不受环境影响的原子重力仪

作者：Cristian D. Panda*[1], Matt Tao[1], Miguel Ceja[1], Andrew Reynoso[1], Holger Müller*[1]

[1]D物理系，美国加州大学伯克利分校，CA 94720，美国。

*通讯作者。电子邮箱：cpanda@berkeley.edu，hm@berkeley.edu

摘要：原子加速度计和重力仪通常基于原子喷泉中的自由落体原子，这不仅限制了仪器的尺寸，也削弱了其抵御倾斜、磁场或振动等环境因素的能力。这些局限阻碍了它们在地球物理学、地质学和惯性导航领域的广泛应用。近年来，人们开发了基于将原子囚禁在光学晶格中的原子干涉仪。与传统原子重力仪相比，这类重力仪还能将 ~1 Hz 及以上频率范围内振动的影响抑制数个数量级。在这里，我们展示了此类干涉仪能够耐受相对于垂直方向超过 8 mrad 的倾斜，并且通过将 $F = 3, 4$ 个超精细基态中的原子用作共磁力计，可以抑制强环境磁场和场梯度的影响，从而有望免除屏蔽的需求。我们在一种紧凑构型中实现了 0.7 mGal/√Hz（1 mGal=10 μm/s^2）的重力仪灵敏度，其中原子的移动距离仅为数毫米。

引言

原子加速度计和重力仪已展现出可与经典传感器媲美的性能（1–7）。由于采用高度稳定激光的波长作为参考，它们具备最先进的准确度和长期稳定性（8, 9）。然而，基于光脉冲原子干涉测量、使用原子喷泉中自由落体原子的原子传感器（10），在实际应用中的普及程度仍然有限。首先，脉冲式运行会因混叠而使其对振动过于敏感。其次，为避免原子落出激光束而导致信号丢失，喷泉原理要求垂直对准精度优于 1 mrad。第三，必须控制整个喷泉高度（可达半米或更高）范围内的磁场。克服这些局限可能需要复杂的振动隔离（4, 11）、复杂的万向架（12），以及沉重而庞大的屏蔽装置（13, 14）。

光学晶格原子干涉仪在相干性方面取得了前所未有的提升（15–17），测量时间可超过一分钟（18）。此外，与原子喷泉式干涉仪相比，晶格原子干涉仪对环境振动的敏感度低了几个数量级（17）。本文表明，它们也能够克服上述局限。我们证明，光学晶格可防止原子溢出，因此即使倾斜高达 8 mrad，系统仍具有稳健性。我们还表明，该系统能够抵御强磁场和场梯度的影响。这些因素仅会导致二阶误差；正如我们所证明的，使用 $F = 3,4$ 超精细态作为共磁力计即可补偿这些误差。最后，与我们先前发表的结果（17）相比，我们展示了灵敏度提高了一个数量级以上，达到 0.7 mGal/√Hz。这一精度足以满足例如利用重力参考地图进行惯性导航的应用需求（2, 19）。

原子干涉仪重力仪

我们的光学晶格原子干涉测量重力仪的基本工作原理已在其他文献中介绍（18）。简而言之，铯（Cs）原子被冷却至 300 nK 的运动温度，并转移到基态超精细能级流形中对磁场不敏感的 $m_F = 0$ 态（图 1(a)）。一对拉曼脉冲充当分束器，产生空间叠加态，使每个原子处于两个波包的叠加态（图 1(b)）。波包被装载到一维光学晶格中，该晶格由一束耦合至光学腔的远失谐红失谐激光（$\lambda = 943$ nm）形成。波包之间的垂直距离为 $\Delta z = n\lambda/2$，其中 n 为整数。经过时间间隔 τ 后，光学晶格关闭，并使用拉曼分束器使两个波包重新合并。

光学晶格势能

$$U_{\mathrm{latt}} = -U_0 \exp\left(\frac{-(x^2+y^2)}{2\,w_0^2}\right)\sin^2\left(\frac{2\pi z}{\lambda}\right) \qquad (1)$$

在干涉仪保持阶段约束原子，其中 U_0 是阱深，$w_0 = 760\ \mu$m 是腔模腔腰。光学晶格在轴向上约束铯原子，使其能够承受最大为 $a_\parallel \simeq 2U_0\ \lambda\, m_{\mathrm{Cs}}$ / m_{Cs} 的加速度，其中 是铯原子的质量。本文所述实验采用了 $U_0 = \overline{18\,E_{\mathrm{r}},}$ 其中 $E_{\mathrm{r}} = {}^{m}{}_{\mathrm{cs}}\nu_r^2 \simeq {}_{2}$ kHz · h 是铯原子吸收 852 nm 光子时的反冲能量，h 是普朗克常数。这足以抵抗地球重力，而通常只需要 $U_0 > 5\,E_{\mathrm{r}}$。光学晶格还提供横向约束，可抵抗最高达 $a_\perp \simeq U_0/(w_0\, m_{\mathrm{Cs}})$ 的加速度。这比

轴向上的约束更弱，因为腔腰 $w_0 \gg \lambda$，但仍足以使原子抵抗相对于竖直方向接近 10 mrad 的实验倾斜。

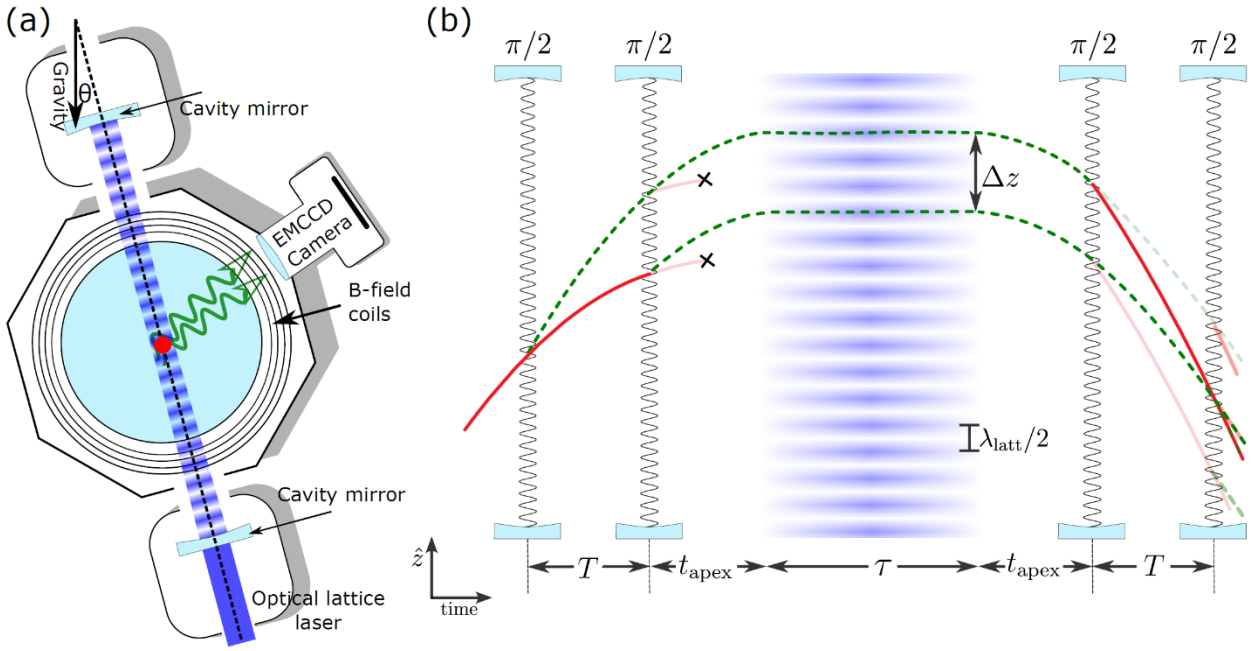

图 1. 基于光学晶格中原子干涉测量的原子重力仪。(a) 处于空间叠加态的铯原子（红色圆盘）被装载到光学晶格的高强度区域中；该光学晶格由耦合到光学腔高斯模式中的激光形成。通过收集荧光光子（绿色波浪线）并用相机记录，测量两个干涉仪端口的信号比值，从而提取测得的相位。调节光学平台支脚可改变腔体的倾斜角 θ 。(b) 成对的拉曼分束器使原子波包形成叠加态，位于两个不同的轴向位置，相距 Δz。在光学晶格中保持期间累积的重力势能差，可用于精确测量重力。

干涉仪两臂之间累积的相位主要由重力势能之差决定

$$\phi = \omega\,\tau = \frac{m_{Cs} g \Delta z \tau}{\hbar}. \qquad (2)$$

因此，可以通过测量 ϕ 得到当地的重力加速度 g 。

相位 ϕ 通过以下方式进行荧光探测读出。推送光束将两个干涉仪端口分开，并用透镜收集来自每个端口（N_3 和 N_4）的荧光，再由 EMCCD相机记录。我们计算不对称度 $A = \frac{N_3 - N_4}{N_3 + N_4}$，它是保持时间 τ 的正弦函数：

$$A(\tau) = C\cos(\phi - \tau\omega). \qquad (3)$$

条纹对比度 C 衡量参与干涉仪的原子所占的比例，在这台干涉仪中其最大值为 0.5。

使用倾斜干涉仪进行重力测量 干涉仪安装在一个 op

学平台，其四条支腿配备了常见的气动调平与阻尼系统。我们在四个调平阀中的两个上安装小型电动机（Futaba S148），以控制光学平台相对于地球重力轴的倾斜。每次改变倾斜后，我们等待 5–20 分钟，让平台位置稳定下来。实验倾斜角 θ 通过电解式传感器倾角仪沿两个轴独立测量。

（Applied Geomechanics 700）刚性安装在干涉仪装置上。倾斜仪的精度和准确度为 < 0.01 毫弧度。

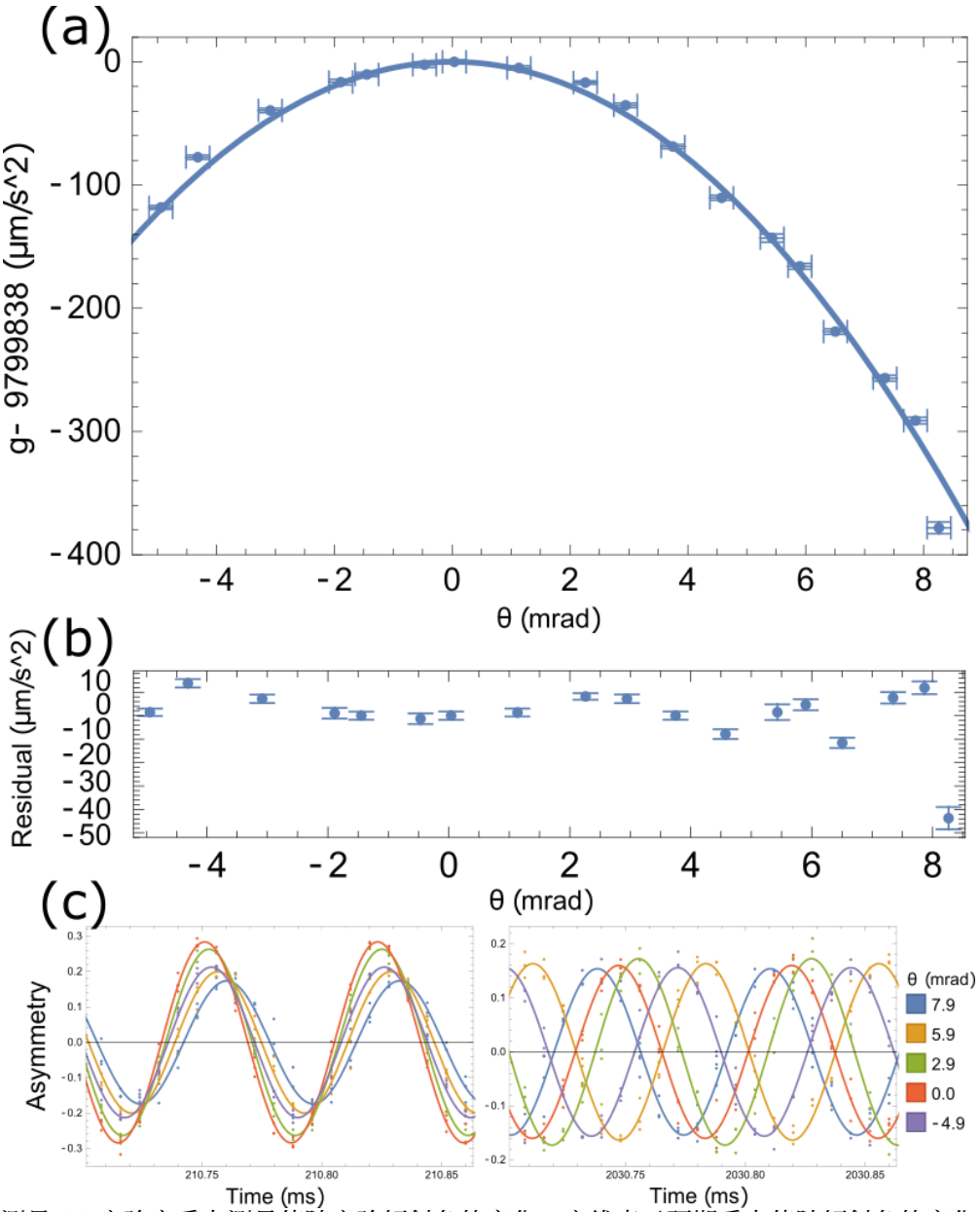

图2。倾斜测量 (a) 实验室重力测量值随实验倾斜角的变化。实线表示预期重力值随倾斜角的变化。误差棒表示非线性拟合的 1σ 误差。(b) 测量重力值与预期重力值之差。计算残差时未使用 θ 中的水平不确定度。(c) 不同倾斜角下的原子干涉条纹样本，分别对应（左）短保持时间和（右）长保持时间。较大的倾斜角会使沿干涉仪轴向投影的地球重力减小，因此在相同保持时间下，条纹频率更低，相位也更小。

每次重力测量耗时 5–6 分钟，期间观测到的典型倾斜变化和漂移均小于 0.1 mrad。下腔镜对准状态的变化还会导致约 0.2 mrad 的额外倾斜变化。

我们通过记录短保持时间（τ_S）和长保持时间（τ_L）下的条纹来测量重力（图 2(c)）。这样可以分离干涉仪自由下落阶段累积的相位项，这些相位项未包含在方程 2 中。此举消除了不需要的系统偏移，并防止频率漂移影响晶格干涉测量。

对于每次重力测量，我们将长、短保持时间下的条纹合并为一个数据集，并对该数据集进行拟合，得到方程

$$A(\tau) = C_0 \cos(\tau\omega - \phi_0) \exp(-\tau/\tau_C) + d. \quad (4)$$

自由参数包括：初始对比度 C_0、相位偏移 ϕ_0、条纹频率 ω、对比度衰减常数 τ_C，以及一个参数 d，用于考虑背景成像散射导致的条纹偏移。τ_C 用于解释较长保持时间下对比度的降低。

ω 的初始猜测必须精确到 $2\pi/\tau$ 以内，才能避免条纹频率出现简并，从而消除测得的 g 值的任何歧义。为获得这一猜测，我们先在较短的保持时间 τ（$\tau \approx 210$ 毫秒）下进行粗略测量，然后逐步增大 τ，直至 $\tau \approx 2030$ 毫秒，对 g 进行越来越精细的测量。图 3 展示了所有校准测量数据集，以及对所有数据集进行的单次拟合。随后，使用公式 2 从拟合得到的条纹频率 ω 中提取重力加速度 g。$m_{Cs}/\hbar$ 的比值已知得足够精确，远超此处所需精度（20，21）。波包间距 $\Delta z = n\lambda/2$ 可根据激光波长确定，我们使用经校准的波长计对该波长进行监测。

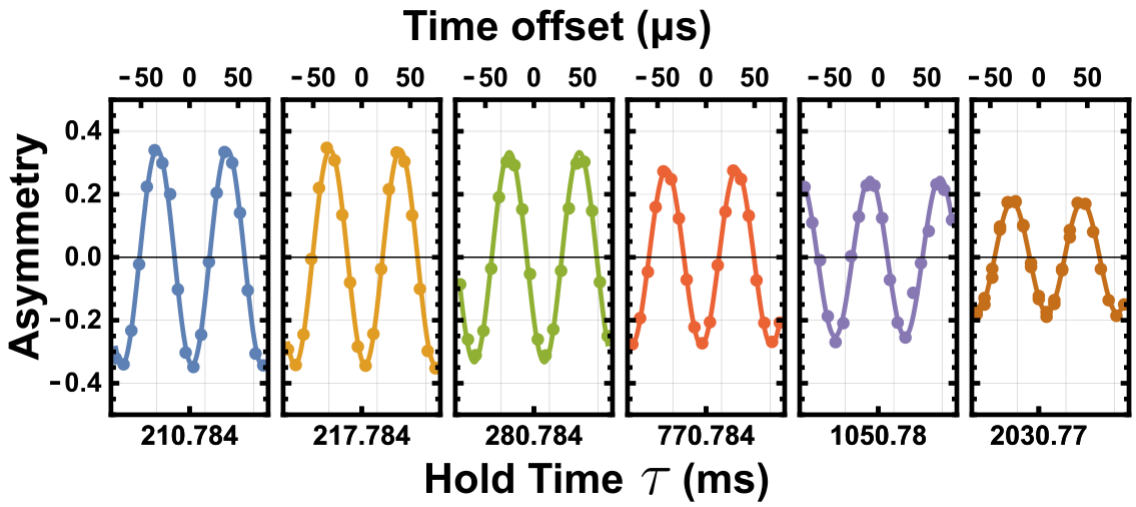

图 3. 条纹数校准测量。对不同保持时间 τ 下的数据进行迭代拟合，以提取条纹频率，精度远高于 $2\pi/\tau$，从而消除重力测量中任何可能的歧义。

随后，我们改变干涉仪的倾斜角度，并测量由此产生的局部重力值。结果如图 2(a) 所示。实线表示测得的加速度随倾斜角度变化的预测曲线，代表地球重力沿我们实验轴线方向的投影（见图 2(a)），

$$g(\theta) = g_0 \cos(\theta). \quad (5)$$

我们观察到，实验测得的 g 与各倾斜值所对应的预期值吻合得非常好，且均处于测量误差棒范围内。需要指出的是，图2(b)中计算的残差未考虑测得倾斜值中较大的误差棒。

这些数据展示了在干涉仪轴与重力轴之间倾斜超过 8 mrad 时的原子干涉测量。我们观察到原子数减少了一半，且对比度略有下降；我们认为这是由于原子在干涉仪分束器相位期间（原子处于自由下落状态）溢出所致。与零倾斜相比，这使精度降低了一半。在重力测量中，使用公式 5 提取重力的垂直分量 g_0，其对应的不确定度为 δg_0。这要求以一定精度获知 θ

超过 $(\delta g_0/g_0)/\theta$。对于 $\theta = 10$ mrad，要达到惯性导航所需的 $\delta g_0/g_0 = 10^{-6}$，需要以 0.1 mrad 的精度测量 θ，而我们的倾角传感器能够做到。

通过增加晶格阱深 U_0，可以实现更大倾斜角度下的运行，因为这会增强对原子的径向约束。尽管这会以降低原子干涉仪的对比度为代价，但我们在另一篇独立发表的论文中表明，降低原子样品温度能够显著提高对比度（18）。另一种有望实现更大倾斜角度运行的途径，是使用一束独立的蓝失谐激光，并将其耦合到腔体的高阶拉盖尔-高斯 01“甜甜圈”模式。阱深为 50 个反冲能量的远失谐蓝失谐激光器，能够提供足够的横向约束，从而在倾斜角度高达 20 度的情况下进行干涉测量。这可能为在没有万向架的情况下，将干涉仪安装在海军舰艇上运行开辟道路（22）。另一种方法是使用两个额外的重叠光学腔来构建三维晶格，从而在所有空间维度上提供相同的约束（23）。这种几何结构将使干涉仪不受地球重力轴方向的影响，进而实现加速度的多轴惯性测量。

对较大磁场偏置和梯度的响应

为检验晶格原子干涉仪对环境磁场的响应，我们通过开启 MOT 线圈施加强磁场；线圈在原子所在位置产生 15 G/cm 的磁场梯度和 ~0.5-1 Gauss 的偏置磁场。我们观测到对比度没有可察觉的损失（精度为 2%）。正如预期，在干涉仪保持期间，我们观测到一个小的相位偏移逐渐累积（图 4）；这与磁场梯度 $\partial B_z/\partial z$ 引起的二阶塞曼效应一致 (24, 25)

$$\phi^B = \frac{\left(g_J - g_I\right)^2 \mu_B^2}{2\hbar\, \Delta E_{\mathrm{hfs}}} B \frac{\partial B_z}{\partial z} \Delta z \tau, \qquad (5)$$

其中，μ_B 为玻尔磁子，ΔE_{hfs} 为铯原子的超精细分裂 .

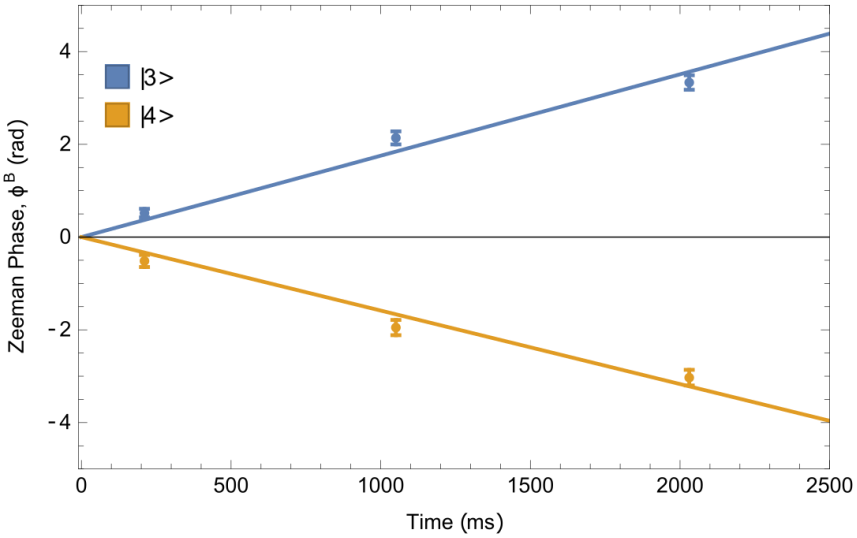

图 4. 对磁场梯度的响应。原子处于 $|F = 3$（蓝色）和 $|F = 4$（黄色）时，干涉仪在施加 15 G/cm 磁场梯度的情况下观测到的相位偏移。偏移量与铯原子中的二阶塞曼效应一致。

对于典型的环境磁场梯度，其数值比此处施加的磁场梯度低 4–5 个数量级（26），这种系统误差将导致测量值发生偏移，偏移量为

g 在 $10^{-7}-10^{-8}\,\mathrm{m/s^2}$ 量级，这对大多数应用而言可以忽略不计。晶格干涉仪可在现场使用，无需笨重且昂贵的磁屏蔽。

在铯原子基电子态流形的两个超精细态 $|F=3$ 和 $|F=4$ 中分别进行原子干涉仪实验时，这一相移会反转符号。对两次测量结果取平均，意味着这一原本就很小的系统效应可以进一步受到抑制，抑制幅度远超此处展示的 ~ 50 倍。这一过程实际上将这两个超精细态用作共磁力计。

干涉仪灵敏度

我们使用各种参数开展实验，并选择能够优化实验灵敏度的参数空间区域。本文所呈现的数据是在干涉仪间距为 $\Delta z = 4.24\,\mu$ 米、对应 9 个晶格位点且阱深为 $U_0 = 18\,E_\mathrm{r}$ 的条件下采集的。每次实验测次测量 10^5-10^6 个原子。

自上次发表论文（17）以来，实验装置的升级使原子数增加了 40 倍，原子样品温度降低了 40%。这些改进使实验精度达到低于 0.7 mGal/√Hz，比我们此前发表的结果提高了一个数量级以上。测量不确定度与标准量子极限底限一致（27）。我们预计，进一步降低原子样品温度将继续提升干涉仪性能。即使在当前灵敏度下，我们的干涉仪也适用于实地惯性导航（2）。

讨论

我们在上文介绍了一种基于原子干涉仪的重力仪，其中原子被光学腔的高斯模式形成的一维光学晶格束缚，以抵抗重力和其他惯性力。该原子干涉仪的精度优于 0.7 mGal/√Hz，比我们~~先~~前发表的结果（17）高出一个数量级以上。其运行接近标准量子极限，这表明进一步提高统计性能或相干性很可能会提升精度。

该干涉仪能够在超过 8 mrad 的倾斜条件下进行稳健的重力测量，其抗倾斜能力优于传统的原子喷泉光脉冲干涉仪。这得益于光学晶格能够沿干涉仪的轴向提供约束，并在横向提供足够的约束，从而防止原子损失。此外，该干涉仪的相干性对环境磁场及其梯度具有较强的鲁棒性。采用一种简单的共磁力计方案，即可抵消由环境磁场梯度引起的系统偏移。该实验在紧凑装置中进行，原子的运动距离仅为 2 mm，而原子喷泉中的典型运动距离通常为几十厘米甚至数米。结合基于晶格的干涉仪已知的抗振动能力（17），与原子喷泉光脉冲干涉仪相比，这些显著优势为开发更稳健的现场传感器迈出了第一步，从而无需使用笨重的磁屏蔽装置、复杂的隔振方案以及用于校正环境倾斜的万向架。

参考文献1. R. Gei

ger, A. Landragin, S. Merlet, F. Pereira Dos Santos，利用冷原子传感器进行高精度惯性测量。AVS Quant. Sci. 2, 24702（2020）。2. M. Travagnin，面向惯性导航传感器的冷原子干涉测量：太空与国防应用技术评估。JRC 技术报告（2020）。

3. J. Lee, R. Ding, J. Christensen, R. R. Rosenthal, A. Ison, D. P. Gillund, D. Bossert, K. H. Fuerschbach, W. Kindel, P. S. Finnegan, J. R. Wendt, M. Gehl, A. Kodigala, H. McGuinness, C. A. Walker, S. A. Kemme, A. Lentine, G. Biedermann, P. D. D. Schwindt，采用高数据速率光栅磁光阱和光子集成电路兼容激光系统的紧凑型冷原子干涉仪。《自然·通讯》13（2022）。4. X. Wu, Z. Pagel, B. S. Malek, T. H. Nguyen, F. Zi, D. S. Scheirer, H. Müller，利用移动原子干涉仪进行重力测量。《科学进展》5, 800–806（2019）。5. Z. K. Hu, B. L. Sun, X. C. Duan, M. K. Zhou, L. Le Chen, S. Zhan, Q. Z. Zhang, J. Luo，超高灵敏度原子干涉绝对重力仪的演示。《物理评论A》88（2013）。6. R. Karcher, A. Imanaliev, S. Merlet, F. P. Dos Santos，利用超冷原子源提高原子干涉仪的准确度。《新物理学杂志》20（2018）。7. C. Avinadav, D. Yankelev, O. Firstenberg, N. Davidson，用于高动态范围传感的复合条纹原子干涉。《物理评论应用》13（2020）。8. J. Lautier, L. Volodimer, T. Hardin, S. Merlet, M. Lours, F. Pereira Dos Santos, A. Landragin，物质波加速度计与经典加速度计的混合。《应用物理快报》105（2014）。9. P. Cheiney, L. Fouché, S. Templier, F. Napolitano, B. Battelier, P. Bouyer, B. Barrett，采用卡尔曼滤波器、兼容导航应用的混合量子加速度计。《物理评论应用》10（2018）。10. F. A. Narducci, A. T. Black, J. H. Burke，可部署原子干涉仪的进展。《物理学进展X》7（2022）。11. F. E. Oon, R. Dumke，便携式高精度原子重力仪的主动振动隔离与倾斜稳定。《物理评论应用》18（2022）。12. Y. Bidel, N. Zahzam, C. Blanchard, A. Bonnin, M. Cadoret, A. Bresson, D. Rouxel, M. F. Lequentrec-Lalancette，利用物质波干涉测量进行海洋绝对重力测量。《自然·通讯》9（2018）。13. P. J. Hobson, J. Vovrosh, B. Stray, M. Packer, J. Winch, N. Holmes, F. Hayati, K. McGovern, R. Bo wtell, M. J. Brookes, K. Bongs, T. M. Fromhold, M. Holynski，面向磁屏蔽冷原子干涉仪的定制磁场设计。《科学报告》12（2022）。14. E. Wodey, D. Tell, E. M. Rasel, D. Schlippert, R. Baur, U. Kissling, B. Kölliker, M. Lorenz, M. Marrer, U. Schläpfer, M. Widmer, C. Ufrecht, S. Stuiber, P. Fierlinger，用于超长基线原子干涉测量的可扩展高性能磁屏蔽。《科学仪器评论》91（2020）。15. R. Charrière, M. Cadoret, N. Zahzam, Y. Bidel, A. Bresson，结合原子干涉测量与布洛赫振荡进行局部重力测量。《物理评论A》85（2012）。16. X. Zhang, R. P. Del Aguila, T. Mazzoni, N. Poli, G. M. Tino，采用超冷锶原子的囚禁原子干涉仪。《物理评论A》94（2016）。17. V. Xu, M. Jaffe, C. D. Panda, S. L. Kristensen, L. W. Clark, H. Müller，通过将原子囚禁20秒来探测重力。《科学》366, 745–749（2019）。18. C. D. Panda, M. Tao, J. Egelhoff, M. Ceja, V. Xu, H. Müller，通过对相干原子空间叠加态进行一分钟探测实现量子计量学。arXiv:2210.07289（2022）。19. H. Wang, L. Wu, H. Chai, L. Bao, Y. Wang，基于海洋实验与仿真的惯性导航系统/重力综合导航系统定位精度。《传感器》17（2017）。20. L. Morel, Z. Yao, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa，以81万亿分之一的准确度测定精细结构常数。《自然》588, 61–65（2020）。21. R. H. Parker, C. Yu, W. Zhong, B. Estey, H. Müller，精细结构常数测量作为标准模型检验。《科学》360, 191–195（2018）。22. E. V. Lewis，美国海军建筑师与海洋工程师学会，《船舶原理》第三卷：波浪中的运动与操纵性。23. S. L. Campbell, R. B. Hutson, G. E. Marti, A. Goban, N. Darkwah Oppong, R. L. Mcnally, L. Sonderhouse, J. M. Robinson, W. Zhang, B. J. Bloom, J. Ye，费米简并三维光晶格钟（下载自）。《科学》358, 90–94（2017）。24. D. A. Steck，《铯D线数据》。理论部。4710, 1–31（2008）。25. J. R. Shi, X. L. Wang, Y. Bai, F. Yang, Y. Guan, D. D. Liu, J. Ruan, S. G. Zhang，NTSC-F2中二阶塞曼频移的评估。《中国物理B》30（2021）。26. A. Chulliat, P. Alken, M. Nair, A. Woods, B. Meyer, M. Paniccia, W. Brown, C. Beggan, G. Cox, S. Macmillan，2020—2025年美英世界磁场模型（2020）。27. W. M. Itano, J. C. Bergquist, J. J. Bollinger, J. M. Gilligan, D. J. Heinzen, F. L. Moore, M. G. Raizen, D. J. Wineland，量子投影噪声：两能级系统中的布居数涨落。《物理评论A》47（1993）。

致谢

我们感谢 James Egelhoff 在实验方面的贡献，并感谢与 Matt Jaffee 和 Victoria Xu 的讨论。

经费：本研究得到美国国家科学基金会资助（项目编号 1708160 和 2208029）、
美国国防部海军研究办公室资助（项目编号 N00014-20-1-2656）以及喷气推进
实验室（JPL）资助（项目编号 1659506 和 1669913）。

作者贡献：CDP 和 HM 构思了实验。CDP 搭建了实验装置、采集了测量数据并进行了数据分析。MT、MC、AR 和 HM 参与了实验装置的搭建。CDP 和 HM 撰写了初稿。CDP、MT 和 HM 参与了稿件的审阅。HM 负责监督实验。

利益冲突：作者声明不存在任何利益冲突。

数据可用性和材料可用性：本文所呈现的所有数据均已在线存储 ne.