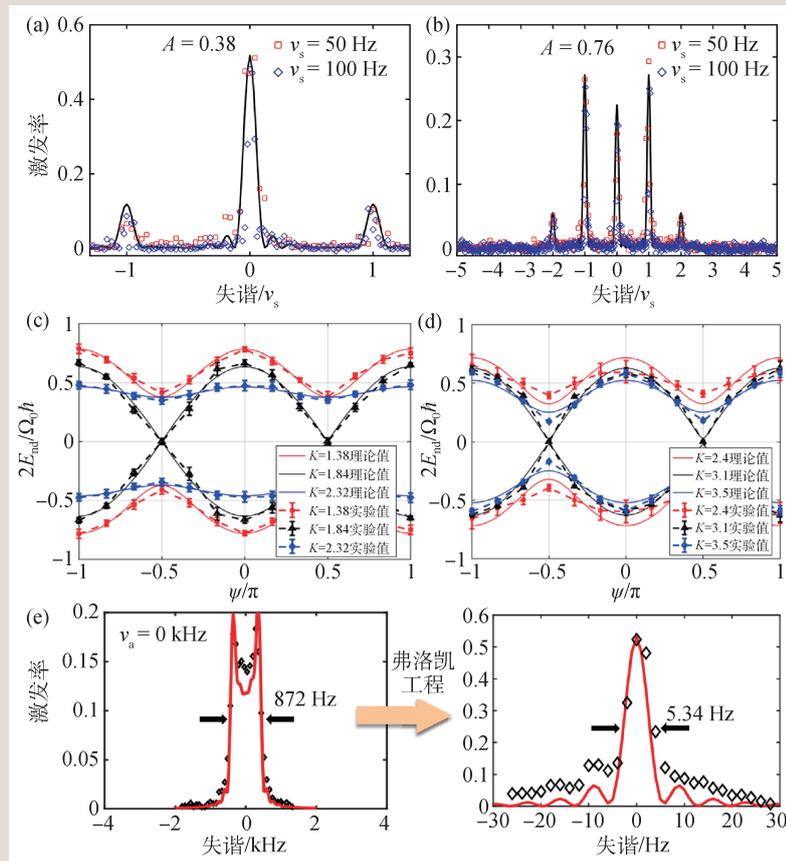


图6 在光晶格钟平台上利用弗洛凯设计实现量子模拟和抑制浅光晶格里的隧穿效应 (a, b)通过弗洛凯设计实现 LZSM 哈密顿量并对比了不同调制幅度和调制频率时的理论和实验结果(红、蓝空心格点表示实验测量数据, 实线为理论计算结果)^[60]; (c, d)利用弗洛凯设计模拟一维拓扑绝缘体, (c)和(d)分别对应一阶和二阶弗洛凯边带特征能量与初始相位的关系; (e)利用弗洛凯设计抑制隧穿导致的谱线展宽^[62], 左图为没有弗洛凯调制时的钟跃迁谱线, 隧穿效应导致谱线激发率降低, 且半高全宽增加至 872 Hz; 右图为在同等阱深下通过弗洛凯调制抑制了隧穿效应, 提高了激发率并将谱线半高全宽降低至 5.34 Hz (趋于傅里叶极限线宽)

然而, 对于更远的距离, 目前还没有实验能够实现如此高精度的时频传递技术。基于甚长基线干涉测量(VLBI)的时频传递是未来远程光学时频传递的另一种方式, 其已经成功用于比对两台

相距 9000 km 的光晶格原子钟(分别位于日本和意大利), VLBI 频率比对链路的误差为 9×10^{-17} ^[72]。此外, 通过空间光钟进行高精度时频传递或者频率比对的方案也被提议, 其有望在全球范围内实现优于 10^{-17} 的时频传递精度^[73]。

为了促进光学频率标准的发展和应⤵用, 可移动光晶格原子钟和空间光晶格原子钟也在近几年得到了快速的发展。可移动光晶格原子钟在相对论测地学和光钟频率比对方面有着广泛的应用前景。而空间光晶格原子钟不仅是下一代卫星导航系统的关键, 更是高精度时频传递和许多物理研究的基础。2020 年, 日本理化研究所研制的 ^{87}Sr 可搬运光晶格原子钟实现了 5.5×10^{-18} 的系统不确定度^[50], 并展示了其在引力势测量方面的优越性。2022 年, 由中国科学院国家授时中心主导研制的 ^{87}Sr 空间光晶格原子钟成功发射至中国空间站“梦天实验舱”^[74], 其地面的系统不确定度评估结果显示其整体系统稳定度为 $2.6 \times 10^{-15} \tau^{-0.5}$, 不确定度优于 10^{-16} 量级^[75]。同步频率比对和弗

洛凯设计等技术为研制精度在 10^{-18} 量级的空间光晶格原子钟提供了技术手段, 而如此高性能的空间光晶格原子钟又将为物理研究提供强有力的工具。

参考文献

[1] Essen L, Parry J V L. Nature, 1955, 176: 280
 [2] Beehler R E, Glaze D J. IEEE Trans. Instrum. Meas., 1966, 15: 48
 [3] Riehle F, Gill P, Arias F *et al.* Metrologia, 2018, 55: 188
 [4] Heavner T P, Donley E A, Levi F *et al.* Metrologia, 2014, 51: 174
 [5] Dehmelt H G. Bull. Am. Ceram. Soc., 1973, 18: 1521
 [6] Chu S, Hollberg L, Bjorkholm J E *et al.* Phys. Rev. Lett., 1985, 55: 48
 [7] Young B C, Cruz F C, Itano W M *et al.* Phys. Rev. Lett., 1999, 82: 3799
 [8] Reichert J, Holzwarth R, Udem T *et al.* Opt. Comm., 1999, 172: 59
 [9] Diddams S A, Udem Th, Bergquist J C *et al.* Science, 2001, 293: 825
 [10] Brewer S M, Chen J S, Hankin A M *et al.* Phys. Rev. Lett., 2019, 123: 033201
 [11] Itano W M, Bergquist J C, Bollinger J J *et al.* Phys. Rev. A,

- 1993, 47:3554
- [12] Oates C W, Curtis E A, Hollberg L *et al.* *Opt. Lett.*, 2000, 25:1603
- [13] Wilpers G, Binnewies T, Degenhardt C *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 89:230801
- [14] Katori H. *Proceedings of the 6th Symposium on Frequency Standards and Metrology.* edited by Gill P. Singapore: World Scientific, 2002. pp. 323—330
- [15] Takamoto M, Hong F L, Higashi R *et al.* *Nature*, 2005, 425:321
- [16] Oelker E, Hutson R B, Kennedy C J *et al.* *Nat. Photon.*, 2019, 13:714
- [17] Bloom B J, Nicholson T L, Williams J R *et al.* *Nature*, 2014, 506:71
- [18] Nicholson T L, Campbell S L, Hutson R B *et al.* *Nat. Commun.*, 2015, 6:6896
- [19] Bothwell T, Kedar D, Oelker E *et al.* *Metrologia*, 2019, 56:065004
- [20] McGrew W F, Zhang X, Fasano R J *et al.* *Nature*, 2018, 564:87
- [21] Akatsuka T, Takamoto M, Katori H. *Phys. Rev. A*, 2010, 81:023402
- [22] Origlia S, Pramod M S, Schiller S *et al.* *Phys. Rev. A*, 2018, 98:053443
- [23] Lemke N D, Ludlow A D, Barber Z W *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2009, 103:063001
- [24] Takamoto M, Ushijima I, Das M *et al.* *C. R. Phys.*, 2015, 16:489
- [25] Tyumenev R, Favier M, Bilicki S *et al.* *New J. Phys.*, 2016, 18:113002
- [26] Golovizin A A, Fedorova E S, Tregubov D O *et al.* *Nat. Commun.*, 2019, 10:1724
- [27] Golovizin A A, Tregubov D O, Fedorova E S *et al.* *Nat. Commun.*, 2021, 12:5171
- [28] Yamaguchi A, Safronova M S, Gibble K *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2019, 123:113201
- [29] Kulosa A P, Fim D, Zipfel K H *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2015, 115:240801
- [30] Wang Y B, Yin M J, Ren J *et al.* *Chin. Phys. B*, 2018, 27:023701
- [31] Nakamura T, Davila R J *et al.* *Science*, 2020, 368:889
- [32] Häfner S, Herbers S, Vogt S *et al.* *Opt. Express*, 2020, 28:16407
- [33] Häfner S, Falke St, Grebing C *et al.* *Opt. Lett.*, 2015, 40:2112
- [34] Matei D G, Legero T, Häfner S *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2017, 118:263202
- [35] Masoudi A A, Dörscher S, Häfner S *et al.* *Phys. Rev. A*, 2015, 97:130801
- [36] Vallet G, Bookjans E, Eismann U *et al.* *New J. Phys.*, 2017, 19:083002
- [37] Schioppo M, Brown R C, McGrew W F *et al.* *Nat. Photon.*, 2012, 12:48
- [38] Lu X T, Guo F, Wang Y B *et al.* *Metrologia*, 2023, 60:015008
- [39] Chou C W, Hume D B, Rosenband T *et al.* *Science*, 2010, 329:1630
- [40] Lu X T, Yin M J, Li T *et al.* *Jpn. J. Appl. Phys.*, 2020, 59:070903
- [41] Nicholson T L, Martin M J, Williams J R *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2012, 109:230801
- [42] Ichiro U, Takamoto M, Katori H. *Phys. Rev. Lett.*, 2018, 121:263202
- [43] Xu Q F, Lu X T, Xia J J *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 2021, 119:101105
- [44] Baillard X, Fouché M, Lemonde P *et al.* *Opt. Lett.*, 2007, 32:812
- [45] Lu X T, Yin M J, Ting L *et al.* *Appl. Sci.*, 2020, 10:1440
- [46] Campbell G K, Boyd M M, Thomsen J W *et al.* *Science*, 2009, 324:360
- [47] Lemke N D, Stecher J V, Sherman J A *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2011, 107:103902
- [48] Martin M J, Bishof M, Swallows M D *et al.* *Science*, 2013, 341:632
- [49] Takamoto M, Takano T, Katori H. *Nat. Photon.*, 2011, 5:288
- [50] Takamoto M, Ushijima I, Ohmae N *et al.* *Nat. Photon.*, 2020, 14:411
- [51] Kolkowitz S, Pikovski I, Langellier N *et al.* *Phys. Rev. D*, 2016, 94:1240431
- [52] Lu X T, Zhou C H, Li T *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 2020, 117:231101
- [53] Shi C, Robyr J L, Eismann U *et al.* *Phys. Rev. A*, 2015, 92:012516
- [54] Marti G E, Hutson R B, Goban A *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2018, 120:103201
- [55] Bothwell T, Kennedy C J, Aepli A *et al.* *Nature*, 2021, 602:420
- [56] Zheng X, Dolde J, Lochab V *et al.* *Nature*, 2021, 602:425
- [57] Lu X T, Xia J J, Lu B Q *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 2023, 120:151104
- [58] Aepli A, Chu A J, Bothwell T *et al.* *Sci. Adv.*, 2022, 8:eadc9242
- [59] Eckardt A. *Rev. Mod. Phys.*, 2017, 89:011004
- [60] Yin M J, Wang T, Lu X T *et al.* *Chin. Phys. Lett.*, 2021, 38:073201
- [61] Lu X T, Wang T, Li T *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2021, 127:033601
- [62] Yin M J, Lu X T, Li T *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2022, 128:073603
- [63] Lemonde P, Wolf P. *Phys. Rev. A*, 2005, 72:033409
- [64] <https://www.bipm.org/en/cgpm-2022/documents>
- [65] Petit G, Kanj A, Loyer S *et al.* *Metrologia*, 2015, 52:301
- [66] Fujieda M, Piester D, Gotoh T *et al.* *Metrologia*, 2014, 51:253
- [67] Krehlik P, Sliwczynski L, Buczek L *et al.* *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 2012, 61:2844
- [68] Rost M, Piester D, Yang W *et al.* *Metrologia*, 2012, 49:772
- [69] Cantin E, Tønnes M, Targat R Le *et al.* *New J. Phys.*, 2021, 23:053027
- [70] Bodine M I, Deschênes J D, Khader I H *et al.* *Phys. Rev. Research*, 2020, 2:033395
- [71] Shen Q, Guan J Y, Ren J G *et al.* *Nature*, 2022, 610:661
- [72] Pizzocaro M, Sekido M, Takefuji K *et al.* *Nat. Phys.*, 2021, 17:223
- [73] Laurent P, Massonnet D, Cacciapuoti L *et al.* *C. R. Phys.*, 2015, 16:540
- [74] <https://baijiahao.baidu.com/s?id=1748304827856285386&wfr=spider&for=pc>
- [75] Guo F, Tan W, Zhou C H *et al.* *AIP Advances*, 2021, 11:125116