高精细度低温增益腔与离子阱的集成

Oliver Wipfli，[1] Henry Fernandes Passagem，[1, a)] Christoph Fischer，[1] Matt Grau，[1] 和 Jonathan P. Home[1]，[b)]量子电子学研究所，苏黎世联邦理工学院，奥托·斯特恩路 *1* 号，*8093* 苏黎世，瑞士

（日期：2023年4月18日）

我们报告了半球形光学腔的实现，该腔的精细度为$F = 13000$，可维持 10 kW 的腔间功率，并在接近 4 开尔文的闭循环低温恒温器真空系统中运行。该装置经过设计和制造，集成了射频保罗阱，以结合光学囚禁和射频囚禁。该腔的功率增强因子为 2250。我们介绍了系统设计和运行的若干方面，包括低振动安装，以及高功率下考虑热效应的锁定。在高腔内功率范围内观察到的热自锁定，使低于 1 千赫的被动稳定性得到增强。对一年内多次降温过程的观测显示，离子阱中心与腔模之间的偏移可重复出现。

arXiv:2304.07508v1 [physics.atom-ph] 15 Apr 2023

I. 引言

由于在真空条件方面具有潜在优势，且能够灵活选用可引入的材料[1,2]，在低温下运行原子与光学系统越来越受到关注。低温真空系统还可通过缩短更换真空内元件所需的周期而受益，因为无需对真空系统进行高温烘烤，从而能够快速重新配置系统。然而，与室温运行相比，低温恒温器也带来了额外的复杂因素，包括制冷产生的振动源、对高热负载的敏感性，以及需要考虑材料的热收缩。由于量子光学系统通常依赖于在干涉测量尺度上对位置高度敏感的元件，这些复杂因素造成的影响十分显著。对于基于高精细度腔的系统尤其如此，因为这类系统对腔镜相对位置的波动极为敏感。尽管如此，此前已在光学频率标准[3–6]、相对论检验和基础物理[7,8]领域实现了低温高精细度腔。

本文介绍了一种高精细度法布里-珀罗腔，该腔置于闭循环低温真空系统中，环形保罗阱环绕腔模。通过使用铜编织带悬挂腔体，降低了腔内的机械振动。此外，我们研究了腔内激光功率如何改变腔共振并影响锁定稳定性。我们还表征了低温恒温器冷却过程中腔模的位移。

此处所述工作的初衷是开展量子模拟，当时设想光学离子阱可以避开在保罗阱和彭宁阱中囚禁二维离子晶体所面临的部分挑战[9–12]。这一目标源于近期在光学囚禁镁离子和钡离子方面取得的开创性成果[13–18]。对于间距约为几十微米的离子，光学方法面临的主要挑战在于，离子间的库仑力远强于使用远失谐、对内态不敏感的光所产生的标准光学偶极力。因此，光强至关重要。为应对这一挑战，我们计划使用高精细度的光学增强谐振腔。较深的光学势（结合适当选择的原子结构和激光失谐）有望实现离子的长期存储，但离子可能因与不完美真空中的高能原子或分子发生碰撞而损失。因此，尽可能在良好的真空环境中运行此类系统十分理想。鉴于已有报道称真空度可达到 $\ll 10^{-12}$ 毫巴[19,20]，我们因此选择了低温系统。

这项研究与其他在低温恒温器平台中使用光学腔的研究领域相关。例如，研究光子与固态发射体之间相互作用的工作[21]，以及频率梳光谱学；后者使用光学增强谐振腔来增加光与物质的相互作用路径长度[22]。

II. 实验装置

该系统旨在将射频保罗阱的囚禁位置置于高精细度光学腔的腔模内，并具备将循环功率增强至超过 10 kW 的能力；在离子阱位置处，光束半径为 110 μm（$(1/e^2$ 强度)）。该离子阱用于囚禁镁离子；对于 1064纳米光，其 $3^2S_{1/2}$（-1.73 h Hz/(W/cm^2)）和 $3^2P_{3/2}$（-1.57 h Hz/(W/cm^2)）能级之间的交流斯塔克差分位移相对较小。

集成离子阱的一项挑战在于，既需要让自由空间控制光束能够到达离子阱中心，也需要能够对原子的荧光进行成像。此外，还必须确保镜面处的光强不超过损伤阈值；这两项要求限制了增益腔的几何形状，以及离子阱、腔镜和成像物镜的安装结构。

A. 腔与离子阱设计

我们设计了在闭循环低温真空腔室中将半球形光学腔与环形离子阱结合起来的方案，如图 1 所示。我们选择半球形几何结构

a)hpassagem@phys.ethz.ch
b)jhome@phys.ethz.ch

是因为这种结构对两个反射镜相对于其他反射镜的平移不敏感，有助于消除人们对系统冷却过程中腔可能发生失准的担忧。腔长为L = 29 毫米，曲面反射镜的曲率半径为R = 50 毫米，因此稳定性参数$g = -0$为 0.72。反射镜基底由 Perkins Precision Developments 提供，规定抛光后的表面粗糙度低于 1.5 Å，且在 633 纳米处的平面度为 $\lambda/10$。随后，基底经过镀膜，在 1064纳米处达到高反射率，规定透射率为 200 ppm，总损耗低于 20 ppm。尽管我们最初考虑使用压电致动器来控制其中一面腔镜的位置，但实际上，腔的绝对频率并不重要；我们更注重功率水平的稳定。因此，我们决定将两面反射镜直接固定在安装座上，并通过控制光的频率而非腔长，使光与腔保持谐振。

由于5级钛的热膨胀系数较小、无磁性且刚度高，因此被用作安装座的基材。安装座由两部分组成。曲面反射镜固定在其中一部分上，承载平面镜的非球面透镜则固定在另一部分上。离子阱安装在这两部分之间。安装座上设有相对于腔轴的45° 孔，以便激光束通过；这些孔也允许原子炉中的中性原子穿过离子阱。

离子阱由一叠三片电极晶片构成，位于距平面腔镜16毫米处。每片晶片的中心都有一个直径为2毫米的孔，晶片堆叠的总高度为1.35毫米。这种结构便于激光束以相对于堆叠平面45度的角度射入。堆叠两侧的晶片采用氧化铝基底上的电镀金制成，并分割为八个径向直流电极，这些电极均匀地环绕孔的圆周分布。这些直流电极产生静态四极势，同时还可补偿射频阱中的杂散电场。中间的晶片由铜制成，形成一个施加射频的金属环，用于射频（RF）囚禁。囚禁离子时，通常使用峰峰值（pp）为70伏、频率为5.4兆赫的射频电压。

为了能够对腔中心处的 Mg^+ 进行成像（荧光波长为 280 纳米），将 5毫米直径的平面腔镜安装在一片直径为 25 毫米的熔融石英非球面透镜中央孔内，该透镜的焦距为f =17 毫米。透镜的工作距离为 17 毫米，数值孔径为 NA = 0.46，其中计入了中央的 5毫米直径孔。

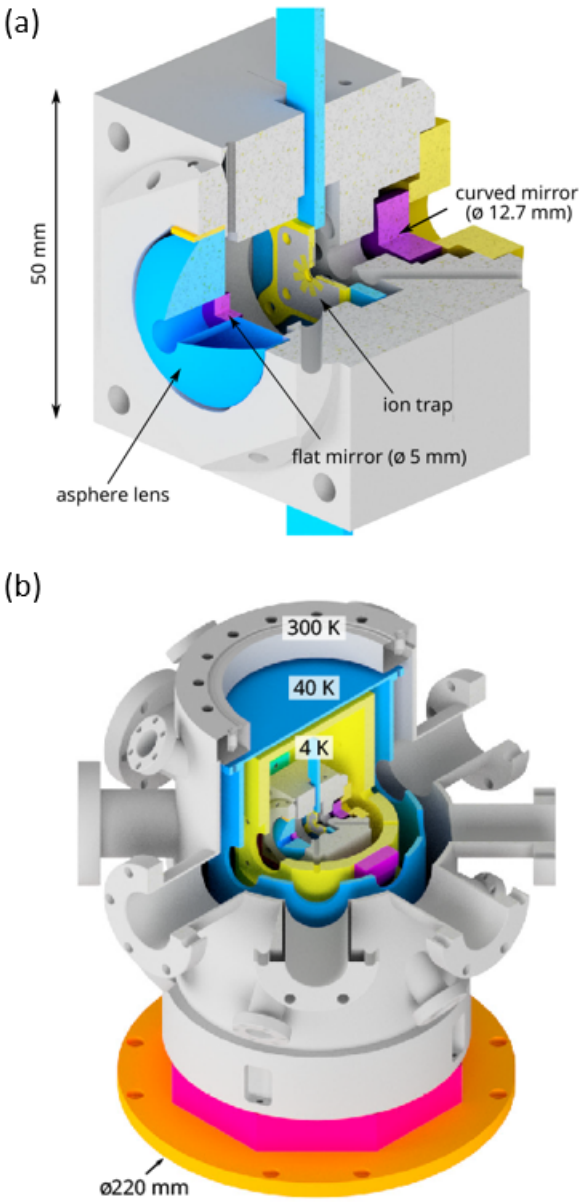

图 1。（a）由一面 5毫米直径的平面镜和一面曲率半径为 50毫米、直径为 12.7毫米的凹面镜构成一条长 29毫米的腔。腔光束穿过圆柱形离子阱的中心，阱中央设有一个射频电极，两侧设有两片分段直流电极。该离子阱可自然形成垂直于腔光束的二维离子晶体。我们使用中央带孔的非球面透镜，沿腔轴对这类二维离子晶体成像。（b）腔-离子阱一体化支架，以及不锈钢低温真空腔内的 4 K和40 K屏蔽罩。

III. 室温下的腔表征

我们使用来自高功率激光器（Coherent Mephisto MOPA 55 W 型号）的 1064纳米激光来表征腔的性能。光的频率控制可通过激光器的压电致动器实现，也可使用中心频率为 40 MHz 的声光调制器（AOM）实现。为了为了控制声光调制器的频率，我们使用了一个 PID 锁定盒（Vescent D2-125 型号），其伺服输出电压范围为 -10 V 至 10 V，标称带宽为 10 兆赫，用于控制一台 Minicircuits ROS-43-119+ 型压控振荡器（VCO）。穿过声光调制器的激光束会以频率相关的角度偏转，并

随后耦合进入一根光纤，将光传送至腔。图 2(a) 展示了腔反馈系统的组件。为了产生 Pound-Drever-Hall（PDH）误差信号[23, 25]，我们使用 Qubig 的 EO-T25K3-NIR 型号电光调制器（EOM），在 1064 纳米激光束上添加兆赫频率边带。腔反射的载波和边带音调在光电二极管上发生干涉。随后，光电二极管的信号与本地振荡器混频，从而生成用于锁定的误差信号。本文后续讨论中一个重要的相关因素是扫描声光调制器时入射到腔上的光功率变化。图 2(b) 显示了这一依赖关系随压控振荡器电压的变化，并以峰值功率归一化。

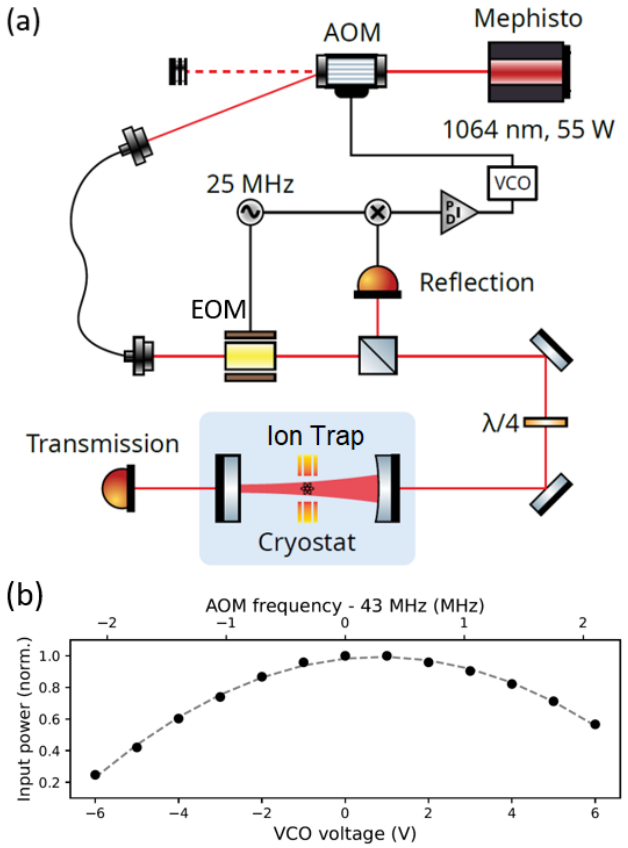

图 2. (a) 使用声光调制器的快速反馈装置，用于将 1064纳米激光器的激光频率锁定到光学腔。电光调制器为激光束添加了 25 兆赫的边带，以生成 PDH误差信号。(b) 腔体输入功率取决于声光调制器频率。压控振荡器电压以 350 千赫/伏的可调谐度改变声光调制器频率。

光学腔的首次表征是在室温（300 K）下，以$P_{in} = 1.05$ 毫瓦的输入激光功率进行的。图 3(a) 展示了一个透射率曲线示例：使用声光调制器扫描激光频率，使其扫过腔的共振。测得其半高全宽（FWHM）为 $\kappa/2\pi = 403$ 千赫，对应于 1064纳米处 $\delta_L = 41$ pm 的长度线宽。腔长线宽可用于衡量腔对低温恒温器振动幅度的耐受程度。为实现被动稳定性，振动幅度必须远小于腔长度线宽，否则腔将偏离与激光器的共振。

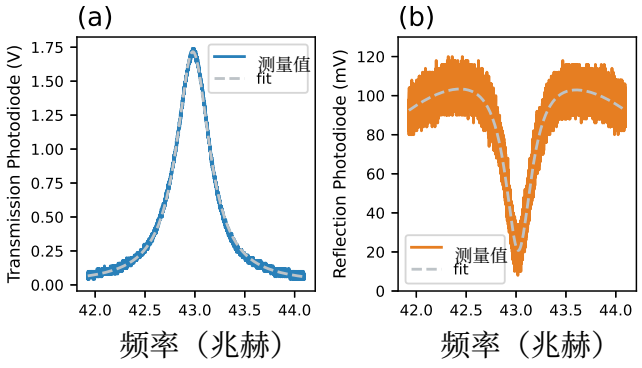

图 3. 通过声光调制器扫描激光频率来表征腔。(a) 透射信号（蓝色）采用洛伦兹线型拟合（虚线），得到腔线宽为 $\kappa/2\pi = 403$ 千赫。(b) 反射信号（橙色）采用叠加在抛物线上的倒置洛伦兹曲线拟合，因为声光调制器后的功率随频率变化，并在 43 兆赫时最大。

按照 Hood 等人[24]，提出的测量方法，我们可以通过测量腔处于共振时透过腔的功率P_t、共振时反射的功率P_r 以及输入功率P_{in}，估算腔镜的强度透射系数T 和损耗系数A。这些量与透射率、损耗以及强度反射系数R之间的关系为

$$\frac{P_t}{P_r - P_{in}} = \frac{T^2}{RA^2 - (T+A)^2}, \tag{1}$$

with

$$R + T + A = 1 \tag{2}$$

并通过测量腔线宽 κ，该线宽与相同参数之间的关系为

$$\kappa = \frac{c(T+A)}{L}. \tag{3}$$

在我们的情况下，$\kappa = 2\pi \times 403$ 千赫，$L = 29$ 毫米为腔长（由机械设计获得），c为光速。由于两个腔镜是在同一镀膜批次中完成镀膜的，我们假设它们完全相同。在使用声光调制器通过频率反馈锁定腔时，测得$P_t = 0.326$ 毫瓦的透射功率。在共振状态下，通过扫描AOM频率并记录反射光电二极管信号，测得$P_r = 0.189$ 毫瓦的反射功率；例如见图 3(b)。该结果通过将抛物线与倒置洛伦兹函数叠加进行拟合，以考虑声光调制器的频率依赖性（图 2(b)）。通过与使用功率计独立测得的非共振反射功率$P_{in} = 1.05$ 毫瓦进行比较，将拟合结果换算为共振时的反射功率。由这组测量得到每个腔镜的透射系数 $T = 135$ ppm和损耗系数$A = 110$ ppm。随后可得腔精细度F 为

$F = \pi/(T + A) = 12820$。共振功率增强因子为$T/(T + A)^2 = 2250$。表 I总结了测得的腔参数。

数量	数值
腔长L	29 毫米
工作波长 λ	1064纳米
透射率 T	135 ppm
损耗 A	110 ppm
精细度 F	12820

表 I. 腔参数汇总。透射率T和损耗A 均以每面镜子的强度系数表示。

IV. 低温运行

本实验所用闭循环低温恒温器（Attocube AttoDry 800 型）的结构为：其吉福德–麦克马洪冷头位于低温恒温器冷板下方，冷板则与光学平台表面共面。这种结构便于组装低温系统。与竞争厂商的型号比较后，我们选择了振动指标较低的低温恒温器型号。尽管制造商提供了真空腔，但由于计划中的实验受到各种限制，我们自行建造了隔振真空腔和 40 K屏蔽罩。隔振真空腔与低温恒温器底板之间通过制造商提供的 O形圈进行真空密封。在本实验中，以运行离子阱时的典型热负载运行时，在腔体安装座处测得的低温恒温器温度为 6 K。我们确实观察到，当更高的光功率耦合进腔时，温度会发生变化，详情见下文。

A. 腔体安装与振动测量

在最终运行模式下，腔体块通过铜编织带悬挂在低温恒温器的6 K部件上。构成编织带的导线末端采用无焊、无热工艺夹紧在实心铜块中；这些铜块带有用于机械安装的通孔。大量铜线形成了相当大的横截面积，并具有较高的热导率。热导率至关重要，因为射频驱动会给射频阱带来热负荷，同时高光功率下的光吸收也会产生热量。低温恒温器产生的振动沿4 K屏蔽罩传播，并须穿过编织带才能到达腔体安装座。编织带构成类似弹簧的系统，其共振频率较低（在 Hz 量级）；超过共振频率后，它们的表现如同机械低通滤波器[25–27]。图4展示了铜编织带如何固定在集成式腔体和射频阱钛安装座上。

在最初的设计中，考虑到这类编织带可能会导致缓慢漂移，我们原本希望避免使用它们
腔体块位置随时间的变化。因此，最初的安装系统是将腔体块直接用螺钉固定在低温恒温器的冷板上。该设计试图

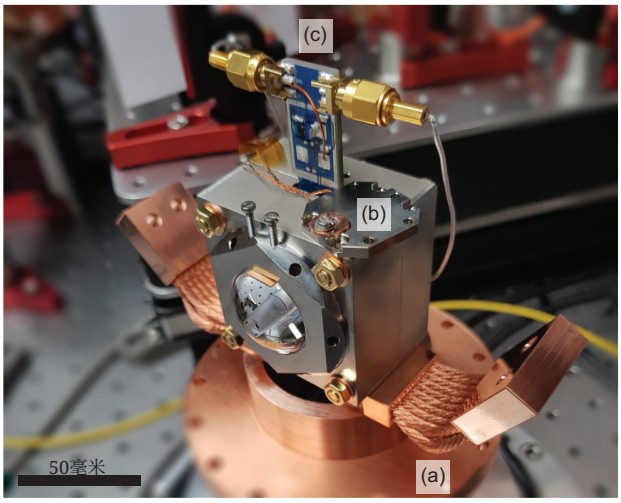

图4. 钛制腔体安装座通过铜编织带悬挂（a），铜编织带可抑制闭循环低温恒温器产生的振动，同时具有良好的导热性。（b）电阻加热器将腔体安装座温度稳定在6至11 K的范围内，并对其进行测量。（c）同轴电缆连接至阱印刷电路板（PCB），用于提供5.4 MHz驱动信号。

利用对称安装，希望这样能使腔体块上的振动成为共模振动，从而不影响镜间距。但这种做法并不成功，即使进行了各种调整，例如减少螺钉数量，并增加显著的质量负载，以减小冷头振动周期引起的加速度。通过观测PDH误差信号，测量了振动的幅度和频率。测量分为两种：一种是激光器频率保持恒定（自由运行），另一种是激光频率在腔体共振范围内线性扫描（扫描）。结果如图 5 所示。没有振动时，自由运行的 PDH误差信号应保持恒定，而扫描信号应显示单个腔体共振。存在振动时，自由运行的误差信号会以振动频率振荡；扫描误差信号则会显示多个共振，因为腔体会相对于激光器不断移入和移出共振状态。图 5 对比了腔体直接用螺钉固定在冷头上时（黑色曲线）与用铜编织带悬挂腔体安装座时（黄色曲线）的 PDH误差信号。误差信号经过归一化，使其最小值和最大值分别为 -1 和 +1。在这两个值处，腔-激光失谐约为半个线宽，即 $\kappa/2$。图中数据是在低温恒温器发生冲击后不久采集的（低温制冷机每个周期发生一次冲击），此时振动最强。

当腔体安装座用螺钉固定到低温恒温器冷头上时，振动振幅大于腔线宽。振荡达到 ± 1 的误差信号值，对应于完整腔线宽 $\kappa/2\pi = 400$ 千赫的峰峰值偏移。这意味着腔长产生了 $\delta L = L\kappa/\omega_c = 41$ 皮米峰峰值的偏移。在 1 毫秒长的记录窗口内，我们大约数到 10 次振荡，

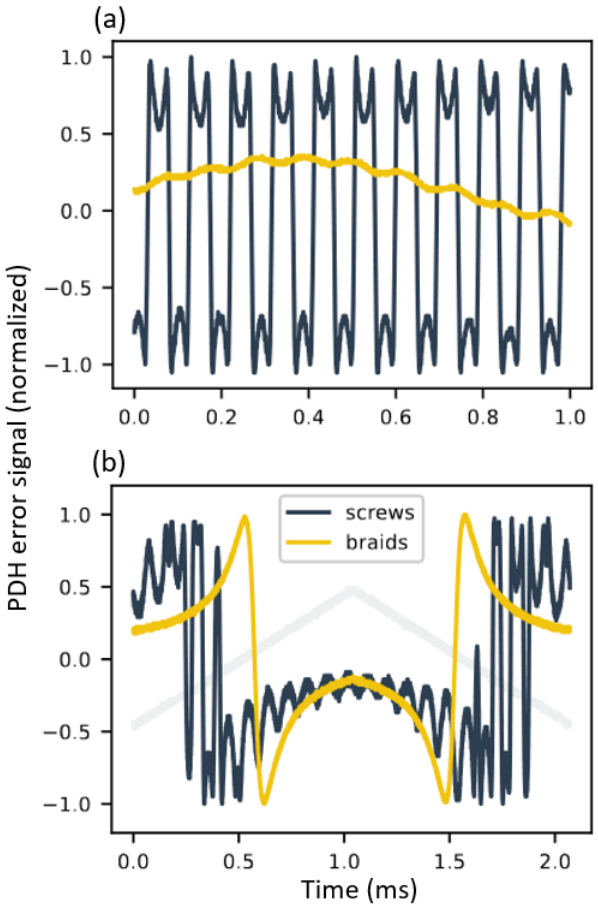

图 5. (a) 自由运行激光器频率（频率恒定）和 (b) 扫描激光频率，使其在共振附近上下变化（灰色斜坡所示）时，测得的归一化 PDH 误差信号。误差信号的最小值和最大值之间的频率间隔为一个腔线宽，即 $\kappa/2\pi = 400$ 千赫。黑色曲线表示腔体安装座固定在低温恒温器冷头上时，由于强烈的机械耦合而产生的振动。黄色曲线表示改进机械解耦后的结果，此时腔体块由铜编织带悬挂。

振动频率约为 10 千赫。为补偿这些振动，锁定系统必须以 10 千赫的频率将激光频率改变超过 400 千赫峰峰值。当腔体安装座通过铜编织带悬挂时，10 千赫振动频率模式得到了显著抑制。我们发现振动振幅为 8 千赫峰峰值，约为腔线宽的 2%。就腔长位移而言，长度方向上的峰峰值振动振幅为 $0.02L\kappa/\omega_c = 0.8$ 皮米。因此，相对长度偏差为 0.8 皮米 / 29 毫米 $= 2.8\times10^{-10}$。与直接安装相比，这一数值降低了 50 多倍。

为在频域分析振动，我们通过PDH误差信号测量了腔-激光失谐。误差信号被用作腔长变化的近似量。将激光频率调至腔体共振处并保持恒定，以获得振动功率谱密度。PDH误差信号记录了 2 秒，覆盖约 2 个低温恒温器循环，采样频率为 2.5 兆赫。误差信号经过归一化，使其最小值和最大值分别为 -1 和 +1，对应于半个腔线宽的失谐。

图 6 展示了腔体安装座在低温恒温器中的三种不同安装方式下的功率谱密度：腔体用螺钉固定在冷头上（螺钉固定）、腔体仅放置在冷头上而不用螺钉固定（无螺钉），以及使用铜编织带悬挂腔体，使其不直接接触会振动的 4 开尔文部件（编织带悬挂）。功率谱密度曲线表明，三种安装方式在低于 1 千赫的频率范围内振动振幅相近。然而，在更高频率下，尤其是在 10 千赫附近，铜编织带显著降低了振动振幅。使用铜编织带悬挂腔体所带来的 10 千赫附近的被动频率稳定性提升，使低温恒温器运行时能够锁定腔体。相比之下，不使用铜编织带时，我们无法锁定腔体。起初，人们担心由编织带悬挂的腔体块的位置会随时间漂移，但事实证明这种担忧并无根据——其位置十分稳定，因此，无论是进行腔体耦合，还是使用放置在低温恒温器装置外部光学腔室上的聚焦透镜传输自由空间光束，日常使用中都不需要额外调整。

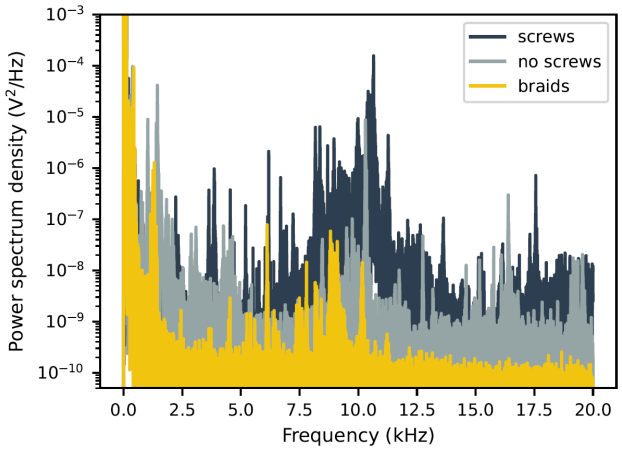

图 6. 三种不同安装类型下的振动功率谱密度：（螺钉固定）腔体安装座通过螺钉固定在低温恒温器冷头上；（无螺钉）腔体安装座仅放置在低温恒温器冷头上；（编织带悬挂）腔体安装座由铜编织带悬挂。编织带使腔与冷头在机械上解耦，并抑制了振动，主要是在约 10 千赫处。在低于 1 千赫的频率下，不同安装类型的表现相似。频谱的频率间隔为 $df = 0.5$ 赫兹，采集带宽为 $B_w = 2.5$ 兆赫/2.56 = 977 千赫。

B. 腔内的激光功率效应

1. 扫描不对称性与锁定稳定性条件

腔内循环激光功率与散射损耗和吸收损耗共同作用，导致功率耗散，并

使腔镜及其周围材料的温度随后升高。温度变化引发的热膨胀和收缩过程会导致腔长变化[28–30]。这些机械变化又意味着腔共振频率发生变化，进而影响循环功率。这类热反馈过程取决于热膨胀系数、热容和热导率等材料特性，也取决于腔体安装几何结构和腔空间模式。

为描述热致腔长变化的动力学，我们考虑一个简单模型，将腔长表示为时间的函数：

$$L(t) = L_0 + L_s(t) + L_f(t), \tag{4}$$

其中L_0 表示非热腔长（即不存在任何镜面加热时的腔长），而$L_s(t)$和$L_f(t)$分别对应“慢速”的光热膨胀和“快速”的光热折射过程[30]。热致腔长变化的运动方程为

$$\dot{L}_s(t) = -\tfrac{1}{\tau_s}(L_s(t) + B_s P_{circ}(t)) \tag{5}$$

$$\dot{L}_f(t) = -\tfrac{1}{\tau_f}(L_f(t) + B_f P_{circ}(t)) \tag{6}$$

其中 τ_s 和 τ_f 是腔长变化的特征时间尺度，B_s 和B_f 分别表示光热膨胀和光热折射过程中单位循环功率所引起的腔长变化，P_{circ} 为腔内循环功率。在腔长变化远慢于腔的衰荡时间这一近似下，我们可以假设循环功率取决于腔长，因而也取决于热致腔长变化[31]，即

$$P_{circ}(t) = \frac{\alpha P_0}{1 + (\frac{4F}{\lambda}(L(t) - L_{res})^2)}, \tag{7}$$

其中，P_0 为输入功率，α 为功率增强因子，用于计入模式匹配和阻抗匹配，F 为腔精细度，λ 为激光波长，而$L_{res} = m\lambda/2$为共振长度，其中m 为整数；共振长度即腔共振频率与激光频率相匹配时的腔长。

图7显示了激光频率扫过腔体共振时，测得的透射功率（黑色实线）随时间的变化。这些曲线由光电二极管记录，测量时采用了不同的透射功率峰值——各数值标注在每幅图的右上角。在0–1毫秒内，激光频率线性降低；在1–2毫秒内，激光频率则线性升高。在低功率下（透射峰值为1毫瓦），线型呈对称状，且与扫描方向无关。在更高功率下，我们观察到
线型会随扫描方向而有所不同。在输入功率达到900毫瓦及以上时，我们还会观察到展宽峰中出现振荡行为。

线形不对称性可以这样解释：扫描开始时，激光波长低于腔体共振波长；随着激光波长增加并逐渐接近腔长 L_{res}，热腔长变化 $L_s(t)$ 也随之增大。由于扫描方向与由此产生的热变化方向相同，激光在共振状态下保持的时间更长，使左侧峰变宽。另一方面，当激光波长向更高频率方向扫描时，腔长仍会在接近共振时膨胀，但共振频率与激光频率的变化方向相反，因此右侧峰变窄。

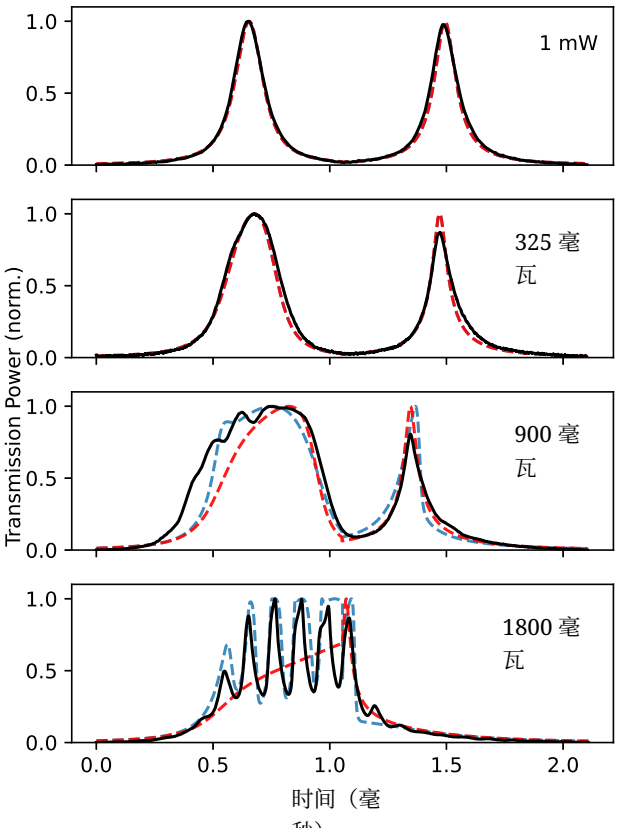

图7. 激光器频率线性扫描通过腔体共振时测得的透射功率（黑色实线），对应四种不同的输入功率。各图右上角标出了透射功率峰值。红色虚线表示仅包含光热膨胀过程的热模型，参数为 $F = 12000$, $\alpha = 2000$, $B_s = 0.11$ pm/W 和 $\tau_s = 500\ \mu$s。蓝色虚线表示同时包含光热膨胀和折射过程的热模型，参数为 $B_f = -14$ fm/W 和 $\tau_f = 5\ \mu$s。

为了检验这一解释，我们通过数值积分方程4至7对系统进行建模。起初，我们仅纳入较慢的热致腔长变化 $L_s(t)$，并手动调整参数以获得较好的拟合。红色虚线表示参数为 $F = 12000$, $\alpha = 2000$, $B_s = 0.11$ pm / W 和 $\tau_s = 500\ \mu$s 时的结果。该模型再现了观察到的扫描不对称性，但无法产生振荡行为。

振荡效应的起因可以通过一个模型定性再现。该模型同时包含光热膨胀和折射过程，二者作用于不同的时间尺度，且符号相反。例如，加入一个

第二种快速响应 $B_f = -14\,\mathrm{fm/W}$、$\tau_f = 5\,\mu$秒，可得到图 7 中蓝色虚线所示的曲线。不过，我们无法确定能否将这种行为归因于热长度响应中额外的时间尺度。观测到的振荡周期为 90 μ秒至 120 μ秒（约 9 千赫），与腔体安装座的机械共振相吻合。观测到的振荡频率与激光输入功率无关。因此，另一种解释是，高输入激光功率激发了机械自共振。这种现象此前已在法布里-珀罗微腔中观测到[32]。

热效应也会影响使用声光调制器锁定腔的能力，因为声光调制器的响应会使腔体输入功率随 AOM 频率变化。在低功率下，热效应可以忽略不计，任何 AOM 频率下都能稳定锁定。然而，我们注意到，当腔体输入功率较高（超过 100 毫瓦）时，只有在腔体输入功率随 AOM 频率升高而增加的频率范围内才能锁定。在这种情况下，输入功率增加造成的热频移会导致热致腔长变化，从而减小激光器与腔之间的失谐，因而有助于锁定。在另一种情况下，则会触发失控过程。在循环功率最高时，非恒定的声光调制器功率分布会导致热共振频率变化，其影响超过激光器与腔之间的失谐；这意味着只有在压控振荡器电压为负时才能稳定锁定。我们发现，为避免失控行为，压控振荡器电压的平均值必须为 -2 V 或更低，这意味着在其 -2 V$\pm$ 2 V 的整个范围内，响应的符号都有助于锁定。类似的逻辑也适用于腔对输入光的响应，这意味着无法将激光器锁定在腔体透射率的峰值处。热长度变化只有在共振的一侧才稳定，另一侧则会出现不稳定性。失控效应发生在毫秒时间尺度内，通过适当的锁定设置可以避免。在分钟时间尺度上，我们还观察到进一步的腔长变化和热自锁定。

2. 分钟时间尺度下的腔长变化与热自锁定

除了会影响锁定的腔长相对快速变化外，在高腔内功率下运行还会导致腔周围材料的温度在较长时间尺度上升高。经过数分钟，我们发现腔共振频率的偏移超过了 1.5 兆赫的声光调制器锁定范围。为确保激光器不会失锁，我们设置了第二个锁定回路，通过调节激光晶体温度来改变激光频率。该锁定回路将压控振荡器电压的平均值维持在给定的设定值，并具有 1 赫兹的带宽。

激光器锁定时，通过突然改变 AOM频率（使用压控振荡器控制），我们能够快速改变腔的输入功率，并通过观察控制激光器的电压，观察腔长机械长度随之产生的变化。图 8 (a) 和 (b) 分别显示了在 25 分钟内记录的压控振荡器电压和腔透射功率；期间，压控振荡器设定值突然改变了两次。图 8 (c) 显示了为使压控振荡器电压保持在所选设定值附近而需要的激光频移随时间的变化，因此可作为腔体热膨胀的指标（第二级锁定的响应速度远快于图中所示的时间尺度）。图 8 (d) 显示了在相应时段内使用温度传感器（图 4 中的 (b)）测得的腔体安装座温度。压控振荡器设定值第一次切换发生在第 5 分钟，从 -3 V（高功率）切换至 -9 V（低功率）。因此，第 5 至 10 分钟间腔体安装座温度下降（图 8 (d) 中的蓝色区域），并在第 10 至 15 分钟间稳定在 11 K（图 8 (d) 中的绿色区域）。由于腔体输入功率降低，温度下降是预期之中的。激光频移呈现出多个时间尺度和方向各异的热效应。第 5 至 7 分钟间，频移了 100 MHz（图 8 (c) 中的蓝色区域）；但随后，一个较慢、影响更强且方向相反的热效应开始占主导，对应于第 7 至 12 分钟间频移从 -100 MHz 变为 100 MHz。频移似乎在第 12 至 15 分钟间达到平衡（图 8 (c) 中的绿色区域）。第 16 分钟时，我们再次改变了压控振荡器设定值，但这次是从 -9 V（低功率）切换至 -3 V（高功率）。随后，腔体安装座温度开始平稳上升，但在第 17 分钟时，我们突然观察到温度尖峰（图 8 (d) 中的红色区域）。其来源尚不明确，但我们推测热膨胀可能改变了装置各部件之间的机械接触。温度尖峰之后，腔体安装座温度稳定在 16 K（图 8 (d) 中的黄色区域）。第 16 至 17 分钟间，即温度尖峰出现之前，激光频移从 100 MHz 变为 180 MHz（图 8 (c) 中的红色区域）。第 17 分钟之后（温度尖峰出现后），激光频率在接下来的 8 分钟内下降了 -180 MHz，并回到初始值（图 8 (c) 中的黄色区域）。腔共振频率变化 100 MHz 对应的相对频率变化为 100 MHz/ (c/ 1064纳米) $\approx 3.3 \times 10^{-7}$；对于我们腔体的 29 mm 腔长，这相当于 ≈ 10.7 nm。

通过使用电阻加热器稳定腔体安装座的温度，并关闭激光器上的所有主动反馈，我们观察到了自发的热自锁定。图 9 (a) 显示，在没有对激光频率进行任何反馈的情况下，透射功率在数分钟内保持较高水平。为估算这一热自锁定过程的噪声抑制能力，我们使用光电二极管测量了 2 秒内的透射功率（图 9 (b)），并计算了腔体透射信号的功率谱密度（PSD）（图 9 (c) 和 (d)）。测量分别在循环功率较低、热效应可忽略的条件下（灰色曲线）以及循环功率较高的条件下（黄色曲线）进行。我们发现，在低于 1 千赫的频率下，热自锁定消除了噪声；而在更高频率下，则未观察到抑制效果。这与根据线形不对称性测量估算的热时间常数 $\tau_s = 500\,\mu$秒一致。热自锁定信号的长度稳定性达到 0.6 pm rms，对应的频率波动

6 千赫均方根波动。

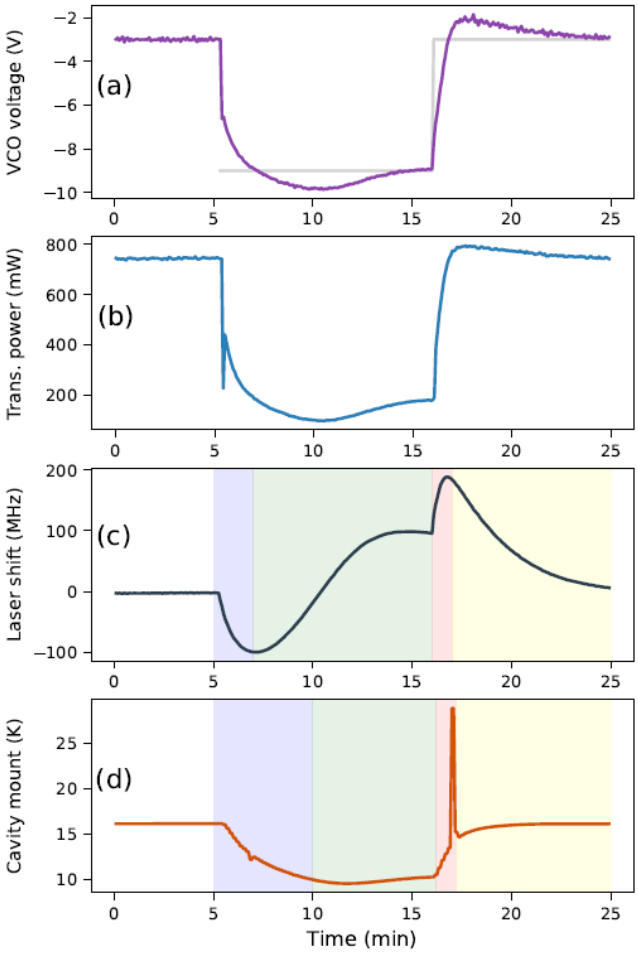

图 8. 25 分钟时间段内的热长度变化。(a) 压控振荡器电压（紫色曲线）和选定的设定值（灰色曲线）。(b) 腔体透射的激光功率。由于声光调制器功率分布，该值与压控振荡器电压值密切相关。(c) 调谐激光频率以使压控振荡器电压保持在其设定值。(d) 腔体支架温度随时间的变化。

3. 精细度保持

保持精细度对于维持较高的功率增强至关重要。本节报告了导致腔精细度发生变化的事件。精细度测量遵循第 III 节所述的方法。测量在室温（300 K）下以及低温恒温器冷却后（4 K）进行。在大多数冷却过程中，低温恒温器冷却后腔精细度保持在室温时的数值；然而，我们观察到一些事件显著改变了腔精细度。图 10 显示了六个不同事件中精细度的变化。事件 1 中，精细度从 $F = 13000$ 降至 $F = 3000$。当时，一个将低温腔室与涡轮分隔开的阀门

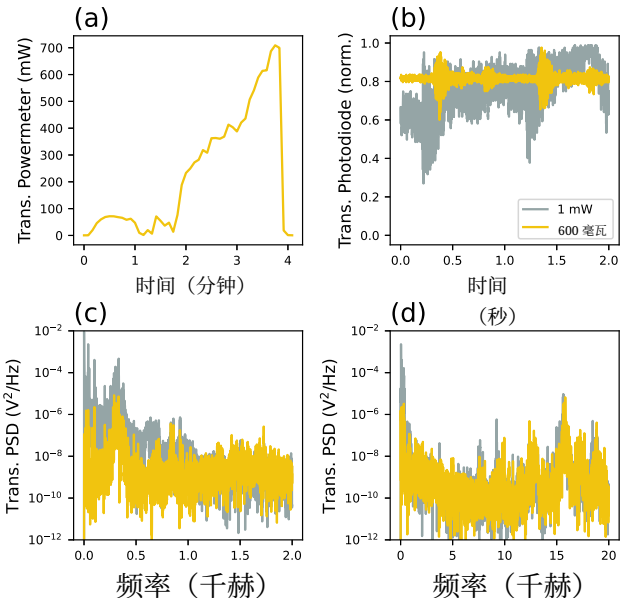

图 9. 腔体共振热自锁定至固定激光频率。仅使用加热器对腔体安装座的温度进行主动稳定。(a) 透射功率在数分钟内保持较高水平。(b) 记录 2 秒内低透射功率（1 毫瓦，灰色）和高透射功率（600 毫瓦，黄色）情况下的透射功率。(c) 和 (d) 为腔体透射的功率谱密度（PSD），频率间隔为 0.5 赫兹，采集带宽为 976 千赫。在 1 千赫以下，噪声受到抑制；而在更高频率下，未观察到明显影响。

在低温恒温器降温期间，泵一直处于开启状态。我们推测，这导致真空压力过高，使气体可能凝结在低温腔镜上，进而污染镜面镀层。低温恒温器升温后（事件 2），精细度恢复至初始值 13000。在事件 3 中，室温（300 K）下高循环功率耦合进入腔内时，平面镜受损。估算的循环功率约为 70 MW/cm^2（透射峰值功率为 1.7 W），精细度从 $F = 13000$ 降至 $F = 4000$。之后，我们用一面新镜替换了平面镜。新镜装上后，腔在室温下的精细度为 $F = 5800$；使用 First Contact 聚合物清洁平面镜三次后，精细度升至 $F = 12000$，且降温后仍保持不变。在低温（4 K）下，透射功率达到 3.5 W（170 MW/cm^2），这是我们系统中观测到的最高透射功率。然而，这再次导致平面镜受损，精细度降至 $F = 5000$（事件 5）。通过实际移动曲面反射镜，将腔模移至平面镜上的另一位置，腔精细度得以恢复至 12900（事件 6）。这表明镜面损伤可能是由高强度光导致的。表 II 总结了精细度变化事件。

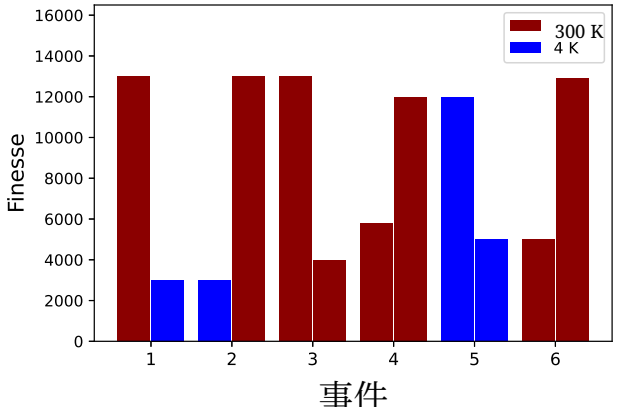

图 10. 不同事件导致的精细度变化。红色和蓝色柱分别表示室温（300 K）和低温（4 K）下的精细度测量值。

事件	精细度	描述
1	13k → 3k	阀门保持开启时的低温恒温器冷却 open
2	3k →13k	升温后精细度提高 up.
3	13k → 4k	平面镜在 1.7 W 透射功率后受损。
4	5.8k → 12k	新平面镜。精细度提高 经过 3 轮清洁后。
5	12k → 5k	平面镜受损，此时透射功率为 3.5 瓦。
6	5k → 12.9k	实际 移动了曲面 反射镜。

表 II. 改变腔精细度的事件摘要。

C. 腔模与离子位置的重叠（低温冷却）

要使腔模与离子位置重合，必须知道它们在离子阱径向平面内的相对位置。由于平面腔镜的镀层会阻挡波长为 280 纳米的离子荧光，且腔光束因镜面所在的中心孔而不会被非球面透镜折射，因此腔光束与 Mg^+ 荧光没有共用光路。为了估算二者的相对位置，我们必须分别对腔模和离子成像，并以前电极作为共同参照，结合两张图像中的信息。图 11(a) 和 (b) 分别显示了通过腔镜成像的腔模和通过非球面透镜成像的离子。根据这些图像，我们确定了腔模和离子相对于前电极中心的位置。前电极中心作为位置测量的原点。

低温恒温器从室温冷却至 4 开尔文的过程中发生的热变形，会改变腔体和离子阱安装座部分部件的尺寸。

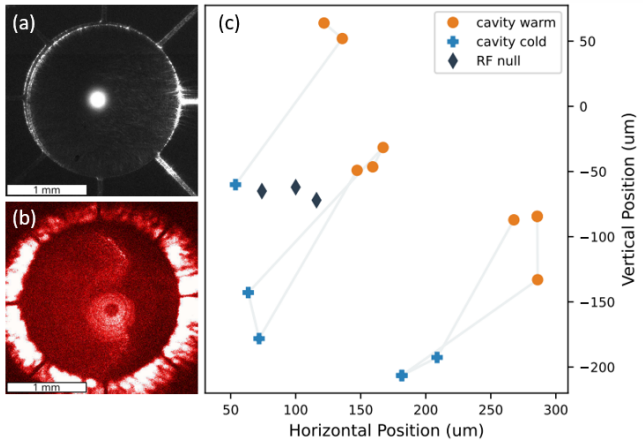

图 11. (a) 通过腔镜成像的腔模和前电极。(b) 通过非球面透镜成像的离子和前电极。离子处于焦点之外，因为它位于电极后方 650 μm 处。非球面透镜中的镜子遮挡了中心锥形区域内的光，导致离子呈现环状外观。(c) 低温恒温器冷却过程中，腔从室温位置（橙色圆点）移至 4 开尔文位置（蓝色叉号）时的位移。图中灰色线条分组展示了腔体安装座的三次独立重新组装。

图 11.(c) 显示了腔模在室温（腔体温热）和 4 K（腔体冷却）下的位置，这些位置对应于对腔体安装座进行的三次独立机械重新组装。通过镜面以 $2f - 2f$ 配置进行成像，测量了腔模的位置。我们估计，这种方法在水平和垂直方向上的精度约为± 10 μm。相对于离子阱，经过低温恒温器的冷却周期后，腔模会稳定地向下移动约 100 μm、向左移动约 100 μm；加热后则会回到初始位置。只有在室温下才能对腔体和离子阱进行机械调节。在确定冷却时的位置偏移后，我们便能够预判并补偿腔模位移。然而，目前仍不清楚腔体或离子阱组件中的哪个部分是导致腔模相对于前电极发生位移的主要原因。从室温到 4 K，钛的整体相对热膨胀系数为 -171.9×10^{-5}.[33] 腔体安装座的边长为 50毫米，收缩量为 85 μm。此外，离子阱安装在由 FR-4 制成的印制电路板上；FR-4 是一种多层环氧层压材料，可能发生了复杂的变形。最后，固定平面腔镜的非球面透镜可能发生收缩并导致倾斜，从而使腔模发生位移。

低温恒温器冷却后，腔模的位置便无法再调谐。为了改善腔模与离子之间的重叠，我们最初施加了直流电场来调整离子位置。电场将离子从射频零点推向腔模。因此，离子产生了微运动，导致原子跃迁因多普勒效应而展宽。图12显示了离子偏移后的两次激光频率扫描结果

250 μ米，方向是从离子阱射频零点朝向腔模。一次扫描是在腔内无光时进行的，另一次则是在腔峰值循环功率为 ≈25 兆瓦/厘米^2 时进行的（腔透射功率为700毫瓦，每面镜的强度透射系数为150 ppm，离子位置处的束腰为 110 μ米）。由于频率调谐速度太慢，无法对蓝侧进行采样并及时重新冷却离子，因此只测量了共振的红侧。在1064纳米下，Mg^+ 的 $3^2S_{1/2} \rightarrow 3^2P_{3/2}$ 跃迁的差分交流斯塔克频移为0.16 Hz/(W/cm^2)。观测到的10兆赫谱线频移与预期的4兆赫差分交流斯塔克频移处于同一数量级。还需指出，只有当离子位于校准后的腔模位置附近时，才观测到谱线频移。因此，我们将此视为离子处于腔模中的证据。不过，我们尚无法排除这样的可能性：离子微运动发生变化导致荧光分布改变，进而产生了这一频移。

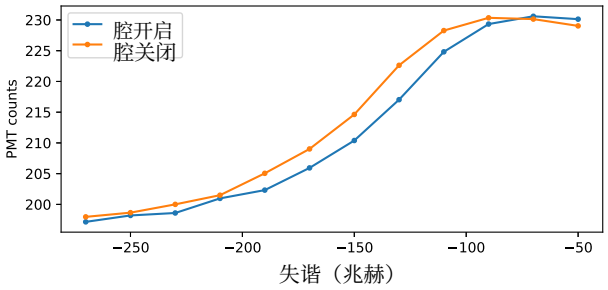

图 12. 使用直流电场，观测原子谱线频移，使其与离子位置和腔模位置重合。离子被推出 250 μm，径向微运动使跃迁谱线展宽。腔开启且循环光强为 ≈25 MW/cm^2 时，观测到 10 兆赫的谱线频移。计算得出，在 25 MW/cm^2 下，差分交流斯塔克位移为 4 兆赫。

五、结论

本文介绍了在温度接近 4 K 的闭循环低温恒温器真空系统中，与环形射频离子阱集成的光学增强腔的设计和性能。我们克服了该装置带来的若干技术挑战。通过用铜编织带悬挂腔安装座，我们成功抑制了闭循环低温恒温器启停造成的振动，并将 1064纳米激光器锁定到腔内。当我们尝试以较高的腔内功率（输入功率超过 100 毫瓦）运行腔时，腔体热变化开始主导系统；不过，通过将锁定声光调制器的压控振荡器电压设为负值来避免失控过程，并反馈调节 1064纳米激光器的温度以跟随腔体共振，我们仍能锁定腔。平面镜在受损前可承受的最大光强为 170 MW/cm^2，对应于捕获区域中 Mg^+ 离子的 10 mK 光学阱深度。施加直流电场即可使离子与腔模位置重合。

致谢

我们感谢瑞士国家科学基金会通过资助项目 BSCGI0 157834 以及通过国家研究能力中心 NCCR QSIT 提供的经费，资助编号为 51NF40-185902。

[1]R. F. Spivey, I. V. Inlek, Z. Jia, S. Crain, K. Sun, J. Kim, G. Vrijsen, C. Fang, C. Fitzgerald 等，“用于紧凑型封装离子阱量子计算的高稳定性低温系统”，IEEE量子工程汇刊 3, 1–11 (2021)。 [2]K.-N. Schymik, S. Pancaldi, F. Nogrette, D. Barredo, J. Paris, A. Browaeys 和 T. Lahaye，“在低温下光镊阵列中具有 6000 秒囚禁寿命的单原子”，《物理评论应用》16, 034013 2021( )。 [3]M. Notcutt, C. Taylor, A. Mann 和 D. Blair，“低温腔稳频激光器的温度补偿”，《物理学杂志D：应用物理》28, 1807 (1995)。 [4]T. Kessler, C. Hagemann, C. Grebing, T. Legero, U. Sterr, F. Riehle, M. Martin, L. Chen 和 J. Ye，“基于硅单晶光学腔的亚 40 兆赫线宽激光器”，《自然·光子学》6, 687–692 (2012)。 [5]J. M. Robinson, E. Oelker, W. R. Milner, W. Zhang, T. Legero, D. G. Matei, F. Riehle, U. Sterr 和 J. Ye，“4 K 晶体光学腔：热噪声极限不稳定度与超低漂移”，《光学》6, 240–243 (2019)。 [6]E. Wiens, C. J. Kwong, T. Müller 和 S. Schiller，“一种简化的低温光学谐振器装置，可实现超低频率漂移”，《科学仪器评论》91, 045112 (2020)。 [7]E. Wiens, A. Y. Nevsky 和 S. Schiller，“具有超高长度稳定性的谐振器：探测违反等效原理的物理学”，《物理评论快报》117, 271102 (2016)。 [8]C. Braxmaier, H. Müller, O. Pradl, J. Mlynek, A. Peters 和 S. Schiller，“利用低温光学谐振器检验相对论”，《物理评论快报》88, 010401 2001( )。 [9]D. Leibfried, R. Blatt, C. Monroe 和 D. Wineland，“单个囚禁离子的量子动力学”，《现代物理评论》75, 281–324 (2003)。 [10]M. Cetina, A. T. Grier 和 V. Vuleti´c，“微运动导致的保罗阱中原子-离子交感冷却极限”，《物理评论快报》109, 253201 2012( )。 [11]J. G. Bohnet, B. C. Sawyer, J. W. Britton, M. L. Wall, A. M. Rey, M. Foss-Feig 和 J. J. Bollinger，“数百个囚禁离子的量子自旋动力学与纠缠生成”，《科学》352, 1297–1301 (2016)。 [12]M. Mielenz, H. Kalis, M. Wittemer, F. Hakelberg, U. Warring, R. Schmied, M. Blain, P. Maunz, D. L. Moehring, D. Leibfried 等，“适用于二维量子模拟的单独操控离子阵列”，《自然·通讯》7, ncomms11839 (2016)。 [13]C. Schneider, M. Enderlein, T. Huber 和 T. Schätz，“离子的光学俘获”，《自然·光子学》4, 772–775 (2010)。 [14]M. Enderlein, T. Huber, C. Schneider 和 T. Schaetz，“囚禁于一维光学晶格中的单离子”，《物理评论快报》109, 233004 (2012)。 [15]T. Huber, A. Lambrecht, J. Schmidt, L. Karpa 和 T. Schaetz，“一种远失谐光学阱，用于钡离+ 子”，《自然·通讯》5, 5587 (2014)。 [16]T. Schaetz，“离子和原子的光学俘获”，《物理学杂志B：原子、分子与光学物理》50, 102001 (2017)。 [17]J. Schmidt, A. Lambrecht, P. Weckesser, M. Debatin, L. Karpa 和 T. Schaetz，“离子库仑晶体的光学俘获”，《物理评论X》8, 021028 (2018)。 [18]L. Karpa，“复合光学偶极阱中离子与超冷中性原子系综的相互作用：进展与展望”，《原子》9, 39 2021( )。 [19]P. Micke, J. Stark, S. King, T. Leopold, T. Pfeifer, L. Schmoeger, M. Schwarz, L. Spieß, P. Schmidt 和 J. Crespo López-Urrutia，“用于离子阱及其他应用的闭循环、低振动 4 K 低温恒温器”，《科学仪器评论》90, 065104 (2019)。 [20]G. Pagano, P. Hess, H. Kaplan, W. Tan, P. Richerme, P. Becker, A. Kyprianidis, J. Zhang, E. Birckelbaw, M. Hernandez 等，“用于大规模量子模拟的低温囚禁离子系统”，《量子科学与技术》4, 014004 (2018)。

[21]S. Vadia, J. Scherzer, H. Thierschmann, C. Schäfermeier, C. Dal Savio, T. Taniguchi, K. Watanabe, D. Hunger, K. Karraï 和 A. Högele，“闭循环低温恒温器中的开放腔：量子光学平台”，PRX quantum **2**, 040318 (2021)。[22]A. Grinin, A. Matveev, D. C. Yost, L. Maisenbacher, V. Wirthl, R. Pohl, T. W. Hänsch 和 T. Udem，“原子氢的双光子频率梳光谱学”，《科学》**370**, 1061–1066 (2020)。[23]E. D. Black，“Pound–Drever–Hall 激光频率稳定简介”，《美国物理学杂志》**69**, 79–87 (2001)。[24]C. J. Hood, H. J. Kimble 和 J. Ye，“高精细度反射镜的表征：光学腔中的损耗、相移与模式结构”，Phys. Rev. A **64**, 033804 (2001)。[25]M. de Wit, G. Welker, K. Heeck, F. M. Buters, H. J. Eerkens, G. Koning, H. van der Meer, D. Bouwmeester 和 T. H. Oosterkamp，“适用于无制冷剂稀释制冷机的高热导振动隔离”，《科学仪器评论》**90**, 015112 (2019)。[26]A. Ryou 和 J. Simon，“利用 FPGA 有限脉冲响应滤波器主动消除声学共振”，《科学仪器评论》**88**, 013101 (2017)。

[27]A. D’Addabbo、C. Bucci、L. Canonica、S. Di Domizio、P. Gorla、L. Marini、A. Nucciotti、I. Nutini、C. Rusconi 和 B. Welliver，“一种用于 CUORE脉冲管制冷机的主动噪声消除技术”，Cryogenics **93**，56 65 2018– ( )。[28]G. White，“参考材料的热膨胀：铜、二氧化硅和硅”，《物理学杂志D：应用物理》**6**，2070 (1973)。[29]F. Marino、M. De Rosa 和 F. Marin，“辐射压力和光热效应引起的法布里–珀罗腔中的鸭形轨道”，Phys. Rev. E **73**，026217 2006( )。[30]K. Konthasinghe、J. G. Velez、M. Peiris、Y. Nieves、L. T. Profeta 和 A. Muller，“高精细度法布里–珀罗微谐振器中光诱导镜面热机械形变的动力学”，JOSA B **35**，372–379 (2018)。[31]M. Lawrence、B. Willke、M. Husman、E. Gustafson 和 R. Byer，“法布里–珀罗干涉仪的动态响应”，JOSA B **16**，523–532 (1999)。[32]J. F. Brachmann、H. Kaupp、T. W. Hänsch 和 D. Hunger，“超高精度稳定可调微腔中的光热效应”，Optics express **24**，21205–21215 (2016)。[33]P. E. Bradley、R. Radebaugh、等人，“选定材料在低温下的性质”，NIST Publ**680**，1–14 (2013)。