arXiv:2602.09403v1 [physics.atom-ph] 10 Feb 2026

镝的简易磁光阱与磁阱

Liam Domett-Potts[1,2], Lucile Sanchez[1,2], Charlotte Hayton[1,2], Oscar Stone[1,2], Nuttida Kaewart[3], Piyawat Chatchaichompu[3], Narupon Chattrapiban[3], Nithiwadee Thaicharoen[3], 和 Mikkel F. Andersen[1,2]

[1] *Department of Physics, University of Otago, Dunedin, New Zealand*

[2] *The Dodd-Walls Centre for Photonic and Quantum Technologies, University of Otago, Dunedin, New Zealand*

[3] *Department of Physics and Materials Science, Faculty of Science,Chiang Mai University, Chiang Mai 50200, Thailand*(日期：2026年2月11日)

镝（Dy）是元素周期表中磁性最强的元素，非常适合用于研究偶极原子间相互作用。我们报告了一种简易的镝磁光阱，可利用单套二极管激光系统产生的光直接从热原子束中俘获原子。此外，原子还受到形成磁光阱的四极磁场的磁约束。磁光阱加载时间为 $\tau_{\mathrm{b}} = 26$ ms。原子可以衰变至被磁俘获的暗态。加载至该磁阱的时间常数为 $\tau_{\mathrm{d}} = 410$ ms。磁俘获原子的总数为 1.14×10^5 个，其中85%处于暗态。磁俘获原子的温度为 28 μK，显著低于多普勒极限。这一原子群满足了开展一系列未来实验的要求。

I. 引言

利用光对少数原子进行精确控制和操纵，正推动着 [1], 量子计算等突破性新技术的发展 [2]。这也使得能够直接观测事件的基础物理实验成为可能，从而揭示通常被大规模系综实验所掩盖的性质 [3]。过去15年来，人们对稀土元素激光冷却的兴趣日益浓厚[4] ，这是因为它们具有复杂的内部结构和丰富的光谱特性 [5]。其中，镝尤其受到关注，因为它具有较大的磁偶极矩 [6], ，使得原子间相互作用由磁偶极相互作用主导，而非通常的静电相互作用 [7]。在这一参数区间开展的实验有助于深入了解量子液滴 [8] 和超固体 [9]等多体效应。

迄今为止，冷镝实验涉及多阶段激光冷却，例如使用二维磁光阱（MOT）[7, 10] 或塞曼减速器 [11–14]。这通常需要复杂的装置，配备多个不同波长的激光器，并可能涉及光的二次谐波产生 [7, 10–14]。这些方法旨在获得大量原子，对于一系列应用而言，可能过于繁复。

本研究展示了一种简单的镝磁光阱，仅使用单一二极管激光系统，无需预冷技术。该磁光阱直接从镝原子的热原子束中装载。磁光阱中的原子会衰变到长寿命暗态，在这些暗态中，原子与冷却光脱耦。暗态原子则被磁俘获束缚，而实现磁俘获所需的四极场也是磁光阱所必需的。我们测定了磁光阱和磁阱的装载时间尺度。亮态原子的装载时间为 $\tau_{\mathrm{b}} = 26$ ms，暗态的寿命因此也即装载的时间常数为 $\tau_{\mathrm{d}} = 410$ ms。

本文其余部分结构如下：在第II节中，我们给出镝的相关性质以及我们所使用的冷却跃迁。第III节概述了用于形成磁光阱的实验装置。我们在第IV节描述421纳米二极管激光系统，随后在第V节详细介绍超高真空（UHV）系统。第VI节说明磁场产生与快速切换。第VII节通过估算可被俘获原子的比例，表明无需预冷却即可实现镝磁光阱。第VIII节描述如何利用共振光束计数磁光阱中的原子数，随后在第IX节A中运用该技术优化磁光阱的可控参数。第IX节的其余结果给出磁光阱与磁阱的装载速率，并求得磁俘获原子的总数及其温度。最后，第X节总结本文并概括主要结果。

II. 镝的性质

镝的玻色子与费米子比例大致为50:50，其中28.3%为玻色同位素 ^{164}Dy [15] ，这是本文研究的同位素。它的核自旋为零，没有超精细结构，因此激光冷却实验无需再泵浦激光器 [16]。镝的基态具有J= 8 ，g因子为1.24159，电子组态为 $4f^{10}(^5I_8)6s^2$。我们使用的421 nm跃迁用于冷却Dy原子，其跃迁路径从基态到 $J = 9$ ($4f^{10}(^5I_8)6s6p(^1P_1^o)$)中的一个激发态。该跃迁的线宽为 $\gamma = 32.3$ MHz，多普勒冷却极限为 $T_{\mathrm{Doppler}} = 774$ μK，饱和强度为$I_{\mathrm{sat}} = 564$ W/m^2 [5]。激发态原子主要衰变回基态，但由于镝复杂的能级图，原子也可能衰变到其他态。其中一些态寿命很长，因此原子在返回基态之前可能会在暗态中停留相当长的时间。

镝的磁偶极矩为 9.93 μ_{B}，是元素周期表中最大的 [6]。由于镝的

蒸气压较低 [17], , 样品需要加热才能产生足量的原子蒸气。

III. 装置概述

图1展示了实验的简化示意图，其中将10 g镝放入右侧所示的溢流池中，并通常加热至 1050 °C。快速运动的原子经过差分抽气管准直，形成热原子束。差分抽气管将形成磁光阱的科学腔室与超高真空腔室中的溢流池部分隔离开来。一对水冷四极线圈决定磁光阱的中心位置。这些线圈直接安装在真空腔室外部。3对磁光阱光束中的2对如图1所示，直径为10 mm，并对准腔室的中心位置。需要时，如图中沿一条磁光阱光束轴线以深蓝色箭头表示的“成像光束”会使原子产生荧光。荧光通过图1中未示出的成像系统成像到低照度相机上 [1] 。该装置使我们能够形成并成像镝磁光阱，本文将详细介绍其相关内容。

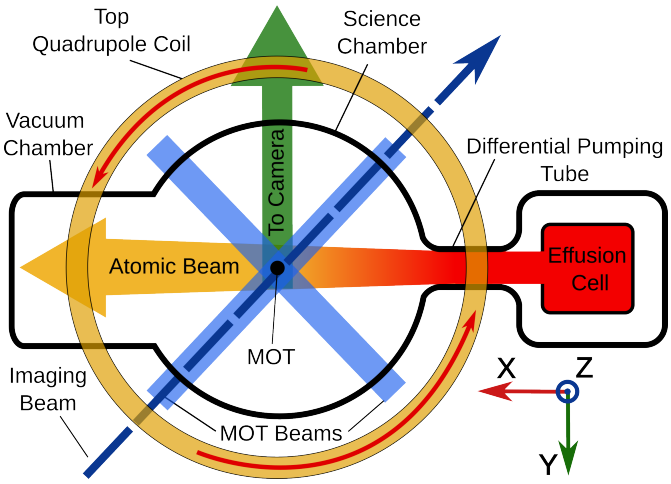

图1：镝磁光阱和磁阱装置概览，展示了如何将溢流池、真空腔室、四极线圈和三束激光（第三束从页面中射出）组合起来形成镝磁光阱。四极线圈还为磁俘获提供磁场。

IV. 421 nm激光系统

我们实验所用的所有光均来自一套MOGLabs注入锁定放大二极管激光器系统

[1] Xion Ultra 897 EMCCD

该系统输出421 nm的光。如图2示意图所示，它输出两束光：一束低功率光（40 mW）和一束高功率光（250 mW）。沿着图2中高功率光束的传播路径，我们首先分出少量光用于诊断，然后使用设定为100 MHz的声光调制器（AOM #2）对主光束进行降频。降频后的光束成为我们的磁光阱光。随后，AOM #2的零级光束再经AOM #3降频52.25 MHz，使其达到镝原子共振，用于原子成像。我们将AOM #2和AOM #3都用作快速光闸，以控制光束的开关。此外，AOM #3还通过基于采样保持的反馈回路 [18]稳定成像光的功率。

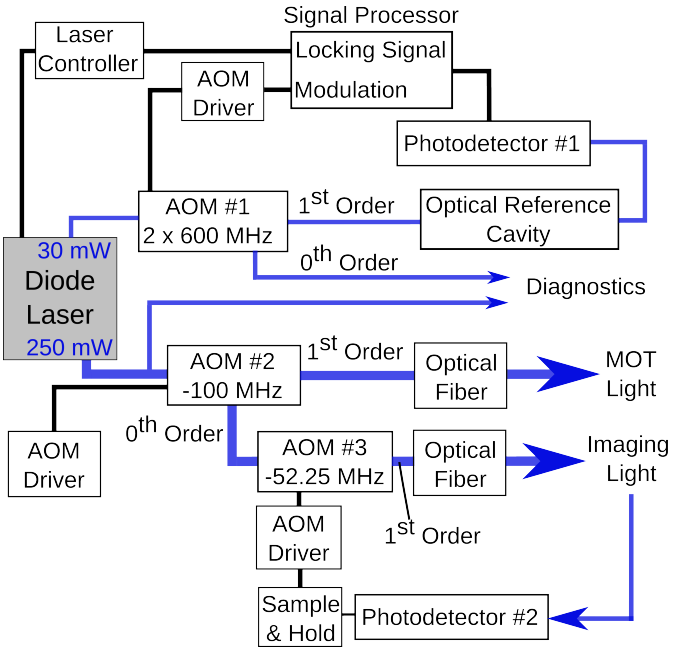

图2：用于形成和分析镝磁光阱的激光系统示意图，展示了三束激光的分布。图中还显示了用于腔锁定机制的反馈回路以及成像光功率控制。

为稳定激光频率，图2中的40 mW低功率输出经过600 MHz声光调制器双程通过后，耦合进入自制光学参考腔。此外，声光调制器还对光进行频率调制，以供锁定系统使用。该腔长为49.4 mm，包含一面平面镜和一面焦距为50 mm的凹面镜。两面镜的背面均经过抛光，对420 nm光的反射率为99.83%，测得线宽为2.5 MHz，共振峰间隔为 760 ± 10 MHz [19]。因此，腔线宽明显小于 $\gamma = 32.3$ MHz的原子线宽。

腔体温度由基于热电效应的控制系统主动稳定，并通过抽气至

5×10^{-9} 托。图2所示的光电探测器 #1 检测透射信号，并由基于 Teensy 微控制器的信号处理器将其转换为误差信号。激光控制器利用误差信号校正漂移的激光频率，使其持续数日锁定在腔上。尽管参考腔由低热膨胀玻璃制成，但仍存在微小的残余漂移，这意味着我们需要每隔几小时校正一次激光频率。

V. 超高真空腔室

图3描绘了真空腔室的示意图。该腔室由蓝色标示的差分抽气管分隔为两部分。左侧部分包含黑色标示的球形八角科学腔室。其周围装有八个2.75英寸法兰，顶部和底部各有一个6英寸法兰。与其连接的是红色的500 L/s离子/吸气剂组合泵；当溢流池关闭时，该泵将真空维持在低于 1.0×10^{-11} mbar的水平。科学腔室上安装了用于421 nm光的抗反射观察窗。科学腔室和观察窗均由非磁性钢制成，因为镝原子即使对微小的磁场也很敏感。

图3中，差分抽气管右侧是溢流池（橙色所示）。它会加热镝样品，使原子升华。绿色的 75 L/s 离子泵在炉加热至工作温度 1050 °C 时，将压力维持在 1×10^{-10} mbar。差分抽气管长 20 cm，内径为 10 mm，这使溢流池运行时科学腔室内的压力能够维持在 2×10^{-11} mbar 以下。图3中粉色所示的闸阀将真空系统的两侧隔开，使溢流池能够重新填充，而无需对科学腔室放气。两侧还各装有一个同样以粉色标示的角阀，用于对真空系统进行预抽。

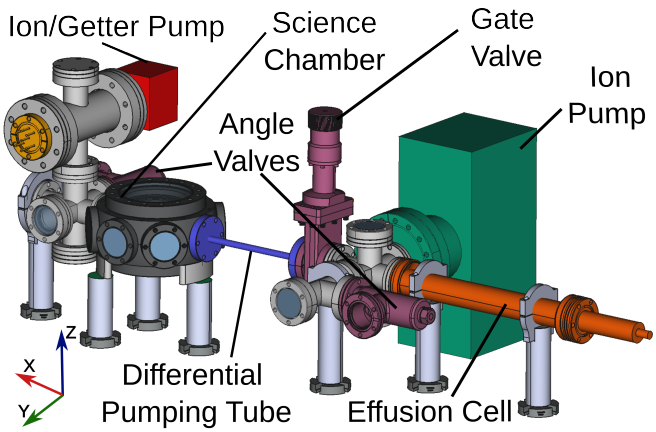

图3：真空腔室的CAD示意图，右侧橙色部分为溢流池，左侧黑色部分为科学腔室，两者由蓝色标示的差分抽气管分隔开

VI. 磁场产生与切换

要形成镝磁光阱和磁阱，我们需要在科学腔室中心产生四极磁场。图4展示了一个水冷线圈的横截面，可以看到每个线圈均由方形空心导体制成，宽度为 4.2 mm。水以每个线圈 1.3 L/min 的流速流经导体的 2.2 mm 中心孔，以便在运行期间维持线圈温度。为沿 z 轴产生 36 G/cm 的磁场梯度，线圈以 130 安培运行，每个线圈有 5 层，每层 8 匝，内径为 70 mm。线圈安装在科学腔室的顶部和底部，每个线圈中的电流方向相反，从而产生四极磁场。

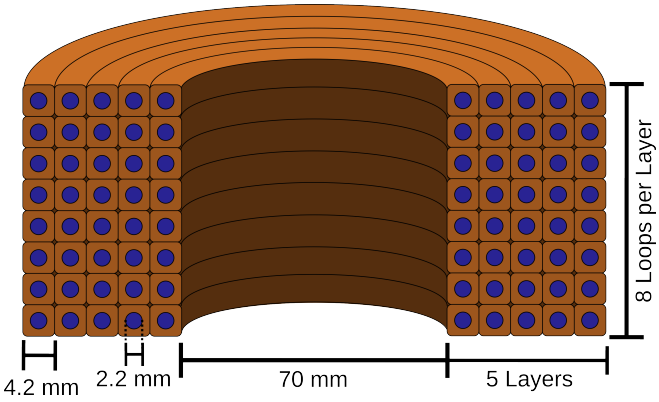

图4：一个四极线圈的横截面，展示主要尺寸以及方形空心导体如何用于水冷。

为了实现第IXA节中即将介绍的优化，快速切换四极场至关重要。图5展示了我们如何按照 [20] 的说明，将绝缘栅双极型晶体管（IGBT）与其驱动芯片组合起来。右侧连接在 IGBT 与 MOT线圈两端的是一个瞬态电压抑制（TVS）二极管，可防止电压尖峰超过 120 V。采用该电路，我们的线圈可在 200 μs 内从 150 A 关断。图5中的光耦合器可将实验室其余电子设备与潜在的高压瞬态隔离开来。

三对较小的线圈通过在各轴上产生均匀磁场，抵消科学腔室中的静态外部磁场。$\hat{x}$ 和 $\hat{y}$ 线圈由直径为 1.08 mm 的导线绕制 120 匝，内径为 73 mm；而 z 线圈则由相同导线绕制 16 匝，直径为 183.2 mm。在电流不超过 2 A 时，所有线圈对都能在科学腔室中心产生 2 G 的磁场。这些线圈也安装在真空腔室上。

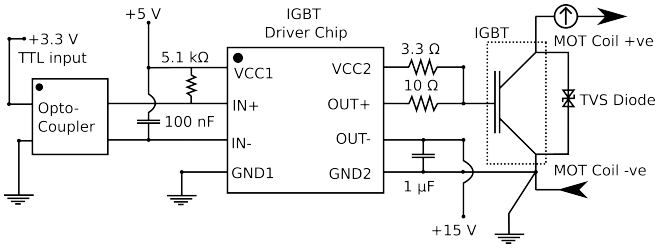

图5：用于切换四极线圈的电路，中央显示 IGBT 控制芯片，左侧通过光耦合器对电路进行电气隔离。右侧还显示了用于抑制电压尖峰的 TVS 二极管。

VII. 原子源

现在，我们将注意力转向原子源的设计考量与特性表征。我们首先计算捕获速度 v_{cap}，即原子仍能被俘获时所能具有的最大速度，并用它来估算原子源中速度低于 v_{cap}的原子所占比例。此外，我们还确定了离开溢流池的原子到达磁光阱区域所需的最低速度 v_{cut}。

A. 捕获速度和截止速度

一维磁光阱中原子所受的总力由两束磁光阱光束产生的力之和给出，$\mathbf{F}_{1D} = \mathbf{F}_{\mathbf{k}_1} + \mathbf{F}_{\mathbf{k}_2}$，其中一束光束与原子的运动方向相反（$\mathbf{k}_1$），另一束光束与原子的运动方向相同（$\mathbf{k}_2$），其中 [21]

$$\mathbf{F}_{\mathbf{k}}(x,v) = \frac{\hbar \mathbf{k} s_0 \gamma/2}{1 + s_0 + (2(\delta - \mathbf{k}\cdot\mathbf{v} + \mu' A x/\hbar)/\gamma)^2}. \quad (1)$$

在该方程中，$\mathbf{k}$ 是磁光阱光束的波矢，$s_0 = I/I_{\mathrm{sat}}$ 是饱和参数，γ 是自然线宽。在分母中，$\delta = \omega_{\mathrm{laser}} - \omega_{\mathrm{atom}}$ 是激光频率相对于原子共振频率的失谐。$\mathbf{v}$ 是原子的速度，μ' 是镝的有效磁矩，后面依次为四极场梯度A 以及原子到陷阱中心的距离 x。磁场梯度 A 假定四极场在陷阱中心为零，磁光阱就在此处形成。

我们通过数值计算确定 Dy原子的捕获速度。为此，我们考虑原子在一维方向上的运动，并假设它受到一对反向传播冷却光束的作用力。每束光产生的力由公式 1 给出。这些力作用于磁光阱区域内，该区域由磁光阱光束的直径（10 mm）确定。我们假设光强恒定，这一假设是合理的，因为磁光阱光束由初始直径为 15 mm 的高斯光束制成，再经我们的光学元件裁切至 10 mm。对于原子以不同初速度从磁光阱区域入口进入的情况，我们使用欧拉法计算原子的轨迹。初速度较高时，原子会穿过磁光阱区域，而不会被光力阻停。我们逐渐降低初速度，直到光力使原子被俘获，由此得到捕获速度。由于原子的初速度为水平方向，我们在计算中忽略重力。我们反复检查各项可控参数，以预测有利的取值。估计合适的失谐为 1.4γ，最佳磁场梯度为 -29.5 G/cm。我们也检查了光强，但由于光束腰斑由我们的光学元件决定，捕获速度与可用激光功率成正比。每束光的最大可用激光功率为 17 mW，且其他参数均已优化，据此我们估计捕获速度为 $v_{\mathrm{cap}} = 29$ m/s。

原子的另一个重要速度是它们仍能进入磁光阱区域的最低速度 v_{cut}。速度过慢的原子会因重力作用下落并黏附在差分抽气管内壁上，或从磁光阱区域下方飞过。考虑到这一点，我们估算出 $v_{\mathrm{cut}} = 5.5$ m/s；速度低于此值的原子无法到达磁光阱，因此永远无法被捕获。

B. 速度分布与捕获比例

为了确定热原子束的速度分布，我们使用两束不同的光束，测量了科学实验室中逸出原子的荧光。第一束光沿$\hat{z}$ 方向（见图3）传播，与原子束垂直。探测由这束光激发的原子所发出的荧光，可得 ^{164}Dy的无多普勒跃迁频率，如图6中的蓝色圆点所示。第二束光沿用图1所示成像光束的路径，以 45° 角指向原子。使用这束光采集的数据如图6中的红色叉号所示，展示了多种镝同位素的多普勒展宽分布。通过将先前确定的^{164}Dy跃迁频率作为源频率（f_{source}），代入多普勒频率方程 [22]，即可将激光频率（f_{obs}）数据转换为感知速度（v）：

$$v = \sqrt{2}c\frac{1 - (f_{\mathrm{obs}}/f_{\mathrm{source}})^2}{1 + (f_{\mathrm{obs}}/f_{\mathrm{source}})^2}. \quad (2)$$

式 2 中的 $\sqrt{2}$ 是指激光束与原子束形成的 45° 夹角，如图 1 所示。

拟合图 6 所示的数据后，我们可以分离出 ^{164} 镝的速度分布，并用它来估算可捕获比例。假设每种镝同位素的速度分布为 [23]:

$$\mathcal{D}_\alpha(v) = A_\alpha \left(\frac{m_\alpha}{\sqrt{2}k_{\mathrm{B}}T}\right)^2 v^3 \exp\left(-\frac{m_\alpha v^2}{2k_{\mathrm{B}}T}\right), \quad (3)$$

其中，A_α 是某一同位素（α）的相对丰度，m_α是镝原子的质量，T 是原子的温度，v 是原子的速度。

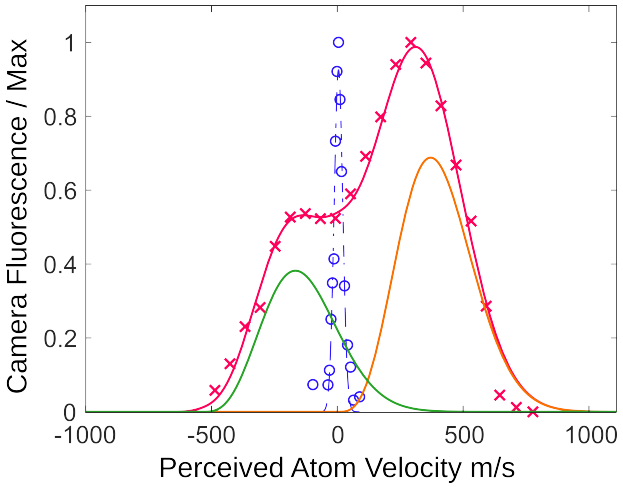

图6：归一化荧光光谱，显示了^{164}Dy的无多普勒参考峰（紫色）和多普勒展宽峰（红色）。我们使用 ^{164}Dy（橙色）、 ^{162}Dy（绿色）和 ^{163}Dy（未显示）的分布之和对红色曲线进行拟合。速度轴仅针对 ^{164}Dy峰进行了校准。

对数据的拟合（红线）采用了来自 ^{162}Dy、 ^{164}Dy 以及 ^{163}Dy的全部超精细态的贡献之和，其速度偏移量（Δ_α）由相对同位素位移 [24],推导得出

$$f(v) = \mathcal{D}_{164}(v) + \mathcal{D}_{162}(v-\Delta_{162}) + \sum_F \mathcal{D}_{163,F}(v-\Delta_{163,F}), \tag{4}$$

其中我们考虑了^{163}Dy的超精细结构。图6中的绿色曲线显示了由此得到的 ^{162}Dy速度分布，橙色曲线则对应 ^{164}Dy。对 ^{164}Dy的分布在 v_{cut} 至 v_{cap} 之间积分，可得磁光阱区域内的原子可被俘获的概率为0.0045%，即每22,000个原子中有1个。

VIII. 确定原子数

我们通过比较 Dy原子发出的已知光量与原子云荧光图像中的光量来确定原子数。图 1 中的反射式共振成像光束照射磁光阱区域并激发原子。原子衰变回基态，每个原子平均发出的功率为 $\hbar\omega_a\gamma/2$ ，因为成像光束具有 $I \gg I_{\mathrm{sat}}$。在发出的光中，有 2.87% 被透镜所限定的立体角收集，并成像到低照度相机上。经过校准的相机使我们能够记录曝光期间照射到相机上的光量。已知成像脉冲时长为50 μs，并对成像系统收集到的光所占比例进行校正后，我们便可根据图像确定原子数。仅用荧光确定原子数，只能探测到处于亮态的原子。

IX. 实验结果

我们首先确定使磁光阱达到良好性能的参数。随后，我们研究磁光阱装载动力学，包括亮态和暗态的布居数如何随时间演化。

A. 磁光阱优化

我们通过实验发现，磁光阱光失谐为49 MHz（1.5γ）时效果最佳。这与第七节 A中预测的最佳失谐一致。为进一步优化参数，我们运行图7a所示的实验序列，同时改变所考察的参数。该序列包括加载磁光阱2 s，随后关闭光。原子在四极场中被俘获并等待1 s，之后在200 μs 内关闭磁场。最后，我们测定原子数。等待时间使处于暗态的磁俘获原子返回基态，从而能够被探测到。最佳保持时间（$t_{\mathrm{hold}} = 1$ s）的时长将在第九节 C中确定。

图 7b 展示了原子数随磁光阱光束功率的变化。原子数在可用的最高光束功率 17.4 mW 时达到最大值。这表明，如果有更高的激光功率，原子数可能还能进一步增加。

图 7c 展示了原子数随四极线圈电流的变化。原子数在四极线圈电流为 130 安培时达到最大值，这相当于沿 z 轴的梯度大小为 36.1 G/cm。同样，第七节 A 中理论估算的参数给出了相当准确的参考值。

最后，我们改变了蒸发源炉温度，并在图 7d 中展示了结果。温度为 1050 ℃ 时，测得的原子数最高。温度高于此值时，测得的原子数会下降。这可能是由于溢流池的通量变大，导致原子在四极磁阱中 1 s 的保持时间内发生显著损失。

B. 磁光阱时间尺度

磁光阱的装载动力学因前文提到的暗态而变得复杂。这意味着将原子装载到磁光阱时涉及多个时间尺度。第一个时间尺度由亮态原子布居数达到稳态所需的时间决定。我们按照图 8 插图中所示的实验流程测量了这一时间尺度。该流程包括以可变时长装载磁光阱，随后立即测定其中的原子数。图 8 展示了实验结果。我们对其进行了拟合，得到

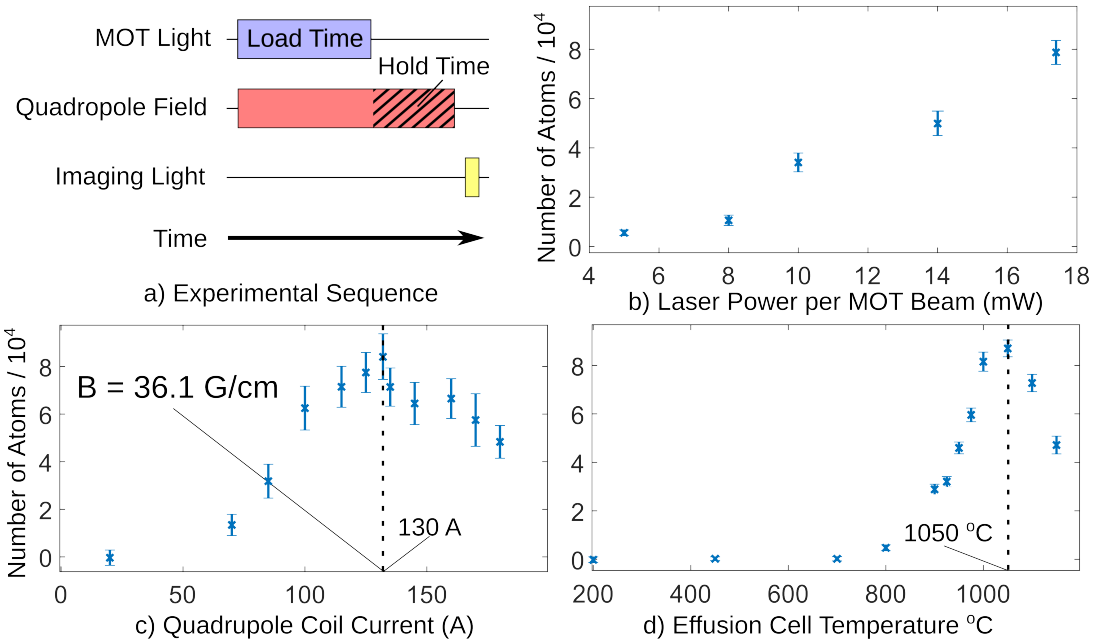

图7：a）展示了用于对原子成像的实验序列，加载时间为2 s，保持时间为1 s。b）、c）和d）展示了以下三个主要可控参数的优化曲线：b）磁光阱光束中的激光功率，c）四极线圈电流，以及d）蒸发源炉温度，它们均为原子数的函数。每个数据点均为50幅背景校正图像的平均值，误差条表示这50幅图像数据集的标准差

$$N = N_0 \left(1 - e^{-t/\tau}\right), \tag{5}$$

其中，N_0 是饱和布居数，τ 是装载的时间常数。公式5忽略了被俘获在暗态中的原子。公式5的拟合结果以图中的红色实线表示，由此可知亮态原子的时间常数为 $\tau_b = 26$ ms，且 $N_0 = 5700$。由于原子会衰变到暗态，时间常数较短。

接下来，我们研究加载磁阱暗态原子的时间尺度。如图7a所示，这通过在四极磁阱中重新引入1 s的保持时间来实现。这样可以使处于暗态的原子衰变回基态，从而能够被探测到。图9展示了以这种方式测得的原子数随加载时间的变化。红线是使用公式5进行的拟合。拟合得到 $N_0 = 85{,}000$，与图 8进行比较可知，约90%的原子被磁阱俘获在暗态中。拟合表明，加载暗态原子的时间常数为$\tau_d = 410$ ms，而达到观测到的最大原子数所需的加载时间约为2 s。

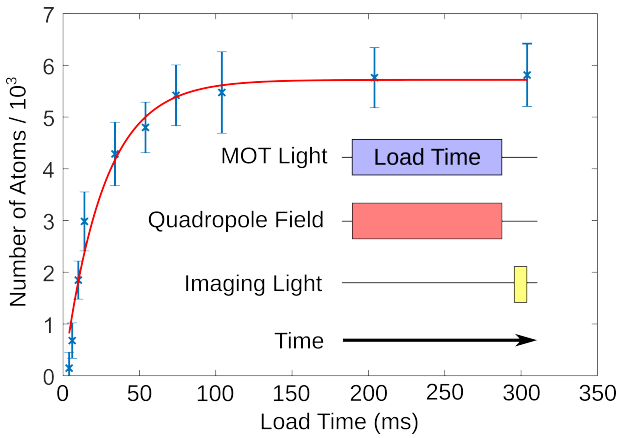

图 8：亮态加载曲线，显示随着磁光阱加载时间的变化，亮态布居数的演变。每个数据点均为 50 张背景校正图像的平均值，误差条表示 1 个标准差。

C. 磁光阱布居数

我们已经看到，随着磁光阱的装载，大多数原子会以暗态被磁俘获。其中一些原子可能衰变到基态中未被俘获的子能级，进而损失。一个值得关注的原子数是总装载原子数中能够进入磁俘获基态的数量

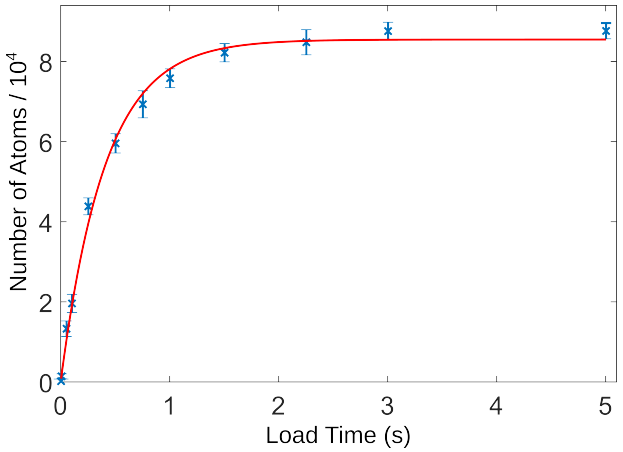

图9：暗态装载曲线，展示了随磁光阱加载时间变化的暗态演化情况，此处时间为 $t_{\mathrm{hold}} = 1$ s。每个数据点均为50张背景校正图像的平均值，误差棒表示一个标准差。

。这个数量记为 N_{t} ，由装载到磁俘获基态的亮态原子，以及最终会衰变到磁俘获基态的暗态原子所占比例组成。

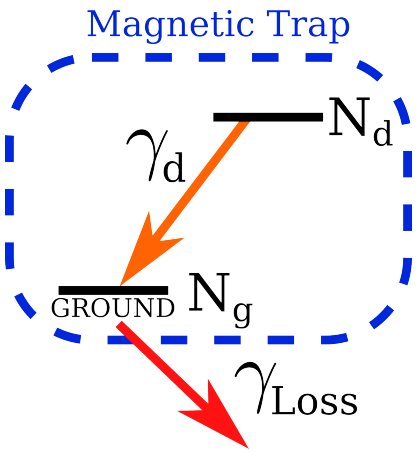

图10：描述原子仅在四极场中保持时能级动力学的两能级模型。

为测量 N_{t} ，我们考虑图 10 所示的模型。该模型包含两种布居数： N_{g} ，即处于基态的磁俘获原子；以及 N_{d}，即衰变至磁俘获基态的暗态原子的布居数。此外，暗态原子以衰减率 γ_{d} 衰变至基态；磁俘获基态原子则以另一衰减率 γ_{loss} 损失，例如与热原子束中的原子发生碰撞所致。

该模型给出以下速率方程：

$$\begin{aligned}\dot{N}_{\mathrm{g}} &= -N_{\mathrm{g}}\gamma_{\mathrm{loss}} + N_{\mathrm{d}}\gamma_{\mathrm{d}} \\ \dot{N}_{\mathrm{d}} &= -N_{\mathrm{d}}\gamma_{\mathrm{d}}.\end{aligned} \tag{6}$$

求解这些方程，可得 N_{g}(t)：

$$N_{\mathrm{g}}(t) = N_{\mathrm{g}}(0)e^{-\gamma_{\mathrm{loss}}t} + \frac{N_{\mathrm{d}}(0)\gamma_{\mathrm{d}}}{\gamma_{\mathrm{d}} - \gamma_{\mathrm{loss}}}(e^{-\gamma_{\mathrm{loss}}t} - e^{-\gamma_{\mathrm{d}}t}), \tag{7}$$

描述磁光阱光关闭时亮态原子布居数随时间的变化。为了确定$N_{\mathrm{t}} = N_{\mathrm{g}} + N_{\mathrm{d}}$，我们按照图7a所示的实验序列进行实验。亮态和暗态原子加载2 s后，将磁俘获原子保持一段可变时长，随后测定原子数。测得的原子数在保持时间约为1 s时达到峰值。图11插图中的曲线显示了用于确定正确拟合的数据：采用较短的加载时间，使原子主要装载到亮态中，然后测量原子在磁阱中保持时的衰减。绿色曲线为拟合结果，其中 $N_{\mathrm{i}}e^{-\gamma_{\mathrm{loss}}t_{\mathrm{hold}}}$， $N_{\mathrm{i}} = 2$, 200个原子是在10 ms内装载的原子数，且 $\gamma_{\mathrm{loss}} = 0.36 \pm 0.06\ \mathrm{s}^{-1}$。 γ_{loss}中的误差作为约束条件，用于拟合式（7）；图11中的红线为拟合曲线，其中 N_{g}(0)、 N_{d}(0)、 γ_{d} 和 γ_{loss} （介于$0.3 - 0.41\ \mathrm{s}^{-1}$之间）是拟合参数。拟合结果为 N_{g}(0) $= 17{,}000$个原子、 N_{d}(0) $= 97{,}000$个原子、 $\gamma_{\mathrm{loss}} = 0.36\mathrm{s}^{-1}$ 和 $\gamma_{\mathrm{d}} = 2.4\ \mathrm{s}^{-1}$。因此，磁俘获原子的总数为$N_{\mathrm{t}}$(0) $= 114{,}000$，其中85%处于暗态。保持1 s后，处于基态的磁俘获原子数达到最高，约为N_{g}(1 s) $= 80{,}000$。

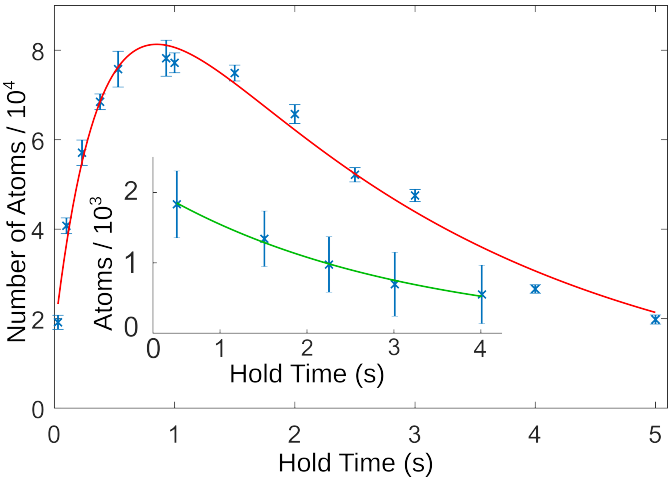

图11：磁光阱加载时间设为 $t_{\mathrm{load}} = 2$ s 时，亮态原子数随保持时间的变化。每个数据点均为 50 张背景校正图像的平均值，误差棒表示 1 个标准差。

最后，使用飞行时间法测得磁俘获原子在保持 2 s 后的温度为 [25] is $T = 28\ \mu\mathrm{K}$。这显著

低于 $T_{\mathrm{Doppler}} = 774\ \mu\mathrm{K}$ 的多普勒温度。此前，参考文献 [26] 曾观测到使用 421 nm 光制备的镝磁光阱中的亚多普勒温度。

X. 结论与展望

总之，我们仅使用一套二极管激光系统，且不采用任何预冷却技术，就为镝实现了磁光阱（MOT）。该磁光阱总共捕获了，000 个原子，直接从热原子束加载，加载时间为 2 秒。很大一部分（85%）原子被磁俘获在亚稳暗态中。磁俘获原子的温度为 28 μK，远低于多普勒极限。尽管与采用预冷却技术的装置相比，原子数较少，但仍足以进行某些实验。为了获得较高的原子数，我们的装置设计大为简化，使镝的激光冷却更易实现。

[1] M. Weyland、S. S. Szigeti、R. A. B. Hobbs、P. Ruksasakchai、L. Sanchez 和 M. F. Andersen，《光镊中两个原子的成对关联与光缔合动力学》，Phys. Rev. Lett. **126**，083401（2021）。[2] L. Henriet、L. Beguin、A. Signoles、T. Lahaye、A. Browaeys、G.-O. Reymond 和 C. Jurczak，《利用中性原子进行量子计算》，Quantum **4**，327（2020）。[3] L. Reynolds、E. Schwartz、U. Ebling、M. Weyland、J. Brand 和 M. Andersen，《冷原子三元体系中碰撞动力学的直接测量》，Physical Review Letters**124**，10.1103/PhysRevLett.124.073401（2020）。[4] J. Hostetter、J. D. Pritchard、J. E. Lawler 和 M. Saffman，《通过磁光阱耗尽光谱学测量钬里德伯系列》，Phys. Rev. A**91**，012507（2015）。[5] M. Lu、S. H. Youn 和 B. L. Lev，《原子镝窄线宽激光冷却跃迁的光谱学》，Phys. Rev. A **83**，012510（2011）。[6] J. Emsley，*Nature's Building Blocks: Everything You Need to Know About the Elements*，新版（牛津大学出版社，英国牛津，2011）。[7] D. Bloch、B. Hofer、S. R. Cohen、A. Browaeys 和 I. Ferrier-Barbut，《在光镊阵列中囚禁并成像单个镝原子》，Phys. Rev. Lett. **131**，203401（2023）。[8] J. C. Smith、P. B. Blakie 和 D. Baillie，《二元磁性量子液滴的近似理论》，Phys. Rev. A **104**，053316（2021）。[9] L. Tanzi、S. M. Roccuzzo、E. Lucioni、F. Fa m`a、A. Fioretti、C. Gabbanini、G. Modugno、A. Recati 和 S. Stringari，《偶极量子气体中由压缩振荡引发的超固体对称性破缺》，*自然*，**574**，382（2019）。[10] J. Gao，*A First Two-Dimensional Optical Trap For Dysprosium* 2022，博士论文，海德堡大学（）。[11] M. Lu，*Quantum bose and fermi gases of dysprosium [electronic resource] : production and initial study*，博士论文，斯坦福大学（2014）。[12] L. D. Bino，*Development of an experimental apparatus for the realization of dipolar quantum gases of Dysprosium atoms* 2015，博士论文，佛罗伦萨大学（）。[13] T. Maier、H. Kadau、M. Schmitt、A. Griesmaier 和 T. Pfau，镝原子的窄线磁光阱，《光学快报》**39**，3138（2014）。[14] F. M¨uhlbauer、N. Petersen、C. Baumg¨artner、L. Maske 和 P. Windpassinger，镝激光冷却的系统优化，《应用物理B》**124**，10 1007 00340 018 6981 2 2018 . /s - - - ( )。[15] J. de Laeter，元素原子量：2000年综述，国际纯粹与应用化学联合会**17**，777（2000）。[16] S. H. Youn、M. Lu、U. Ray 和 B. L. Lev，镝磁光阱，《物理评论A》**82**，10 1103 82 043425 2010 . / PhysRevA. . ( )。[17] D. E. Gray，*American Institute of Physics (AIP). Handbook* 1972（麦格劳-希尔高等教育，）。[18] P. Horowitz 和 W. Hill，*The Art of Electronics*，第3版（剑桥大学出版社，纽约州纽约，2015）。[19] C. Hayton，*Construction of an External Cavity Laser and Reference Cavity for Addressing Dysprosium*，硕士论文，奥塔哥大学（2024）。[20] 英飞凌科技股份公司，1EDCxxI12AH EiceDRIVER™数据手册（2017），访问日期：2025-11-12。[21] H. J. Metcalf 和 P. van der Straten，*Laser Cooling and Trapping*，当代物理学研究生教材（施普林格，纽约，1999）。[22] J. Walker、R. Resnick 和 D. Halliday，*Halliday & Resnick Fundamentals of Physics* 8 2007，第版（威利，）。[23] J. Schindler，铒原子束的表征，硕士论文（2011）。[24] N. Leefer、A. Cing¨oz 和 D. Budker，镝421纳米跃迁中的超精细结构和同位素位移测量，《光学快报》**34**，2548（2009），arXiv:0904.1438 [physics.atom-ph]。[25] R. Hobson、W. Bowden、A. Vianello、I. Hill 和 P. Gill，用于光晶格钟的亚稳态锶中红外磁光阱，《物理评论A》**101**（2020）。[26] S. H. Youn、M. Lu 和 B. L. Lev，镝磁光阱中的各向异性亚多普勒激光冷却，Phys. Rev. A **82**，043403（2010）。