arXiv:2602.16645v1 [physics.atom-ph] 18 Feb 2026

微重力下偶极阱中的超冷原子

J. Le Mener[1] **& C. M´etayer**[1] **&V. Jarlaud**[2] **&C. Pelluet**[3] **&B. Battelier**[1]1LP2N，光子学、数字与纳米科学实验室（Laboratoire Photonique Num´erique etNanosciences），波尔多大学（Universit´e de Bordeaux）、IOGS与法国国家科学研究中心，法国塔朗斯弗朗索瓦·密特朗街1号（1 Rue Fran,cois Mitterrand），33400[2]Exail，法国格拉迪尼昂陶器大道27号（27 Avenue de la Poterie），33170[3]法国国家空间研究中心，法国图卢兹爱德华·贝林大道18号（18 avenue EdouardBelin），31400

摘要。 大多数在微重力平台或太空中开展的冷原子实验都借助原子芯片实现，因而在光学通道和非均匀磁场方面存在局限。光学偶极阱没有这些缺点，但在无重力条件下难以制备原子数较多且处于超低温的原子样品。在此，我们报告了抛物线飞行期间在两束交叉激光束中实现的高效蒸发冷却。时间平均势兼具大捕获体积与阱压缩的优势，提高了初始相空间密度和碰撞率，从而有利于蒸发过程。借助该技术，我们证明可在不到4秒内制备温度低于100 nK的 2.5×10^4 铷原子超冷气体。本实验为应用于基础物理学和大地测量学的量子传感器发展，以及太空中超冷原子物理学的研究开辟了道路。

引言

微重力下的冷原子是一个新兴领域，涵盖大量物理现象，包括但不限于少体物理学 [1], 分子光谱学与超冷化学、奇异拓扑与几何结构 [2, 3],以及基础检验 [4, 5]。

已有多项玻色—爱因斯坦凝聚体实验在地基微重力平台 [6, 7] 或太空中 [8, 9], 开展，证明了原子芯片技术的成熟性与稳健性。尽管其性能前景良好，原子芯片邻近带来的固有困难仍有待解决，例如杂散光、有限的光学通道以及非均匀磁场。作为替代方案，偶极阱在产生超冷原子方面具有显著优势，可提供良好的光学通道、实现囚禁势的快速关断，并便于通过对磁场的独立控制来调控相互作用，以利用Feshbach共振。

遗憾的是，偶极阱固有的减压特性妨碍了快速而高效的蒸发冷却，使系统无法进入失控蒸发区 [10]。与磁阱不同，在降低阱深的同时，阱频率会随激光功率的平方根降低。在地面上，引力势梯度会降低势垒，有利于垂直方向上的蒸发，并且在蒸发冷却的最终阶段变得显著。在微重力环境中，缺少这种辅助力带来了新的挑战。另一方面，激光功率

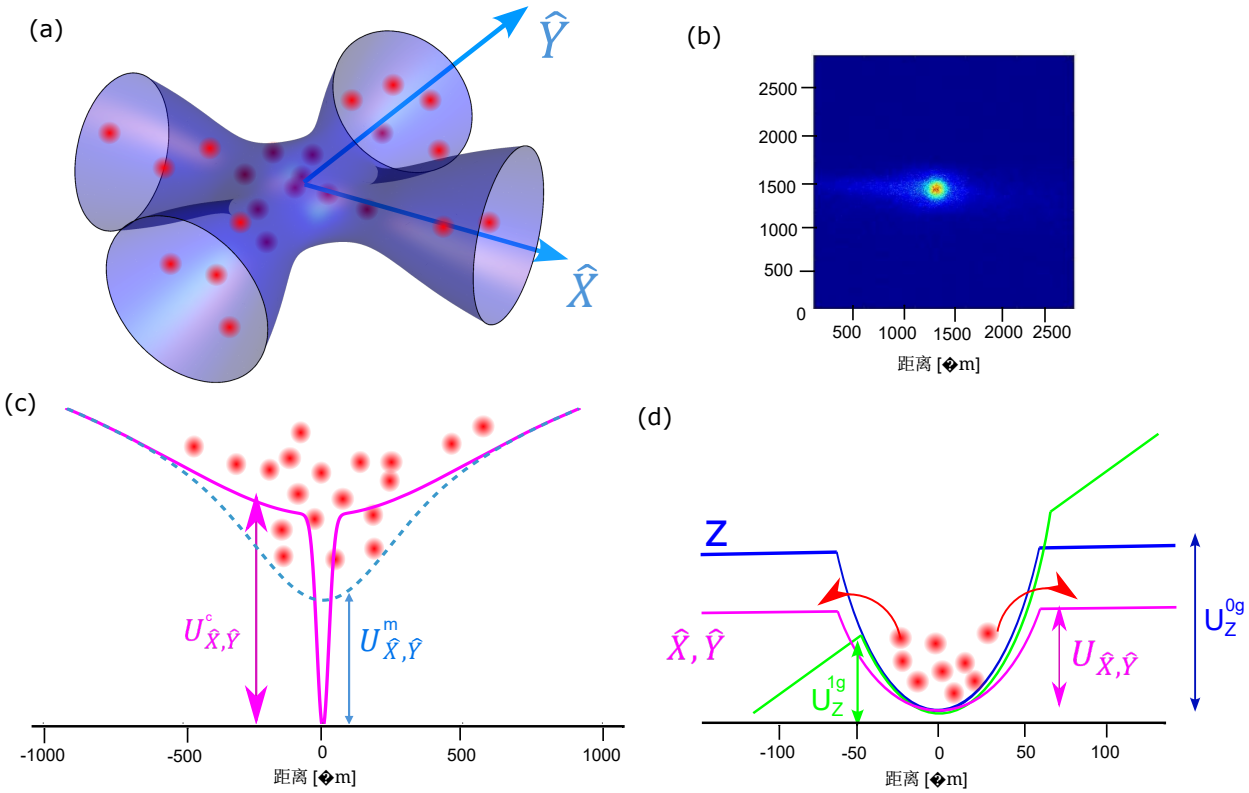

图 1：**微重力下偶极阱中的冷却与俘获：**(a) 被俘获在构成交叉偶极阱的两束激光束中的原子。(b) 微重力下偶极阱中原子的荧光成像。(c) 得益于我们的绘制势，阱在两束光束的交叉处发生形变；阱深从调制阱 $U^{m}_{\hat{X},\hat{Y}}$(蓝色)增加至压缩阱 $U^{c}_{\hat{X},\hat{Y}}$(紫色)，使得蒸发冷却开始前相空间密度增加。(d) 在标准重力下（绿色），下垂会降低有效阱深，促使原子在蒸发冷却末期沿垂直方向逃逸。在微重力下，不存在下垂效应（蓝色），原子更倾向于沿两束光束方向 X 和 Y（紫色）在约束较弱的势中蒸发。

与标准重力环境相比可以进一步降低 [11]，同时保持激光束方向上的俘获力较弱。蒸发冷却 [12] 已在高温下（$> 10\mu$K）得到验证，并在汉诺威的 HITec 爱因斯坦电梯中测试了一套颇具前景且稳健的装置 [13]，但迄今尚未在微重力环境中实现玻色-爱因斯坦凝聚。

在这项工作中，我们展示了在微重力环境下利用偶极阱制备超冷原子，并达到了玻色-爱因斯坦凝聚阈值处的相空间密度。通过对紧聚焦激光束进行空间调制而产生的绘制光势，在捕获体积和阱深之间实现了良好的折衷 [7]。受激光束的影响，原子被囚禁在双模势中。关闭空间调制，使阱形状缓慢变化，相对于内部平衡时间而言足够缓慢 [14], ，从而提高相空间密度。同时，阱的压缩提高了碰撞率，有利于高效蒸发冷却。我们证明，尽管阱减压会导致碰撞率降低，仍然可以达到较高的相空间密度。持续时间为

自由落体时间最长达 100 ms 的飞行时间测量，使我们能够评估超冷原子样品的空间膨胀。

结果与讨论

这些结果是在执行抛物线飞行的 Novespace 零重力飞机上获得的。实验中，真空室内的三维磁光阱（MOT）在 1 s 内由二维磁光阱装载，从而俘获 1.5×10^8 个铷原子。随后，使用红失谐光学粘团在 9 ms 内将原子云冷却至 4.5μ K。激光冷却阶段之后，我们的方法 [7] 将灰色粘团冷却与时间平均光学势中的俘获同步结合起来。经放大的光纤电信激光器可提供最高 23 W、波长为 1550 nm 的光；偶极阱由两束交叉光束构成（图 1 (a)），并由声光调制器（AOM）进行空间调制，以增大捕获体积。约有 6×10^6 个原子在 150 ms 内装载到偶极阱中（图 1 (b)）。飞机稳定飞行、超重力阶段与抛物线微重力阶段之间的加速度变化，会导致偶极阱两束交叉光束的相对错位。为减轻这一影响，实时补偿系统会在每个实验序列中重新对准两束光的位置（见方法部分的图 5）。

^^ 沿着 X，Y 两束激光束的传播方向，偶极阱势呈双重结构，传播光束的聚焦还会产生额外的俘获力。此效应在这里十分显著，因为绘制光势使光束能够强烈聚焦于原子上，同时不会减小由空间调制幅度所确定的捕获体积。因此，原子被俘获在双模势中，这对提高初始空间密度起着重要作用（图 1 (c)）。这一现象可通过简化的双盒模型来理解： V_0表示激光束中的体积，$V_1 << V_0$ 表示交叉偶极阱中的体积 [15]:

$$\ln\left(\frac{D_1}{D_0}\right) = \frac{U_1/k_BT}{1 + (V_1/V_0)e^{U_1/k_BT}} \tag{1}$$

U_1 是小盒中的势能，其中原子密度的增加有利于局部提高相空间密度 $D_1 > D_0$。

绘制势可以使阱中心部分的形状发生绝热变形[14]。空间调制在 $\tau_c = 250$ ms 内逐渐减小至零（图 2 (a)），并使交叉阱的阱深增加 $U_c \approx 3U_m$ （图 2 (b)）；其中，索引 c 表示压缩后的阱，m表示调制阱。压缩阶段阱深从 U_m 升至 U_c，使交叉偶极阱中的相空间密度增加 $D_c > D_m$:

$$\ln\left(\frac{D_c}{D_m}\right) = \frac{U_c/k_BT_c}{1 + (V_c/V_0)e^{U_c/k_BT_c}} - \frac{U_m/k_BT_m}{1 + (V_m/V_0)e^{U_m/k_BT_m}} \tag{2}$$

其中，$V_{c、m}$ 分别表示交叉偶极阱在未进行和进行空间调制时的体积。我们测得 $T_c \approx T_m \approx 13\mu$K，这与阱的绝热压缩一致$\tau_c \approx 250\delta\bar{\omega}/\bar{\omega}^2$，$\bar{\omega}$ 为平均阱频。由于沿两束激光束方向的体积远大于交叉阱中的体积$V_0 >> V_{m、c}$，公式 2 表明，相空间密度的增益与玻尔兹曼因子 $D_c/D_m \approx \exp[(U_c - U_m)/k_BT_c]$成正比。实验测得增益达到两个数量级，对应于 $(U_c - U_m)/(k_BT_c) \approx 5$，这一数值在压缩阶段达到。超过这一数值后，双盒模型不再适用

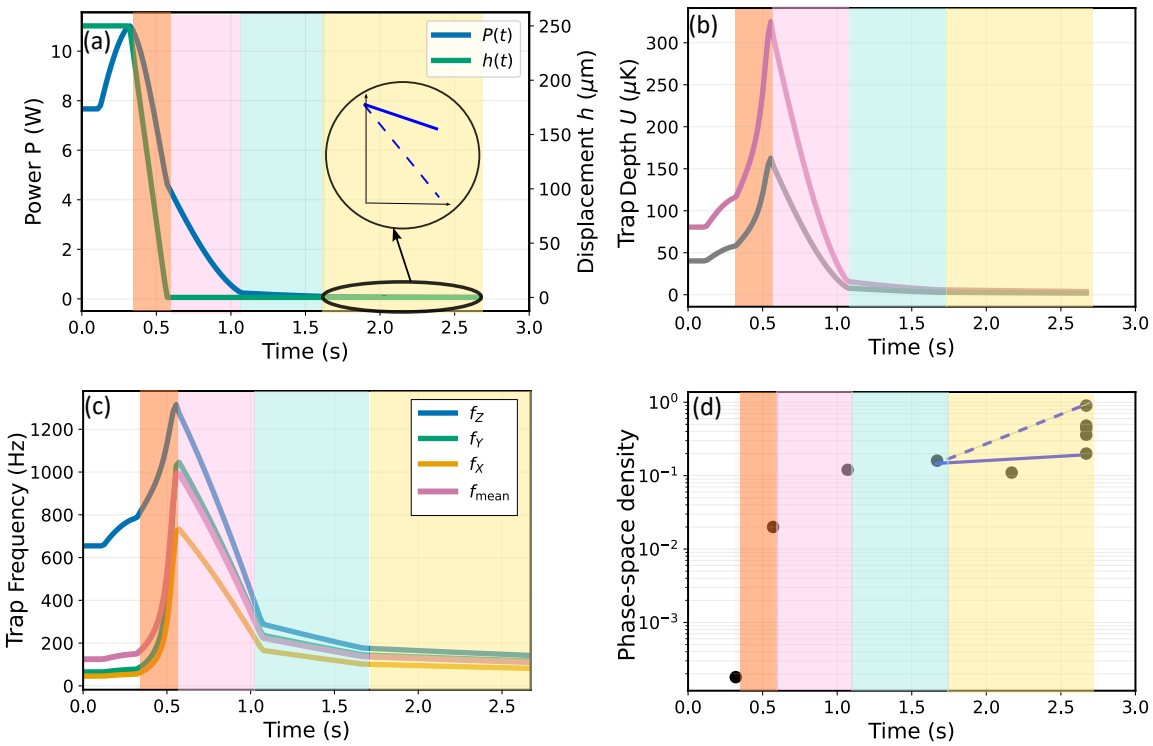

图 2：**微重力下在交叉偶极阱中制备超冷原子：**(a) 压缩阶段（橙色区域）和蒸发冷却的三个阶段（分别为粉色、浅蓝色和黄色）期间的激光功率（蓝色）和空间调制幅度 h （绿色）。插图：为改善微重力下的蒸发冷却，我们在最后一段斜坡结束时降低激光功率的最终值（蓝色虚线）。实线表示标准重力下的参考斜坡。(b) Z 方向（紫色）以及沿两束交叉光束方向 X，Y（卡其色）的阱深。(c) 偶极阱特征轴方向上的阱频率（X，Y，Z），以及 (d) 微重力下偶极阱中的相空间密度（蓝色）。我们测得压缩阶段（橙色）相空间密度提高了 2 个数量级。降低最后一段斜坡的最终值（虚线）可进一步提高最终相空间密度。

因为大部分气体都被限制在交叉偶极阱中，随后便开始蒸发冷却。

在压缩阶段，阱频率（图 2(c)）随之提高，原子密度也因此增大，为蒸发冷却创造了有利条件。蒸发冷却通过三段线性斜坡逐步降低偶极阱激光器的功率来实现（图 2(a)），从而降低阱深（图 2(b)）。在第一段线性斜坡期间，相空间密度提高了一个数量级（图 2(d) 中的粉色曲线），随后保持不变，直至蒸发冷却序列的最终阶段。在低激光功率下的最后阶段，垂直方向上不存在像标准重力条件下那样有助于蒸发冷却的重力下垂（图 1(d)）。为推动蒸发过程，进一步降低激光功率的最终值（图 2(a) 插图），从而使相空间密度在最后阶段进一步增加（图 2(d)）。

我们分别比较了实验装置在微重力和标准重力条件下蒸发冷却的效率（图 3）。从初始温度 T_{ini}和原子数

N_{ini} 以及相空间密度 D_{ini}出发，参数 α_T 和 α_D 分别将温度和相空间密度与原子数联系起来：

$$\frac{T_{fin}}{T_{ini}} = \left(\frac{N_{fin}}{N_{ini}}\right)^{\alpha_T} \tag{3}$$

and

$$\frac{D_{fin}}{D_{ini}} = \left(\frac{N_{fin}}{N_{ini}}\right)^{\alpha_D} \tag{4}$$

这些关于绝热减压并降低的光学阱中蒸发冷却的标度定律，取决于阱深 $\eta = U_{X,Y}/(k_B T)$；沿 X和 Y方向，阱深较低，因为激光束内部的势能不为零，而且交叉阱中能量最高的原子倾向于沿光束传播方向逸出。因此，$\eta \approx 6$分别给出 $\alpha_T = 2(\eta + \kappa - 3)/3$ 和 $\alpha_D = 4 - (\eta + \kappa)$，其中 κ 是一个接近 1 的常数[10]。图 3(a) 展示了温度随原子数的变化，并可据此提取 α_T。在微重力下，沿光束传播方向的势能会降低有效阱深 η，从而使微重力下的有效蒸发冷却达到 $\alpha_T^{0g} \approx 0.9$，低于标准重力下的情况；标准重力下 $\alpha_T^{1g} \approx 1.4$。

同样，图 3 (b) 展示了蒸发过程中相空间密度随原子数的变化，并使我们能够提取 α_D。在标准重力下，蒸发冷却使相空间密度持续增加，直至发生玻色–爱因斯坦凝聚，此时$\alpha_D^{1g} \approx -1.7$。在微重力下，$\alpha_D^{0g} \approx -0.5$ 远低于预期值 ≈ -3，对于 $\eta \approx 6$而言，这表明存在显著损失，其特征损失率为 $\Gamma^{-1}_{\text{损失}} \approx 640$ms，这是由振动和光束之间的相对未对准造成的。相比之下，这些损失超过了残余加热的影响，限制了偶极阱中的寿命；在地面上测得的寿命约为 18 s。图 3 (d) 展示了碰撞率的变化；在蒸发冷却结束阶段，碰撞率显著降低（$\gamma = 6\ \text{s}^{-1}$），因此无法缩短最后一个功率斜坡的持续时间来减轻损失。图 3 中的数据是在此次飞行任务的 3 次飞行中采集的。不同日期的条件可能略有差异，这可以解释表征曲线中相空间密度的波动。

一次持续 20 秒的微重力抛物线飞行，使我们能够通过改变自由落体释放的原子的飞行时间，对温度进行完整估算（测量 4 或 5 次）。蒸发冷却结束后，关闭偶极阱，并将发送至声光调制器的射频失谐 2 MHz，以将偶极阱的位置改变 $300\ \mu$m，确保没有残余光对原子产生任何作用力。通过荧光成像测量超冷气体在自由落体过程中的膨胀，我们测得温度约为 80 nK（图 4）。自由落体的最长持续时间受限于 100 ms，因为原子样品在飞机的残余加速度作用下移出了 EMCCD 相机的探测区域（物平面中的 $3 \times 3\ \text{mm}^2$）。选择放大率较低的成像系统可以缓解这一问题。

因此，该过程使原子云中心的相空间密度达到 $D_{fin} \approx 0.9$，接近针对 $D_{\text{crit}} = g_{3/2}(1) \approx 2.612$ 预期的玻色-爱因斯坦凝聚；对应于 $N = 25000$个原子、平均阱频为 $T_c = 100$ nK 时的临界温度

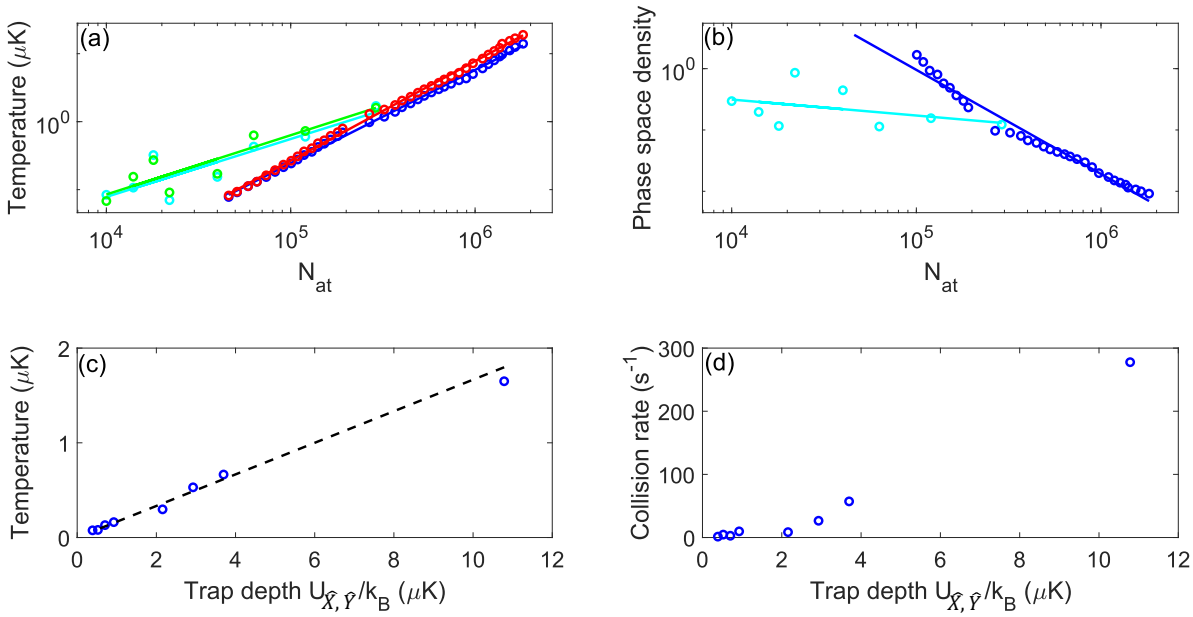

图 3：**微重力下偶极阱中蒸发冷却的参数：**微重力条件下，零重力飞机上（绿色和浅蓝色）及标准重力条件下（蓝色和红色）的温度 (a) 和相空间密度 (b) 随原子数的变化。根据斜率可提取参数 α_T 和 α_D，从而定量估算冷却效率。(c) 温度和 (d) 碰撞率随阱深的变化。数据显示，在蒸发冷却过程中（(c) 中的虚线），$\eta = U_{\hat{X},\hat{Y}}/(k_B T) \approx 6$。

$\bar{\omega} = 2\pi \times 59$ Hz。此外，沿激光束传播方向的阱频率较弱，为 $\omega_{beam} \approx 0.5$Hz，但足以在微重力下将原子限制在阱中（图 4 (b) 和 (c)）。为考虑这一效应，我们使用双高斯分布拟合位于交叉阱和激光束中的原子图像。由此，我们估算出温度约为 1.5 μK 时，被两个激光束俘获的原子数为 $N_{\text{beam}} \approx 17000$。

总之，我们成功地在微重力下的偶极阱中制备出温度为 80 nK、含有 25 000 个原子的超冷样品，并在不到 4 秒内达到量子简并阈值。据我们所知，这些结果对应于完全在微重力下进行的全光学方法所达到的最低温度。尽管在失重条件下冷却效率有所降低，但绘制势策略通过将激光束聚焦到较小的束腰，同时保持较大的捕获体积，使这一成果成为可能。压缩阶段不仅确保了较高的初始碰撞率，从而实现蒸发冷却，还通过沿激光束方向对双模势进行绝热形变，显著提高了相空间密度。我们相信，进一步改进，例如减小束腰，或通过二维空间调制增加初始原子数，将有助于在微重力下实现玻色-爱因斯坦凝聚。

与其他微重力平台相比，0g飞机易于使用，能够良好地控制实验参数，因此我们的实验成为一个独特的试验平台，可用于准备

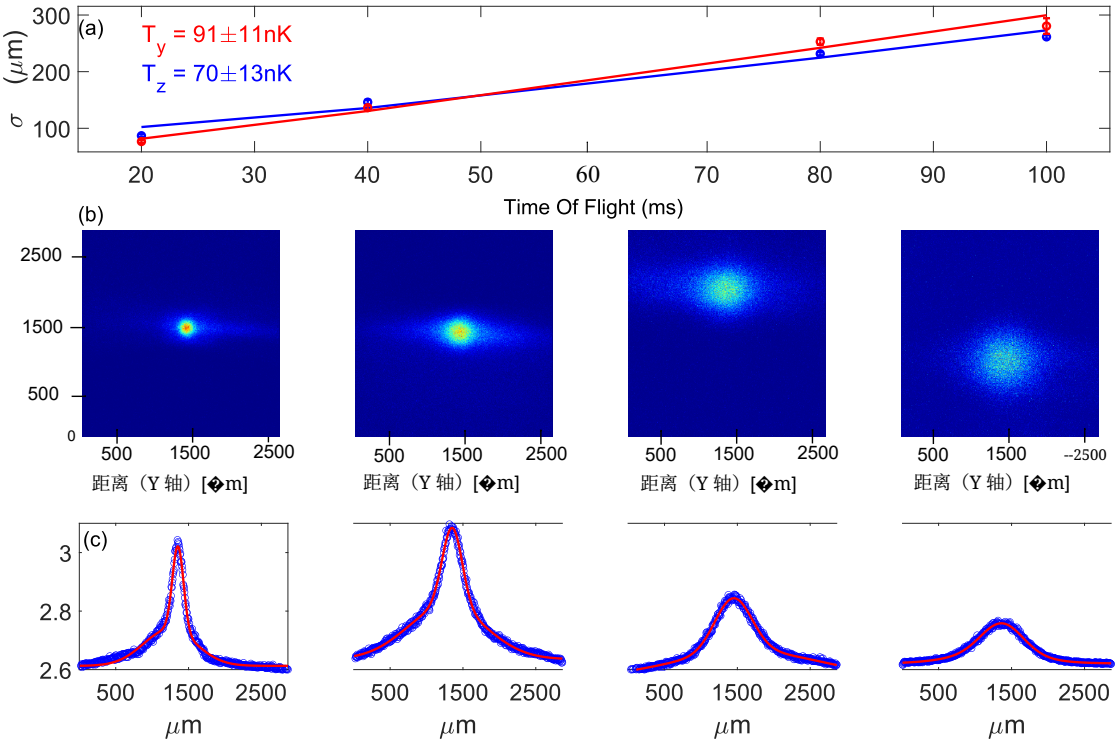

图4：**微重力中的超冷原子：**(a) 原子云沿 Y 和 Z 方向的空间膨胀与飞行时间的关系。斜率给出了原子样品的等效温度。(b) 从左至右，原子云空间分布在四种自由落体时长下的荧光探测结果：20 ms、40 ms、80 ms 和 100 ms。(c) 沿 Z 方向对原子云分布进行积分，并沿 Y 方向用双高斯分布拟合（实验数据为蓝色，拟合曲线为红色）。

未来在基础物理学、大地测量学和导航领域的太空任务。主要限制与飞机的残余加速度有关；预计在落塔、空间站或卫星等更洁净的微重力环境中，这些限制将得以克服。 [16, 17, 18], [9, 19] [20]

微重力中的偶极阱对于确保两种原子源重叠至关重要，这对检验弱等效原理至关重要 [4]。更广泛地说，在量子气体物理学中，这种光学阱可通过独立的磁场控制原子间相互作用 [1]。此外，近期的方案利用光学偶极力产生新的阱几何结构，例如壳层 [21, 22, 23], 或盒状阱 [24, 3], 为探索新的拓扑现象铺平道路。

方法

偶极阱两束激光束的自动重新对准

图 5 (a) 示意展示了科学腔室，包括真空系统和偶极阱装置。偶极阱的激光束经过一个声光调制器（AA Opto-electronic MTS40-A3-1550），用于控制功率并对光束的位置进行空间调制。一对反射镜在光束首次通过后将其反射回真空室，从而以 70° 夹角形成交叉偶极阱。两束激光聚焦于真空室中心。反射镜 M1 和 M2 之间的距离为 420 mm，它们的位置距真空室中心约 370 mm。

为实时校正两束交叉光束之间的相对错位，我们通过分束器取出 1% 的激光功率，并利用铟镓砷四象限探测器检测每束光的相对位置。伺服锁定电子设备向压电致动器发送反馈信号，以控制反射镜 M1 和 M2 的倾斜。由于四象限探测器的功率动态范围不足以覆盖整个蒸发冷却过程，我们采用采样保持技术。在磁光阱之前的采样阶段，施加恒定的激光功率，在 100 ms 内重新对准两束光（图 6 (a)）。标准重力、超重力和微重力的连续阶段中，加速度的剧烈变化会导致两束激光束明显错位。补偿系统会校正反射镜 M1 和 M2 的倾斜，从而自动重新对准光束，无需实验人员介入（图 6 (b)）。在 0g 阶段，光束 $\approx 5-10\mu$m 的残余错位小于束腰，因此能够产生超冷原子（图 6 (c)）。

探测校准

我们的装置中安装了三套探测系统（图 5）。微重力实验使用荧光成像装置进行。另两套探测系统——一套吸收成像装置和一套使用光电倍增管（PMT）的荧光探测系统——用于地面校准，以帮助我们评估原子云自由落体过程中通过空间膨胀测得的原子数和温度。我们在一系列蒸发冷却过程中比较了这些方法（图 7）。

对于荧光成像和吸收成像，温度 $\mathcal{T}$ 通过在关闭偶极阱后改变自由落体时间 t_{tof} 来估算，并根据用高斯分布拟合得到的原子云宽度提取：

$$\sigma_X = \sqrt{\sigma_{X,0}^2 + \frac{k_B \mathcal{T}}{m} t_{tof}^2} \tag{5}$$

其中 $\sigma_{X,\,0}$ 是自由落体前的初始尺寸。

下面详细介绍评估原子数的三种方法。

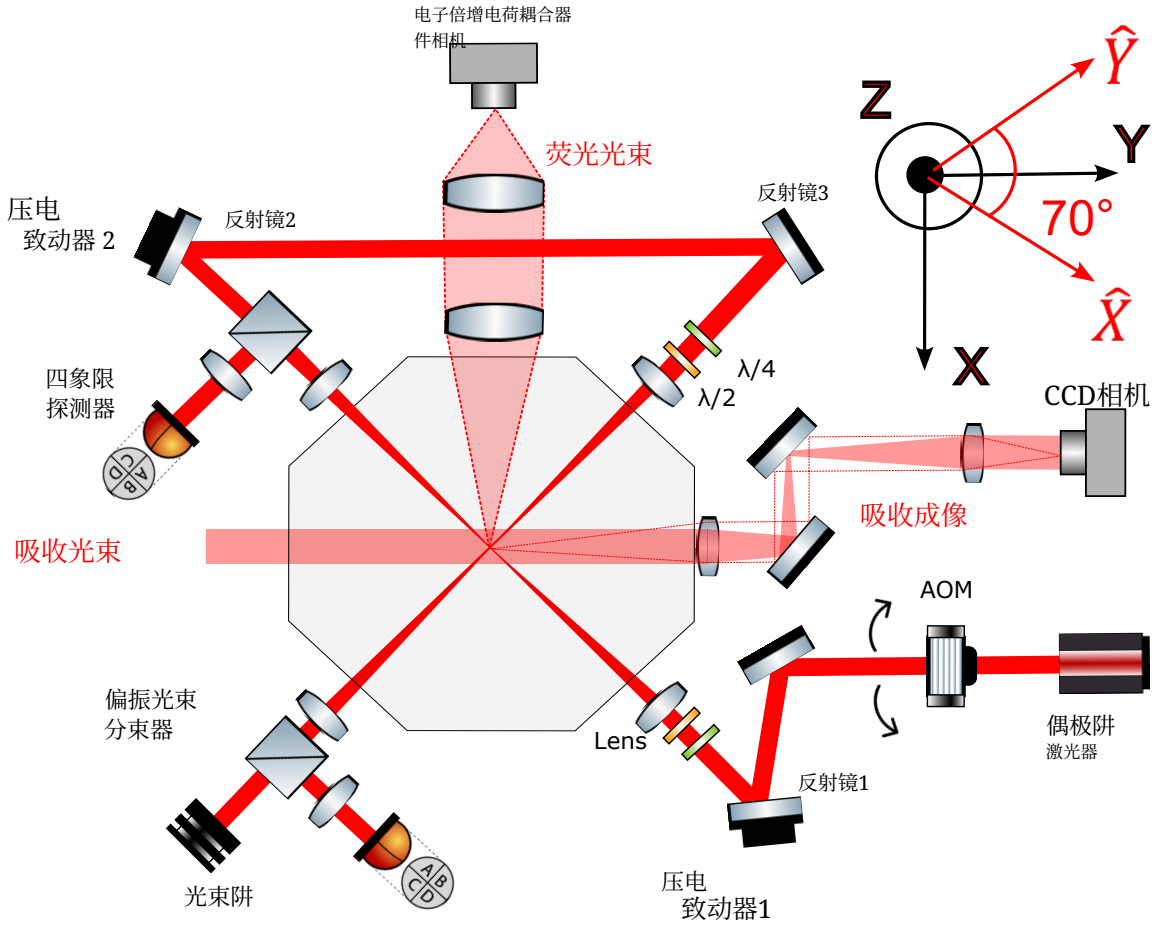

图5：**微重力环境中的时间平均交叉偶极阱：**实验装置示意图，其中包括偶极阱的两束交叉光束、两个成像系统（分别用于吸收成像和荧光成像），以及偶极阱激光束的自动重新对准系统。每束光的位置由四象限探测器测量，并通过压电致动器分别对反射镜1和反射镜2施加反馈。在微重力环境中，原子停留在真空室的中心。声光调制器：声光调制器。 $\lambda/2$：半波片。 $\lambda/4$：四分之一波片。

荧光成像探测

通过荧光成像探测原子，所用设备为一台针对低原子密度进行调整的电子倍增电荷耦合器件（EMCCD）相机（图5）。荧光成像光束沿着垂直于偶极阱平面的轴线（z）传播，呈圆偏振，且不进行反向反射。原子发射的光子由一枚焦距为$f = 150$ mm、直径2英寸的透镜收集，并与一枚焦距为 $f = 400$ mm的透镜配合，以2.7的放大率将原子云成像到EMCCD相机上。

扩散率 原子发射的光子的数量取决于强度 I 以及 e

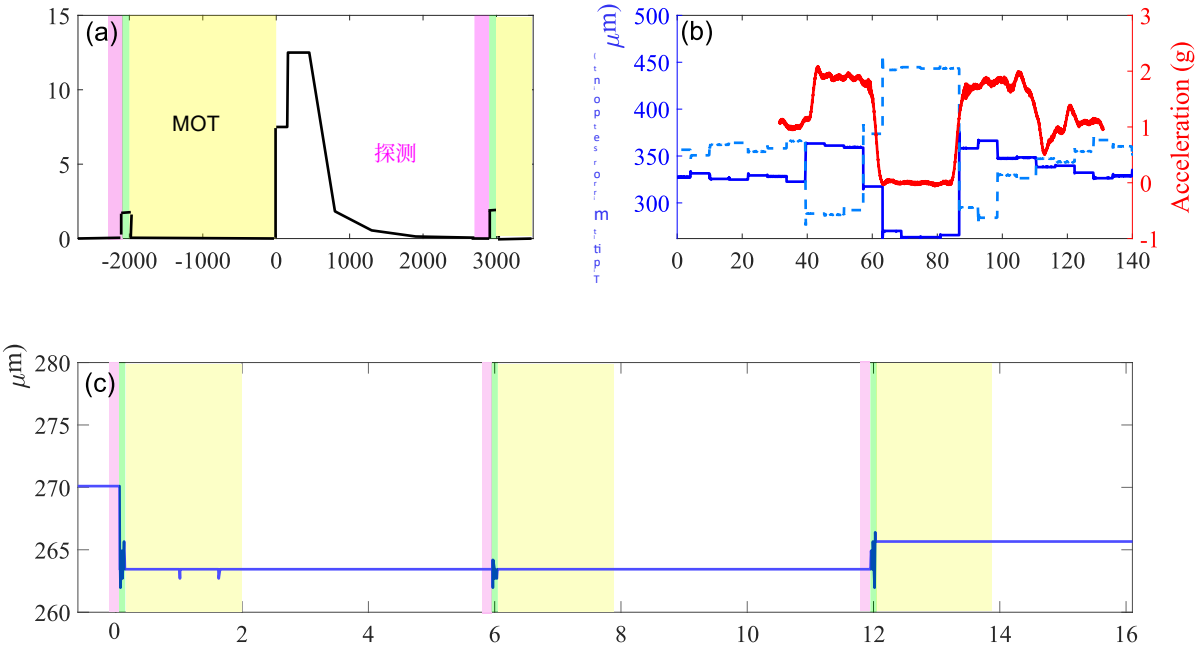

图 6：**两个偶极阱光束的自动重新对准**：(a) 实验序列的时序。光束位置的伺服锁定在探测阶段（粉色）与下一次磁光阱阶段（黄色）之间的 100 ms 内开启（绿色）。(b) 在整个抛物线飞行过程中，为使两束激光束保持在位置探测器上，压电反射镜上的加速度（红色）和反馈信号（深蓝色和浅蓝色）。(c) 通过“采样保持”程序，在 3 个实验循环中重新对准偶极阱的两束光束的原理。

激光束相对于 D2线跃迁的失谐 Δ ：

$$\gamma_{diff} = \frac{\Gamma}{2} \cdot \frac{\frac{I}{I_{sat}}}{1 + 4 \cdot (\frac{\Delta}{\Gamma})^2 + \frac{I}{I_{sat}}} \tag{6}$$

其中 $\Gamma = 2\pi \cdot 6.066\,\text{MHz}$ 为铷的自然线宽， I_{sat} 为饱和吸收。光学系统和相机在曝光时间 t_{exp} 内收集的总光子数与原子数 N_{at}直接相关：

$$N_p = \frac{\Omega}{4\pi} N_{at} \gamma_{diff} t_{exp} \tag{7}$$

其中 Ω 为光学系统的立体角。使用高斯分布拟合 EM-CCD 相机测得的原子云。对二维轮廓进行积分可得总计数 N_c，进而得到总原子数：

$$N_{at} = \frac{4\pi}{\Omega} \frac{N_c \xi}{\gamma_{diff} t_{exp} \eta G} \tag{8}$$

其中， η 为量子效率， G 为电子倍增（EM）增益， ξ 为相机以每计数对应的电子数表示的灵敏度。这些参数由 EMCCD

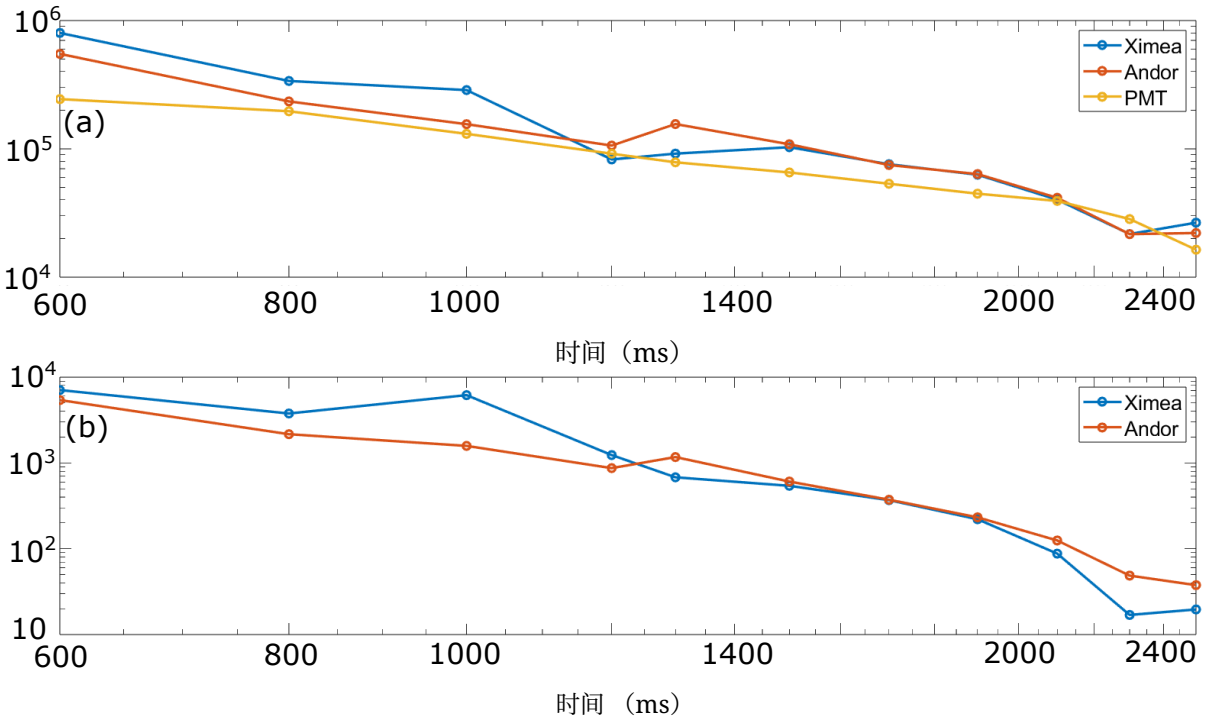

图 7：**采用三种方法进行探测校准**：吸收成像（蓝色）、荧光成像（红色）以及使用光电倍增管 PMT 进行荧光探测（黄色）。（a）标准重力下蒸发冷却过程中原子云的原子数和（b）温度。

相机的数据表提供，并通过与其他探测方法进行比较，经我们的探测校准确认。

吸收成像

使用 Ximea MD120MU-SY CCD相机通过吸收成像探测原子。光学系统由第一片焦距为 f = 150 mm 的透镜和第二片焦距为 125 mm 的透镜组成，放大率为 0.83。光学密度（OD）由一组三张图像提取：

$$OD(x,z) = \left(1 + 4\frac{\Delta^2}{\Gamma^2}\right) \ln\left(\frac{I_{beam}(x,z)}{I_{at}(x,z)}\right) \tag{9}$$

其中，$I_{at}(x,\ z)$ 和 $I_{beam}(x,\ z)$ 分别对应有原子和无原子时拍摄的两张图像，再减去一张测量无光背景的图像。每张图像的曝光时间为 $70\ \mu$ 秒，拍摄间隔为 70 毫秒。

总原子数 N_{at} 根据光学密度OD（$x,\ z$）拟合得到的二维高斯轮廓的宽度 σ_x 和 σ_z 以及最大光学密度 OD_{max}进行估算：

$$N_{at} = \frac{2\pi\sigma_x\sigma_z}{\sigma} \cdot OD_{max} \tag{10}$$

σ 是取决于激光束的强度 I 和失谐 Δ 的散射截面:

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + 4\left(\frac{\Delta}{\Gamma}\right)^2 + \frac{I}{I_{sat}}} \tag{11}$$

其中， $\sigma_0 = 1.938 \cdot 10^{-13}\,\mathrm{m}^{-2}$ 是铷-87在线偏振 [25]下共振时的共振截面。实验中，吸收光束的强度设定为$I \approx 0.55\,\mathrm{mW.cm}^2$，并处于共振状态 $\Delta = 0$，因此散射截面为 $\sigma \approx 5/6 \cdot \sigma_0$。

时间荧光探测

原子云发出的荧光由滨松 H11526-20-NF 光电倍增管（PMT）测量。用于收集光子的光学系统由两个透镜组成，焦距分别为 f_1=150mm和 f_2=175 mm，立体角为 Ω_{PMT}。

光电倍增管收集到的光功率与原子数 N_{at}成正比:

$$P_{PMT} = \frac{hc}{\lambda} N_{at} \gamma_{diff} \frac{\Omega_{PMT}}{4\pi} \tag{12}$$

其中， $\lambda = 780$ nm是光学波长， c 是光速。扩散率 γ_{diff}由式 6 定义。

光电倍增管输出端的电流与 P_{PMT} 成正比:

$$I_{PMT} = \frac{hc}{\lambda} N_{at} \gamma_{diff} \frac{\Omega_{PMT}}{4\pi} \cdot S \cdot G \tag{13}$$

其中， $S = 50\mathrm{mA.W}^{-1}$ 是光电倍增管在 780 nm 处的灵敏度， $G = 2 \cdot 10^6$ 是增益。
随后根据测得的电流计算原子数:

$$N_{at} = \frac{\lambda}{hc\gamma_{diff}} \frac{4\pi}{\Omega_{PMT}} \frac{1}{S \cdot G} \cdot I_{PMT} \tag{14}$$

阱频率标定

在标准重力条件下，根据光功率标定阱频率。我们通过声光调制器快速切换偶极阱的位置，或使用压电微电机控制反射镜 M3 的倾斜，从而激发偶极阱各本征轴方向上的质心运动。振荡频率对应阱频率（图 8 (a)）。考虑到目标温度范围内的情况，谐振近似成立，因此我们预计微重力条件下的阱频率相同。

正如预期，阱频率随光功率的平方根变化（图8（b））， 且该数据集与激光束腰 $w_0 = 42.5\mu$m相符。在地面上，由于偶极阱会被重力势打开，重力使得无法在极低功率下俘获原子。阱频率在低功率下经外推得到，并可在零重力飞机上的微重力环境中达到。

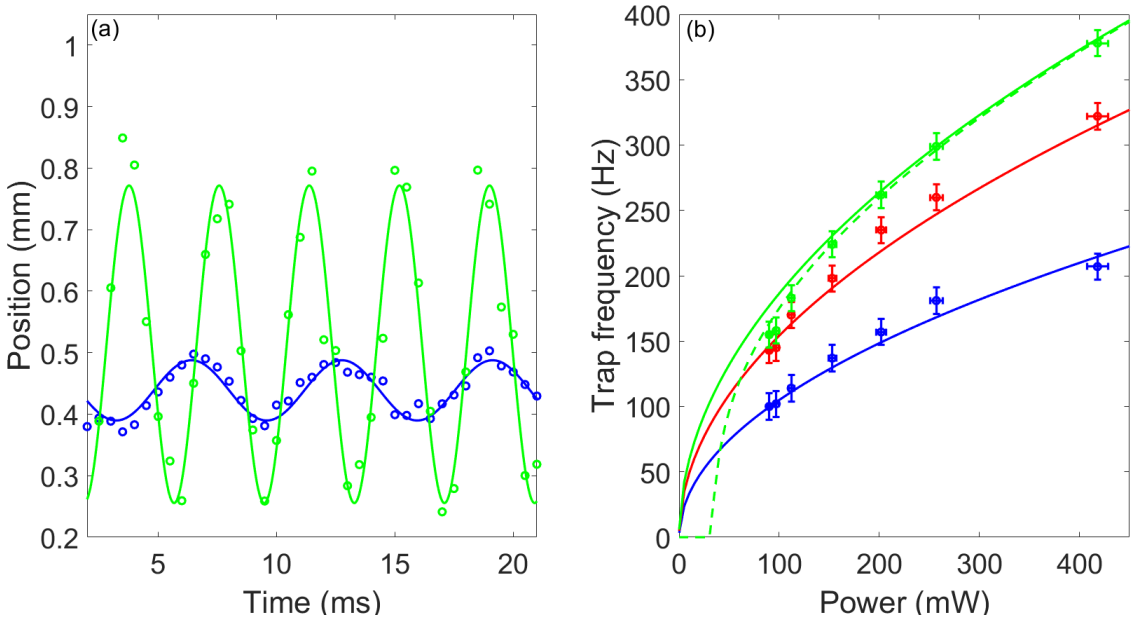

图8：**阱频率标定：**(a) 原子云质心沿 X 轴（蓝色）和 Z 轴（绿色）的振荡。(b) 偶极阱第一束光束中的激光功率与阱频率的关系（Y 轴对应红色）。在地面上，重力下垂会使 Z 方向的阱完全打开，对应于阱频率变为零（绿色虚线）。在微重力环境中，可以降低偶极阱的压缩程度，从而达到更低的阱频率（实线）。该数据集与光束束腰为 $\omega_0 = 42.5\mu$m 的情况相符。

数据可用性

本研究中生成和/或分析的数据集可在Zenodo存储库10.5281/zenodo.18633000中获取。

参考文献

[1] Pascal Naidon 和 Shimpei Endo。《Efimov物理：综述》。《物理学进展报告》，80(5):056001，2017年3月。[2] R. A. Carollo、D. C. Aveline、B. Rhyno、S. Vishveshwara、C. Lannert、J. D. Murphree、E. R. Elliott、J. R. Williams、R. J. Thompson 和 N. Lundblad。《轨道微重力中超冷原子气泡的观测》。《自然》，606(7913):281–286，2022年6月。[3]Kai Frye-Arndt、Matthew Glaysher、Marius Glaeser、Matthias Koch、Stefan Seckmeyer、Holger Ahlers、Waldemar Herr、Naceur Gaaloul、Christian Schubert 和 Ernst Rasel。《用于均匀量子气体的大型超平光学阱》，2025年。[4] Baptiste Battelier、Jo¨el Berg´e、Andrea Bertoldi、Luc Blanchet、Kai Bongs、Philippe Bouyer、Claus Braxmaier、Davide Calonico、Pierre Fayet、Naceur Gaaloul、Christine Guerlin、Aur´elien Hees、Philippe Jetzer、Claus L¨ammerzahl、Steve Lecomte、Christophe Le Poncin-Lafitte、Sina Loriani、Gilles M´etris、Miquel Nofrarias、Ernst Rasel、Serge Reynaud、Manuel Rodrigues,

Markus Rothacher、Albert Roura、Christophe Salomon、Stephan Schiller、Wolfgang P. Schleich、Christian Schubert、Carlos F. Sopuerta、Fiodor Sorrentino、Timothy J. Sumner、Guglielmo M. Tino、Philip Tuckey、Wolf von Klitzing、Lisa W¨orner、Peter Wolf 和 Martin Zelan。《通过太空等效原理检验探索物理宇宙的基础》。《实验天文学》，51(3):1695–1736，2021年6月。[5] O. Anton、I. Br¨ockel、D. Derr、A. Fieguth、M. Franzke、M. G¨artner、E. Giese、J. S. Haase、J. Hamann、A. Heidt、S. Kanthak、C. Klempt、J. Kruse、M. Krutzik、S. Kubitza、C. Lotz、K. M¨uller、J. Pahl、E. M. Rasel、M. Schiemangk、W. P. Schleich、S. Schwertfeger、A. Wicht 和 L. W¨orner。《Intentas——面向微重力的纠缠增强型原子传感器》。《*EPJ*量子技术》，12(1):26，2025年2月。[6] T. van Zoest、N. Gaaloul、Y. Singh、H. Ahlers、W. Herr、S. T. Seidel、W. Ertmer、E. Rasel、M. Eckart、E. Kajari、S. Arnold、G. Nandi、W. P. Schleich、R. Walser、A. Vogel、K. Sengstock、K. Bongs、W. Lewoczko-Adamczyk、M. Schiemangk、T. Schuldt、A. Peters、T. K¨onemann、H. M¨untinga、C. L¨ammerzahl、H. Dittus、T. Steinmetz、T. W. H¨ansch 和 J. Reichel。《微重力中的玻色–爱因斯坦凝聚》。《科学》，328(5985):1540–1543，2010年。[7]G. Condon、M. Rabault、B. Barrett、L. Chichet、R. Arguel、H. Eneriz-Imaz、D. Naik、A. Bertoldi、B. Battelier、P. Bouyer 和 A. Landragin。《微重力中的全光玻色–爱因斯坦凝聚体》。《物理评论快报》，123:240402，2019年12月。[8] Dennis Becker、Maike D. Lachmann、Stephan T. Seidel、Holger Ahlers、Aline N. Dinkelaker、Jens Grosse、Ortwin Hellmig、Hauke M¨untinga、Vladimir Schkolnik、Thijs Wendrich、Andr´e Wenzlawski、Benjamin Weps、Robin Corgier、Tobias Franz、Naceur Gaaloul、Waldemar Herr、Daniel L¨udtke、Manuel Popp、Sirine Amri、Hannes Duncker、Maik Erbe、Anja Kohfeldt、Andr´e Kubelka-Lange、Claus Braxmaier、Eric Charron、Wolfgang Ertmer、Markus Krutzik、Claus L¨ammerzahl、Achim Peters、Wolfgang P. Schleich、Klaus Sengstock、Reinhold Walser、Andreas Wicht、Patrick Windpassinger 和 Ernst M. Rasel。《用于精密干涉测量的空间玻色–爱因斯坦凝聚》。《自然》，562(7727):391–395，2018年10月。[9] David C. Aveline、Jason R. Williams、Ethan R. Elliott、Chelsea Dutenhoffer、James R. Kellogg、James M. Kohel、Norman E. Lay、Kamal Oudrhiri、Robert F. Shotwell、Nan Yu 和 Robert J. Thompson。《地球轨道研究实验室中玻色–爱因斯坦凝聚体的观测》。《自然》，582(7811):193–197，2020年6月。[10] K. M. O'Hara、M. E. Gehm、S. R. Granade 和 J. E. Thomas。《时变光学阱中蒸发冷却的标度定律》。《物理评论*A*》，64:051403，2001年10月。[11] Xiao-long Yuan、Jiachen Yu、Hui Li、Biao Wu、Wei Xiong、Xiaoji Zhou 和 Xuzong Chen。《微重力下囚禁原子蒸发冷却的动力学方程》。《物理评论*A*》，109:043315，2024年4月。[12] Christian Vogt、Marian Woltmann、Sven Herrmann、Claus L¨ammerzahl、Henning Albers、Dennis Schlippert 和 Ernst M. Rasel。《微重力下光学偶极阱中的蒸发冷却》。《物理评论*A*》，101:013634，2020年1月。[13] J. S. Haase、A. Fieguth、I. Br¨ockel、J. Hamann、J. Kruse 和 C. Klempt。《用于微重力下玻色–爱因斯坦凝聚的稳健紧凑的单透镜交叉光束光学偶极阱》。《*EPJ*量子技术》，12(1):116，2025年9月。

[14] P. W. H. Pinkse, A. Mosk, M. Weidem¨uller, M. W. Reynolds, T. W. Hijmans, 和 J. T. M. Walraven。受困玻色气体相空间密度的绝热改变。《物理评论快报》，78:990–993，1997年2月。[15] D. M. Stamper-Kurn, H.-J. Miesner, A. P. Chikkatur, S. Inouye, J. Stenger, 和 W. Ketterle。玻色–爱因斯坦凝聚体的可逆形成。《物理评论快报》，81:2194–2197，1998年9月。[16]H. M¨untinga, H. Ahlers, M. Krutzik, A. Wenzlawski, S. Arnold, D. Becker, K. Bongs, H. Dittus, H. Duncker, N. Gaaloul, C. Gherasim, E. Giese, C. Grzeschik, T. W. H¨ansch, O. Hellmig, W. Herr, S. Herrmann, E. Kajari, S. Kleinert, C. L¨ammerzahl, W. Lewoczko- Adamczyk, J. Malcolm, N. Meyer, R. Nolte, A. Peters, M. Popp, J. Reichel, A. Roura, J. Rudolph, M. Schiemangk, M. Schneider, S. T. Seidel, K. Sengstock, V. Tamma, T. Valenzuela, A. Vogel, R. Walser, T. Wendrich, P. Windpassinger, W. Zeller, T. van Zoest, W. Ertmer, W. P. Schleich, 和 E. M. Rasel。微重力环境下玻色–爱因斯坦凝聚体的干涉测量。《物理评论快报》，110:093602，2013年2月。[17] Matthias Raudonis, Albert Roura, Matthias Meister, Christoph Lotz, Ludger Overmeyer, Sven Herrmann, Andreas Gierse, Claus L¨ammerzahl, Nicholas P Bigelow, Maike Lachmann, Baptist Piest, Naceur Gaaloul, Ernst M Rasel, Christian Schubert, Waldemar Herr, Christian Deppner, Holger Ahlers, Wolfgang Ertmer, Jason R Williams, Nathan Lundblad, 和 Lisa W¨orner。冷原子实验的微重力设施。《量子科学与技术》，8(4):044001，2023年8月。[18]Christoph Lotz, Tobias Frob¨ose, Alexander Wanner, Ludger Overmeyer, 和 Wolfgang Ertmer。爱因斯坦升降机：用于从 μg到5 g的研究的新设施。《引力与空间研究》，5(2):11–27，2017年12月。[19] Meng He, Xi Chen, Jie Fang, Qunfeng Chen, Huanyao Sun, Yibo Wang, Jiaqi Zhong, Lin Zhou, Chuan He, Jinting Li, Danfang Zhang, Guiguo Ge, Wenzhang Wang, Yang Zhou, Xiao Li, Xiaowei Zhang, Lei Qin, Zhiyong Chen, Rundong Xu, Yan Wang, Zongyuan Xiong, Junjie Jiang, Zhendi Cai, Kuo Li, Guo Zheng, Weihua Peng, Jin Wang, 和 Mingsheng Zhan。用于在中国空间站检验等效原理的空间冷原子干涉仪。《*npj*微重力》，9(1):58，2023年7月。[20] T. L´ev`eque, C. Fallet, M. Mandea, R. Biancale, J. M. Lemoine, S. Tardivel, S. Delavault, A. Piquereau, S. Bourgogne, F. Pereira Dos Santos, B. Battelier, 和 Ph. Bouyer。利用激光耦合量子加速度计进行太空重力场测绘。《大地测量学杂志》，95(1):15，2021年1月。[21] Romain Veyron, Cl´ement M´etayer, Jean-Baptiste G´erent, Ruiyang Huang, Eliott Beraud, Barry M. Garraway, Simon Bernon, 和 Baptiste Battelier。微重力环境下超冷原子的全光学气泡阱，2025年。[22] A. Wolf, P. Boegel, M. Meister, A. Balaˇz, N. Gaaloul, 和 M. A. Efremov。基于双组分混合物的壳层状玻色–爱因斯坦凝聚体。《物理评论*A*》，106:013309，2022年7月。[23]Fan Jia, Zerong Huang, Liyuan Qiu, Rongzi Zhou, Yangqian Yan, 和 Dajun Wang。壳层状玻色–爱因斯坦凝聚体的膨胀动力学。《物理评论快报》，129:243402，2022年12月。

[24] Nir Navon, Robert P. Smith, 和 Zoran Hadzibabic。光学盒中的量子气体。《自然·物理》，17(12):1334–1341，2021年12月。
[25] D. A. Steck。《量子与原子光学》。https://atomoptics.uoregon.edu/dsteck/teaching/quantum- optics/。

致谢

本研究得到法国国家机构法国国家空间研究中心（法国国家空间研究中心）、欧洲空间局（欧洲空间局）的支持，并由欧盟（CARIOQA-PMP 项目）和 PEPR（优先研究计划与设备）法国复兴计划2030 QAFCA资助（编号：ANR-22-PETQ-0005 QAFCA）共同资助。C. Pelluet 和 C. Metayer 感谢法国国家空间研究中心、法国国家科学研究中心和欧洲空间局提供的经费支持。所有作者感谢 Novespace 组织抛物线飞行活动。

作者贡献

B.B. 构思了该项目。J.L.M.、V.J.、C.P. 和 C.M. 搭建了实验装置。J.L.M.、C.M.、V.J. 和 C.P. 开展了实验，C.M. 和 J.L.M. 进行了数据分析。B.B. 负责监督实验和数据分析。B.B. 负责协调和管理该项目。B.B.、J.L.M.、C.M. 和 V.J. 撰写了手稿。所有作者均参与讨论并审阅了手稿。

利益冲突

作者声明不存在利益冲突。