版权所有（2023年）作者。本文根据知识共享署名（CC BY）许可协议发布。

用于紧凑型冷原子钟的增材制造微波腔

埃蒂安·巴托里[1], 艾伦·布雷加齐[2], 本·刘易斯[2], 保罗·格里芬[2], 埃尔林·里斯[2], 加埃塔诺·米莱蒂[1, *] 和克里斯托夫·阿福尔德巴赫[1]

[1] 纳沙泰尔大学物理研究所时间频率实验室，Avenue de Bellevaux 51，2000 纳沙泰尔，瑞士 [2] SUPA 与斯特拉斯克莱德大学物理系，G4 0NG，格拉斯哥，英国* 通讯作者：gaetano.mileti@unine.ch

我们介绍了一种用于拉姆齐型双共振紧凑型冷原子钟的增材制造微波腔。原子可在腔体内利用光栅磁光阱（广义磁光阱）进行激光冷却；腔体提供优良的 TE_{011} 类模式，同时为原子探测保留充足的光学通道。该腔体的品质因数较低，为 360，可有效降低未来原子钟的腔牵引。尽管增材制造工艺可能产生孔隙，我们证明该腔体适用于真空环境。采用冷原子的初步时钟装置可测量腔体中的塞曼谱和拉比振荡，使我们能够分别推断出冷原子所及体积范围内出色的磁场均匀性和均匀度。我们展示了拉姆齐光谱，表明该腔体适用于原子钟应用。最后，我们讨论了未来原子钟的局限性。

I. 引言

在原子钟和频率标准领域，激光冷却与囚禁技术的应用带来了重大突破，尤其是在冷原子喷泉钟中[1]。该技术也广泛应用于便携式或小型化工业原子钟[2,3] 和重力仪[4,5]中。与此同时，基于热蒸气池的拉姆齐型光学-微波双共振（DR）原子钟已得到广泛研究，有望应用于未来的便携式[6], 、紧凑型和空间级[7,8] 以及微型气室[9] 原子钟。尽管这些原子钟实现了当前最先进的稳定度，但仍受到多种因素的限制，例如与波动的外部参数之间存在较强的耦合[6,10]， 、蒸气池频率老化[11] 以及较高的弛豫率。类似的局限性也存在于基于蒸气池的相干布居囚禁（CPT）原子钟中。因此，冷原子CPT和DR频率标准是下一代紧凑型原子钟的理想候选方案。

为了降低冷却和囚禁的复杂性，以满足对尺寸、重量和功耗（SWaP）有严格要求的应用需求，可以采用光栅磁光阱（GMOT）来构建三维磁光阱（MOT）[12]。在这种情况下，通过刻蚀硅光栅，将一束入射光衍射成三束方向相反的光束。这四束光使三维磁光阱的构建成为可能。这项技术已应用于相干布居囚禁（CPT）拉姆齐原子钟[13–15] 和CPT微型喷泉原子钟[16]。然而，CPT原子钟的低对比度和对光频移的高度敏感性，分别导致其短期和长期稳定性较差。与微型气室原子钟不同，基于蒸气室或冷原子的便携式高性能CPT和双共振（DR）拉姆齐原子钟具有相似的SWaP特性，因此最终更倾向于选择后者，但代价是必须开发一种能够实现原子冷却和囚禁的微波腔体。

迄今为止，紧凑型冷原子钟和气室钟已采用不同的微波腔几何结构：球形[2],圆柱形[17,18] 和环隙谐振器（LGR）[19–22]。LGR 技术能够制造亚波长腔体，因此可实现更加紧凑的结构，其宽度最小可达几毫米[23]。用于紧凑型气室钟的此类微波腔的增材制造（AM）技术已得到验证[24,25] ，其典型品质因数为 $Q_c \approx 70$。较高的腔体品质因数有利于降低相移，从而提高原子钟的准确度[19], ；而较低的品质因数则会减弱腔体牵引效应[26] ，这对于实现更加稳定的原子钟具有重要意义。

在此，我们介绍一种用于紧凑型 ^{87}Rb 冷原子钟的真空级铝增材制造微波腔的构思、仿真与实现。原子冷却与囚禁仅通过一束入射到腔体内所容纳的广义磁光阱（GMOT）中的激光束实现。

II. 原子钟概念与腔体

a）概念

在 DR Ramsey ^{87}Rb 原子钟中，通过光和微波以脉冲方式询问频率为 ν_0 =6.835 GHz（见图 1c）的钟跃迁。经过持续时间为 t_{load} 的囚禁与冷却阶段后，利用一个短暂的光学态选择阶段，将原子制备到询问所需的初始钟态。该态制备光束垂直于腔轴传播。随后，利用两个长度为 t_m 的 $\pi/2$ 微波脉冲，在原子能级 $|F = 2, m_F = 0\rangle$ 和 $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 之间驱动原子跃迁，两个脉冲之间间隔拉姆齐时间 T_R。随后，使用吸收法读取原子布居数；读取时采用另一束光，该光束也垂直于腔体

版权所有（2023年）作者。本文依据知识共享署名（CC BY）许可协议发布。

轴传播，并与态选择光束平行，持续时间为 t_{det}。图 1a 和 b 展示了这一概念。

在这些条件下，与 CW 或 CPT 工作模式相比，钟跃迁上的所谓光频移效应得以最小化；在 CW 或 CPT 工作模式中，光在周期的钟部分保持开启。原则上，原子钟的短期稳定度随 t_m 和 T_R 线性提高，因为原子跃迁品质因数 Q_a 等于 [27]：

$$\mathrm{Q_a} = 2\nu_0\left(T_R + \frac{4}{\pi}t_m\right) \qquad (1)$$

此外，受信噪比（SNR）限制的原子钟的短期稳定度估算为：

$$\sigma(\tau) = \frac{1}{\pi C Q_a}\frac{1}{SNR}\sqrt{\frac{T_C}{\tau}}, \qquad (2)$$

其中，$T_C = t_{load} + t_{prep} + 2t_m + T_R + t_{det}$ 为总周期时间，C 为条纹对比度。

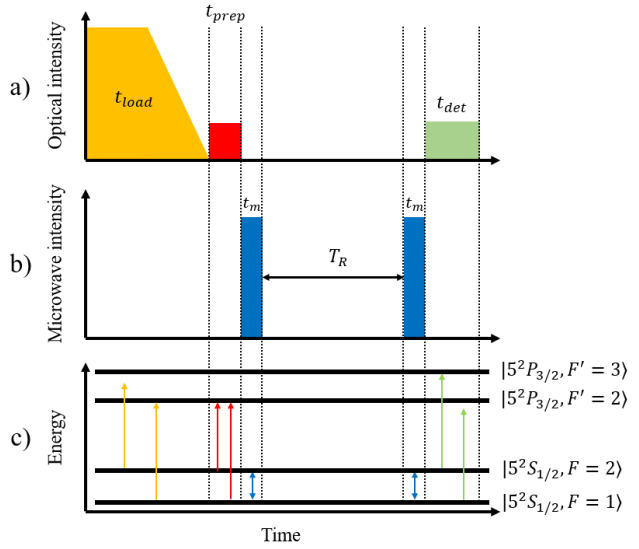

图 *1 – a)* 光强随时间的变化。脉冲长度未按比例绘制。不同脉冲的高度表示强度差异。*b)* $\pi/2$ 微波脉冲，其间隔为拉姆齐时间 T_R。*c)* 相关 ^{87}Rb *D2* 线的能级及其相应的激发频率随时间的变化。

冷原子由于原子速度较低（原子温度较低），因此在有限的相互作用区域内能够延长询问时间T_R。高性能气室拉姆齐操作的拉姆齐时间通常约为 3 ms[6]，而一台 GMOT CPT微型喷泉钟已实现长达 100 ms 的拉姆齐时间T_R [16]。

原子囚禁和冷却通过放置在腔体底部的衍射光栅实现（见图 2）。在这种几何结构中，只需一束入射光束即可。腔体主体侧面的两个孔位于适当高度，用于制备和探测原子云。这简化了腔体设计要求也因此降低，因为只需三个孔，而非传统的六个孔。此外，平面光栅使得在磁光阱序列结束后立即询问原子成为可能，而这在金字塔结构[20]中是不可能实现的。原则上，可以通过吸收或荧光测量来询问原子。

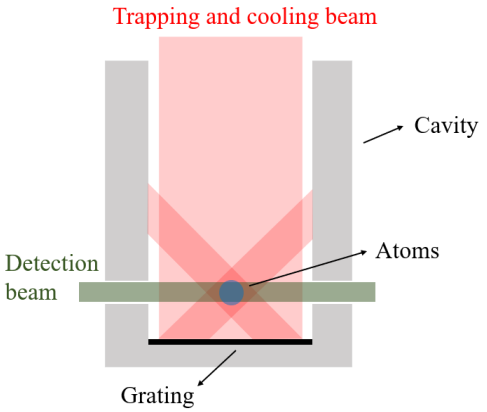

图 *2*——集成光栅的微波腔概念图。原子集合置于真空室中。

b) 腔体设计

LGR腔体几何结构模型如图3所示。采用这种电极结构，可以实现尺寸远小于工作模式波长的腔体，这对于紧凑型物理组件具有重要意义。增材制造技术能够对这类特殊电极结构实现更高程度的控制和更好的重复性，而传统制造工艺难以轻易实现这一点，尤其是在生产独特的小批量产品时。利用公式（3）可以对腔体谐振频率 ν_c 进行粗略估算，其中 n 为电极数量，R 和 r 分别为外径和内径，t 和 w 分别为间隙的宽度和厚度[28]：

$$\nu_c = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{nt}{\pi r^2 \epsilon\mu w}}\sqrt{1+\frac{r^2}{R^2-(r+w)^2}}\sqrt{\frac{1}{1+2.5\frac{t}{w}}}. \qquad (3)$$

腔体内部的介电常数为 ϵ [F/m]，磁导率为 μ [N/A^2]。由于没有气室，设计稍微简单一些，因此采用真空的介电常数和磁导率。虽然式 (3) 得出的模式频率数量级正确，但仍需考虑完整的几何结构，例如腔体高度 h、电极支撑角度 α （见图 1）、腔体材料，以及微波耦合环的位置和几何形状。

为节省时间，且由于光栅对最终模式频率的影响很小，因此模拟中未包含光栅。由于新增了

版权所有（2023年）作者。本文依据知识共享署名（CC BY）许可协议发布。

一些约束条件，腔体的几何结构与之前的气室设计略有不同。首先，设置了两个直径为 4 毫米的侧孔，用于在原子云所在位置进行磁光阱诊断、态制备和探测。其次，腔体内径足够大，可容纳 2 厘米 × 2 厘米的光栅芯片；上方孔径也足够宽，以便将俘获与冷却光束对准光栅表面。

这些最后的要求主要对R和r施加了下限约束。

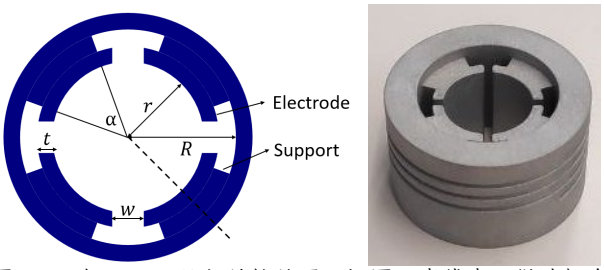

图*3*——左：*LGR* 几何结构的平面视图。虚线表示微波耦合环的零度参考位置，参见图*8*。右：钻孔前的增材制造腔体主体。

首先对 n, h, α, R, r, w 和 t 进行扫描，开展本征频率分析，以寻找能够产生类似 TE_{011} 模式的合适参数组合。与最近邻模式的频率间隔应远大于该模式的半高全宽（FWHM）。图 4 展示了此类扫描的一个示例，其中扫描了 t 和 w。结果表明，有大量 (t, w) 组合适用于实现所示腔体，其参数范围由两条白色等高线之间的区域表示。图中展示了所选的组合，该组合倾向于采用较大的 t 和 w，从而减小制造误差可能造成的影响。对于所有合适的配置，最近邻模式的频率间隔至少为 800 兆赫。

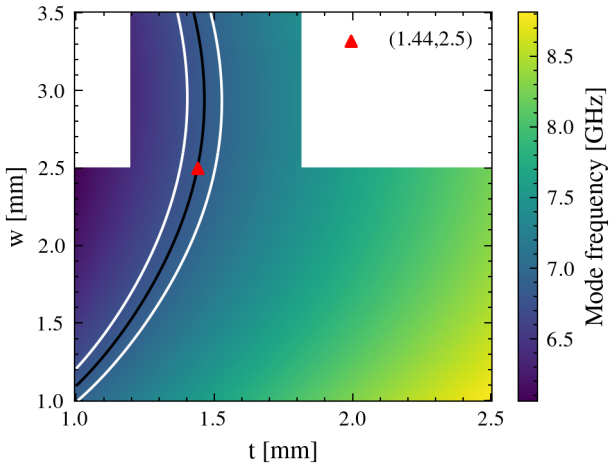

图 *4* - 最佳类 TE_{011} 模式频率 *[*吉赫*]*。黑线表示模式频率为 *6.8347* 吉赫的配置。白线为 ± *100* 兆赫边界，表示通过调整腔体高度可以恢复的范围。

图 5 展示了预期的磁场 H_z 分量以及腔体光栅上方中心轴处的相位。在当前的实验设计中，原子在光栅上方制备，随后朝光栅方向下落，经过腔体磁场均匀性最差的区域。未来的设计应将原子推离光栅，以利用腔体磁场中均匀性最佳的区域。在所有情况下，由于磁场在原子受到询问的两个位置之间存在空间变化，可能需要为脉冲采用不同的微波注入功率或持续时间，以确保 $\pi/2$ 脉冲 [19]。在原子云初始位置处一个直径为 1 mm 的球体内（其大小与原子云的初始尺寸相当），H_z 磁场和相位的偏差分别为 4% 和 42 ppm。

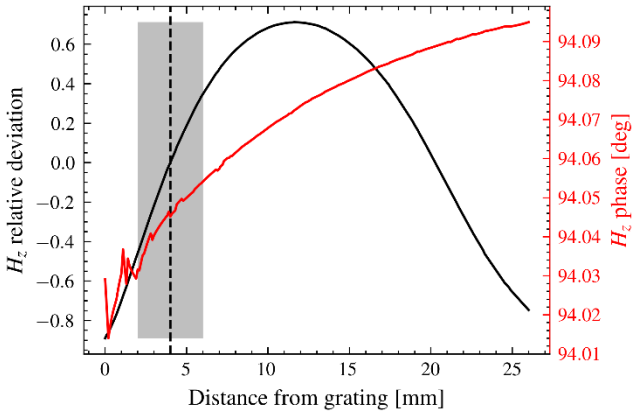

图 *5* – 光栅上方的 H_z 振幅偏差和相位。虚线表示原子云的初始位置。偏差以原子初始位置处的 H_z 磁场值进行归一化。灰色区域表示第一版时钟装置可到达的区域。

最终的腔体模型按比例绘制，如图6所示。图3所示的腔体主体由商业增材制造服务商采用符合 DIN EN 1706 标准的 AlSi10Mg(b) 标准材料 CL31AL 制造；其他较简单且要求较低的部件则由我们在车间使用 6082 铝合金制造。

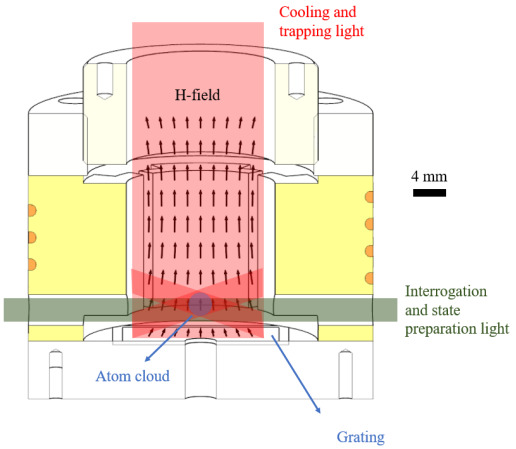

图*6* – 按比例绘制的最终腔体模型。

版权所有（2023年）作者。本文依据知识共享署名（CC BY）许可协议发布。

c) 模式表征

图7比较了在宽频率范围内模拟和测量得到的腔体 S_{11} 微波反射谱。模拟与测量的模式位置吻合良好；对于关注的模式，两者仅相差 60 兆赫，通过调整腔体高度即可轻松补偿。正如模拟所预测的，左侧和右侧的相邻模式分别相距 1.2 吉赫和 1.8 吉赫。它们与关注的模式没有重叠，因此不会使场几何结构劣化。8.5 吉赫的共振对应一种模式，其场能量集中在微波耦合环周围，且对其他腔体参数不敏感。该环采用小型矩形铜线环制成，横截面约为 9 mm^2，一端连接至 SMA 芯线[29]。根据我们的模拟，环路的精确几何形状不会显著影响关注的模式，而主要影响 8.5 吉赫的模式；由于两种模式相距较远，这对我们的应用并无大碍。不过，环路相对于电极的位置对微波辐射高效耦合至腔体至关重要，如图8所示。

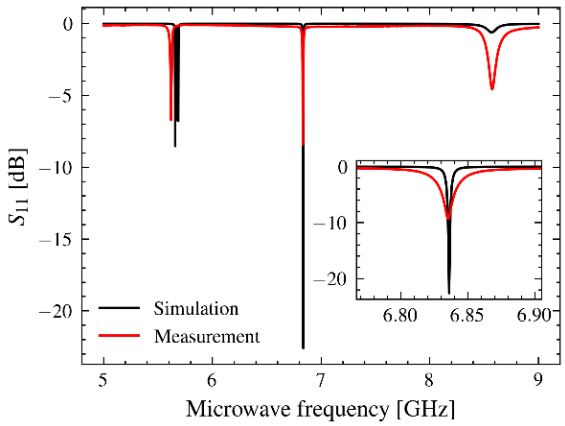

图*7* – 腔体的模拟和测量 S_{11} 频谱。主图和插图使用相同的坐标轴单位。

6.835 GHz 模式的模拟和实测 S_{11} 在峰值深度和半高全宽方面存在差异（见图7插图和表1）。首先，这是因为模拟中未考虑壁面粗糙度，而考虑到增材制造工艺的特性，这种理想化假设并不符合实际情况。其次，为了缩短仿真时间，模拟中未包含光栅。由于其采用刻蚀结构，光栅对表面电流呈现出更高的阻抗，这也会导致功率损耗增加，进而造成线宽展宽。最后，模式振幅的降低归因于该模式对微波耦合环与电极之间夹角的高度敏感性，具体可参见图8中的实测数据。尽管通过手动优化夹角，使峰值深度达到约 -17 dB（此时耦合环大致位于其中一个电极翼的正下方），但在固定腔体的过程中，这一角度未能得到完全保持，图7对此提供了佐证。

表*1* – 腔体模式半高全宽和品质因数的仿真与测量对比。

	半高全宽 [兆赫]	Q_c	深度 [分贝]
模拟	4	1709	-23
测量	19	360	-9

较低的品质因数最大限度地减小了腔体牵引效应，事实上，腔体牵引频移 [6,26]：

$$\Delta\nu_{cp} = -\frac{4}{\pi}\frac{Q_c}{Q_a}c(\theta)\Delta\nu_c, \qquad (4)$$

其中 Q_c 和 Q_a 分别表示腔体和原子跃迁品质因数，$c(\theta)$ 是微波脉冲面积的函数，可通过调节使其达到 < 0。005[26] 和 $\Delta\nu_c$ 表示腔体失谐；在真空条件下，它仅取决于腔体温度。测得的温度系数为 $\Delta\nu_c/\Delta T_{cav} = (-156 \pm 9)$ kHz/K，与其他增材制造腔体模型的结果相近 [6,25]。

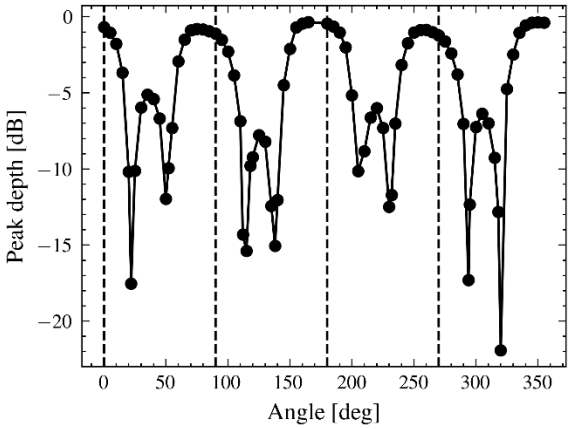

图*8* – 微波模式峰值深度随微波耦合环与腔体之间旋转角度的变化。*0°*参考位置见图*3*。给定角度后，与目标模式的耦合可以增强或减弱。

III. 装置

a) 实验用原子钟装置

腔体安装在商用真空室中，光栅置于腔体底部。电阻加热式蒸发器提供所需的 ^{87}Rb 蒸气。我们在专用测试腔室中使用气体累积法[30]研究了铝基增材制造材料的放气特性，并将其与块状铝样品进行了比较。两种样品的放气速率相近，估计约为 7×10^{-9} mbar m^3 s^{-1} m^{-2}，这表明，与传统铝合金相比，增材制造材料造成的性能劣化很小甚至没有。

版权所有（2023年）作者。本文依据知识共享署名（CC BY）许可协议发布。

此外，对冷原子云 1/e 寿命[31] 的测量估算出压强约为 1×10^{-8} mbar，这也表明该材料适用于真空冷原子应用。

磁场由腔室外的 3 组正交亥姆霍兹线圈控制，以尽量减小光栅平面内的磁场，并沿腔体主轴施加 C场，从而分离塞曼子能级。一对反亥姆霍兹线圈置于真空室内，用于囚禁和冷却。腔体回路连接到一台商用微波信号发生器（Keysight E8257D）。

整个实验使用一台 780 纳米外腔二极管激光器（ECDL），并通过饱和吸收光谱进行频率稳定。激光经过电光调制器（EOM），以便在载波频率上产生光学边带，用于原子的超精细能级再泵浦。随后使用锥形放大器放大激光，再将其分为三条光束路径，分别用于囚禁、态选择和态探测。每条光束路径都包含一个双程声光调制器（AOM），用于控制强度和频率。囚禁光耦合进入一根光纤，光纤输出的光束经扩束和准直后，通过腔体顶部的孔径照射到光栅上。态选择光和探测光耦合进入另一根共用光纤。光纤输出的光相对于磁偏置场呈线偏振，并由非偏振分光器（NPBS）分束。其中一部分光由参考光电二极管监测，其余光束则经校准后穿过腔体主体侧面的孔洞，并由一面镜子反射回第二个信号光电二极管。这样便可在态探测期间对吸收信号进行归一化，以补偿激光强度的波动。

b) 实验周期

实验周期如图 1 所示。传统的拉姆齐周期之前是光学粘团的囚禁和冷却阶段，持续时间为 t_{load}，在此期间光强从 $5I_{sat}$ 线性降至 0，$1I_{sat}$[32] 同时将失谐从 $-12\ MHz$ 扫描至 $-30MHz$。完成此步骤后，$\approx 1\times10^{6}$ 个原子处于 $|F=2$、$m_F=\pm2$、±1、0 态，温度为 $\approx$ 10 μK。随后利用持续时间为 t_{prep}、光强为 $0.02I_{sat}$ 且相对于 C场线偏振的光进行态选择阶段，将原子制备到钟态。该光通过腔体侧孔入射到原子上，并调谐至 $|F=2\rangle\rightarrow|F'=2$，同时利用再泵浦光驱动 $|F=1\rangle\rightarrow|F'=2$ 跃迁。由于选择定则，超过 95% 的原子被泵浦至 $|F=2$、$m_F=0$ 能级[33]，从而提高信号对比度。

随后，用两个持续时间为 $t_m=167\ \mu$s 的 $\pi/2$ 微波脉冲驱动原子，两脉冲之间间隔一段自由演化（或 Ramsey）时间 T_R。通过测量布居数 P_2，估算处于能级 $|F=2$ 的原子数 ≈ 5 该值通过测量调谐至 $|F=2\rangle\rightarrow|F'=3$ 的侧束的吸收来估算。随后以同一束光在 $|F=1\rangle\rightarrow|F'=2$ 边带条件下的吸收对该值进行归一化。第二个脉冲会将最初囚禁在 $F=1$ 基态的原子重新激发至循环跃迁，并使每次测量中原子数变化的影响得以归一化。C场针对原子冷却进行了优化，并在整个原子钟周期中保持恒定，以避免涡流。

IV. 结果

a) 拉比振荡

通过设置 ms 测量拉比振荡（见图 9 $T_R=0$）。为扫描微波脉冲面积，保持微波时间不变，并扫描微波功率。为避免时间相关弛豫过程和原子损失的影响，不采用相反的方法，即保持功率不变并扫描微波时间。利用拉比振荡的第一个极小值校准输入微波功率，以产生 $\pi/2$ 脉冲。

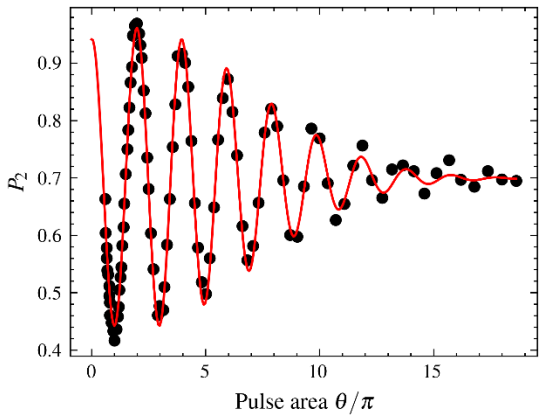

图9 - 拉比振荡。脉冲面积轴按第一个极小值为 π 进行重新缩放。

拉比振荡的衰减是由原子体积[34]内残余的磁场不均匀性造成的。可见振荡次数为 9 次，这表明磁场 H_z 均匀性极佳，与其他紧凑型冷原子钟相当；后者可显示 14 次或更多振荡[35]，，而高性能气室钟（例如 ^{87}Rb Ramsey maser）的振荡次数则可能低至 3[36]。对于气室钟，原子覆盖腔体内较大的体积，磁场均匀性主要由类似 TE_{011} 模式的分布决定。相比之下，图9中呈现的振荡衰减与脉冲面积θ 呈高斯分布的情况相符。事实上，假设脉冲面积相对于其平均值θ呈高斯分布，标准差为 σ，可以证明，教科书中所述的 $\cos^2(\theta/2)$ 拉比振荡形式会变为：

版权所有（2023年）作者。本文依据知识共享署名（CC BY）许可协议发布。

$$P_2(\theta) = \frac{A}{2}\left(1 + e^{-\sigma^2\theta^2/2}\cos(\theta)\right) + C, \qquad (5)$$

其中，A 和 C 是用于描述吸收测量的两个拟合参数。采用该模型对图9进行拟合后，我们测得 $\sigma = (6.3 \pm 0.1)\%$。原子感受到的磁场分布由原子分布（假设为高斯分布）与类似 TE_{011} 模式的磁场分布卷积得到。原子所占体积越小，磁场分布就越均匀。

b) 塞曼谱

塞曼谱见图10。该谱是在态选择光束中的再泵浦光关闭的情况下有意采集的，使原子囚禁于 $|F = 1$ 基态。拉姆齐周期设置为 $T_R = 0$ ms，并采用根据拉比振荡推导出的最佳微波功率。请注意，π 跃迁的振幅（即具有 $m_F = m_F'$ 的跃迁）在 ± 1.1 兆赫处达到峰值，但略微不对称，这归因于用于囚禁和冷却的 $\sigma^{\pm}$-偏振光束存在轻微不平衡。塞曼谱显示的是峰而非谷，这是因为在没有再泵浦光的情况下，在微波周期开始前，大多数原子占据子能级 $|F = 1, m_F = \pm 1, 0$。

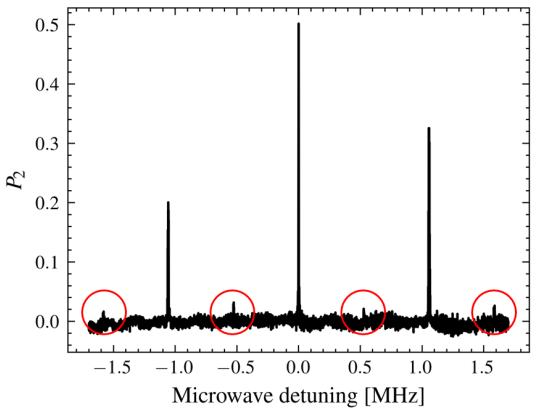

图*10* – 未进行态选择的塞曼谱。红圈标出的峰是 $\sigma^{\pm}$ 跃迁。

请注意，$\sigma^{\pm}$ 跃迁（即具有 $m_F' = m_F \pm 1$ 的跃迁）峰值仅略高于噪声水平，这表明磁场均匀性极佳，且与 C- 磁场方向对齐。塞曼谱可测得磁场方向因子 ξ 为 97%，该因子是磁场均匀性的度量，其定义见 [29]，即：

$$\xi = \frac{\int dv\, S_\pi}{\int dv (S_\pi + S_\sigma)} = \frac{\int_V d^3\vec{r} \cdot H_z^2}{\int_V d^3\vec{r} \cdot \vec{H}^2}, \qquad (6)$$

其中，S_π 和 S_σ 分别仅为塞曼谱的 π 和 σ 分量。 V 是受询原子所跨越的体积。

c) 拉姆齐条纹和预期的钟性能

获得了持续时间最长达 20 ms 的拉姆齐条纹；在当前装置中，由于原子受重力作用下落，并在此时间后离开横向光束，因此受到了限制[37]。图11 显示了最佳[37] 信噪比拉姆齐条纹，拉姆齐时间为 $T_R = 10$ ms。中央条纹的半高全宽为 49 Hz，与公式（1）一致。由于进行了态选择，对比度为 58%。未进行态选择时，最大对比度为 33%。条纹上的噪声主要归因于磁场噪声。

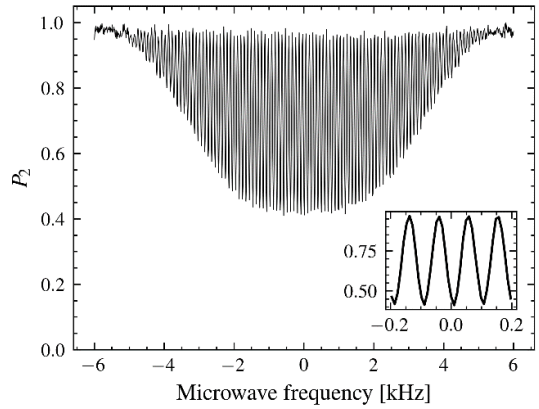

图*11* – $T_R = 10\ ms$ 和 $t_m = 167\mu s$ 时的拉姆齐条纹。主图和插图使用相同的坐标轴。

标称周期时间序列如表II所示。 表*II* - 标称时间序列。

脉冲	持续时间
T_{load}	516 毫秒
t_{prep}	1 ms
t_m	167 微秒
T_R	10 毫秒
t_{det}	1.4 毫秒
T_C	528.7 毫秒

在一秒时，未来原子钟的阿伦偏差应为 $\sigma(\tau = 1s) = 4 \times 10^{-11}$。式（2）的信噪比是通过对图 11[38] 中央条纹进行正弦拟合估算得出的。初步估算表明，Dick 效应的贡献[39] σ_{Dick} 应处于 $1\,2 \times 10^{-12}$ （$\tau = 1s$）。的水平。关于性能提升后原子钟的更详细短期分析，将在该装置的更先进版本中介绍[37]。最后，我们估算腔牵引（见式（4））约为 2.1×10^{-15} ，对应合理的相对腔温度波动 10^{-3} ，这在 10^5 s 时是典型值。

版权所有（2023年）作者。本文依据知识共享署名（CC BY）许可协议发布。

V. 结论

我们成功设计、仿真并实现了一种用于新型紧凑型冷原子 DR 原子钟的微波腔，该原子钟基于利用衍射光学元件实现的腔内原子冷却。高效的仿真工作流程使我们能够设计出共振频率失配较小的腔体，而通过对腔体高度进行微小调整即可轻松补偿这种失配。拉比振荡和塞曼谱分别证明了磁场具有良好的均匀性和均质性。

未来概念验证原子钟的短期性能预计将接近微型蒸气室原子钟[9,40]，，而其迪克效应限制低一个数量级。在早期阶段的时钟装置中，已通过优化信号[37]展示了相应的稳定性测量结果。为提高未来装置的短期稳定度，可将腔体倒置并在更下方对原子进行探测，从而延长拉姆齐时间；也可采用迷你喷泉式运行方式，使拉姆齐时间分别达到 50 ms 和 100 ms[16]，。这也使得能够在磁场更加均匀的区域探测原子，正如图 5 所示。为改善迪克效应限制，必须降低 T_C ，这可通过在周期结束时重新捕获原子来实现[41,42]。

致谢

E. Batori、C. Affolderbach 和 G. Mileti 感谢 V. Dolgovskiy 在早期设计阶段作出的贡献，感谢 P. Scherler 提供技术协助，并感谢 G. Bourban 一直以来的支持。本研究获得瑞士航天中心（瑞士联邦）和欧洲航天局（ESA，合同编号 4000131046）的经费支持。本文所表达的观点绝不应被视为欧洲航天局的官方意见。A.B. 获得了国防科学与技术实验室（Dstl）提供的博士生奖学金。我们衷心感谢国际原子量子传感器微纳加工网络（EPSRC EP/W026929/1）提供的支持。

数据可用性

支持本研究结论的数据已在 b2share 上开放获取，DOI 为 doi.org/10 054 355 23728 2 87 03 908343 769 3。/b share.cb f a aeade b d e，参考编号为 cb87f03a908343aeade769b3d054355e3。

参考文献

[1] R. Wynands 和 S. Weyers，《计量学》**42**, S64（2005年）。[2] F.X. Esnault、N. Rossetto、D. Holleville、J. Delporte 和 N. Dimarcq，《空间研究进展》**47**, 854（2011年）。[3] SpectraDynamics，*CRb-Clock*（2019年）。[4] IXblue，绝对量子重力仪（2021年）。[5] Q. Bodart、S. Merlet、N. Malossi、F.P. Dos Santos、P. Bouyer和A. Landragin，《应用物理快报》**96**，（2010年）。[6] N. Almat、M. Gharavipour、W. Moreno、C. Affolderbach和G. Mileti，载于*2019*年*IEEE*国际频率控制研讨会与欧洲频率和时间论坛联合会议（电气与电子工程师学会，2019年），第1–2页。[7] E. Batori、N. Almat、C. Affolderbach和G. Mileti，《空间研究进展》（2020年）。[8] M. Huang、A. Little和J. Camparo，载于*2022*年欧洲频率和时间论坛与*IEEE*国际频率控制研讨会联合会议（电气与电子工程师学会，2022年），第1–4页。[9] E. Batori、C. Affolderbach、M. Pellaton、F. Gruet、M. Violetti、Y. Su、A.K. Skrivervik和G. Mileti，《物理评论应用》**18**，054039（2022年）。[10] W. Moreno、M. Pellaton、C. Affolderbach和G. Mileti，《IEEE超声、铁电与频率控制汇刊》**65**，1500（2018年）。[11] S. Abdullah、C. Affolderbach、F. Gruet和G. Mileti，《应用物理快报》**106**，163505（2015年）。[12] 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，《自然·纳米技术》**8**，321（2013年）。[13] R. Elvin、M.W. Wright、B. Lewis、B.L. Keliehor、A. Bregazzi、J.P. McGilligan、A.S. Arnold、P.F. Griffin和E. Riis，《先进光学技术》**9**，297（2020年）。[14] R. Elvin、G.W. Hoth、M. Wright、B. Lewis、J.P. McGilligan、A.S. Arnold、P.F. Griffin和E. Riis，《光学快报》**27**，38359（2019年）。[15] G.W. Hoth、R. Elvin、M. Wright、B. Lewis、A.S. Arnold、P.F. Griffin和E. Riis，载于*SPIE*会议论文集*10934*（光学、光原子与纠缠增强精密计量，109342E，2019年）。[16] B. Lewis、R. Elvin、A.S. Arnold、E. Riis和P.F. Griffin，《应用物理快报》**121**，164001（2022年）。[17] F.G. Ascarrunz、Y.O. Dudin、M.C. Delgado Aramburo、L.I. Ascarrunz、J. Savory、A. Banducci和S.R. Jefferts，载于*2018*年*IEEE*国际频率控制研讨会（电气与电子工程师学会，2018年），第1–3页。[18] M. Gozzelino、S. Micalizio、C.E. Calosso、A. Godone、H. Lin和F. Levi，《IEEE超声、铁电与频率控制汇刊》**68**，872（2021年）。[19] S. Lee、G.W. Choi、H.-G. Hong、T.Y. Kwon、S.-B. Lee、M.-S. Heo和S.E. Park，《应用物理快报》**119**，064002（2021年）。[20] 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，（2022年）。[21] Q. Hao、W. Xue、W. Li、F. Xu、X. Wang、W. Guo、P. Yun和S. Zhang，《IEEE超声、铁电与频率控制汇刊》**67**，873（2020年）。[22] S. Kang、M. Gharavipour、F. Gruet、C. Affolderbach和G. Mileti，载于*2015*年*IEEE*国际频率控制研讨会与欧洲频率和时间论坛联合会议（2015年），第800–803页。[23] M. Violetti、M. Pellaton、C. Affolderbach、F. Merli、J.-F. Zurcher、G. Mileti和A.K. Skrivervik，《IEEE传感器期刊》**14**，3193 2014年( )。[24] M. Pellaton、C. Affolderbach、A.K. Skrivervik、A.E. Ivanov、T. Debogovic、E. Rijk和G. Mileti，《电子快报》**54**，691（2018年）。

版权所有（2023年）作者。本文根据知识共享署名（CC BY）许可协议发布。

[25] C. Affolderbach、W. Moreno、A.E. Ivanov、T. Debogovic、M. Pellaton、A.K. Skrivervik、E. de Rijk和G. Mileti，《应用物理快报》**112**，113502（2018年）。[26] S. Micalizio、A. Godone、F. Levi和C. Calosso，《IEEE超声、铁电与频率控制汇刊》**57**，1524（2010年）。[27] S. Micalizio、C.E. Calosso、F. Levi和A. Godone，《物理评论A》**88**，33401（2013年）。[28] W. Froncisz和J.S. Hyde，《磁共振杂志》**47**，515（1982年）。[29] C. Stefanucci、T. Bandi、F. Merli、M. Pellaton、C. Affolderbach、G. Mileti和A.K. Skrivervik，《科学仪器评论》**83**，104706（2012年）。[30] P.A. Redhead，《真空、表面与薄膜技术杂志A》**20**，1667（2002年）。[31] C. Monroe、W. Swann、H. Robinson和C. Wieman，《物理评论快报》**65**，1571（1990年）。[32] D.A. Steck，（2021年）。[33] Y.X. Duan、B. Wang、J.F. Xiang、Q. Liu、Q.Z. Qu、D.S. Lü和L. Liu，《中国物理快报》**34**，073201（2017年）。[34] W. Moreno、M. Pellaton、N. Almat、M. Gharavipour、C. Affolderbach 和 G. Mileti，载于*2019*年*IEEE*国际频率控制研讨会与欧洲频率和时间论坛联合会议（2019年）。[35] P. Liu、Y. Meng、J. Wan、X. Wang、Y. Wang、L. Xiao、H. Cheng 和 L. Liu，《Rev. A》**92**，62101（2015年）。[36] A. Godone、S. Micalizio、F. Levi 和 C. Calosso，《Rev. Sci. Instrum.》**82**，074703（2011年）。[37] A. Bregazzi、E. Batori、B. Lewis、C. Affolderbach、G. Mileti、E. Riis 和 P.F. Griffin，即将发表（日期不详）。[38] S. Negusse 和 P. Zetterberg，**63**，1514（2014年）。[39] S. Micalizio、A. Godone、C. Calosso、F. Levi、C. Affolderbach 和 F. Gruet，《IEEE超声、铁电与频率控制汇刊》**59**，457（2012年）。[40] C. Carlé、M. Petersen、N. Passilly、M.A. Hafiz、E. De Clercq 和 R. Boudot，《IEEE超声、铁电与频率控制汇刊》**68**，3249（2021年）。[41] F.-X. Esnault、E. Blanshan、E.N. Ivanov、R.E. Scholten、J. Kitching 和 E.A. Donley，《Phys. Rev. A》**88**，42120（2013年）。[42] A. V. Rakholia、H.J. McGuinness 和 G.W. Biedermann，《物理评论应用》**2**，054012（2014年）。