差分静态极化率和频率的测量：晶格囚禁^{174}镱内壳层轨道钟跃迁

Yuan Yao、Congyu Wang、Jinpeng Zou、Haosen Shi、Yuqing Xin、Longsheng Ma 和 Yanyi Jiang*

华东师范大学精密光谱学国家重点实验室，中国上海 200241

基于内壳层轨道跃迁的镱原子额外钟跃迁有助于寻找标准模型之外的新物理。以高分辨率观测这些跃迁，是进行精确频率测量的先决条件。在此，我们观测到晶格囚禁^{174}镱原子中 431 nm 内壳层轨道跃迁的光谱，线宽为 4.3 Hz。利用高分辨率光谱，我们精确测得该跃迁的差分静态极化率为 −2.10(4) kHz/(kV/cm)^2。该极化率的大小约为^{171}镱原子 578 nm 著名钟跃迁的 1/17，表明其对黑体辐射的敏感度较低。我们对镱原子的两个钟跃迁进行了频率比测量，不确定度为9×10^{-15}。431 nm 跃迁的频率测得为 695 175 030 801 776.5(6.3) Hz。这些结果为未来寻找标准模型之外的新物理研究迈出了重要一步。

I. 引言

光学原子钟已展现出前所未有的分数频率不确定度和不稳定度，达到10^{-18}级甚至更低 [1–5]。如此精准且准确的时钟有望成为下一代基准频率标准 [6]。与此同时，它们也是基础研究中不可或缺的工具 [1, 7–10]。对

标准模型之外新物理的探索如今依赖低能实验中的超高精度光学原子钟。此类应用中，至少需要采用两个对新物理具有不同敏感度的钟跃迁，以精确测量可能出现的微小频率变化。当在同一装置中探测两个钟跃迁时，无论涉及不同原子种类还是同一种原子，系统都能实现最强的共模噪声抑制 [7, 11]。一个典型例子是利用镱原子的电四极跃迁和电八极跃迁，检验精细结构常数的时间变化并搜寻爱因斯坦等效原理的违反 [7]。

近期，有人提出了中性镱（Yb）原子的内壳层轨道钟跃迁 [12, 13]。该跃迁发生于基态 $4f^{14}6s^2\ {}^1S_0$ 到长寿命激发态 $4f^{13}5d6s^2$ （$J=2$）。根据计算，这一波长为 431 nm 的新跃迁，其自然跃迁线宽几乎比研究充分的 $^1S_0$–$^3P_0$ 578 nm 钟跃迁窄十倍，黑体辐射（BBR）频移也低七倍 [12, 13]。这表明该跃迁有望进一步降低系统不确定度。此外，它对精细结构常数变化表现出很高的灵敏度。双钟跃迁运行同时涉及中性镱原子的 578 nm 和 431 nm跃迁；由于大量中性原子的参与有望实现更低的频率不稳定度，这种运行方式有望对基础物理进行更精确的检验。

在提出使用中性镱原子的内壳层轨道钟跃迁之后，Ishiyama等人首次在交叉远失谐光阱中观测到了所有同位素的该跃迁，其线宽为 30 kHz [14]。他们还在晶格囚禁的 ^{174}镱原子中观测到了线宽为 12 kHz 的光谱。最近，他们在三维光晶格囚禁的 ^{174}镱原子中观测到了线宽为 80 Hz 的光谱 [15]。两个研究组测量了 $^1S_0$ $(F = 1/2)$ $-4f^{13}5d6s^2$ $(J = 2, F = 3/2)$ 跃迁的 ^{171}镱绝对频率，结果在 kHz 量级的测量不确定度范围内彼此一致 [16, 17]。Qiao等人还观测到了 ^{171}镱原子线宽为 4 kHz 的光谱，但该跃迁是在波长为 1695 nm 时，从 $^3P_0$亚稳态激发至 $4f^{13}5d6s^2$ $(J = 2)$ 态。他们将钟

激光器稳定到该跃迁上，实现了光学钟的闭环运行，其分数频率不稳定度为 $10^{-12}/\sqrt{\tau}$，其中 τ 为平均时间 [18]。截至目前，该跃迁的谱线宽尚未达到 Hz 量级，这限制了测量的精度和准确度。然而，与该跃迁相关的基础物理检验也在同步开展 [15, 19]。

在本快报中，我们首次观测到^{174}Yb在431 nm处的内壳层轨道钟跃迁，其谱线宽窄至4.3 Hz，相较于此前的工作 [15]提高了一个数量级以上。这样的谱线宽与最先进的光学原子钟相当。基于8 Hz线宽的跃迁谱，我们将431 nm 激光器稳定在该钟跃迁上。通过交错测量，我们确定431 nm跃迁的差分静态极化率为 −2.10(4) kHz/(kV/cm)^2。 该极化率的绝对值约为578 nm 钟跃迁[20]的1/17。如此小的差分静态极化率意味着对黑体辐射频移的灵敏度大幅降低，因而具有更小的系统不确定度；这是因为黑体辐射频移是大多数基于中性原子 [1, 4]的最先进光学钟的主要限制因素。利用光学频率分频器，我们测量了431 nm内壳层轨道钟跃迁与578 nm 钟跃迁之间的频率比。在校正频移后，我们确定$^1S_0$ ($m_F = 0$) –$4f^{13}5d6s^2$ ($J = 2$, $m_F = 0$)跃迁的频率为695 175 030 801 776.5 Hz，不确定度为6.3 Hz，其主要由晶格频移和统计不确定度决定。

II. 亚 10 Hz 线宽拉比谱

经过两级磁光阱后，多达 3000 个^{174}镱原子被装载到波长为 798 nm 的一维光学晶格中，该晶格由连续波钛蓝宝石激光器 [17]产生。如图 1(a) 所示，光学晶格相对于垂直轴倾斜约 5°。晶格的工作囚禁深度为 $100E_r$ ，其中$E_r = (h\nu_{lat})^2/(2m_{Yb}\times c^2)$；$h$ *is* 为普朗克常数， ν_{lat} 为晶格频率，m_{Yb} 为镱原子的质量，c为光速。光学晶格的直径约为 110 μm。431 nm 激光沿着晶格

光传播，以探测被囚禁在光学晶格中的^{174}镱原子。通过光学频率分频器[17, 21], ，431 nm 激光的频率以腔稳定的 578 nm 激光为参考，而后者进一步稳定到^{171}镱的 578 nm 钟跃迁。其关系为 $\nu_{431\text{–L}} = \nu_{578}/R$，其中$R$为预设的分频比。我们使用相位噪声补偿光纤链路，将 431 nm 激光传输至光晶格俘获的镱原子所在的装置。施加一个大小为 1.5 G 的磁场 $\vec{B}_{\text{bias}}$ （量子化轴），该磁场与晶格光的偏振 $\vec{e}_{\text{lat}}$ elat 之间的夹角为 θ，与探测光的传播方向 $\vec{k}_{431}$ 之间的夹角为 ϕ （参见《补充材料》第 S1 节）。

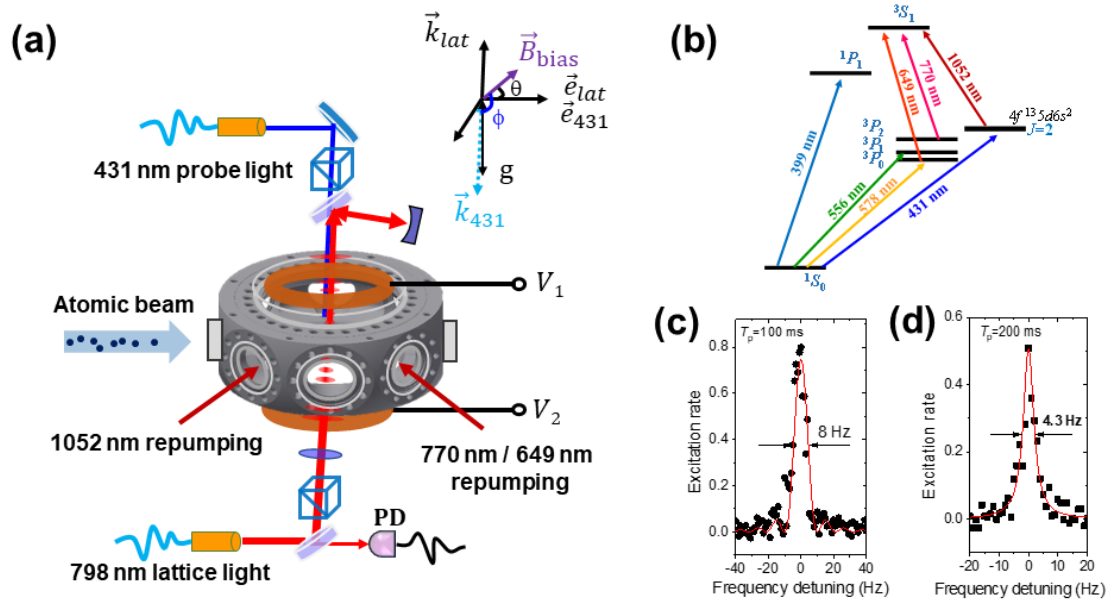

图 1. 精密光谱学实验装置。(a) 晶格俘获的 ^{174} 镱原子内壳层轨道钟跃迁探测示意图。(b) 与我们实验相关的能级。(c) 和 (d) 分别为 431 nm 探测激光照射 200 ms 和 100 ms 时的拉比谱（未取平均）。红色实线为数据拟合曲线。

为最大限度地减小塞曼频移，我们对 $^1S_0$ (m_F= 0) – $4f^{13}5d6s^2$ (J = 2, m_F = 0) 跃迁进行拉比光谱学。使用功率为 45μW、直径约为 1 mm 的 431 nm 探测光激发该跃迁。

431 nm 探测光的偏振方向 $\vec{e}_{431}$ 与 $\vec{e}_{\mathrm{lat}}$ 对齐。在每个频率扫描步骤中，分别使用搁置态探测技术测量基态和激发态的布居数；该技术通过以下通道将处于激发态的原子再泵浦回基态：$4f^{13}5d6s^2$ ($J = 2$) $\rightarrow {}^3S_1$ (1052 nm)、${}^3P_0 \rightarrow {}^3S_1$ (649 nm) 和 ${}^3P_2 \rightarrow {}^3S_1$ (770 nm)。相关能级如图 1(b) 所示。

基态与激发态在晶格角频率 ω_l 下的总差分极化率为

$$\Delta\alpha(\omega_l) = \Delta\alpha^s(\omega_l) - \frac{3\cos^2\theta - 1}{2}\Delta\alpha^T(\omega_l), \tag{1}$$

其中，$\Delta\alpha^S$ 和$\Delta\alpha^T$ 分别表示差分标量极化率和张量极化率 [13,14]。这里，我们设定 $\theta \approx 54。8°$，使得式（1）右侧第二项为零（见补充材料第 S2 节）。同时，我们调节晶格频率，使其满足 $\Delta\alpha(\omega_l)=0$。因此，由于晶格位点中所有原子受到的斯塔克频移可忽略不计，我们能够获得窄线宽谱。当背景磁场的大小或方向发生变化时，θ也会变化，进而改变总极化率。因此，$\Delta\alpha(\omega_l)$偏离 0，导致激发率降低，并使跃迁产生晶格诱导频移。

此外，我们还调节 $\vec{B}_{\mathrm{bias}}$ 相对于 $\vec{k}_{431}$ 的方向，以使激发率最大化。当ϕ 接近132°时，激发率可接近 0.8，谱线宽可低于 10 Hz。图 1(c) 展示了探测光时长 T_{p}= 100 ms 时观测到的其中一条谱线。当我们将探测时间T_{p}=延长至 200 ms 时，谱线宽达到 4.3 Hz，如图 1(d) 所示。进一步延长T_{p} 并不会降低谱线宽，反而会使激发率降低，这主要是由于原子的相干时间有限。

利用图 1(c) 所示的拉比谱，我们将 431 nm 激光器稳定在该原子跃迁上。交错测量通常用于评估系统频移；测量结果表明，我们能够达到 $2\times10^{-15}/\sqrt{\tau}$ 的分数频率不稳定度。这使我们能够在几分钟内达到 1×10^{-16} 的频率测量精度。

III. 差分静态极化率的测量

黑体辐射频移主要由基态与激发态之间的差分静态极化率决定 [14]。如图1(a) 所示，我们通过检测在两个环形电极上施加直流电压所引起的频移，测量与 431 nm 跃迁相关能级之间的差分静态极化率$\Delta\alpha_{431}(0)$。431 nm时钟跃迁的直流斯塔克频移可表示为

$$\Delta\nu_{\mathrm{DC}} = -\frac{1}{2}\Delta\alpha_{431}(0)\left(\vec{E}_{\mathrm{bg}} + \vec{E}_{\mathrm{DC}}\right)^2, \tag{2}$$

其中，$\vec{E}_{\mathrm{DC}}$ 和 $\vec{E}_{\mathrm{bg}}$ 分别是施加的电场和原子感受到的背景电场。

为消除由 $\vec{E}_{\mathrm{bg}}$引起的斯塔克频移，我们分别将两个电极的电压设为三种组合：(i) $V_1 = V_{\mathrm{DC}}$ 和$V_2 = 0$；(ii) $V_1 = 0$ 和$V_2 = 0$；(iii) $V_1 = 0$ 和$V_2 = V_{\mathrm{DC}}$。我们分别测量了(i)与(ii)之间的频率差 $\Delta\nu_{\mathrm{DC-1}}$，以及(ii)与(iii)之间的频率差 $\Delta\nu_{\mathrm{DC-2}}$。$\Delta\nu_{\mathrm{DC-1}}$和$\Delta\nu_{\mathrm{DC-2}}$ 的平均值仅与 $-\Delta\alpha_{431}(0)|\vec{E}_{\mathrm{DC}}|^2/2$有关。我们利用^{171}Yb在578 nm处的$^1S_0$–$^3P_0$ 钟跃迁，在某一施加电压V_{DC} 下校准原子感受到的电场 $\vec{E}_{\mathrm{DC}}$ 的大小，因为578 nm钟跃迁的差分静态极化率已被精确测定为 $\Delta\alpha_{578}(0) = 36.2612(7)$ kHz/(kV/cm)^2[20]。

图2显示了431 nm时钟跃迁的直流斯塔克频移随$\vec{E}_{\mathrm{DC}}$ 的变化。我们使用 $\Delta\nu_{\mathrm{DC}} = -\Delta\alpha_{431}(0)|\vec{E}_{\mathrm{DC}}|^2/2$对数据进行拟合，得到 $\Delta\alpha_{431}(0) = -2.10(4)$ kHz/(kV/cm)^2。$\Delta\alpha_{431}(0)$的不确定度主要由统计不确定度决定。测得的$\Delta\alpha_{431}(0)$为计算值[13], 的1/2.4，其绝对值约为578 nm 钟跃迁的1/17。431 nm时钟跃迁较低的差分静态极化率表明，假设表征BBR光谱范围内态极化率频率依赖性的动态参数的贡献较小[13]，其对黑体辐射频移的敏感度降低了一个数量级以上。

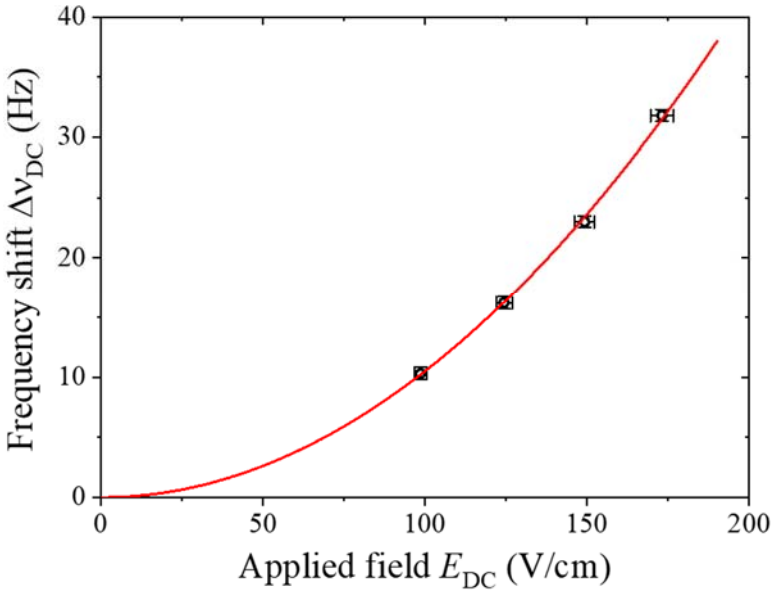

图 2. 431 nm时钟跃迁的直流斯塔克频移随所施加电场的变化。所施加电场和频移的误差棒主要由统计不确定度决定。红色实线为拟合曲线。

IV. 频率测量

我们通过采用交错测量方案，测量两个晶格阱深（72E_r 和200E_r ）下的跃迁频率之差，研究431 nm跃迁的晶格诱导频移。图3(a)显示了在375783 GHz附近的不同晶格频率下，431 nm跃迁的典型晶格诱导频移。误差条主要由频移的统计不确定度决定；由于谱线宽展宽，其数值大于图2中所示的误差条。本次测量以及图3(b)所示的测量均采用了线宽为16 Hz的光谱。借助线性拟合曲线，我们确定晶格诱导斯塔克频移系数为 −117(3) μHz/(MHz·E_r)。当晶格频率保持在零交叉频率ν_0 的400 MHz范围内时，在晶格阱深为100E_r的条件下，431 nm跃迁的晶格诱导频移为0(4.7) Hz。我们发现，当背景磁场发生变化时，零交叉晶格频率ν_0 也会发生变化，日间变化范围为10 GHz。

在不同光强下测量由 431 nm 探测光引起的交流斯塔克频移

强度下 431 nm 探测光引起的交流斯塔克频移。如图3(b)所示，线性拟合得到的斯塔克频移系数为 0.054(3) Hz/μW。在工作光功率为 45 μW 时，估算探测光频移为 2.44(12) Hz。431 nm 探测光的强度比 578纳米跃迁中使用的强度高三个数量级，因此频移也大了三个以上的数量级 [22–24]。

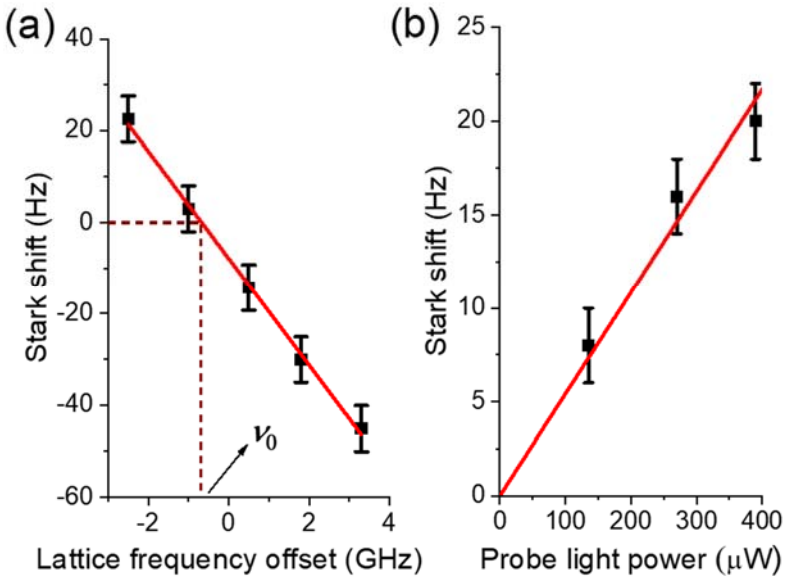

图3. 测量的系统效应。(a) 晶格斯塔克频移。晶格频率相对于 375784 GHz 有偏移。线性拟合（实线）得到的斜率为 –11.7(3) Hz/GHz。(b) 探测光频移。线性拟合（实线）得到的斜率为 0.054(3) Hz/μW。

由于此处我们探测一维晶格中的^{174}镱原子（玻色子），*s*波散射可能会导致较大的碰撞诱导频移。通过交错进行不同原子密度下的测量来评估碰撞诱导频移。假设体积相同，原子密度与原子数成正比。通过改变第一阶段磁光阱中399纳米减速光的持续时间来调节原子数。采用这种方法不会影响囚禁条件，因此密度频移与原子数成正比[23]。当原子数在

$3N_{\mathrm{atom}}$ 和$0.4N_{\mathrm{atom}}$之间切换时，我们测得频移为58(85)毫赫兹，其中$N_{\mathrm{atom}} \approx 500$为正常运行时的原子数。假设频移与原子密度成正比，则估算正常运行时的典型密度频移为22(33)毫赫兹。

其他效应包括黑体辐射频移、直流斯塔克频移和塞曼频移。根据测得的差分静态极化率 $\Delta\alpha_{431}(0)$，我们确定黑体辐射频移为 0.068(68) Hz，并假设其不确定度与黑体辐射频移的量级相当。测得杂散直流电场引起的斯塔克频移远低于 1 mHz。为测量磁场引起的频移，我们将偏置磁场增强了 1 G。按照图3(a)所示重新测量晶格频移，并将晶格频率调至接近 ν_0 后，我们发现，在测量不确定度范围内，431 nm跃迁没有发生频移。其他效应包括频率基准 ν_{578} 的不确定度（见补充材料第 S3 节）以及引力红移。ν_{578} 的不确定度评估为 1.3 Hz（考虑到黑体辐射频移增大，但与表I所列频移相比仍可忽略不计），相当于在 431 nm 波长处 1.7 Hz 的不确定度。因此，上述所有效应的不确定度为 1.7 Hz。

我们测量了两台光学钟之间的频率比：clock-431（ν_{431}）稳定于$^1S_0$ ($m_F = 0$) –$4f^{13}5d6s^2$ ($J = 2$，$m_F = 0$) 跃迁的 ^{174}Yb，而 clock- 578 （ν_{578}）则基于 $^1S_0$–$^3P_0$ 跃迁的^{171}Yb。根据$^1S_0$–$^3P_0$ 跃迁在^{171}Yb中的推荐频率，我们确定了clock-431 的频率。图 4 显示了在三个月内不同日期测得的ν_{431} 。每天，我们都会在频率比测量前后进行晶格频移测量，以校正背景磁场可能发生的变化。我们确保晶格频率接近ν_0 ，偏差在 400 MHz 以内。测得的ν_{431} 的统计不确定度为 3.9 Hz （1σ 标准差）。

表I总结了频率测量中的系统频移和不确定度。总不确定度主要由统计不确定度和晶格频移决定。在校正表I中列出的频移后，我们确定^{174}Yb中$^1S_0$ ($m_F = 0$) –$4f^{13}5d6s^2$ ($J = 2$, $m_F = 0$) 跃迁的频率为 695 175 030 801 776.5(6.3) Hz，对应的频率比为 ν_{431}/ν_{578} =1.341 270 721 706 644(12)。

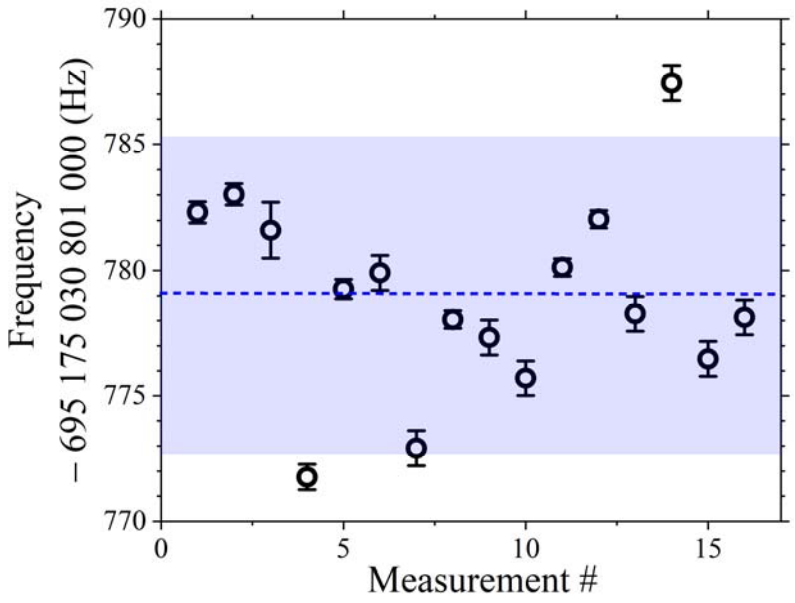

图4. 在MJD 60963–61035期间不同日期测得的$^1S_0$ ($m_F = 0$) –$4f^{13}5d6s^2$ ($J = 2$, $m_F = 0$)跃迁频率。蓝色阴影表示1σ 标准差。

表I. $^1S_0$ ($m_F = 0$) –$4f^{13}5d6s^2$ ($J = 2$, $m_F = 0$)跃迁频率测量的系统频移和不确定度。

	频移（Hz）	不确定度（Hz）
晶格光	0	4.7
探测光	2.44	0.12
密度频移	0.022	0.033
其他效应	0.068	1.7
统计	0	3.9
总计	2.5	6.3

要进一步降低431 nm 跃迁频率的测量不确定度，需要实现更窄的谱线宽并保持稳定的背景磁场。背景磁场的变化也会破坏原子相干性，这一点可由所观测到的578 nm 钟跃迁的塞曼频移得到证实；该频移表明，在单日内磁场会发生数十毫高斯量级的波动。采用磁屏蔽或主动稳定技术是

预计可将这些变化抑制 2–3 个数量级，从而能够更精确地研究这一钟跃迁。

V. 总结

我们报道了在 431 nm 处观测到 ^{174}Yb 内壳层轨道钟跃迁的 4.3 Hz 线宽谱。测得该跃迁的差分静态极化率为 −2.10(4) kHz(kV/cm)^2, , 表明其对黑体辐射频移的敏感性降低。测得内壳层轨道钟跃迁的频率以及两个镱钟跃迁之间的频率比，不确定度为 9×10^{-15}。这些测量还为基于中性镱原子系综搜寻精细结构常数可能发生的变化奠定了基础。

VI. 致谢

本工作获得了国家自然科学基金委员会（项目编号：12334020、12341404、12404552）和国家重点研发计划（项目编号：2022YFB3904001）的资助。我们感谢中国科学院物理研究所的余艳梅。

*yyjiang@phy.ecnu.edu.cn

[1] K. Beloy, M. I. Bodine, T. Bothwell, S. M. Brewer, S. L. Bromley, J.-S. Chen, J.-D. Deschênes, S. A. Diddams, R. J. Fasano, T. M. Fortier 等, 《利用光学钟网络以18位精度测量频率比》, Nature 591, 564 (2021年).[2] H. N. Hausser, J. Keller, T. Nordmann, N. M. Bhatt, J. Kiethe, H. Liu, I. M. Richter, M. von Boehn, J. Rahm, S. Weyers 等, $^{115}In^+$-$^{172}Yb^+$ 库仑晶体钟，系统不确定度为2.5×10^{-18}，Physical Review Letters 134, 023201 (2025).[3] M. C. Marshall, D. A. Rodriguez Castillo, W. J. Arthur-Dworschack, A. Aeppli, K. Kim, D. Lee, W. Warfield, J. Hinrichs, N. V. Nardelli, T. M. Fortier 等，系统不确定度为5.5×10^{-19} 的高稳定性单离子钟，Physical Review Letters 135, 033201 (2025).[4] A. Aeppli, K. Kim, W. Warfield, M. S. Safronova 和 J. Ye，系统不确定度为8×10^{-19} 的钟，Physical Review Letters 133, 023401 (2024年).[5] Z. Zhang, K. J. Arnold, R. Kaewuam 和 M. D. Barrett，通过关联光谱学在10^{-18}水平上比较$^{176}Lu^+$ 钟，《科学进展》9, eadg1971 (2023).[6] N Dimarcq, M Gertsvolf, G Mileti, S Bize, C W Oates, E Peik, D Calonico, T Ido, P Tavella,

F Meynadier 等, 《迈向重新定义国际单位制秒的路线图》, Metrologia 61 012001 (2024年).[7] R. Lange, N. Huntemann, J. M. Rahm, C. Sanner, H. Shao, B. Lipphardt, Chr. Tamm, S. Weyers 和 E. Peik, 《基于原子钟比较对局域位置不变性违反的限制作出改进》, Physical Review Letters 126, 011102 (2021年).[8] Ch. Sanner, N. Huntemann, R. Lange, Ch. Tamm, E. Peik, M. S. Safronova 和 S. G. Porsev, 《用于洛伦兹对称性检验的光学钟比较》, Nature 567 204 (2019).[9] A. D. Ludlow, M. M. Boyd, J. Ye, E. Peik 和 P. O. Schmidt, 《光学原子钟》, Reviews of Modern Physics 87, 637 (2015).[10] M. Takamoto, I. Ushijima, N. Ohmae, T. Yahagi, K. Kokado, H. Shinkai 和 H. Katori, 《利用一对可搬运光学晶格钟检验广义相对论》, Nature Photonics 14, 411 (2020).[11] D. Akamatsu, T. Kobayashi, Y. Hisai, T. Tanabe, K. Hosaka, M. Yasuda 和 F.-L. Hong, 《使用锶原子和镱原子的光学晶格钟双模运行》, IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control 65, 1069 (2018).[12] M. S. Safronova, S. G. Porsev, C. Sanner 和 J. Ye, 《中性镱中的两种钟跃迁, 对精细结构常数变化具有最高灵敏度》, Physical Review Letters 120, 173001 (2018).[13] V. A. Dzuba, V. V. Flambaum 和 S. Schiller, 《通过中性镱中的额外钟跃迁检验标准模型之外的物理》, Physical Review A 98, 022501 (2018).[14] T. Ishiyama, K. Ono, T. Takano, A. Sunaga 和 Y. Takahashi, 《观测到中性镱原子中的内壳层轨道钟跃迁》, Physical Review Letters 130, 153402 (2023).[15] T. Ishiyama, K. Ono, H. Kawase, T. Takano, R. Asano, A. Sunaga, Y. Yamamoto, M. Tanaka 和 Y. Takahashi, 《中性镱中内壳层轨道钟跃迁的光谱测量精度提高数个数量级》, arXiv:2505.04154v1 (2025).[16] A. Kawasaki, T. Kobayashi, A. Nishiyama, T. Tanabe 和 M. Yasuda, 《观测到^{171}Yb中431 nm处的4f $146s^2$ $^1S_0$–4f $135d6s^2$ (J = 2)钟跃迁》, Physical Review A 107, L060801 (2023).[17] C. Wang, Y. Yao, H. Shi, H. Yu, L. Ma 和 Y. Jiang, 《研究光学晶格中捕获的^{171}Yb原子在431 nm处的4f $146s^2$ $^1S_0$–4f $135d6s^2$(J = 2)钟跃迁》, Applied Physics Letters 126, 031101 (2025).[18] H. Qiao, D. Ai, C.-Y. Sun, C.-Q. Peng, Q.-C. Qi, C.-C. Zhao, L.-M. Luo, T.-Y. Jin, T. Zhang, M. Zhou 和 X.-Y. Xu, 《研究^{171}Yb原子中的6s6p $^3P_0$–4f $135d6s^2$ (J = 2)钟跃迁》, Physical Review X 14, 011023 (2024年).[19] A. Kawasaki, T. Kobayashi, A. Nishiyama, T. Tanabe 和 M. Yasuda, 《利用镱中的4f $146s^2$ $^1S_0$–4f $135d6s^2$ (J = 2)跃迁进行同位素位移分析》, Physical Review A 109, 062806 (2024年).[20] J. A. Sherman, N. D. Lemke, N. Hinkley, M. Pizzocaro, R. W. Fox, A. D. Ludlow 和 C. W. Oates, 《光学晶格钟中原子极化率的高精度测量》, Physical Review Letters 108, 153002 (2012).[21] H. Shi, Y. Jiang, Y. Yao, B. Li, C. Wang, H. Yu 和 L. Ma, 《光学频率分频器：能够以22位精度测量光学频率比》, APL Photonics 8, 100802 (2023).[22] W. F. McGrew, X. Zhang, R. J. Fasano, S. A. Schäffer, K. Beloy, D. Nicolodi, R. C. Brown, N. Hinkley, G. Milani, M. Schioppo, T. H. Yoon 和 A. D. Ludlow, 《可支持厘米以下精度大地测量的原子钟性能》, Nature 564, 87 (2018).

[23] M. Pizzocaro、P. Thoumany、B. Rauf、F. Bregolin、G. Milani、C. Clivati、G. A. Costanzo、F. Levi 和 D. Calonico，《$^{1}S_{0}$-$^{3}P_{0}$ 跃迁的^{171}镱，Metrologia **54**，102 (2017)。
[24] H. Kim、M.-S. Heo、C. Y. Park、D.-H. Yu 和 W.-K. Lee，《^{171}KRISS 使用国际原子时（TAI）对镱光晶格钟进行的绝对频率测量，历时一年以上》，Metrologia **58**，055007(2021)。

S1. 激光频率控制和频率比测量的实验装置

如图S1所示，431 nm 探测激光的频率参考于腔稳频 578 nm 激光，或通过基于光学频率梳的光学频率分频器进一步稳频至 578 nm 钟跃迁。我们使用光纤将激光传输至光学频率分频器、参考腔以及用于光晶格俘获的镱原子的装置。通过光纤传输时引入的噪声，通过将后向反射光与本地光之间的拍频信号锁相至射频（RF）参考予以抵消，这种技术称为光纤噪声抵消（FNC）。

用于探测内壳层轨道钟跃迁的 431 nm 激光器$^1S_0 - 4f^{13}5d6s^2$ ($J = 2$)，是 862 nm 激光器的二次谐波。862 nm 激光器通过合成波长为 1952.8 nm 的二极管激光器和波长为 1544.8 nm 的光纤激光器的输出而产生。431 nm 激光器由 Precilasers 提供。578 nm 激光经频率稳定至一个长 30 cm 的法布里-珀罗腔。稳定后，578 nm 激光的线宽为 0.2 Hz，在 1 s 平均时间下的分数频率不稳定度范围为 (2-5)$\times 10^{-16}$，平均时间为 1 s [S1]。578 nm 激光进一步通过调整 FNC 的射频参考，使其频率稳定至 $^1S_0$–$^3P_0$ 钟跃迁。因此，发送至光学频率分频器的 578 nm 激光的频率，与用于探测晶格囚禁的^{171}镱原子的激光频率相同。

光学频率分频器将 578 nm 参考激光器与 862纳米激光器之间的频率比设定为 $\nu_{862} = \nu_{578}/R_1$, ，其中 R_1 是光学频率分频器的预设频率分频系数，由直接数字合成器 (DDS) 的设置决定，其中包括用作 FNC 射频参考的 DDS。以及 FNC。光学频率梳锁定到氢脉泽的频率，而利用转移振荡器方案消除其引入 862纳米激光器的频率噪声 [S2]。光学频率分频器的详细信息见参考文献 [S3]。简而言之，我们首先获取 578 nm（862 nm）激光与其邻近梳齿之间的拍频。随后，使用混频器和直接数字合成器消除拍频中的载波包络偏移频率 (f_0) 和

频率梳的重复频率 (f_r)。由此得到一个 578 nm 与 862 nm 激光之间的虚拟拍频，该拍频不含 f_0 和 f_r。将此信号送入伺服系统，通过反馈调节 1952.8纳米激光器的电流（用于快速控制）以及 1544.8纳米激光器内部的压电元件（用于慢速控制），以稳定 862纳米激光器的频率。862纳米激光器的伺服带宽约为 150 kHz。我们通过扫描 FNC 的射频参考频率来扫描 431 nm 激光器，以进行光谱探测[3]。通过调节 FNC 的射频参考频率，将 431 nm 激光器的频率稳定到内壳层轨道钟跃迁[A]，并记录 FNC[A] 的频率，以计算两个钟跃迁之间的频率比。

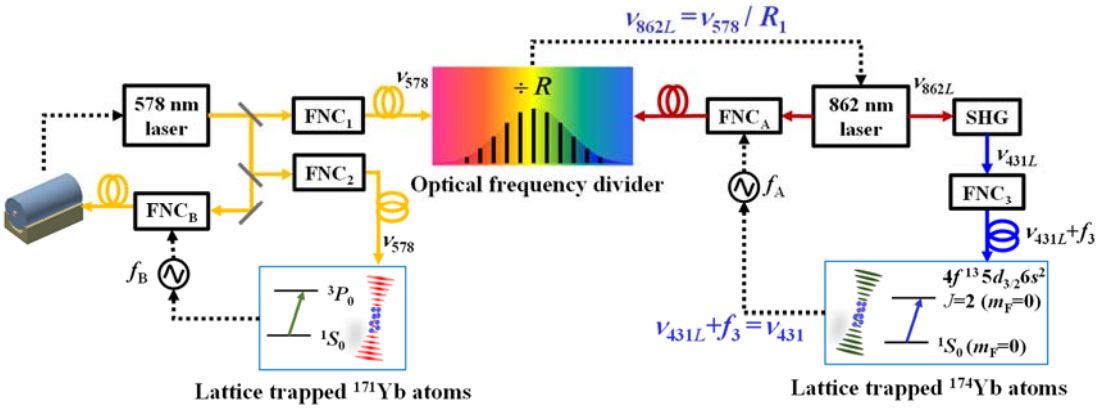

图 S1. 用于激光频率控制和频率比测量的实验装置。光学频率分频器测量 578 nm 激光器与 431 nm 激光器基频光之间的频率比。在频率比测量过程中，两台激光器的频率均锁定至相应的钟跃迁。

S2. 用于光谱学的偏置磁场

为减小 ^{174}Yb中431 nm跃迁的张量晶格频移，采用三对亥姆霍兹线圈来抵消三个方向上的静态杂散磁场，并提供偏置磁场。沿每个方向的磁场强度

分别使用 $^1S_0$–$^3P_1$ 跃迁进行校准。在此背景下，g因子 $^3P_1$态的值为 g_J ($^3P_1$)=1.49280(4)，根据文献 [S4]。我们调节每对线圈的电流，以控制偏置磁场的方向和大小。在正常运行期间，偏置磁场的强度为1.5 G，与晶格光的偏振方向夹角接近548° ° $\vec{e}_{\mathrm{lat}}$。

S3. 基于 $^1S_0$–$^3P_0$ 跃迁的 ^{171}镱

这里，我们介绍一种基于 $^1S_0$–$^3P_0$ 跃迁的光学钟，正文中称其为 clock-578。原子通过两级磁光阱（MOT）减速并俘获。随后，温度约为 15 μK 的近 10^5 个原子被装载到腔增强光学晶格中。

759 nm的晶格激光由锥形放大器激光器产生，并通过一段保偏（PM）光纤传输。在PM光纤的输出端，激光被反射到一块光谱带宽为0.05 nm的反射式布拉格光栅（RBG）上，以减弱背景光谱引起的斯塔克频移。RBG的衍射效率接近90%，具体取决于入射光的空间模式。功率增强晶格腔由两面高反射率镜组成，曲率半径为250 mm，两镜间距为20 cm。这些曲面镜位于真空腔室外，腔体沿垂直方向构成，以抑制相邻晶格位点间的隧穿。在这种腔体配置下，横向平面内172 μm的束腰半径可使原子密度相对较低，从而最大限度地减小密度诱导频移。通过调节施加在其中一面镜上的压电换能器（PZT）电压，采用Pound-Drever-Hall方法将腔体锁定到晶格激光上。为最大限度地减小晶格频移，在光学频率梳的辅助下，将晶格激光的频率稳定在魔术波长处。囚禁深度为50 E_r时，可囚禁约1000个^{171}镱原子。

使用556 nm抽运光，将原子制备到 $^1S_0$ 的两种核自旋态之一。随后，我们采用拉比光谱学，将578 nm激光的频率锁定到 $^1S_0$–$^3P_0$ 跃迁。利用镱原子进行拉比光谱学。光学钟的交错测量表明，其频率不稳定度接近白噪声模型的预测值，为1。$5 \times 10^{-15}/\sqrt{\tau}$，其中$\tau$ 表示平均时间。国际计量委员会（CIPM）推荐的 $^1S_0$–$^3P_0$ 跃迁绝对频率为518 295 836 590 863.63 (10) Hz [S5]。clock-578的系统不确定度评估为1.3 Hz。该不确定度主要由黑体辐射（BBR）频移决定，假设原子周围的温度约为300 K。与BBR频移相比，其他频移可以忽略不计。

[S1] L. Jin、Y. Jiang、Y. Yao、H. F. Yu、Z. Y. Bi 和 L. S. Ma，通过锁定至 30 cm 长的法布里-珀罗腔，实现 578 nm 处 2×10-16 的激光频率不稳定度，Opt. Express 26, 18699 (2018).[S2] H. R. Telle、B. Lipphardt 和 J. Stenger，作为光学频率测量传递振荡器的克尔透镜锁模激光器，Appl. Phys. B 74, 1 (2002).[S3] Y. Yao、Y. Jiang、H. Yu、Z. Bi 和 L. Ma，分频不确定度达到 10^{-21} 量级的光学频率分频器，Natl. Sci. Rev. 3, 463 (2016).[S4] B. Budick 和 J. Snir，镱原子激发态的 g_J 值，Phys. Lett. A 24, 689 (1967).[S5] H. S. Margolis、G. Panfilo、G. Petit、C. Oates、T. Ido 和 S. Bize，CIPM列表《标准频率推荐值》：2021年更新，Metrologia 61, 035005 (2024年).