arXiv:2305.02944v1 [physics.atom-ph] 4 May 2023

采用低体积物理封装的冷原子拉姆齐钟

A. Bregazzi，[1] E. Batori，[2] B. Lewis，[1] C. Affolderbach，[2] G. Mileti，[2] E. Riis，[1] 以及 P. F. Griffin[1]，a)1)*SUPA*及斯特拉斯克莱德大学物理系，*G4 0NG*，英国格拉斯哥2)纳沙泰尔大学物理研究所，时间-频率实验室，*Avenue de Bellevaux 51*，*2000 Neuchâtel*，瑞士

（日期：2023年5月5日）

我们展示了一种拉姆齐型微波钟，该时钟利用从封装于增材制造环隙谐振器微波腔中的光栅磁光阱（GMOT）加载的冷态 ^{87}Rb 原子，对其 6.835 GHz 基态跃迁进行探测。实验实现了 $1.5\times10^{-11}\,\tau^{-1/2}$ 的短期稳定度，与根据测得的拉姆齐条纹信噪比所作的理论预测基本一致。腔体–光栅组件的体积为 ≈67cm^3，，确保了系统本身具有紧凑的结构；同时，采用 GMOT 大幅简化了激光冷却原子所需的光学系统配置。本研究是实现高度紧凑、便携式冷原子频率标准的又一重要进展。

基于离子和中性原子探测的紧凑型频率标准持续受到广泛关注，文献中已有许多不同方案的报道[1–9]。虽然基于热原子蒸气和相干布居俘获（CPT）的紧凑型时钟在尺寸、重量和功耗（SWaP）方面仍无可匹敌，但它们的时钟稳定度通常会受到光频移效应[10] 以及为减少原子碰撞而使用的缓冲气体[1]的限制，尤其是在中长期。除此之外，由于信噪比（SNR）有限（这是每个原子探测到的信号光子数较少所致），CPT 时钟难以达到原子散粒噪声极限。这一局限通常需要采用复杂的探测方案来优化时钟稳定度[11–13]。

过去十年中，热蒸气脉冲光泵浦（POP）时钟的发展推动了新的研究，并实现了最先进的稳定度[2,14,15]。然而，这些时钟仍受缓冲气体频移的影响，这构成了其长期稳定度的最终限制。在这些系统中，可实现的拉姆齐时间也受到热原子自旋弛豫的限制，仅有数毫秒[2,16],，从而制约了短期稳定度表现。

为克服这些局限，多个研究团队。目前已开发出基于球形光学积分球腔[17,18]、、圆柱形腔[19,20] 以及近期采用环隙谐振腔[21]的紧凑型冷原子微波钟。目前，甚至已有三种冷原子微波钟实现了商业化供应[22–24]。这些系统采用了不同的激光冷却方案和光学几何构型，包括光学黏团的各向同性冷却[17,18,20,22],、金字塔磁光阱[25] 以及规模更大的传统六束磁光阱[19,21] 。

本文展示了基于增材制造环隙谐振器（LGR）腔体的冷原子原子钟的运行情况，并首次测量了其稳定性。该腔体体积为 ≈ 67 cm^3 ，内含集成式金字塔磁光阱[26]。尽管已有研究展示了外径约为 1 cm、基于环隙谐振器结构的气室原子钟[16],，但如此小型的器件在使用冷原子时效益有限。此前针对这两类系统的研究

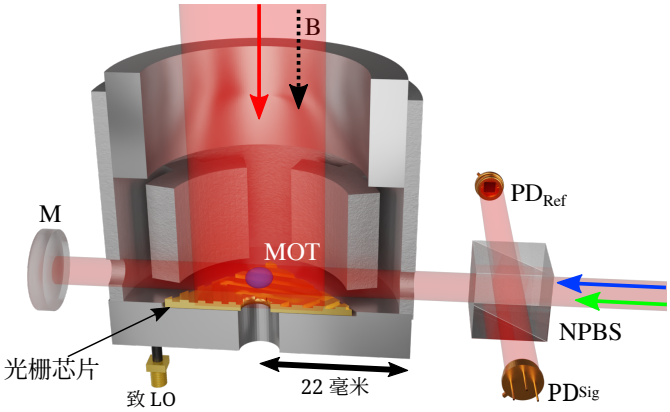

图 1. 物理封装的简化示意图。俘获光（红色箭头）沿与磁偏置场（黑色虚线箭头）平行的方向传播；90:10非偏振分束器（NPBS）将光抽运光（蓝色箭头）和读出光（绿色箭头）分开，并在经反射镜（M）反射后分别照射到参考光电二极管（PD$_{Ref}$）和信号光电二极管（PD^{Sig}）上。本地振荡器（LO）通过 SMA真空馈通连接。

GMOT[27] 和六光束磁光阱[28] 均表明，俘获光束直径受限会限制可俘获原子的最大数量，进而制约最终原子钟的潜在稳定性。

在本研究中，首先通过光泵浦将一组冷原子制备到钟态，随后采用双共振拉姆齐型方案进行探测，并通过吸收法读取最终的态布居数。增材制造技术的应用使得复杂的电极几何结构成为可能，同时，由于无需进行精密加工和组装，该制造工艺具有高度可扩展性[29,30]。尽管本研究的主要目标是证明将这种腔体设计及其制造技术与金字塔磁光阱架构相结合的可行性，但我们认为，通过调整腔体结构，使其构成真空系统的主体部分，仍有可能进一步大幅缩小整体尺寸。该方案对光学通道的需求极少，因此还可以减少腔体主体上的孔径数量。在设计过程中，必须仔细考虑这些孔径，以免损害腔模和场】【。

a)电子邮箱：paul.griffin@strath.ac.uk

均匀性[21,30]。

整个实验过程中均使用一套波长为 780 nm 的商用激光系统（Muquans ILS），该系统集成了用于在载波频率上产生光学边带的电光调制器（EOM）。激光通过分束器分为三条独立的光路，每条光路均配备一个双程声光调制器（AOM），用于功率和频率控制，以实现原子囚禁、光抽运和态读出。囚禁光耦合进入一根光纤，并传输至物理封装。光抽运光束和态读出光束则耦合进入另一根独立的光纤，同样传输至物理封装。

微波腔本身在文献[30]中有详细描述，由环隙结构构成，采用四电极几何形状，外半径为 44 mm，高约 44 mm。微波腔工作于类 TE_{011}模式，调谐至 ^{87}Rb 的基态能级间隔，品质因数为 Q≈360，并安装在不锈钢真空腔室内，由离子泵维持超高真空（UHV）。真空腔室沿两条相互垂直的轴设有观察窗，以提供光学通道。第一条轴与腔体的圆柱对称轴平行（下文称为腔轴），可将俘获光从光纤中扩束并准直后照射到光栅芯片上。光抽运光和态读出光从光纤扩束至 $1/e^2$ 直径为 7 mm 后，经由在腔体侧面钻出的两个直径为 4 mm 的孔照射到原子上。为减小原子与光抽运光和探测光束相互作用时所受的加速度，并增大信号幅度，在真空腔室外放置了一个用于这些光束的回射镜。其简化示意图如图 1 所示。在腔体上开孔并未导致腔场出现显著劣化[30]。

一对反亥姆霍兹线圈安装在真空腔内，沿腔轴布置，以产生捕获过程所需的四极磁场。三组相互正交的亥姆霍兹补偿线圈安装在真空腔外，用于抵消外部杂散直流磁场，并沿腔轴施加 ≈ 100 mG 的磁偏置，以在光学黏团阶段和时钟询问期间解除原子简并。需要指出的是，当前演示仅为概念验证。

在未采用磁屏蔽的实验概念中，系统的潜在稳定性受到限制。

实验周期通过开启囚禁线圈启动，同时将俘获光调谐至相对于 ^{87}Rb D_2 F=2→F'=3循环跃迁约红失谐 Δ=-2Γ（$\Gamma/2\pi$=6.07 MHz），并由工作于 6.57 GHz 的 EOM 产生再抽运光，以生成 5% 的光学边带。通过电阻加热一对碱金属释放器，产生并维持在 1×10^{-9}Torr 水平的铷蒸气。随后关闭囚禁线圈，同时线性扫描光失谐至 Δ=-5Γ，并同时降低俘获光强度，以进行 6 ms 的光学黏团冷却。光学黏团冷却后，我们测得原子温度为 $\approx 10\ \mu K$。为缩短时钟周期时间并减少实验死区时间，我们在实验周期之间采用原子再捕获[3,31]。在稳态下，这使得能够囚禁

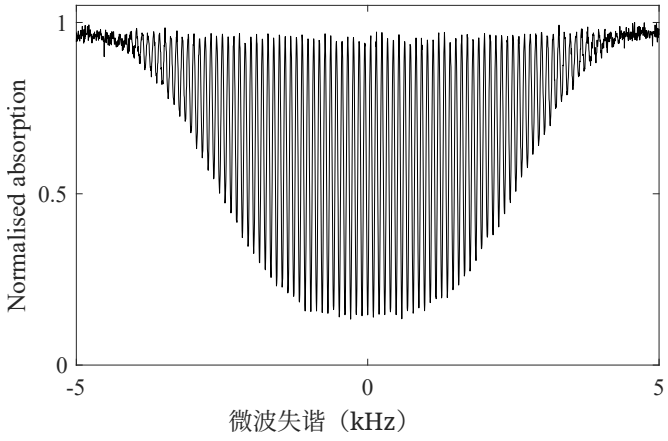

图 2. 自由演化时间为 10 ms 时测得的典型拉姆齐条纹。

$> 3\times10^6$ 原子，时钟周期的装载时间为 100 ms，运行频率为 ≈7 Hz。原子被俘获并冷却后，通过声光调制器关闭俘获光，并由机械快门[32] 遮挡，以确保微波询问期间没有漏光。经过光学黏团处理后，假设原子大致均匀地分布在m_F个$F=2$ 超精细基态流形能级之间。因此，我们采用一个持续 1 ms 的光抽运阶段，使用 10 μW 总功率的线偏振光，其偏振轴平行于量子化轴，频率调谐至F=2→F'=2 跃迁，并将再抽运光调谐至F=1→F'=2 跃迁。由于选择定则，这一过程将 > 95% 的原子抽运至 $5^2S_{1/2}|F=2,m_F=0\rangle$ 态[33]。扫描微波失谐时，$m_F=1\rightarrow m_F'=1$ 跃迁几乎被完全消除，这表明了这一点，同时提高了最终时钟信号的对比度。

全程使用 Keysight E8257D 微波合成器作为本地振荡器和微波源。向原子施加持续时间为 200 μs、典型功率为 0.04 mW 的方波微波 $\pi/2$ 脉冲。本地振荡器规定的相位噪声性能可将迪克效应[34] 在实验周期时间下 1 s 时降低至 6.12×10^{-13} 水平。施加所需的微波脉冲后，采用吸收法读取原子态：使用 30 μW 的光功率，通过记录两个连续探测脉冲在光电二极管上的透射来测量。首先施加一个短暂的读出光脉冲，其频率调谐至 F=2→F'=3 跃迁，从而测量 $F=2$ 基态中的原子数。随后，在存在再抽运光的情况下施加第二个读出脉冲，以测量原子总数，从而对信号进行归一化，并降低对原子数涨落的敏感度。使用参考光电二极管降低读出脉冲中的强度噪声。

图 2 展示了一个拉姆齐条纹示例，该条纹是在拉姆齐时间为T_R=10 ms时测得的，对应的条纹线宽为 50 Hz。该条纹的信噪比约为 110，这是在中央条纹的半高宽点测得的，其中信噪比定义为峰值振幅与

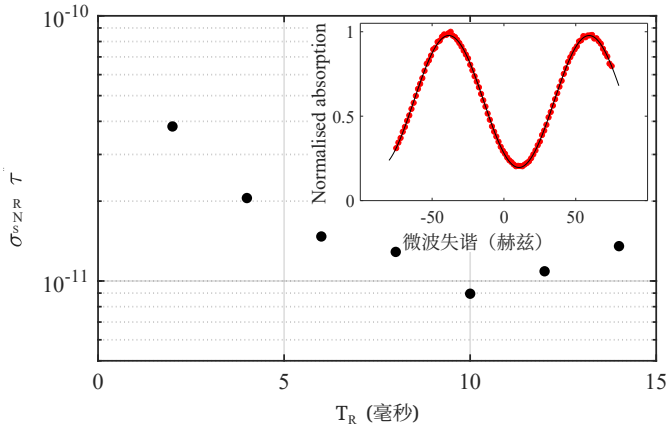

图 3. 预测的短期稳定度随拉姆齐时间的变化。插图：自由演化时间为 10 毫秒时获得的典型中心拉姆齐条纹。红点表示测得的归一化探测吸收，黑线表示对数据进行的正弦拟合。条纹相对于 0 Hz 失谐的偏移，对应于 100 mG 偏置磁场下二阶塞曼频移所预期的频移。

振幅噪声之比。对于锁定到原子跃迁的本地振荡器，其信噪比受限的短期相对频率不稳定度（以阿伦偏差表示）预测值为[35]：

$$\sigma_{SNR}(\tau) = \frac{1}{\pi C}\frac{\Delta f}{f_0}\frac{1}{SNR}\sqrt{\frac{T_C}{\tau}} \qquad (1)$$

其中，C 为条纹对比度，Δf 为信号线宽（$\approx 1/2T_R$），f_0 为中心频率（6.8346... GHz），T_C 为完整实验周期时间（$T_C = 140$毫秒），τ 为平均时间。我们以此关系为依据优化实验周期，以最大限度地提升时钟的潜在稳定度。图 3 展示了根据测得的信噪比，预测稳定度随拉姆齐时间变化的曲线。由此可知，随着拉姆齐时间增加，预测稳定度也会提升；拉姆齐时间达到 10 毫秒时，稳定度可达 8.95×10^{-12}。然而，超过这一时间后，信噪比会下降，稳定度也随之降低。信噪比下降的原因是原子损失，这既是云团热膨胀所致，也因为原子在重力作用下落出探测区域。将腔体中的孔向下移、采用椭圆孔以确保原子沿重力方向运动时探测光与原子保持良好重叠，或者使用光栅芯片原子喷泉[36]，都可能延长拉姆齐时间。最后一种方案尤其具有吸引力，因为与传统原子喷泉一样，可以在原子处于腔体同一垂直位置时施加两个 $\pi/2$ 脉冲。这样可以尽量减小原子在两个微波脉冲之间经历的相位差；对于此处使用的低品质因数腔而言，这对获得高对比度拉姆齐条纹至关重要。采用相干布居囚禁探测的此类光栅芯片原子喷泉已实现长达 100 毫秒的拉姆齐时间，相应的条纹线宽为 5 Hz[36]。

为评估系统的稳定性，我们对本地.....进行稳定化处理

振荡器与原子信号。信号在条纹的半高处进行调制和解调，以构造误差信号，用于反馈至本地振荡器—

通过调节电压对其 10 MHz 内部参考进行调谐的振荡器。图 4 显示了与一台驯服于全球定位系统（GPS）的恒温晶体振荡器（Wenzel Associates 501-29647，GPS 驯服振荡器）进行比较后得到的频率稳定度的重叠阿伦偏差。从图 4 可见，时钟稳定度在 10 s 以内按 $1.5 \times 10^{-11}\ \tau^{-1/2}$ 依赖关系平均下降，随后略微偏离理想的 $\tau^{-1/2}$ 依赖关系。这与图 3 中拉姆齐时间为 10 ms 时得到的理论稳定度相当吻合，并且远高于由 $4.9 \times 10^{-13}\ \tau^{-1/2}$ 的量子投影噪声（QPN）所限定的最终稳定度极限；该极限通过将式 (1) 中的信噪比项替换为 $\sqrt{N}$ 计算得出，其中 N 为原子数。

由于实验目前是在未进行磁屏蔽的环境中运行，因此预计二阶塞曼频移造成的不稳定度会限制时钟的中期稳定度。通过测量磁场稳定度证实了这一点：$|F = 1, m_F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2, m'_F = 1\rangle$ 微波跃迁的磁场灵敏度为 β_1=1.4 MHz/G[37]。由此可以计算$m_F = 0$ 时钟跃迁的预期稳定度（β_0=575 Hz/G^2 [37]），结果以黑点标示于图 4 中。该图表明，二阶塞曼频移确实是限制时钟稳定度的重要因素：在 $\tau > 10$ s 时，磁场稳定度出现明显凸峰，导致时钟稳定度受到限制；此后，稳定度随平均时间增加略有改善，达到 $< 2 \times 10^{-12}$ 的水平。为确保未来版本的装置具备长期稳定性，必须引入磁屏蔽。

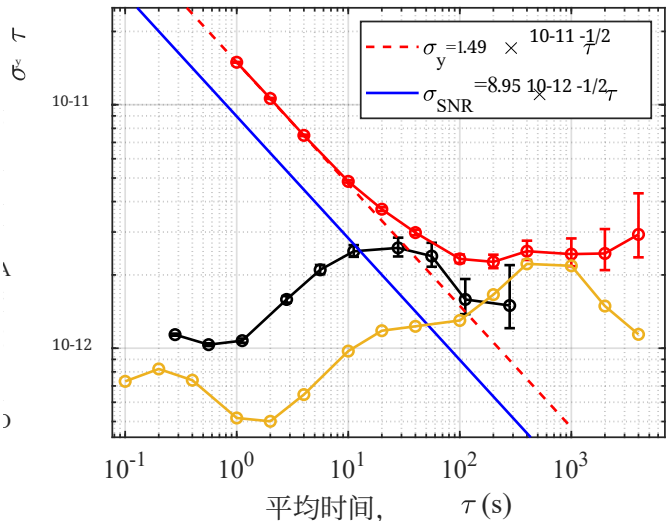

图 4。红色点：锁定到原子信号时本地振荡器稳定性的重叠阿伦偏差。蓝色实线：根据公式 (1) 和测得的条纹信噪比预测的稳定性。红色虚线：测得的 1 秒稳定性对 $\tau^{-1/2}$ 的依赖关系。黑色点：二阶塞曼频移导致的稳定性极限。黄色点：测得的 GPS 驯服振荡器参考振荡器稳定性。误差棒表示 1σ 置信界。

噪声源	σ 贡献（$\tau = 1$秒）
SNR	8.95×10^{-12}
电子噪声	1.14×10^{-12}
Dick	6.12×10^{-13}
塞曼效应	1.07×10^{-12}
QPN	4.90×10^{-13}
共计 $\left(\sqrt{\sigma_{SNR}^2 + \sigma_{LO-tune}^2 + \sigma_{Dick}^2}\right)$	9.04×10^{-12}
测量得出	1.49×10^{-11}

表 I. 噪声源及其对 1 秒阿伦偏差稳定性的贡献。

GPS 驯服振荡器（GPSDO）参考源也是限制时钟中期稳定度的另一个因素。将该参考源与两台商用铯束钟（OSA 3235B 和 Microchip 5071A）进行三角帽稳定度测量，结果表明 GPSDO 的短期性能极佳 $< 1 \times 10^{-12}$。然而，在 700 s 处观察到不稳定度峰值，位于 $\approx 2 \times 10^{-12}$。该峰值与用于将振荡器锁定到全球定位系统信号的调谐环路时间常数有关。结合塞曼效应造成的稳定度限制，这两种效应有助于解释平均时间达到 >100s 时钟稳定度趋于平坦的现象。

为了更全面地表征系统的短期稳定度（τ=1 s），我们构建了时钟主要不稳定性来源的稳定度预算，如表 I 所示。发现时钟的短期性能主要受拉姆齐条纹信噪比限制，相关讨论见上文。未来，我们预计能够将信噪比对短期稳定度的贡献提升至投影噪声极限。为此，我们将延长拉姆齐时间、优化光学探测过程，并抑制探测光束中的强度和频率波动。

在条纹信噪比之后，对 1 s 时钟稳定度影响第二大的因素是用于调谐 10 兆赫本地振荡器的电压线上的电子噪声。目前，这并非限制时钟稳定度的因素；但在转向磁屏蔽实验时，必须仔细将这一噪声源的影响降至最低，因为预计届时的时钟稳定度应提高至低于 1×10^{-12} 的水平。根据表 I 预测的总短期稳定度比实测稳定度高 1.6 倍。目前正在努力找出其余的稳定度贡献因素，以便在后续迭代中尽可能减小这些影响。

总之，我们展示了一种紧凑型冷原子微波钟。该装置基于采用增材制造工艺制造的环隙谐振器腔体，并与从 GMOT 芯片加载的激光冷却原子相互作用。在当前系统中，实验优化后的短期时钟稳定度测得为 $\sigma_y(\tau)$ $= 1.5 \times 10^{-11}\ \tau^{-1/2}$，其主要限制因素是拉姆齐条纹的信噪比。在中期内，时钟稳定度主要受非屏蔽环境下运行所导致的二阶塞曼频移限制。参考振荡器本身在约 700 s 处出现稳定度隆起，也对中期稳定度性能构成次要限制。通过解决这些问题，我们预计可将短期稳定度提升至与其他冷原子腔体时钟更加一致的水平

演示[17,21–23]。

当前的物理封装本身十分紧凑，并且非常适合进一步小型化。采用增材制造还保留了高度可扩展的制造工艺。近期，增材制造的真空腔体也已被证明能够兼容超高真空（UHV）[38] 压力水平。这带来了一个颇具吸引力的可能性：使腔体本身同时充当 UHV 腔室，从而将整个物理封装制造成一个单体部件，大幅减小系统尺寸。此外，现已证明，被动抽气真空腔室能够在较长时间内维持原子俘获所需的 UHV 水平[39,40], ，从而无需持续使用离子泵，降低功耗。虽然目前我们的时钟稳定度比最先进水平低几个数量级，但其性能提升和进一步小型化的空间非常大。因此，我们认为这项工作代表着向高度紧凑且便携的冷原子频率标准迈进了一步。

致谢

作者谨感谢 R. Elvin 和 J. P. McGilli- gan 的有益交流，并感谢 J. P. McGilligan 仔细审阅稿件。A.B. 获得了国防科学技术实验室（Dstl）提供的博士生奖学金资助。E. B.、C.A. 和 G. M. 感谢欧洲航天局（ESA）和瑞士航天局（瑞士联邦）提供的资助。我们衷心感谢国际原子量子传感器微加工网络（EPSRC EP/W026929/1）提供的资助。

数据可用性声明

支持本研究结论的数据可通过 https://doi.org/10.15129/bb0d3614-6394-4d0e-8649-b1bf66c71722 获取

[1]S. Knappe、V. Shah、P. D. D. Schwindt、L. Hollberg、J. Kitching、L.-A. Liew 和 J. Moreland，《微加工原子钟》，《应用物理快报》**85**，1460–1462（2004）。[2]S. Micalizio、C. E. Calosso、A. Godone 和 F. Levi，《采用光学检测的脉冲铷钟的计量学表征》，Metrologia **49**，425 436 2012–（）。[3]F.-X. Esnault、E. Blanshan、E. N. Ivanov、R. E. Scholten、J. Kitching 和 E. A. Donley，《冷原子双Λ 相干布居俘获钟》，《物理评论A》**88**（2013），10.1103/physreva.88.042120。[4]S. Kang、M. Gharavipour、C. Affolderbach、F. Gruet 和 G. Mileti，《基于紧凑型磁控管式微波腔的高性能脉冲光抽运铷钟演示》，《应用物理学杂志》**117**，104510（2015）。[5]R. L. Tjoelker、J. D. Prestage、E. A. Burt、P. Chen、Y. J. Chong、S. K. Chung、W. Diener、T. Ely、D. G. Enzer、H. Mojaradi、C. Okino、M. Pauken、D. Robison、B. L. Swenson、B. Tucker 和 R. Wang，《用于NASA技术演示任务的汞离子钟》，IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control **63**，1034–1043（2016）。[6]J. Cao、P. Zhang、J. Shang、K. Cui、J. Yuan、S. Chao、S. Wang、H. Shu 和 X. Huang，《具有7.8×10-的紧凑型便携式单离子光学钟

17系统不确定度》，《应用物理B》**123**（2017），10.1007/s00340-017-6671-5。[7]R. Elvin、G. W. Hoth、M. Wright、B. Lewis、J. P. McGilligan、A. S. Arnold、P. F. Griffin 和 E. Riis，《基于衍射光学元件的冷原子钟》，《光学快报》**27**，38359（2019）。[8]V. Maurice、Z. L. Newman、S. Dickerson、M. Rivers、J. Hsiao、P. Greene、M. Mescher、J. Kitching、M. T. Hummon 和 C. Johnson，《面向新一代便携式光学钟的微型化光学频率基准》，《光学快报》**28**，24708（2020）。[9]C. Carle、M. Petersen、N. Passilly、M. A. Hafiz、E. de Clercq 和 R. Boudot，《探索拉姆齐-CPT光谱学在基于微型气室的原子钟中的应用》，IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control **68**，3249–3256（2021）。[10]M. A. Hafiz、G. Coget、M. Petersen、C. E. Calosso、S. Guérandel、E. de Clercq 和 R. Boudot，《用于高性能相干布居俘获蒸气室原子钟的对称自平衡拉姆齐询问》，《应用物理快报》**112**，244102（2018）。[11]X. Liu、J.-M. Mérolla、S. Guérandel、C. Gorecki、E. de Clercq 和 R. Boudot，《采用推挽式光抽运的充缓冲气体的铯蒸气室中的相干布居俘获共振》，《物理评论A》**87**（2013），10.1103/physreva.87.013416。[12]P. Yun、S. Guérandel 和 E. de Clercq，《偏振调制下的相干布居俘获》，《应用物理学杂志》**119**，244502（2016）。[13]V. Yudin、A. Taichenachev、M. Y. Basalaev、T. Zanon-Willette、J. Pollock、M. Shuker、E. Donley 和 J. Kitching，《时钟跃迁的广义自平衡拉姆齐光谱学》，《物理评论应用》**9**（2018），10.1103/physrevapplied.9.054034。[14]C. Stefanucci、T. Bandi、F. Merli、M. Pellaton、C. Affolderbach、G. Mileti 和 A. K. Skrivervik，《用于高性能铷频率标准的紧凑型微波腔》，《科学仪器评论》**83**，104706（2012）。[15]Q. Hao、W. Li、S. He、J. Lv、P. Wang 和 G. Mei，《短期稳定度为 $2.4\times10^{-13}\,\tau^{-1/2}$ 的铷原子频率标准物理封装》，《科学仪器评论》**87**, 123111 2016（）。[16]E. Batori、C. Affolderbach、M. Pellaton、F. Gruet、M. Violetti、Y. Su、A. K. Skrivervik 和 G. Mileti，《μPOP钟：基于双共振拉姆齐方案的微型气室原子钟》，《物理评论应用》**18**（2022），10.1103/physrevapplied.18.054039。[17]F.-X. Esnault、D. Holleville、N. Rossetto、S. Guerandel 和 N. Dimarcq，《基于各向同性激光冷却的高稳定度紧凑型原子钟》，《物理评论A》**82**（2010），10.1103/physreva.82.033436。[18]F. Esnault、N. Rossetto、D. Holleville、J. Delporte 和 N. Dimarcq，《HORACE：用于伽利略系统的紧凑型冷原子钟》Advances in Space Research **47**，854–858（2011）。[19]S. T. Müller、D. V. Magalhães、R. F. Alves 和 V. S. Bagnato，《基于腔内冷铯原子样品的紧凑型频率标准》，Journal of the Optical Society of America B **28**，2592（2011）。[20]P. Liu、Y. Meng、J. Wan、X. Wang、Y. Wang、L. Xiao、H. Cheng 和 L. Liu，《基于圆柱形腔内漫射激光冷却的紧凑型冷原子钟方案》《物理评论A》**92**（2015），10.1103/phys-reva.92.062101。[21]S. Lee、G. W. Choi、H.-G. Hong、T. Y. Kwon、S.-B. Lee、M.-S. Heo 和 S. E. Park，《基于环隙腔的紧凑型冷原子钟》，《应用物理快报》**119**，064002（2021）。[22]Muquans，《Muclock数据表》，在线获取：https://www.muquans.com/product/muclock/（访问于2023年1月）。[23]Spectra Dynamics，《cRb 时钟数据表》，在线获取：https://spectradynamics.com/products/crb-clock/（访问日期：2023年1月）。[24]AOSense，《冷原子频率标准数据表》，在线获取：https://aosense.com/product/cold-atom-frequency-standard/（访问日期：2023年1月）。[25]M. Givon、L. Habib、A. Waxman、Y. Bar-Haim、O. Amit、Y. Cina、G. Boneh、D. Groswasser、T. David、B. Levy、A. Stern 和 R. Folman，《用于紧凑型冷原子频率标准的真空内微波谐振器》（2022），arXiv:2208.09038。[26]C. C. Nshii、M. Vangeleyn、J. P. Cotter、P. F. Griffin、E. A. Hinds、C. N. Ironside、P. See、A. G. Sinclair、E. Riis 和 A. S. Arnold，《表面图案化芯片作为量子技术超冷原子的强源》，《自然·纳米技术》**8**，321–324（2013）。[27]A. Bregazzi、P. F. Griffin、A. S. Arnold、D. P. Burt、G. Martinez、R. Boudot、J. Kitching、E. Riis 和 J. P. McGilligan，《用于芯片级激光冷却的简易成像方案》，《应用物理快报》**119**，184002（2021）。[28]G. W. Hoth、E. A. Donley 和 J. Kitching，《毫米级激光束磁光阱中的原子数》，《光学快报》**38**，661（2013）。[29]C. Affolderbach、W. Moreno、A. E. Ivanov、T. Debogovic、M. Pellaton、A. K. Skrivervik、E. de Rijk 和 G. Mileti，《用于脉冲式光抽运原子钟应用的增材制造微波腔研究》，《应用物理快报》**112**，113502（2018）。[30]E. Batori、A. Bregazzi、B. Lewis、P. F. Griffin、E. Riis、G. Mileti 和 C. Affolderbach，《用于紧凑型冷原子钟的增材制造微波腔》，准备中（2023）。[31]A. V. Rakholia、H. J. McGuinness 和 G. W. Biedermann，《通过冷原子系综交换实现双轴高速率原子干涉仪》，《物理评论应用》**2**（2014），10.1103/physrevapplied.2.054012。[32]G. H. Zhang、B. Braverman、A. Kawasaki 和 V. Vuleti´c，《说明：采用直流电机和三维打印技术的快速紧凑型激光快门》，《科学仪器评论》**86**，126105（2015）。[33]Y.-X. Duan、B. Wang、J.-F. Xiang、Q. Liu、Q.-Z. Qu、D.-S. Lü 和 L. Liu，《通过光抽运实现冷原子钟中的态制备》，《中国物理快报》**34**，073201（2017）。[34]G. Santarelli、C. Audoin、A. Makdissi、P. Laurent、G. Dick 和 A. Clairon，《周期性询问原子谐振器锁定的振荡器的频率稳定度退化》，《IEEE超声学、铁电体与频率控制汇刊》**45**，887–894（1998）。[35]F. Riehle，《频率标准：基础与应用》（John Wiley & Sons，2006）。[36]B. Lewis、R. Elvin、A. S. Arnold、E. Riis 和 P. F. Griffin，《光栅芯片原子喷泉》，《应用物理快报》**121**，164001（2022）。[37]D. A. Steck，《铷87 D线数据》，在线获取：http://steck.us/alkalidata，版本2.1.5。[38]N. Cooper、L. Coles、S. Everton、I. Maskery、R. Campion、S. Madkhaly、C. Morley、J. O'Shea、W. Evans、R. Saint、P. Krüger、F. Oruˇcevi´c、C. Tuck、R. Wildman、T. Fromhold 和 L. Hackermüller，《用于便携式量子技术的增材制造超高真空腔室》，《增材制造》**40**，101898（2021）。[39]B. J. Little、G. W. Hoth、J. Christensen、C. Walker、D. J. D. Smet、G. W. Biedermann、J. Lee 和 P. D. D. Schwindt，《一种可维持冷原子超过200天的被动泵浦真空封装》，《AVS量子科学》**3**，035001（2021）。[40]O. S. Burrow、P. F. Osborn、E. Boughton、F. Mirando、D. P. Burt、P. F. Griffin、A. S. Arnold 和 E. Riis，《用于紧凑型超冷量子技术的独立式真空池》，《应用物理快报》**119**，124002（2021）。