原子

文章铥原子在磁光阱中的深度激光冷却及亚微开尔文温度

Daniil Provorchenko [1,*], Dmitry Tregubov [1,*], Denis Mishin [1], Mikhail Yaushev [1], Denis Kryuchkov [1], Vadim Sorokin [1], Ksenia Khabarova [1,2], Artem Golovizin [1] 和Nikolay Kolachevsky [1,2]

[1] 俄罗斯科学院列别捷夫物理研究所，俄罗斯莫斯科 119991 [2] 俄罗斯量子中心，俄罗斯莫斯科 121205* 通讯作者：provorchenko.di@phystech.edu (D.P.)；treg.dim@gmail.com (D.T.)

摘要： 原子、离子和分子的深度激光冷却有助于基础物理研究和应用研究。本文报道了在 506.2 nm 波长下对铥原子进行窄线宽激光冷却，其自然线宽为 7.8 千赫，从而拓宽了原子云参数调控的范围。我们实现了约 400 nK 的温度、最高 3.5×10^{-4} 和2×10^{6} 个囚禁原子的相空间密度。我们还通过调节 506.2 nm 磁光阱的参数，展示了在光晶格中形成双云结构。这些结果可用于改进玻色–爱因斯坦凝聚、原子干涉仪和光学钟相关实验。

关键词： 光谱学；磁光阱；多普勒冷却；铥

arXiv:2303.05804v1 [physics.atom-ph] 10 Mar 2023

check for updates

引文： Provorchenko, D.; Regubov, D.; Mishin, D.; Yaushev, M.; Kryuchkov, D.; Sorokin, V.; Khabarova, K.; Golovizin, A.; Olachevsky, N. 深度激光冷却铥原子冷却至亚微开尔文温度 Trap. *Atoms* **2023年**, *11*, 30。https://doi.org/10.3390/atoms11020030

学术编辑： Alexander Kramida 和 Ulrich D. Jentschura

收稿：2022年12月31日
修订：2023年2月1日
接收：2023年2月2日
出版：2023年2月5日

版权声明： © 2023年 作者所有。被许可方 MDPI，瑞士巴塞尔。本文为开放获取文章，依据知识共享署名（CC BY）许可协议（https://creativecommons.org/licenses/by/ 4.0/）的条款和条件发布。

1. 引言

在现代原子物理学中，对原子、离子和分子进行激光冷却，是制备低温致密粒子云团的一项关键技术。这类系综是许多领域的研究对象，包括少体与多体物理学 [1,2], 绝对和差分量子重力测量 [3–5], 量子模拟 [2], 玻色–爱因斯坦凝聚体（BEC） [6–10],以及光晶格钟 [11,12]。

玻色–爱因斯坦凝聚要求原子德布罗意波长与原子间距相当。这类实验中，激光冷却技术的主要目标是为蒸发冷却提供更好的起始条件。激光冷却技术通常可达到约（∼1µK）的温度，典型相空间密度（PSD）为 10^{-4} [13–17], ，而实现玻色–爱因斯坦凝聚则需要 PSD 达到 2.612 [6]。通过蒸发冷却可进一步提高 PSD，但这会减少粒子数。

激光冷却原子系综的另一种应用是光晶格钟。光晶格钟相对频率不确定度的当前先进水平约为 10^{-18} [11]。在这类实验中，冷原子被囚禁在魔术波长下的光晶格中，以减小光晶格引起的钟跃迁频移；然而，高阶极化率会使这些频移取决于原子在势阱中的振动态 [18]。温度较高意味着占据的振动态更多，从而导致不希望出现的频移，并使钟跃迁激发退相干 [19,20]。理想情况下，应有相当数量的原子处于最低振动态，这通常对应于 (∼1µK) 量级的温度。

铥原子已被证明是光学钟 [21], 量子模拟器以及玻色–爱因斯坦凝聚实验 [10,22]的理想平台。铥的钟跃迁对大多数环境频移的敏感性较低，而其他频移则可通过询问

方案 [23]消除。对于量子模拟器和玻色–爱因斯坦凝聚实验而言，铥原子很有前景，因为它们具有大量 Fano–Feshbach共振，且基态磁矩相对较大（$\mu = 4\mu_B$） [24]。

目前所有冷铥原子实验均使用唯一稳定的玻色同位素铥-169。实验流程从两级激光冷却开始，通常可获得数百万个温度为 ∼20μK 的原子。在玻色–爱因斯坦凝聚实验中，经过第二级冷却后，相空间密度达到 $\sim 2 \times 10^{-5}$ [10]。在光学钟实验中，这样的温度会导致平均振动态数 $n_{\mathrm{vib}} \approx 8$，对应于 10^{-16} 级的相对频移以及难以控制的不确定度 [25]。

因此，为解决这两个问题，最好进一步冷却铥原子。多普勒冷却所能达到的最低温度 T_{D} 与冷却跃迁的线宽 γ 有关，二者关系为 $T_{\mathrm{D}} = h\gamma/(2k_{\mathrm{B}})$，其中 h为普朗克常数，k_{B}为玻尔兹曼常数。铥原子激光冷却所采用的第一个跃迁是波长为 410.6 nm 的跃迁（“蓝光”，第一级磁光阱，图 1a），其自然线宽为 10 MHz。该跃迁的多普勒极限为 240 μK，但可以在亚多普勒区工作，将温度降至 25 μK。然而，在这种情况下，原子云会变大，原子数则会减少。第二个激光冷却跃迁的波长为 530.7 纳米（“绿光”，第二级磁光阱，图1a），线宽为 350 kHz。从第一级磁光阱重新捕获的效率接近 100%，多普勒极限为 10 μK。

本文对尚未研究过的跃迁$|4\mathrm{f}^{13}(^2\mathrm{F}^o)6\mathrm{s}^2, \mathrm{F} = 4\rangle \rightarrow |4\mathrm{f}^{13}(^2\mathrm{F}^o_{7/2})6\mathrm{s}6\mathrm{p}(^3\mathrm{P}^o_2)$进行了详细的实验分析，该跃迁的波长为 $\lambda = 506.2$ nm，线宽为 $\gamma = 7.8$ 千赫，可用于深度冷却铥原子。该跃迁的多普勒极限为 $\mathrm{T_D} = 200\mathrm{nK}$，低于其反冲极限 $\mathrm{T_{rec}} = \mathrm{h}^2/(2\mathrm{m}\lambda^2\mathrm{k_B}) = 220\mathrm{nK}$，其中 m 为铥的原子质量。

在第 2节中，我们介绍实验结果：将原子从第一级和第二级磁光阱高效地重新捕获到第三阶段磁光阱（第 2.1节）、窄线冷却过程的优化（第 2.2节）、通过钟跃迁光谱学的多普勒展宽确认磁光阱的低温（第 2.3节）、第二级磁光阱的影响（第 2.4节），以及在光晶格中形成双结构云团的可能性（第 2.5节）。最后，我们在第 3节总结全文。

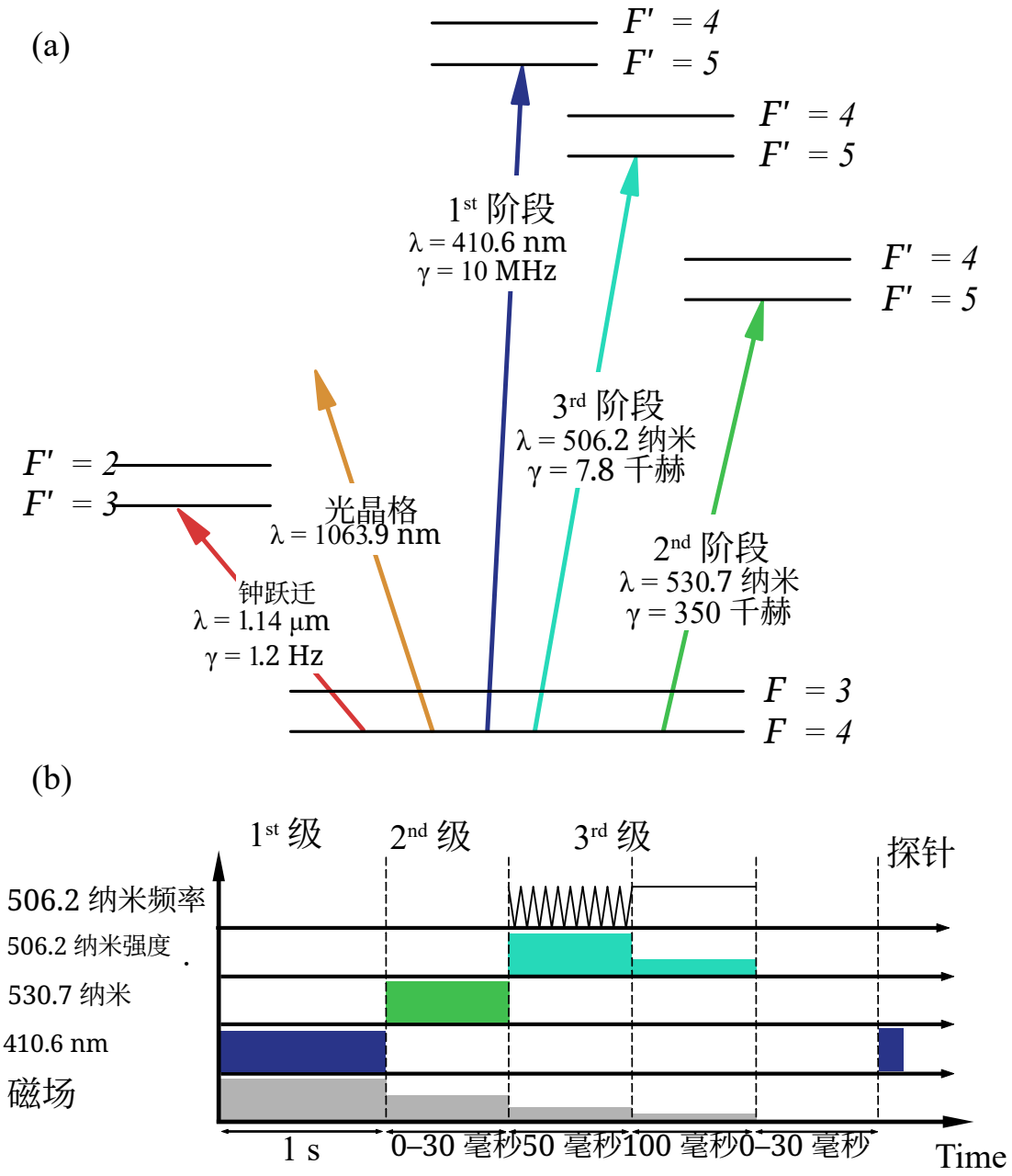


图 1. **(a)** 本研究所用铯原子的能级与跃迁示意图。第一阶段冷却和探测光束采用波长为 410.6 纳米的辐射。第二阶段冷却采用 530.7 纳米辐射，第三阶段冷却采用 506.2 纳米辐射；本研究研究的正是这一跃迁。波长为 1063.9 纳米的辐射用于形成光晶格，而波长为 1.14 μm 的钟跃迁用于确认实验中实现的低温。**(b)** 实验中使用的典型脉冲序列及其时序。示意图显示了激光冷却脉冲的顺序，以及磁场随时间的变化。对于第三阶段冷却脉冲，冷却辐射的频率和强度分别显示。

2. 结果

2.1. 宽带磁光阱的装载

作为起点，我们使用两阶段磁光阱冷却并囚禁铥原子（见图 1b）。塞曼减速器和第一阶段磁光阱均工作在波长为 410.6 nm、自然线宽为 10 MHz 的强跃迁上。该跃迁也用于探测光。第二阶段磁光阱工作在自然线宽为 350 千赫的 530.7纳米跃迁上。从第一阶段磁光阱到第二阶段磁光阱的原子转移效率接近 100%，原子的最终温度约为 20 μK。更多详情见 [26,27]。

在本研究中，我们采用窄线磁光阱的一种常见工作方法 [15,28,29]，：在窄线冷却开始时，对冷却辐射的频率进行调制，以拓宽其光谱并增大速度捕获范围。请注意，激光本身锁定在超稳腔上（见附录A）。为方便起见，我们使用三角波频率调制，因为基于 AD9910芯片的直接数字合成器（DDS）可直接实现这种调制。三角波调制信号的光谱与更常用的正弦频率调制光谱仅略有不同。

我们确定了适用于本实验装置的调制参数：调制幅度为 100 千赫 $\approx 13\gamma$，频率约为 10 千赫。调制辐射的中心频率通常比窄线宽冷却阶段辐射的频率更加红失谐，偏离谱线中心更远（见图 1b）。请注意，可接受的调制参数范围很宽，具体参数可能取决于磁场、原子云几何形状和温度。

在我们的实验中，由于起始原子温度低得多（∼20微开尔文，而 [14,28,30] 中为 0.5–3 毫开尔文），持续 50 毫秒的宽带冷却使第二级磁光阱中的 ≈100% 原子得以稳定俘获，原子温度达到 1.5 微开尔文。我们以此为起点，研究单频磁光阱的性能。

2.2. 最佳磁光阱参数

激光冷却后原子云的关键参数包括温度、尺寸、原子数和密度（或相空间密度）。我们测量了不同反亥姆霍兹磁场梯度、冷却光强度（以饱和参数 $s = I/I_{\mathrm{sat}}$ 表示，其中 $I_{\mathrm{sat}} \approx 8$微瓦/厘米^2），以及共振频率失谐（以自然线宽 γ为单位）的条件下测量了这些参数。光功率从 $s = 14$ ($P_{\mathrm{min}} = 100$微瓦（这是我们能观察到磁光阱的最低光功率）变化到 $s = 89$ ($P_{\mathrm{max}} \approx 635$ 微瓦；继续增加光功率不会增加原子数，也不会降低温度）。失谐从 -8γ (-60千赫（更接近共振时会损失大量原子）变化到 -14γ (-110千赫（离共振更远时，水平云团尺寸会变得过大，从而使温度测量更加困难）。关于谱线中心位置的讨论，见附录 A。磁场梯度的变化范围为 0.2 G/cm 至 0.6 G/cm（线圈电流为 20 mA 至 60 mA）。

本实验所使用的脉冲时序如图1b 所示。第二阶段冷却的时长固定为 30 ms。为进行飞行时间测量，窄线冷却与探测脉冲之间的延迟时间在 0–30 ms 范围内变化。我们预先校准了CMOS相机，以便从图像中获取原子数以及水平和垂直云团尺寸。利用云团尺寸随飞行时间的变化推算温度，并使用原子释放前的云团尺寸、原子数和温度计算相空间密度。

结果如图2所示。我们展示了单频磁光阱运行 100ms 后，水平方向和垂直方向的原子温度（通过飞行时间技术测量）、原子再捕获比例 N/N_0,以及相空间密度。

首先可以看到，最低温度是在低光强和小失谐下达到的。然而，在这一参数范围内，囚禁原子的数量不到 20%，相空间密度低于 10^{-4}。通过提高光强、失谐和磁场梯度，可以将囚禁原子的比例显著提高至接近 100%。这是因为速度捕获范围增大了。最大相空间密度 3。5×10^{-4} 是在 $s = 51$、$b = 0.6$ G/cm 和 $\delta\nu = -10\gamma$ 下达到的，对应于云团温度（$T_{\mathrm{ver}} = 0.8$ μK、$T_{\mathrm{hor}} = 1.2$ μK）与原子数（$N = 1$。3×10^6 或$N/N_0 = 64$%）之间的折中，并且峰值偏向较小的失谐，使原子云更加紧凑。与此前报道的 530.7 纳米磁光阱结果相比，相空间密度提高了一个数量级 [10]。

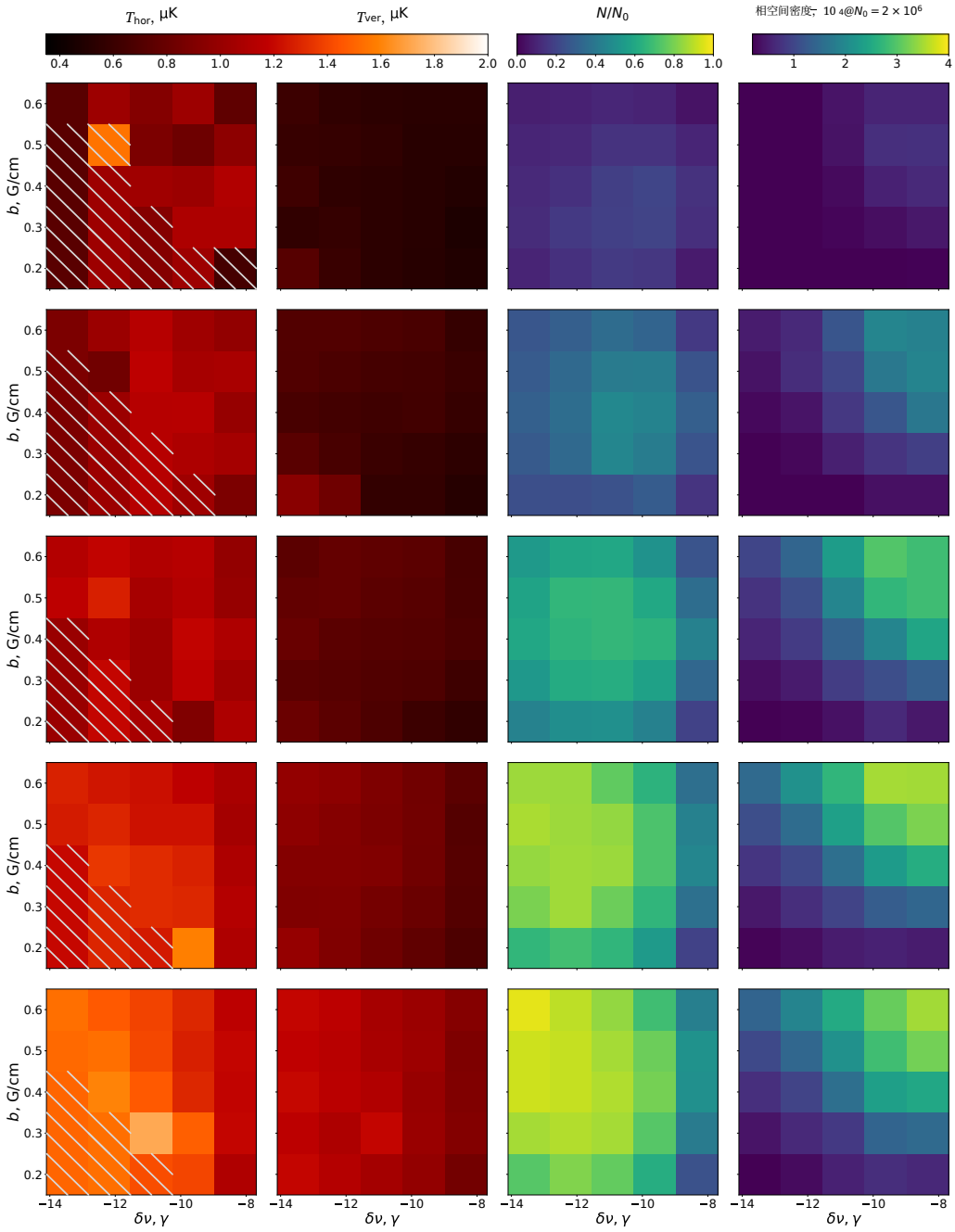


图2. 不同输入参数下磁光阱优化过程的结果：磁场梯度（b，y轴）、频率失谐（$\delta\nu$，x轴），以及以饱和参数为单位的506.2nm磁光阱光束总强度（s，各行）。四列分别表示四个关键参数：原子云的两个温度（水平面内的T_{hor} 和垂直方向的T_{ver} ）、相空间密度（PSD）以及原子相对数量（N/N_0, 其中$N_0 = 2 \times 10^6$表示第一阶段冷却后磁光阱中的原子数）。在高失谐、低磁场梯度区域形成的碗状原子云，使水平面内的温度测量变得复杂。该区域的水平温度测量结果不可靠，因此以穿过该区域的白线标出。

2.3. 通过钟跃迁光谱学进行温度测量

这类实验中，温度测量的标准方法是飞行时间法 [31]。为了测量低温，最好让原子经历较长的飞行时间，约为20–30 ms，对应的自由下落距离为2–4 mm。我们的相机视场约为6 mm。为了使探测光束在这一距离内保持强度恒定，我们使用了竖直探测光束。

请注意，对于窄线多普勒冷却，我们通常会得到典型的碗状云团，其水平方向尺寸明显大于竖直方向。在这种情况下，我们发现激光冷却在竖直方向上比在水平方向上更有效，因此产生的温度并不均匀，这一点可以从图2的前两列中看出。

我们尤其关注云团在竖直方向上的温度，因为我们要进行光晶格钟实验。在这类实验中，钟跃迁光谱学通常使用竖直对齐的光晶格进行。如第1节前文所述，降低云团的竖直温度可以减少纵向振动态亚能级布居的平均值：

$$\overline{n_z} = \frac{\sum_{n_z=0}^{n_z^{\max}} n_z \exp\left(-h\nu_z n_z / k_B T_{\mathrm{ver}}\right)}{\sum_{n_z=0}^{n_z^{\max}} \exp\left(-h\nu_z n_z / k_B T_{\mathrm{ver}}\right)} \tag{1}$$

在该方程中，$n_z^{\max}$表示势中的最大振动态数，该值由势阱深度决定； ν_z 表示光晶格的纵向频率。

在我们的实验中，光晶格的工作波长为 1063.9 nm，接近我们将在钟谱学实验中使用的魔术波长 [21,25]。典型的振动频率为 $\nu_z = 40$千赫，最大振动态数为$n_z^{\max} = 15$。将原子温度从我们以往工作中达到的 20μK 降至本工作中达到的约 1 μK 后，纵向振动态亚能级的平均布居数从$n_z \approx 4.4$ 变为$n_z \approx 0.2$，为后续实验提供了良好的起点。请注意，还可以通过光晶格筛选进一步降低平均振动态数（有关该方法以及我们实验中典型光晶格参数的更多信息，请参见 [25]）。

为了独立测量我们在垂直方向上获得的低温，我们利用光学钟实验的条件，在自由空间中进行了钟跃迁谱学。将原子捕获到第三磁光阱（如图1b）后，我们等待约 20 ms，让磁场关闭。在此期间，只有 506.2纳米光黏团在工作，以抑制原子云膨胀。随后，一个持续 1 ms 的钟脉冲沿垂直方向激发原子，并通过探测脉冲和 CMOS相机检测剩余原子。该实验结果如图3a 所示。该谱线的半高全宽为 $\Delta\nu_{\mathrm{clock}} = 13.7(1.2)$千赫。在图3b 中，我们可以看到飞行时间实验的结果，测得温度为$T = 0.69(6)$μK。该温度对应于钟跃迁线宽的 $\Delta\nu_D = 12(1)$千赫多普勒展宽。测得的线宽 $\Delta\nu_{\mathrm{clock}}$ 与多普勒展宽 $\Delta\nu_D$ 相近，这证实了原子温度测量的准确性，也说明其他残余展宽（例如由塞曼效应引起的展宽）很小。

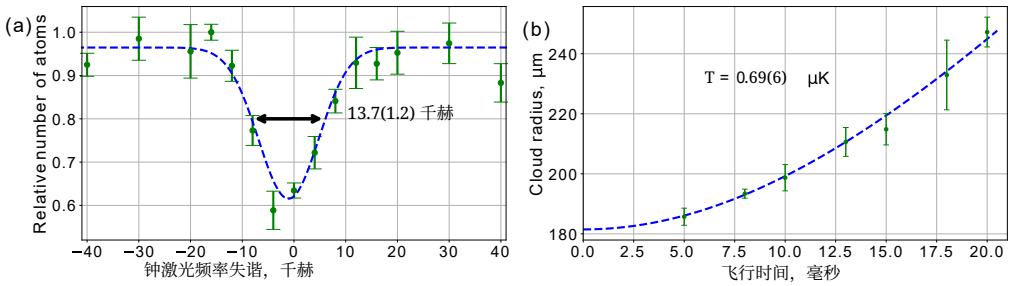


图3. (a) 使用垂直钟激光束在自由空间进行钟跃迁谱学：钟跃迁激发后剩余的原子相对数量随钟频率相对于共振的失谐而变化。**(b)** 飞行时间实验期间原子云的垂直尺寸（1/e处的半径）。温度$T_{\mathrm{ver}} = 0.69(6)$ µK 可解释 12 千赫的线宽，这与钟跃迁谱学结果一致。

2.4. 第二级磁光阱对重新捕获效率的影响

虽然从第二级磁光阱重新捕获到宽带 506.2 纳米磁光阱的效率接近 100%，但直接从第一级磁光阱装载时，效率只有 ∼15%。为了了解影响这一效率的因素，我们进行了以下实验。在第一级磁光阱阶段仅保留 410.6 nm 和 506.2 nm（上述实验中还存在 530.7 纳米辐射），并改变第二级磁光阱的持续时间（见图 1b）。对于每个第二级磁光阱持续时间 τ，我们测量了在宽带 506.2 纳米磁光阱中重新捕获的原子数（图 4）。此外，我们还测量了经过第二级磁光阱后原子云的尺寸和温度。

所有参数均呈现相似的特征时间依赖性。比较 $\tau = 0$ （仅第一级磁光阱）与 $\tau > 20$毫秒（第二级磁光阱下的稳态），初始云团尺寸缩小了 2 倍，初始温度降低了 5 倍。由于我们观察到捕获原子数量提高了近 7 倍，因此我们认为这两个因素可能都会影响捕获效率，而温度似乎是主要因素。

值得注意的是，通过对第一级磁光阱进行一些优化，我们可以直接将原子重新捕获到宽带 506.2 纳米磁光阱中，重新捕获效率达到 30%，但初始原子数会有所减少。

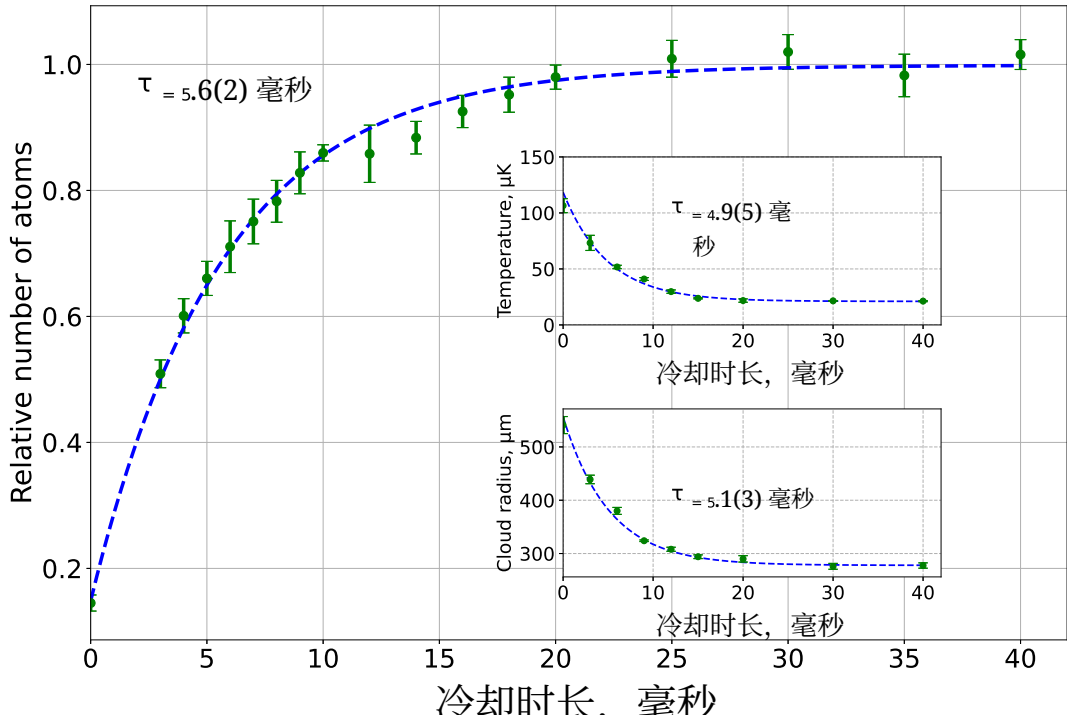


图4. 在宽线宽506.2 nm磁光阱中再俘获的原子数。插图：温度和云团半径随第二级磁光阱冷却时长的变化。虚线表示指数函数拟合，再俘获过程的特征时间为 ≈5毫秒。

2.5. 双原子云的产生

窄线冷却也可用于需要对原子云进行空间控制的应用。一些近期的研究 [32,33] 对分离的原子云区域之间或同一真空腔内不同原子云之间的空间分辨光谱学表现出浓厚兴趣。在上述多阶段冷却过程中，可以通过改变频率失谐或磁场梯度来改变原子云的位置，从而控制在光晶格中重新捕获原子的过程，形成多个原子云。

为了获得两个互不相交的原子云，我们在整个实验过程中持续开启光晶格和展宽频率的 506.2 纳米辐射。

首先，通过 ∼50毫秒时长的第二阶段磁光阱形成原子云（见图5左图）。由于原子已经相对较冷（$T \approx 20$微开尔文），∼10% 的原子被捕获在第二阶段磁光阱原子云位置的光晶格中。之后，关闭 530.7 纳米辐射，并将反亥姆霍兹磁场切换至第三级冷却模式。未被囚禁在光晶格中的原子移至由 506.2 nm 磁光阱参数决定的新位置，如图5中图所示。可以看到，由于原子云缓慢向下移动，少量原子被捕获在第二级和第三级磁光阱位置之间的光晶格中。最后，关闭 506.2 nm 磁光阱，待未被囚禁的原子飞离后，便可在光晶格中得到两个分离的原子云（图 5 右图）。

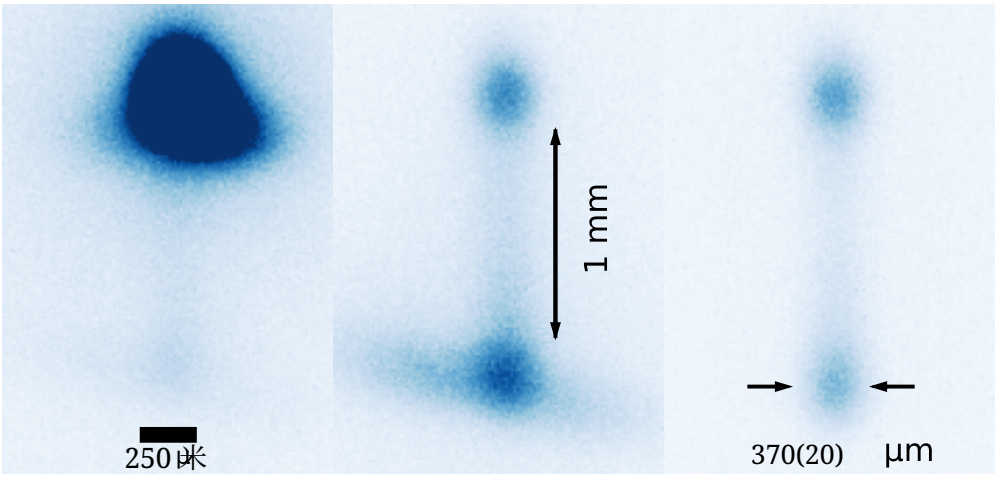


图 5. 双云结构。从左到右展示了实验的三个阶段：第二级磁光阱、重新捕获至第三阶段磁光阱的中间过程，以及在没有任何磁光阱辐射和磁场的情况下，光晶格中的两团原子。

调整频率展宽的第三阶段磁光阱的参数，使最终形成的原子云所含原子数相同（每个原子云约为初始囚禁原子数的 7%），且彼此间隔数个云直径（图5）。最终原子云的主要特性主要由光晶格决定。需要注意的是，此处的光晶格由单个反射镜形成，这与我们此前一些采用增强腔的工作不同 [21,25]。原子云的最终寿命和温度相近，因此可以在两个互不相交的原子云中进行空间分辨光谱学研究，这对未来的相关工作具有意义。

3. 讨论

这项工作的总体成果是对铥的506.2纳米跃迁窄线宽磁光阱不同工作区间进行了广泛的实验分析。我们展示了原子云温度可低至0.4 μK。在追求最高相空间密度时，以第一级磁光阱中的$N = 2 \times 10^6$个原子为起始，我们达到了相空间密度 $= 3.5 \times 10^{-4}$，对应的$T = 0.8$ μK。这一数值与其他采用窄线宽磁光阱的实验报告结果相近 [14–17]。将这项技术应用于初始磁光阱中含有$N = 30 \times 10^6$ [10] 或 13×10^6 [34] 个原子的铥实验，将得到相空间密度 $\sim 3 \times 10^{-3}$。这一数值比 [10], 中的初始相空间密度高两个数量级，应能显著加快后续蒸发冷却的速度并提高其效率。

窄线宽磁光阱的最佳性能通过在410.6纳米和530.7纳米跃迁上进行两个预冷却阶段来实现。同时，我们已证明，可直接从运行于强410.6纳米跃迁的第一级磁光阱装载窄线宽磁光阱，效率最高可达30%。这与一些关于窄线宽磁光阱的实验结果相近 [14,35], ，但低于其他研究的结果 [28], ，具体取决于原子种类。因此，可以在激光装置的简洁性（即仅使用两台分别工作于410.6纳米和506.2纳米的激光器）与采用三个阶段激光冷却所能达到的性能之间作出选择。

若能实现低于 1 μK 的深度激光冷却，将显著提升光晶格钟的性能，因为在这样的温度和典型光晶格深度下，原子大多应处于运动基态。对于处于运动基态的铥原子，我们预计光晶格引起的钟跃迁频移将达到 10^{-17} 量级，不确定度为 10^{-18}，其中包括高阶极化率的贡献。

506.2 nm 磁光阱对实验参数（如磁场梯度、冷却光束的功率和频率）具有很高的灵敏度，可据具体任务加以利用以实现各种优势。一个典型例子是利用高灵敏度的第三磁光阱产生双结构原子云。通过调节冷却参数，可以在同一光晶格中获得两个相距 1 mm 的原子云。通过对两个彼此分离但空间上相近的原子云进行实验，可以消除若干不利的频移和噪声源 [32,33]。

作者贡献： 概念构思，A.G. 和 N.K.；数据整理，D.T. 和 A.G.；正式分析，D.P. 和 D.T.；经费获取，A.G. 和 N.K.；调查研究，D.P.、D.T.、D.M.、M.Y. 和 A.G.；方法学，D.P.、D.T. 和 D.M.；项目管理，K.K. 和 N.K.；资源提供，D.K.、V.S. 和 K.K.；软件，D.T. 和 A.G.；监督指导，V.S. 和 N.K.；验证，D.P.、D.T.、D.M. 和 A.G.；可视化，D.P. 和 D.T.；撰写—初稿，D.P. 和 D.T.；撰写—审阅与编辑，D.M.、A.G. 和 N.K.。所有作者均已阅读并同意手稿的已发表版本。

基金资助： 本研究由俄罗斯科学基金会资助，项目编号为21-72-10108 .

数据可用性声明：如有合理需求，作者可提供相关实验数据。

利益冲突：作者声明不存在利益冲突。

缩略语

本文使用了以下缩略语：

MOT 磁光阱 BEC 玻色–爱因斯坦
凝聚 PSD 相空间密度 AOM 声光
调制器 ULE 超低膨胀玻璃

附录A. 激光频率稳定与校准

作为波长为 $\lambda = 506.2$ nm 的激光辐射源，我们使用 Toptica Dl pro 激光器，其光功率最高可达 15 mW，线宽小于 100 千赫。激光频率锁定到由超低膨胀（ULE）玻璃制成的超稳腔的一个本征模上。ULE 腔的温度设定在其零热膨胀点附近，即$T = 26.8$ ℃。该腔的精细度为 47,500，共振时透射率为 37%。我们将激光频率稳定在 ULE 腔中最接近先前研究的跃迁频率 [36] 的模式上。

为了能够调节 506.2 nm 激光相对于精确共振的频率失谐，并补偿参考 ULE 腔的长期频率漂移，我们至少每天进行一次跃迁共振测定。为此，我们记录由 530.7 纳米的第二级磁光阱形成的铥原子云对冷却用 506.2 nm 辐射的吸收光谱。

将原子装载到磁光阱后，我们关闭所有磁场，仅开启 530.7 nm 光学黏团并等待 30 ms，以防止原子云在此期间膨胀。随后，我们用 506.2 nm磁光阱光束激发原子，并用 410.6 nm 探针光束和 CMOS相机测定激发概率。通过扫描 506.2 nm 激光的失谐，我们获得了光谱（其中一项测量结果如图 A1所示）。

我们认为，双峰结构是由铥的不同磁子能级所产生的塞曼位移造成的。真空腔内的磁场可能并不均匀，而且由于本实验中的原子云较大，不同原子所处的磁场可能不同

，并且可能处于不同的磁子能级。考虑到g因子，以及基态和激发态之间的 506.2纳米跃迁 [37]，，这种结构可以用 ≈10原子云直径范围内相差 ∼00.5mm 的剩余磁场来解释。双峰结构符合预期，并且会因 506.2纳米跃迁的功率展宽而变得平滑。鉴于实验具有对称性，我们选择两个峰之间的平均频率作为频率标度的原点。这也对应于功率展宽谱线的谱线中心。

通过日常校准，我们观察到腔体以每天下降 ≈30 千赫的速度线性漂移。以实验通常持续的 ∼4 小时为尺度，这会导致 ≈5 千赫的频移，与跃迁自然线宽（$\gamma = 7.8$ 千赫）处于同一量级。由于我们通常在频率失谐为 -10γ 的条件下工作，激光频率漂移不会影响实验。我们注意到，未来计划在参考腔前安装声光调制器，以自动补偿这种漂移。

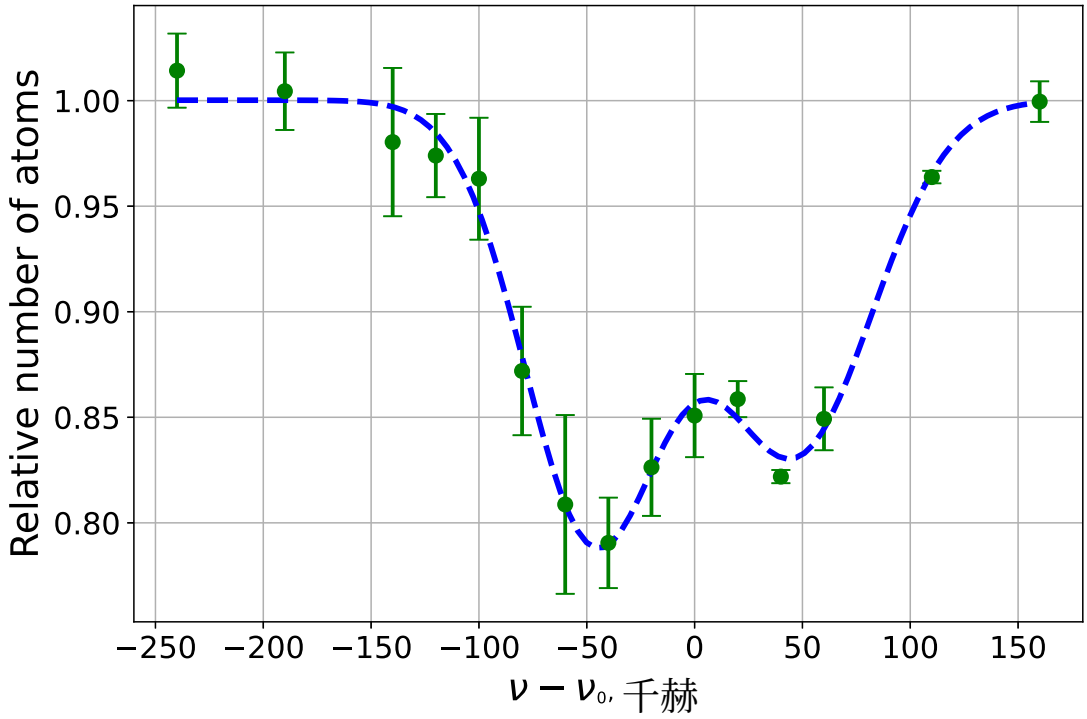


图 A1。 自由空间中典型的 506.2 nm 冷却跃迁吸收光谱随声光调制器频率变化的情况，该频率相对于 $\nu_0 = 200.985$ MHz 失谐 ν 。虚线表示两次高斯拟合的结果。后续实验将两个中心频率的平均值作为频率标度的原点。

参考文献

1. Blume, D. 阱中超冷原子与分子系统的少体物理。《物理进展报告》**2012年**,*75*, 046401. 2. Bloch, I.; Dalibard, J.; Nascimbene, S. 超冷量子气体的量子模拟。《自然·物理》**2012年**,*8*, 267–276. 3. Janvier, C.; Ménoret, V.; Desruelle, B.; Merlet, S.; Landragin, A.; dos Santos, F.P. 达到量子投影噪声极限的紧凑型差分重力仪。《物理评论*A*》**2022年**,*105*, 022801. 4. Ménoret, V.; Vermeulen, P.; Le Moigne, N.; Bonvalot, S.; Bouyer, P.; Landragin, A.; Desruelle, B. 使用便携式绝对量子重力仪实现低于10-9g的重力测量。《科学报告》**2018年**, *8*, 21–23. 5. Del Aguila, R.P.; Mazzoni, T.; Hu, L.; Salvi, L.; Tino, G.M.; Poli, N. 利用锶-88的1S0-3P1互组合跃迁的布拉格重力梯度仪。《新物理学杂志》**2018年**, *20*, 1–10. 6. Ketterle, W.; Andrews, M.; Davis, K.; Durfee, D.; Kurn, D.; Mewes, M.O.; Van Druten, N. 超冷原子气体的玻色–爱因斯坦凝聚。《物理学杂志：专题》**1996**,*1996*, 31.

7. Warner, C.; Lam, A.Z.; Bigagli, N.; Liu, H.C.; Stevenson, I.; Will, S. Na 23与Cs 133的重叠玻色-爱因斯坦凝聚体。《物理评论A》2021年, 104, 033302. 8. Miyazawa, Y.; Inoue, R.; Matsui, H.; Nomura, G.; Kozuma, M. 铕的玻色-爱因斯坦凝聚。《物理评论快报》2022年, 129, 223401. 9. Schreck, F.; Druten, K.v. 量子气体的激光冷却。《自然·物理》2021年, 17, 1296–1304. 10. Davletov, E.; Tsyganok, V.; Khlebnikov, V.; Pershin, D.; Shaykin, D.; Akimov, A. 利用机器学习实现铥原子的玻色-爱因斯坦凝聚。《物理评论A》2020年, 102, 011302. 11. Ludlow, A.D.; Boyd, M.M.; Ye, J.; Peik, E.; Schmidt, P.O. 光学原子钟。《现代物理评论》2015年, 87, 637. 12. 博尔德原子钟光学网络合作组（BACON）。利用光学时钟网络实现18位精度的频率比测量。《自然》2021年, 591, 564–569. 13. Griesmaier, A.; Werner, J.; Hensler, S.; Stuhler, J.; Pfau, T. 铬的玻色-爱因斯坦凝聚。《物理评论快报》2005年, 94, 160401. 14. Lu, M.; Burdick, N.Q.; Youn, S.H.; Lev, B.L. 强偶极镝玻色-爱因斯坦凝聚体。《物理评论快报》2011年, 107, 190401. 15. Kraft, S.; Vogt, F.; Appel, O.; Riehle, F.; Sterr, U. 碱土原子的玻色-爱因斯坦凝聚：钙 40。《物理评论快报》2009年, 103, 130401. 16. Aikawa, K.; Frisch, A.; Mark, M.; Baier, S.; Rietzler, A.; Grimm, R.; Ferlaino, F. 铒的玻色-爱因斯坦凝聚。《物理评论快报》2012年, 108, 210401. 17. Stellmer, S.; Tey, M.K.; Huang, B.; Grimm, R.; Schreck, F. 锶的玻色-爱因斯坦凝聚。《物理评论快报》2009年, 103, 200401. 18. Ushijima, I.; Takamoto, M.; Katori, H. 锶光晶格钟的运行魔法强度。《物理评论快报》2018年, 121, 198–201. 19. Blatt, S.; Thomsen, J.W.; Campbell, G.K.; Ludlow, A.D.; Swallows, M.D.; Martin, M.J.; Boyd, M.M.; Ye, J. 一维光晶格钟中的拉比光谱学与激发不均匀性。《物理评论A》2009年, 80, 052703. 20. Fedorova, E.S.; Tregubov, D.O.; Golovizin, A.A.; Mishin, D.A.; Provorchenko, D.I.; Khabarova, K.Y.; Sorokin, V.N.; Kolachevsky, N.N. 一维光晶格中铥原子钟跃迁的拉比光谱学。Quantum Electron. 2020, 50, 220–224. 21. Golovizin, A.; Fedorova, E.; Tregubov, D.; Sukachev, D.; Khabarova, K.; Sorokin, V.; Kolachevsky, N. 原子铥的内壳层钟跃迁及其微小的黑体辐射频移。《自然·通讯》2019年, 10, 1724. 22. Khlebnikov, V.A.; Pershin, D.A.; Tsyganok, V.V.; Davletov, E.T.; Cojocaru, I.S. 冷铥原子低场Fano-Feshbach共振中的温度转变：从随机到混沌。arXiv 2019, arXiv:1902.00201. 23. Golovizin, A.A.; Tregubov, D.O.; Fedorova, E.S.; Mishin, D.A.; Provorchenko, D.I.; Khabarova, K.Y.; Sorokin, V.N.; Kolachevsky, N.N. 铥光学钟中的同时双色询问，实现极低的系统频移。《自然·通讯》2021年, 12, 5171. 24. Khlebnikov, V.; Tsyganok, V.; Pershin, D.; Davletov, E.; Kuznetsova, E.; Akimov, A. 超冷极化铥的Fano-Feshbach共振温度依赖性表征。《物理评论A》2021年, 103, 023306. 25. Mishin, D.A.; Provorchenko, D.I.; Tregubov, D.O.; Golovizin, A.A.; Khabarova, K.Y.; Sorokin, V.N.; Kolachevsky, N.N. 光晶格场对铥原子钟跃迁特性的影响。Quantum Electron. 2022, 52, 505. 26. Sukachev, D.D.; Kalganova, E.S.; Sokolov, A.V.; Fedorov, S.A.; Vishnyakova, G.A.; Akimov, A.V.; Kolachevsky, N.N.; Sorokin, V.N. 铥原子的二级激光冷却及其在阱中的捕获。Quantum Electron. 2014, 44, 515–520. 27. Kalganova, E.; Prudnikov, O.; Vishnyakova, G.; Golovizin, A.; Tregubov, D.; Sukachev, D.; Khabarova, K.; Sorokin, V.; Kolachevsky, N. 铥磁光阱中的双温动量分布。《物理评论A》2017年, 96, 033418. 28. Katori, H.; Ido, T.; Isoya, Y.; Kuwata-Gonokami, M. 锶原子的磁光俘获与冷却，直至光子反冲温度。《物理评论快报》1999年, 82, 1116. 29. Yamaguchi, A.; Safronova, M.; Gibble, K.; Katori, H. 镉的窄线冷却与魔术波长测定。《物理评论快报》2019年, 123, 113201. 30. Maier, T.; Kadau, H.; Schmitt, M.; Griesmaier, A.; Pfau, T. 镝原子的窄线磁光阱。《光学快报》2014年, 39, 3138–3141. 31. Lett, P.D.; Watts, R.N.; Westbrook, C.I.; Phillips, W.D.; Gould, P.L.; Metcalf, H.J. 观测到冷却至多普勒极限以下的原子。《物理评论快报》1988年, 61, 169. 32. Bothwell, T.; Kennedy, C.J.; Aeppli, A.; Kedar, D.; Robinson, J.M.; Oelker, E.; Staron, A.; Ye, J. 分辨毫米尺度原子样品中的引力红移。《自然》2022年, 602, 420–424. 33. Zheng, X.; Dolde, J.; Lochab, V.; Merriman, B.N.; Li, H.; Kolkowitz, S. 利用多路复用光晶格钟进行差分时钟比较。《自然》2022年, 602, 425–430. 34. Golovizin, A.; Tregubov, D.; Mishin, D.; Provorchenko, D.; Kolachevsky, N. 用于便携式光学钟的紧凑型铥磁光阱。《光学快报》2021年, 29, 36734–36744. 35. Degenhardt, C.; Stoehr, H.; Lisdat, C.; Wilpers, G.; Schnatz, H.; Lipphardt, B. 超冷原子钙光学频率标准：接近 10^{-15} 相对不确定度。《物理评论A》2005年, 72, 062111.

36. Provorchenko, D.I.; Tregubov, D.O.; Mishin, D.A.; Golovizin, A.A.; Fedorova, E.S.; Khabarova, K.Y.; Sorokin, V.N.; Kolachevsky, N.N. 对用于深度冷却铥原子的506 nm波长跃迁的研究。*Quantum Electron.* **2021年**,*51*, 479. 37. Martin, W.; Zalubas, R.; Hagan, L. 原子能级——稀土元素。（镧、铈、镨、钕、钜、钐、铕、钆、铽、镝、钬、铒、铥、镱和镥的光谱）;[66 原子和离子]; 技术报告；化学系，曼彻斯特科学技术学院（英国）：英国曼彻斯特，1978年。

免责声明/出版商声明：所有出版物中所述的声明、观点和数据仅代表各作者及贡献者个人的意见，并不代表 MDPI 和/或编辑的立场。对于因内容中提及的任何观点、方法、说明或产品而造成的人员伤害或财产损失，MDPI 和/或编辑概不负责。