arXiv:2302.03940v2 [physics.atom-ph] 1 Aug 2023

态依赖光镊中单个原子的运动基态冷却

C. H¨olzl,[1] A. G¨otzelmann,[1] M. Wirth,[1] M. S. Safronova,[2,3] C. Weber,[4] 和 F. Meinert[1]

[1] *5. Physikalisches Institut and Center for Integrated Quantum Science and Technology,Universität Stuttgart, Pfaffenwaldring 57, 70569 Stuttgart, Germany*[2] *Department of Physics and Astronomy, University of Delaware, Newark, Delaware 19716, USA*[3] *Joint Quantum Institute, National Institute of Standards and Technologyand the University of Maryland, College Park, Maryland 20742, USA*

[4] *Institute for Theoretical Physics III and Center for Integrated Quantum Science and Technology, Universität Stuttgart, Pfaffenwaldring 57, 70569 Stuttgart, Germany*（日期：2023年8月2日）

光镊中单个原子的激光冷却，是中性原子量子计算与模拟的先决条件。分辨边带冷却是一种成熟、高效的运动基态制备方法，但通常需要在所谓的魔术阱中仔细抵消光移。在此，我们研究了一种新型激光冷却方案，它克服了上述限制，适用于冷却跃迁基态的束缚强于激发态的情形。我们以 ^{88}Sr原子为例，展示了该方案如何通过对冷却光进行频率啁啾，依次寻址红边带跃迁；所得基态布居数与近期在魔术光镊中的实验结果相当。该方案还会引发光辅助碰撞，而这对组装大型原子阵列至关重要。我们的工作丰富了基于光镊的量子技术工具箱，也为采用光镊囚禁、且不满足分辨边带冷却条件的分子和离子开辟了应用途径。

I. 引言

近年来，光镊中单个原子的量子操控取得了飞速发展 [1]，，为量子计算和模拟等应用开辟了道路 [2–4]，精密计量 [5, 6]，或超冷化学 [7, 8]。要对原子的内态进行高保真操作，例如执行逻辑门操作或进行光学时钟询问，还需要冷却外部运动，理想情况下使其达到光镊阱的量子力学基态 [9, 10]。高效制备基态也是利用光镊逐个组装哈伯德型晶格模型的关键 [11, 12]，或通过共振的福斯特¨相互作用实现超快量子门协议 [13]。

通常采用成熟的边带分辨冷却方案来实现较高的运动基态占据率 [9, 10]，；近年来，这类方案也已应用于碱土（类）原子阵列，利用的是其窄线宽互组合跃迁 [14–16]。然而，边带激光冷却对俘获条件要求严格，因为它需要仔细抵消冷却循环中涉及的原子内态之间的差分光移，这种情形称为魔术俘获。因此，上述许多应用，包括基于光镊的原子钟 [5, 6] 或基于量子门的量子处理器中量子比特实现的新概念 [17, 18]，，都与此类限制不相容。因此，能够在更一般条件下工作的新型激光冷却机制不仅能拓展中性原子量子技术的工具箱，还可能应用于操控光学俘获的分子，甚至离子 [19–21]。

在本文中，我们展示了一种运动基态冷却方法，并以单个被俘获的^{88}Sr 原子为例。该方法适用于相关原子态之间存在显著差分光移的一般情形。其策略是对冷却光进行频率啁啾，使初始占据的运动态布居数转移至陷阱基态。近期，参考文献 [22] 报道了详细的理论方案及其分析。通过优化冷却参数，我们测得沿径向（束缚较强）镊子轴的基态布居数超过 80%。与此同时，该冷却方案通过光辅助碰撞，高效地将成对原子从阱中移除，最终使恰有一个原子的位点填充概率达到 50%，这是系统组装大型原子阵列的先决条件 [23, 24]。

II. 态依赖光镊的基态冷却方案

我们考虑一个具有两个内部电子态的原子$|g\rangle$，并且 $|e\rangle$ 被俘获在光镊形成的高斯形势中（图1（a））。在足够接近阱底处，原子受到谐振约束，其态依赖振子频率分别为 ω_g 和ω_e。标准边带冷却（拉曼或单光子方案）要求电子能级具有相同的交流极化率α_e 和 α_g，从而形成相同的运动态阶梯，与原子的内部态无关。如果 $|g\rangle$ 和$|e\rangle$ 之间存在线宽为 $\gamma \ll \omega_g$（慢跃迁条件；其对实现玻色–爱因斯坦凝聚的全光冷却方案的重要性见参考文献[25, 26]）的窄线宽激光跃迁，就可以将激光设为固定频率，使其与第一红边带共振，从而冷却阱中的原子运动，即将激光失谐调至——

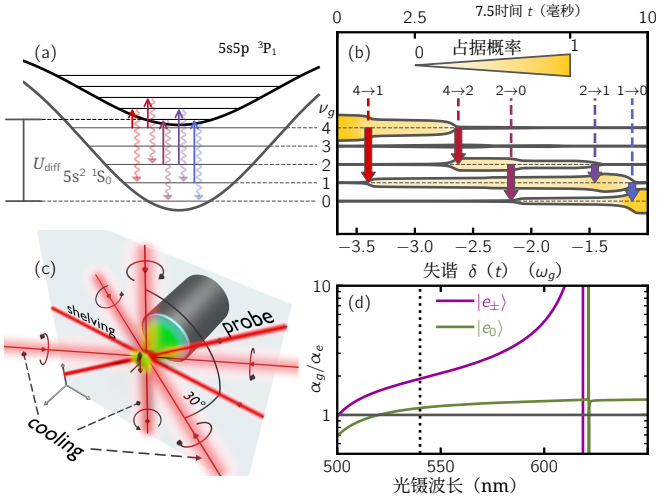

图1. 态依赖光镊中的啁啾冷却。（a）冷却跃迁的 $|g\rangle = |^1S_0\rangle$ 态和 $|e\rangle = |^3P_1\rangle$ 态对应的径向光镊势。态依赖的阱深使激发运动态能够通过强红边带跃迁转移到俘获基态，从而减少 ν_g $\Delta\nu > 1$ 个振动量子（箭头表示激发以及随后发生的自发衰减）。势能曲线在垂直方向错开绘制，因此 $U_{\rm diff}$ 表示相对于自由空间共振，运动基态之间电子跃迁的（正）光移。（b）冷却动力学的数值模拟，展示了当激光失谐 δ（相对于 $U_{\rm diff}$处经阱移位的共振测量）从较大的红失谐向$\delta \approx -\omega_g$方向扫描时，基态转移得以实现。黄色区域的厚度与 $|\nu_g\rangle$中的布居数成正比。箭头表示当（a）中所示边带跃迁满足共振条件时发生的布居数转移。（c）实验实现：单个^{88}Sr原子被俘获在光镊（绿色）中，使用高数值孔径物镜。箭头标示光镊光在数值孔径锥中的偏振方向。啁啾冷却通过三对反向传播的圆偏振689纳米磁光阱光束（冷却光）实现。另使用激光束（探测光和搁置光）进行边带测温。（d） $|^1S_0\rangle$ 与$|^3P_1\rangle$ 的光移子态 $|e_0\rangle$ 和 $|e_\pm\rangle$ 之间交流极化率（因此也是阱深）的比值随俘获波长的变化。虚线表示实验中使用的波长。

相对于自由空间跃迁频率调谐了 $-\omega_g$ 。魔术俘获（ $\alpha_e = \alpha_g$）确保寻址红边带的条件与谐振子的能级无关。

当俘获势依赖于内部态时，这种持久的冷却条件便不再成立（$\alpha_e \neq \alpha_g$）。直到最近，人们才证明，对于 $\alpha_g/\alpha_e < 1$，即激发态 $|e\rangle$ 的俘获强度高于基态 $|g\rangle$ [27, 28]的情况，仍可利用固定激光频率实现高效冷却至俘获基态。这里，我们研究相反的情形 $\alpha_g/\alpha_e > 1$，在这种情况下，固定频率冷却无法奏效。图1（a）展示了我们实验中研究的情形。

具体而言，我们利用窄的（$\gamma = 2\pi \times 7.4$kHz）$^1S_0$ 至 $^3P_1$ 互组合跃迁，在约 689 nm 的激光波长下进行阱内冷却。相对于俘获位移共振条件 $U_{\rm diff}/\hbar$ （见图 1（a））定义激光失谐 δ 很方便；该共振条件对应于原子处于运动基态时驱动电子跃迁，即 $|g、\ \nu_g = 0\rangle$ 至 $|e、\ \nu_e = 0\rangle$。这里， ν_g（ν_e）是基态（激发态）振动能级梯的谐振子量子数。在 $\omega_e < \omega_g$的情况下，驱动红边带 $\delta \approx (\nu_g - 1)\ \omega_e - \nu_g\omega_g$ 的共振条件现在取决于 ν_g。若要冷却最低的振动激发态，就需要将 δ 设定为接近 $\nu_g = 1$的红边带条件，即 $\delta \approx -\omega_g$。然而，这样的激光频率会加热较高振动能级的态。因此，固定频率冷却无法成功。这个问题可以通过对 δ 施加随时间变化的啁啾来解决，从而补偿依次寻址红边带条件时的 ν_g依赖性。这样的频率啁啾随后能够耗散运动量子而不会同时产生加热，因为该方案确保先将较高振动能级的态转移至较低能量，再寻址更接近俘获势底部的态（另见 Ref.[22] 的近期提案）。需要注意的是，固定激光频率会在阱中形成一个有效的排斥性能量上限；Ref. [14] 利用这一点在成像期间防止原子损失，并将其解释为经典的西西弗斯效应。

在转向实验结果之前，我们先对啁啾冷却方法进行简要的数值分析。为此，我们计算了一维谐性束缚且与激光耦合（拉比频率 Ω）的二能级原子的量子动力学，并纳入了态依赖阱。通过对密度矩阵的刘维尔-冯·诺伊曼方程进行积分，并采用有限的振子能级基组，同时考虑激发态的衰减（衰减率 γ）及其对应的林德布拉德算符（见附录 E），得到时间演化。图 1(b) 展示了典型实验参数下的结果： δ在 10 ms 内从 $\delta_i/\omega_g = -3.7$线性扫描至 $\delta_f/\omega_g = -1$，原子初始制备于 $|\nu_g = 4\rangle$。数据表明，啁啾能够高效地将原子转移至运动基态。对于所选参数 $[(\omega_g, \omega_e, \Omega) = 2\pi(150, 110, 20)$ kHz$]$,, 最终基态布居为 $> 94\%$。冷却是通过啁啾过程中对多个红边带的共振寻址实现的，这些边带耦合了具有不同运动量子数的态$\nu_g > \nu_e$ （图 1(a) 和 (b) 中的箭头）。请注意，与魔术俘获条件下的情况不同，在紧束缚时，兰姆-迪克效应会强烈抑制不同振子能级之间具有 $\Delta\nu = |\nu_g - \nu_e| > 1$的耦合；而在此处，由于宇称相同能级间存在直接波函数重叠 $\langle\nu_g|\nu_e\rangle$，这些耦合在冷却动力学中发挥着关键作用 [29]。模拟还表明，当 $\delta_f \approx -\omega_g$ 时，基态布居最优；也就是说，激光频率啁啾在接近驱动第一红边带的共振条件处结束，从

$|\nu_g = 1\rangle$。请注意，图1(b) 的模拟参数经过特意选择，使冷却方案的内在机制清晰可见，而非针对最高基态转移效率进行优化。

III. 冷却与测温

我们的实验首先从 ^{88}Sr 磁光阱（MOT）中，将单个波长为 $\lambda = 539.91$nm、束腰为 564(5) nm 的光镊装载到原子上。该磁光阱工作在 $^1S_0$ 至 $^3P_1$ 互组合线上（图 1(c)）（见附录 A）。装载后，光镊中通常会有多个处于电子基态 $^1S_0$ 的原子（俘获深度为 ≈ 0.5mK）。在俘获波长下，光镊对 $^1S_0$ 的势阱比对冷却跃迁的激发态 $^3P_1$ 更深，即实现了上文讨论的情形 $\alpha_g/\alpha_e > 1$。更准确地说，所有实验均在名义上的零磁场和线偏振光镊条件下进行。在这种情况下，$^3P_1$ 能级的三个磁子能级（$m_J = 0$、± 1）会因阱光的 AC-斯塔克相互作用而发生能级移动。我们将这些发生 AC-斯塔克位移的本征态标记为 $|e_0\rangle$、$|e_-\rangle$和 $|e_+\rangle$。后两者能量简并（见参考文献 [14] 和附录 C）。图 1(d) 展示了三个能级的比值 α_g/α_e 随波长的变化。这使我们能够利用两种数值 α_g/α_e 截然不同的跃迁开展实验（~ 1.13对应 $|e_0\rangle$，~ 1.90 对应$|e_\pm\rangle$）。

我们首先研究跃迁至 $|e_\pm\rangle$过程中的冷却动力学，该跃迁具有更强的差分光移；在本研究中，光镊的光功率始终设为约 1.70(2) mW，此时测得的差分光移为 $U^{|e_\pm\rangle}_{\text{diff}}/\hbar = 2\pi \times 5.50(5)$ MHz。冷却方案首先开启 689 nm 磁光阱光束，初始失谐为 $\delta_i = -2\pi \times 4.1$MHz。我们估计拉比频率约为 $2\pi \times 50$kHz。光束保持开启 100 ms，在此期间，激光频率线性扫至可变的最终失谐 δ_f。

扫频后的温度通过释放与再捕获技术测量 [30]。简而言之，阱会非绝热地关闭一段可变的释放时间 t_r，随后立即再次开启。然后，我们在 461nm 处对原子进行 $^1S_0$-$^1P_1$ 跃迁成像，并用 sCMOS相机收集荧光光子。根据相机上的光子信号，我们推断单原子在阱中的存活概率（更多详情见附录B 及下文）。图2(a) 展示了不同 δ_f 并与未采用冷却方案时获取的数据（圆圈）进行比较。测得的存活概率随 t_r 衰减得越慢，表明温度越低，因为温度较高的原子会更快逸出陷阱体积。结果表明，随着 $|\delta_f|$减小，温度会降低；也就是说，当频率啁啾更接近 $U^{|e_\pm\rangle}_{\text{光移}}/\hbar$共振时，温度会降低。

为了在 T_{cl} 结束时提取经典温度

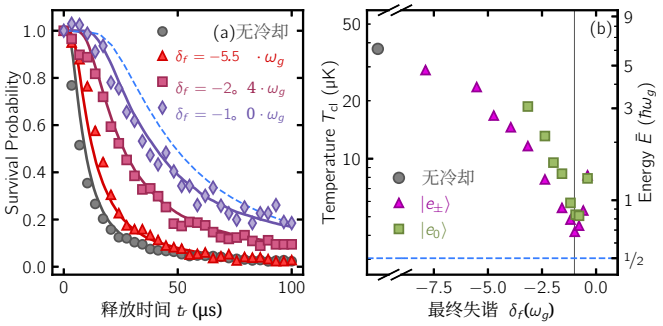

图 2. 通过释放并重新捕获测量啁啾冷却后的温度。（a）显示了原子存活概率随释放时间 t_r 的变化，图中给出了 δ_f 的三个不同取值（分别以三角形、正方形和菱形表示），对应于冷却至 $|e_\pm\rangle$的跃迁，并与未施加冷却时的测量结果（圆圈）进行比较。实线是对数据进行经典粒子轨迹模拟的拟合，用于提取温度。蓝色虚线表示对处于运动基态的原子进行量子力学模拟的预测（见附录D）。（b）由对（a）所示数据进行经典轨迹模拟提取的温度 T_{cl}，随频率啁啾结束时的失谐 δ_f 变化。三角形（正方形）表示冷却至 $|e_\pm\rangle$ ($|e_0\rangle$)跃迁的结果。圆圈表示未施加冷却时的温度。竖线表示最低红边带$\delta_f = -\omega_g$的共振条件（$|g,\ \nu_g = 1\rangle \rightarrow |e,\ \nu_e = 0\rangle$）。此时可达到最低温度。虚线表示阱中径向零点运动能 T_{gs} 对应的温度。所有图中的误差棒均表示一个标准差，且大多小于数据点。

从图中所示数据集进行啁啾2（a）中，我们将释放-再捕获序列的经典蒙特卡罗模拟拟合到数据上，并假设热能量分布的平均能量为 $E = k_B T_{\text{cl}}$，在每个空间方向上（实线） [30]。该分析结果绘于图2（b）中，作为 δ_f（三角形）的函数。数据表明，在。17(6) μ附近的最低温度为 $\delta_f \approx -\omega_g$。在本工作中$\omega_g = 2\pi \times 126$（5）kHz，该数值通过边带光谱学测得（见下文）。与未进行冷却时采集的数据相比，我们将温度降低了约一个数量级。继续向下啁啾至 $|\delta_f|$ 会再次导致加热，因为冷却光逐渐接近驱动基态载波跃迁的共振条件（$\delta = 0$）。

测得的最低温度接近径向光镊基态零点运动能量所对应的温度当量 $T_{\text{gs}} = \hbar\omega_g/2k_B$ =3.04 μK（虚线），表明径向基态布居数相当可观。由于经典分析未考虑阱中的零点运动，我们还采用量子力学方法，分析了最低测得温度下的实验数据。由于释放再捕获方法对轴向光镊方向的依赖很弱，因此只需模拟径向上的再捕获概率。为此，我们

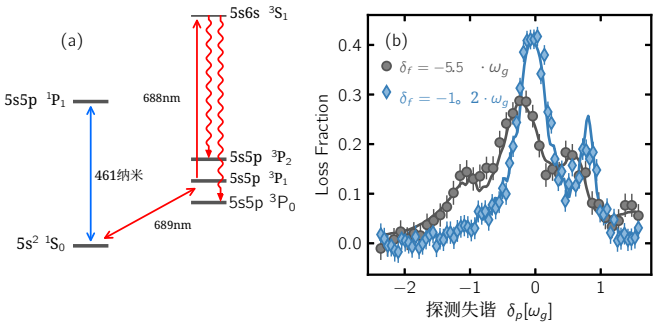

图 3。（a）通过将原子捆置到亚稳态来进行边带测温的方案。基态 $^1S_0$ 中的原子通过一个短探测激光脉冲激发到 $^3P_1$ ($|e_0\rangle$) 态。转移到 $^3P_1$ 的布居数通过经由 $^3S_1$将其光学泵浦到亚稳态 $^3P_0$ 和 $^3P_2$，从而在成像循环（$^1S_0$-$^1P_1$）中不可见。（b）冷却至 $|e_\pm\rangle$ 到 $\delta_f = -1.2\omega_g$（菱形）和$\delta_f = -5.5\omega_g$（圆形）的跃迁后，因捆置而从 $^1S_0$损失的测得的损失比例随探测失谐 δ_p 的变化。实线是根据数据拟合的数值模拟，用于提取基态分数（见正文）。

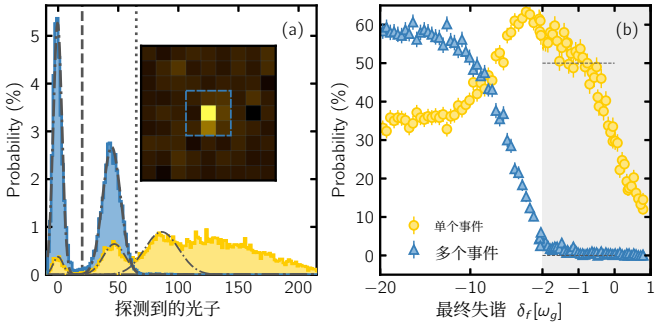

图 4. 冷却过程中的光诱导损失和宇称投影。(a) 在 $|e_\pm\rangle$ 到 $\delta_f = -1.2\omega_g$上冷却前（黄色）和冷却后（蓝色）的光子计数直方图。竖直虚线（点线）表示用于识别 $N = 1$ （$N \geq 2$）个原子的较低阈值。点划线是对数据进行的高斯拟合，用于辅助观察。插图显示了成像到 sCMOS 相机 3x3 像素阵列上的单原子荧光。(b) 啁啾冷却至最终失谐 δ_f后，在光镊中探测到 $N = 1$（圆圈）和 $N \geq 2$ （三角形）个原子的概率。虚线表示填充率为 1、概率为 50% 的情况。请注意， $\delta_f/\omega_g > -2$ （阴影区域）的横坐标刻度有所变化。

对二维谐振子的前几个态的波函数进行数值时间演化。自由膨胀时间 t_r 后，加入高斯光镊势，以推导再捕获概率（见附录D）。对于二维基态的分析结果（图 2(a) 中的虚线）已接近温度最低的实验数据（$\delta_f = -\omega_g$）。接下来，将分析扩展到前几个二维谐振子态的热分布。将该模型拟合到 $\delta_f = -\omega_g$ 的数据后，得到沿一个径向方向的基态布居数为 82(3)%。为展示啁啾冷却的稳健性，我们最后重复了向 $|e_0\rangle$跃迁的测量，其差分光移 $U^{|e_0\rangle}{}_{\text{diff}}/\hbar = 2\pi \times 1.30(2)$ MHz 弱得多。我们得到了非常相似的结果（图 2(b) 中的方块），并将最低温度略高归因于调节 δ_f所需的灵敏度更高。

尽管上述结果已表明，啁啾冷却方法可产生很高的基态布居数，但我们还通过对 $^1S_0$-$^3P_1$ 跃迁进行分辨边带光谱学，补充了测温结果；测量方向沿光镊囚禁的径向。进行光谱测量时，我们施加一个短暂的（75 μ秒）探测脉冲，并将激光频率设在 $|e_0\rangle$ 共振附近，传播方向则垂直于镊子轴。随后，转移至$|e_0\rangle$ 的布居数会迅速被转移至亚稳态 $^3P_0$ 和$^3P_2$ （图3（a））。在对 $^1S_0$ - $^1P_1$ 跃迁进行成像之前，将该序列重复三次以增强信号。结果如图3（b）所示；此时冷却至接近在冷却跃迁至 $|e_\pm\rangle$ 时所达到的最低温度（菱形）。与冷却程度较低的情况（圆形）相比，我们观察到明显的边带不对称性，这是基态布居数较高的典型特征。随着温度升高，谱线发生位移并展宽，这是探测跃迁上的差分交流斯塔克位移所致。请注意，未经冷却时，边带完全无法分辨。这些效应在更传统的边带测温中并不存在；这类方法使用差分交流斯塔克位移可忽略的窄光学谱线。

因此，要从我们的数据中提取基态布居数，需要通过对光谱序列进行完整数值模拟来拟合。为此，我们按照上述方法，以初始热陷阱布居数作为初态，计算受限双能级原子的密度矩阵动力学。在 $|e_0\rangle$ 中，布居数是在探测脉冲结束时提取的，而损失比例则通过假定拟合得到的捆置成功概率 p_s 来确定。囚禁频率$\omega_{g,\ e}$ 以及初态温度也都是拟合参数（见附录E）。我们发现，最低温度下的数据（菱形）与 73% 至 97% 的基态分数相符，这与通过释放并再俘获方法得到的结果一致。该基态分数也与此前报道的锶在魔术波长光镊中的边带冷却结果相当 [14, 15]。

最后，我们指出，数据分析忽略了垂直于探测光束方向的轴向温度可能导致的载波信号位移和展宽。当在非零交流斯塔克位移下进行探测时，由于径向载波跃迁频率取决于轴向运动态，这些效应可能会出现，并使我们能够推断轴向温度的一个上限估计值。事实上，由于观测到的线宽与我们的一维分析结果相当吻合，我们得出结论：轴向温度不会显著高于测得的径向温度。这表明冷却

也会同时作用于轴向陷阱方向，从而揭示释放-再捕获法无法获取的额外信息。

IV. 冷却过程中的宇称投影

接下来，我们研究冷却过程中光镊内原子数布居的动力学。最重要的是，我们发现，将阱中的原子通过啁啾冷却降至低温，也会引发光诱导损失，从而可靠地使成对原子从阱中消失 [31, 32]。通过比较冷却前后的探测光子计数直方图（图4（a）），可以清楚地看到这一点。未经冷却时，直方图呈现多峰结构，各个峰分别对应阱中有一个、两个及多于两个原子的情况。冷却后，观测到清晰的二元分布，仅有一个原子峰和零原子峰。我们发现这两个峰中的光子计数大致相等，即恰好有一个原子的填充率约为 50%。图4（b）展示了在冷却斜坡的最终失谐 δ_f 下，在阱中找到一个原子（圆圈）和多于一个原子（三角形）的概率如何变化。随着温度降低，成对原子不断损失；当 $|\delta_f| \lesssim 2\omega_g$时，它们基本消失。事实上，这是预期的结果，因为光辅助碰撞的速率取决于初始原子对的波函数重叠；这类碰撞源于与$^1S_0$ - $^3P_1$ 渐近线以下弱束缚分子态的耦合 [14, 33]，。此外，随着多原子信号减弱，单原子概率随之增加，这表明初始陷阱装载的原子数为奇数 ≥ 3 时，冷却后会留下一个单原子。因此，啁啾冷却可直接实现宇称投影，为确定性组装大型原子阵列提供理想的起点 [23, 24]。

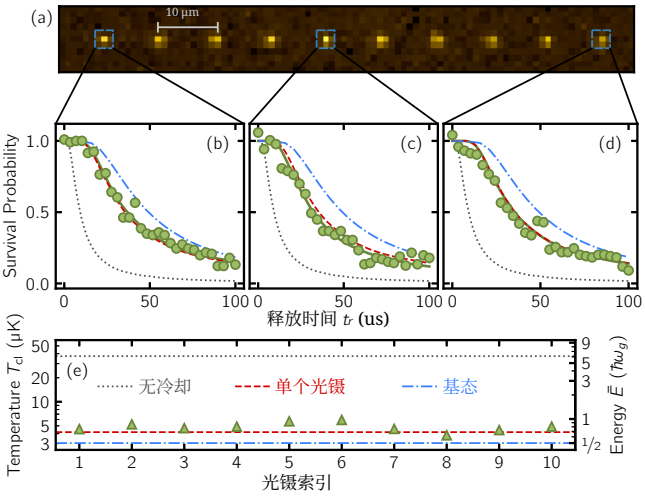

图 5. 一维光镊阵列中的啁啾冷却。(a) 对十个光镊组成的一列（10 μm 间距）进行冷却啁啾后（包括宇称投影）得到的平均荧光图像。(b)–(d) 对冷却啁啾至 *cf.* 图 2 中方框标出的三个光镊进行释放-再捕获测温法测得的数据（ $\delta_f = -1.2\omega_g$ 在跃迁至 $|e_\pm\rangle$的情况下）。实线是经典粒子轨迹模拟的拟合结果，用于提取温度 $T_{\rm cl}$。蓝色点划线表示量子力学模拟对处于运动基态的原子的预测。红色虚线（灰色点线）表示对图 2 中单个光镊数据的经典拟合结果，采用相同的冷却参数（未施加冷却）。(e) 温度 $T_{\rm cl}$ 随 (a) 中所示光镊索引的变化。同样，红色虚线表示采用相同冷却参数冷却后单个光镊的结果，灰色点线表示在未冷却的单个光镊中测得的温度。蓝色点划线表示阱中径向零点运动能量对应的温度当量 $T_{\rm gs}$ 。误差棒表示一个标准差，且大多小于数据点。

V. 多光镊阵列中的冷却

最后，我们展示了将我们的啁啾冷却方案应用于多光镊阵列的可行性。为此，我们利用光镊光路中的声光偏转器（见附录 $\approx$ 10 μm）生成一列由十个等间距的阱组成的一维线列（图 5(a)）。通过向调制器施加十个射频音调来生成这些阱。我们通过逐光镊分辨的光移测量，并校正各个射频振幅，将阱深均衡至 $\approx$ 2%。光镊装载和冷却的过程与单光镊情况相同。

示例性释放-再捕获测温数据
图中展示了两个最外侧光镊和一个中央光镊的结果。5在向 $|e_\pm\rangle$ 跃迁进行啁啾冷却时，参数为 $\delta_f = -1.2\omega_g$；也就是说，所得温度接近单个光镊中实现的最低可达温度（参见图 2）。与之前一样，经典温度 $T_{\rm cl}$ 由.....提取

自蒙特卡洛轨迹模拟（绿色实线）中提取；对于全部十个光镊，其结果几乎与上文在相同参数下报告的单个光镊数据模拟结果（红色虚线）重合。图 $T_{\rm cl}$中给出的5（e）显示，提取的 $T_{\rm cl} = 3.8$值介于 μK 和 $T_{\rm cl} = 5.7$之间 μK，接近上文在相同冷却参数下报告的单个光镊结果（$T_{\rm cl} = 4.85$ μK）。灰色点线再次表示未进行冷却时的温度。阵列中 $T_{\rm cl}$ 的微小变化归因于俘获深度的残余差异。事实上，最佳冷却所需 δ_f 的绝对值近似与俘获深度成线性关系；在我们的实验中，必须将其控制在百分比量级（$\hbar\omega_g/U_{\rm diff} \approx 2\%$）。

VI. 结论与展望

总之，我们展示了一种新颖且适用范围广的光镊阵列中囚禁原子的基态冷却方法，从而大幅放宽了

未来实验对魔术俘获条件的限制。这为镊子式量子技术开辟了新路径；这些技术所需的俘获波长迄今一直与高效的阱内冷却不兼容，尤其是考虑到碱土（类）原子的快速发展 [5, 34], ，即锶[14, 15]或镱 [16]。例如，本工作选定的镊子波长能够对两个钟态 $^3P_0$ 和 $^3P_2$实现魔术俘获，从而为中性原子量子计算机中的量子比特编码带来了新的概念 [18]。该冷却方案还允许在能够对里德伯态提供额外魔术俘获的波长下运行，从而减轻退相干和双体门的不保真度 [17], ，并且同样适用于光学晶格系统 [22]。在成像过程中同时应用于窄线宽禁戒跃迁时，所报道的技术还可能实现更高的散射率，尤其适用于此前尚未探索的、基态受到更强囚禁的情况下的原子探测 [28]。最后，我们预计，在脉冲序列中沿径向和轴向分别施加独立控制的冷却光束，应能实现完整的三维阱基态；而沿弱囚禁的镊子轴方向的冷却动力学，则留待今后进行详细研究。在此背景下，采用最优控制策略调节频率啁啾激光脉冲以提高冷却效率，也颇具意义。

致谢

我们感谢 Johannes Zeiher、Jacob Covey 以及 QRydDemo 团队富有成效的讨论。我们感谢德国联邦教育与研究部（BMBF）通过 CiRQus 和 QRydDemo 项目、卡尔·蔡司基金会通过 IQST 以及 Vector基金会提供的资助。MSS 感谢美国海军研究办公室资助项目 N00014-20-1-2513 的支持。本研究部分借助特拉华大学 HPC Caviness 和 DARWIN 计算系统完成。

附录 A：镊子装载

光镊装载始于在玻璃池（Japan Cell）中制备由六束光构成的 ^{88}Sr蓝光磁光阱（MOT）。该磁光阱工作于 $^1S_0$-$^1P_1$（$\lambda = 460.9$nm）跃迁。磁光阱由原子束源（AOSense公司）供原子，原子束源由原子炉、塞曼减速器和用于横向冷却的二维磁光阱组成。磁光阱以 $-2\pi \times 46$MHz的失谐和$s = 0.12$的饱和参数装载30ms后，我们在10 ms内将失谐和饱和参数分别降低至 $-2\pi \times 21$MHz和 $s = 0.01$，以降低温度。原子在蓝光磁光阱的这一第二阶段再保持50 ms，随后被装载到窄线宽红光磁光阱中，该磁光阱工作于 $^1S_0$-$^3P_1$（$\lambda = 689.5$nm）互组合跃迁。为此，磁场梯度从 ≈ 50 G/cm逐渐升至 ≈ 2G/cm。在红光磁光阱阶段的前半段，通过周期性调制施加到声光调制器（AOM）的射频频率，将冷却激光展宽为宽度为5 MHz、间隔均匀且为30 kHz的频率梳，以增大捕获体积。随后将频率梳逐渐收窄至单一频率，同时将最终失谐设为 $-2\pi \times 150$kHz，并将激光强度从 $s \approx 3700$降低至 $s \approx 45$。再保持10 ms后，磁光阱中含有数个 10^4 原子，平衡温度为$\approx 1.4\,\mu$K。我们发现，这一原子数非常适合装载单个光镊和多光镊阵列，使每个位点装载一个或多个原子，同时避免单个阱中原子过多。原子过多可能导致非成对损失，最终使宇称投影后的填充率低于50% [28]。

为生成光镊，我们采用一套倍频光纤激光系统，在 540 nm 处提供 10 W 的输出功率（TOPTICA Photonics）。我们将囚禁光通过二维声光偏转器（ AA Opto- Electronic DTSXY-400），随后使用高数值孔径（0.5）显微物镜（Mi- tutoyo G Plan Apo 50X）将其聚焦到磁光阱区域，束腰为 564(5) nm。这使我们能够将冷却方案的研究扩展到多光镊阵列（见图 5）。为实现扩展阵列上的均匀装载，我们通过两步改变激光失谐，在 25 ms 内将磁光阱体积增大：从 $-2\pi \times 150$ kHz 变为 $-2\pi \times 280$ kHz，并在 15 ms 内进一步变为 $-2\pi \times 560$kHz [14]。在这一失谐变化的第二阶段，光镊强度增加到单个光镊为 0.85 mW。随后关闭磁光阱光束和磁四极场，并将光镊强度进一步增加到最终值 1.7 mW，在此条件下进行啁啾冷却实验。需要注意的是，在整个磁光阱和光镊装载过程中，我们使用两束分别与 $^3P_0$-$^3S_1$ （679 nm）和 $^3P_2$-$^3S_1$ （707 nm）跃迁共振的再泵浦光束照射原子。

附录B：原子成像

为进行单原子探测，我们使用独立的成像光束激发 $^1S_0$-$^1P_1$ 跃迁产生荧光，成像光束脉冲开启 75 ms，失谐为 $s \approx 1.2 \times 10^{-3}$。在此之前，将光镊光强提高至 3.4 mW。荧光光子由用于聚焦光镊的同一物镜收集，并成像到 sC-MOS 相机（Teledyne KINETIX）的 3×3 像素区域（参见图 4(a) 的插图）。成像期间，使用红色磁光阱光束使原子保持低温，其相对于 $+2\pi \times 1.2$ MHz 的 $^1S_0$-$^3P_1$ 自由空间共振的固定失谐，对应于相对于阱位移跃迁至 $|e_0\rangle$ 的失谐，约为 $-2\pi \times 1.4$MHz。

图像根据探测到的光子数分为三类：无原子

($N_{\rm ph} \le 20$)、单原子（$20 < N_{\rm ph} \le 65$）、多个原子（$N_{\rm ph} > 65$）。我们采用与文献 [14] 报道的类似方法，对这种分类的准确性进行量化。对同一个单原子连续成像，我们发现，在第一张图像中探测到该原子的条件下，在第二张图像中再次探测到它的概率为 $p = 92.2(2)$ %，与文献 [14, 15] 报道的结果类似。成像过程中的原子损失也会影响成像保真度。具体而言，原子从阱中损失的实验结果会导致探测到的光子数减少，可能低于用于识别一个原子的下阈值 $N_{\rm th}$。此类假阴性检测事件的概率上限可通过 $1-\exp(\ln(p)N_{\rm th}/N$估算，其中 N 为单个原子对应的探测到的光子数的平均值 [14]。对于本研究中使用的成像参数，我们得到的假阴性率约为 3.6(1) %。识别单原子的假阳性率（0.00(2) %）可以忽略不计。

为提取图2(a)中的存活概率和图3(b)中的损失比例，我们为每种成像分类结果指定一个值 ζ_c： $\zeta_c = 0$ (无原子)、$\zeta_c = 1$(单原子)，以及 $\zeta_c = 2$（多个原子），然后对每个数据点取平均。为提高图3(c)中边带光谱学数据的信噪比，我们连续拍摄两张图像。第一张图像在搁置光谱脉冲之后拍摄。在拍摄第二张图像之前，我们通过施加 679nm 和 707 nm 再泵浦激光，将长寿命 $^3P_0$ 和 $^3P_2$ 态中的搁置态布居重新送回成像循环。然后，我们仅选取在第二张图像中检测到原子的实验结果。

最后需要指出的是，在阱中区分单原子与多个原子的准确度远低于区分零个原子与一个原子的准确度，因为直方图（图 4(a)）中对应的信号严重重叠。多个原子的表征阈值设置得足够高，因此不会影响具有清晰双峰分布的低温测量，即成功进行宇称投影之后的测量。

附录 C：差分交流斯塔克位移

在图1(d) 中，我们绘出了 $^1S_0$ 电子基态与阱位移子能级 $|e_0\rangle$ 和 $|e_\pm\rangle$的 $^3P_1$ 激发态之间交流极化率（因此也是阱深）的比值。对于磁场名义上为零且光镊为线偏振的情况， $^3P_1$ 的交流斯塔克位移可直接用标量（α_s）和张量（α_t极化率表示（在没有磁场且为线偏振的情况下，矢量极化率的贡献为零 [14, 35]）。 $^1S_0$ 基态的极化率只有标量贡献。

更具体地说，我们考虑与光场$\vec{E}(t) = \vec{E}^+e^{-i\omega t} + \vec{E}^-e^{+i\omega t}$相互作用的、与时间无关的交流斯塔克相互作用哈密顿量，其中 $\vec{E}^+ = E_0\vec{\epsilon}$、 $\vec{\epsilon}$ 分别为偏振矢量， E^- 为 $\vec{E}^+$的复共轭。省略矢量项后，哈密顿量写作

$$\mathcal{H} = -\alpha_s E_0^2 - \frac{3\alpha_t}{J(2J-1)}\left(\frac{\{\vec{E}^+\cdot\vec{J},\vec{E}^-\cdot\vec{J}\}}{2} - \frac{J(J+1)E_0^2}{3}\right). \tag{C1}$$

这里， $\vec{J} = (J_x, J_y, J_z)$ 表示总角动量算符， J 是相应的角动量量子数。在没有外磁场时，方便的做法是将量子化轴定义为沿光镊偏振方向；不失一般性，我们将其设为沿 x方向。因此，我们将 $^3P_1$能级的裸塞曼子态记为 $|m_J = 0, \pm1\rangle$，其中 m_J 是沿光镊偏振方向投影的总角动量所对应的磁量子数。于是，交流斯塔克哈密顿量可简化为

$$\mathcal{H}_{\rm lin} = -E_0^2\left(\alpha_s + \alpha_t\frac{3J_x^2 - J(J+1)}{2(2J-1)}\right). \tag{C2}$$

由于上述哈密顿量在沿 x 方向定义的 $|m_J = 0, \pm1\rangle$ 基底中是对角的，总极化率为 [14]

$$\alpha = \alpha_s + \alpha_t\frac{3m_J^2 - J(J+1)}{J(2J-1)}, \tag{C3}$$

对于 $J = 1$ ($^3P_1$)，可得 $\alpha = \alpha_s - 2\alpha_t$ （当 $|e_0\rangle = |m_J = 0\rangle$ 时）以及 $\alpha = \alpha_s + \alpha_t$ （当 $|e_\pm\rangle = |m_J = \pm1\rangle$ 时）。通过数值计算得到的 α_s 和 α_t 随波长变化的数值如下。

我们采用 Dalgarno-Lewis [37] 方法，在价空间 [36] 中求解非齐次方程，从而计算动态极化率。该方法能够同时考虑离散态和连续谱。我们通过求解非齐次方程得到中间态波函数 $\delta\psi_\pm$ ，

$$|\delta\psi_\pm\rangle = \frac{1}{H_{\rm eff} - E_0 \pm \omega}\sum_k |\Psi_k\rangle\langle\Psi_k|D|\Psi_0\rangle = \frac{1}{H_{\rm eff} - E_0 \pm \omega}D|\Psi_0\rangle, \tag{C4}$$

其中， D 是有效电偶极算符$\mathbf{D}$ 的 z 分量， Ψ_0 是波函数， E_0 是所关注状态的能量；在本工作中，该状态为 $^1S_0$ 或 $^3P_1$ 。

波函数采用相对论高精度混合方法计算，该方法结合了组态相互作用和耦合簇方法（CI+all- order）[38, 39]。在此方法中，能量和波函数由定态多粒子薛定谔方程确定

$$H_{\rm eff}(E_k)\Psi_k = E_k\Psi_k, \tag{C5}$$

其中，有效哈密顿量 H_{eff} 包含采用耦合簇方法构造的芯态贡献。

极化率为

$$\alpha_v(\omega) = \langle \Psi_0 | D_0 | \delta\psi_+ \rangle + \langle \Psi_0 | D_0 | \delta\psi_- \rangle \,, \tag{C6}$$

其中，v 表示该方法给出了极化率的价电子贡献。较小的芯层极化率贡献通过随机相位近似计算。对于低于 600nm 区域内的 $^3P_1$ 态，准确计算极化率的挑战之一是其对能级精度高度敏感。为解决这一问题，我们开发了一套代码，能够自动将低能主导贡献的理论能量值替换为精确的实验值，并在可用时采用改进后的推荐约化矩阵元值。对于所有数据点，均使用态求和公式进行替换

$$\alpha_v(\omega) \;=\; 2\sum_k \frac{(E_k - E_0)\,|\langle \Psi_0 | D_0 | \Psi_k \rangle|^2}{(E_k - E_0)^2 - \omega^2}, \tag{C7}$$

从而提高极化率的精度。我们对所有极化率值的不确定度进行了估计。

附录 D：经典与量子力学释放再捕获分析

本节将详细介绍图 2 中所示释放-再捕获数据的经典与量子力学分析。我们的经典分析遵循文献 [30] 所述的步骤。具体而言，我们使用实验参数，从三维谐振阱中热分布的点粒子抽取空间矢量和速度矢量的蒙特卡罗样本。对于给定的经典温度 T_{cl}，三个空间坐标均服从高斯分布，其标准差为 $\sigma_i = \sqrt{k_B T_{\text{cl}}/m\omega_i^2}$，其中 m 是 ^{88}Sr 原子的质量，且 ω_i 是方向$i = (x,\ y,\ z)$ 上的振子阱频率。每个方向上的高斯速度分布的标准差为 $\sigma_v = \sqrt{k_B T_{\text{cl}}/m}$。通过将该系综在自由空间中传播可变时间 t_r，得到模拟的释放再捕获轨迹。随后，通过计算高斯光镊势瞬时开启后仍被囚禁的系综比例，得到存活概率。当粒子的动能小于自由传播后的局部（绝对值）势能时，将其视为被囚禁。然后，使用带有 T_{cl} 作为拟合参数的卡方分析，将这些模拟轨迹拟合到实验数据。

该分析未考虑受阱原子的零点运动能，因此拟合得到的经典温度 T_{cl} 高估了真实的量子力学温度。我们通过对图 2(a) 中最低能量数据进行量子力学分析，将阱中量子化运动的影响纳入考虑。为此，只需考虑径向动力学，因为释放与再捕获技术仅弱依赖于纵向运动。首先，我们计算初始二维谐振子波函数在自由膨胀过程中的演化，其占据数为 (ν_x，ν_y)，其中 x 和 y 表示光镊径向的笛卡尔坐标。经过可变时间 t_r 后，高斯光镊势瞬时开启，波函数在该势中继续演化 100 μ 秒。随后，仍处于势阱内的波函数比例给出存活概率 $p_{(\nu_x,\nu_y)}$ 。假设二维谐振子振子能级具有热布居，最后通过使用相应的玻尔兹曼因子对 $p_{(\nu_x,\nu_y)}$ 进行加权，得到量子力学温度为 T_{qm} 的系综的存活概率 p_{qm} ，

$$p_{\text{qm}} = \frac{1}{Z}\, p_{(\nu_x,\nu_y)}\, e^{-\hbar\omega_{(x,y)}(\nu_x+\nu_y+1)/(k_B T_{\text{qm}})}. \tag{D1}$$

此处，$\omega_{(x,y)}$ 表示径向囚禁频率，Z 表示二维谐振子的配分函数。我们将模拟得到的 p_{qm} 拟合到数据，拟合参数为 T_{qm} 。最后，拟合所得的 T_{qm} 值给出了正文中所述的沿一个径向方向的基态布居数。

附录 E：啁啾冷却和边带光谱学数据的数值建模

本节将详细介绍我们描述啁啾冷却以及对边带光谱学数据进行建模的方法。我们的方法与 [22, 29]中采用的方法相似。为降低模拟的计算成本，我们忽略不同空间方向之间的耦合，并将研究范围限制在三维囚禁势的一个径向方向上。在此近似下，该系统可描述为一维谐振子势阱中的受驱动二能级原子。电子基态 $|g\rangle$ 被囚禁于频率为ω_g 的势阱中，而激发态 $|e\rangle$ 则处于频率为 ω_e的势阱中。我们采用频率为 ω_g 的谐振子能级作为原子运动态的基底。在模拟中，我们考虑最低的 30 个振子能级。利用作用于这些能级的产生与湮灭算符 $a^\dagger$ 和 a ，系统的哈密顿量为[29, 40]

$$H = \hbar\omega_g \left(a^\dagger a + \frac{1}{2}\right) + H_{\text{atom}}(t) + H_{\text{int}}\,. \tag{E1}$$

为推导激光驱动原子的电子哈密顿量 $H_{\text{atom}}(t)$，我们变换到激光的旋转参考系。利用旋波近似，我们

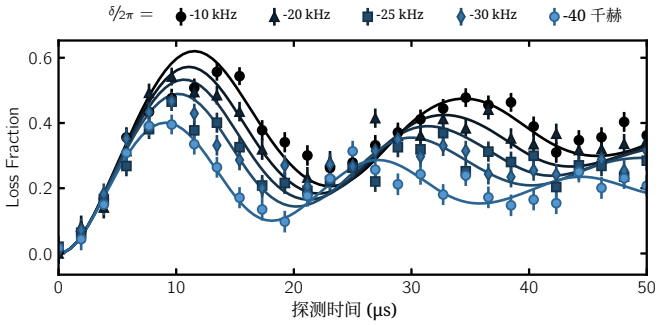

图 6. 用于边带光谱学的探测拉比频率 Ω 的测量。对于载波跃迁的不同失谐量，即从 $\nu_e = \nu_g$ 到 $|e_0\rangle$，测量 $^1S_0$ 因搁置造成的损失比例随探测时间的变化。实线表示拟合数据的数值模拟，得出 Ω $2\pi \times 44.9$ 5
( ) 千赫。

得到

$$H_{\text{atom}}(t) = \frac{\hbar\Omega}{2} e^{i\eta(a^\dagger + a)} |e\rangle\langle g| + \frac{\hbar\Omega^*}{2} e^{-i\eta(a^\dagger + a)} |g\rangle\langle e| - \hbar\delta(t) |e\rangle\langle e| \,, \tag{E2}$$

其中，时间相关失谐量为 $\delta(t)$，拉比频率为 Ω，兰姆-迪克参数为 $\eta = kx_0 = \frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}}$，波长为 λ 689纳米，m 为 ^{88}Sr 原子的质量。

原子的电子态与运动态之间的相互作用 H_{int} 源于阱频率依赖于态，其表达式为

$$H_{\text{int}} = \frac{\hbar(\omega_e^2 - \omega_g^2)}{4\omega_g} \left(a + a^\dagger\right)^2 |e\rangle\langle e| + U |e\rangle\langle e| \,, \tag{E3}$$

其中，选择 U，使得当原子处于运动基态时，跃迁 $|g\rangle$ 到 $|e\rangle$ 在 $\delta(t) = 0$ 处共振驱动。

为考虑激发态以速率 $\gamma = 2\pi \times 7.4$ kHz 衰变的情况，我们用林德布拉德主方程 $\dot{\rho} = -i(H_{\text{eff}}\rho - \rho H_{\text{eff}}) + \mathcal{L}\rho$ 描述该系统。衰变项进入非厄米哈密顿量 $H_{\text{eff}} =$ $H - \frac{i\hbar\gamma}{2} |e\rangle\langle e|$ 以及项

$$\mathcal{L}\rho = \frac{\hbar\gamma}{2} \int_0^\pi e^{-i\eta(a^\dagger + a)\cos\theta} |g\rangle\langle e| \rho |e\rangle\langle g| \times e^{i\eta(a^\dagger + a)\cos\theta} \sin\theta \, \mathrm{d}\theta \,. \tag{E4}$$

这一项考虑了布居数返回基态以及发射光子沿阱方向的反冲。

为说明调啾冷却方法（图1(b)），我们施加拉比频率 $\Omega = 2\pi \times 20$kHz，并使失谐随时间变化 $\delta(t)$，在 10 ms 内从$-3.7\,\omega_g$线性扫描至 $-1\ \omega_g$。囚禁频率设为 $\omega_g = 2\pi \times 150$kHz 和 $\omega_e = 2\pi \times 110$ kHz。为展示冷却机制，我们以运动激发态 $|g, 4\rangle$ 作为初态。所得林德布拉德主方程使用 QuTiP [41]求解。

为对边带光谱学数据进行建模，我们引入有效暗态来扩展模型。边带光谱学是一个两步过程。首先，我们施加一个拉比频率为 Ω、失谐为 δ、持续时间为 75 μs 的探测脉冲。其次，我们以成功概率 p_s将由此产生的布居数 $|e\rangle$ 转移到暗态。探测脉冲再次使用 QuTiP 进行模拟，并以温度为 T 的热密度矩阵作为初始态。在实验中，通过在成像前将光谱序列重复三次来增强搁置信号。为在模拟中计及这一点，我们也将脉冲序列计算三次，并将每次脉冲后的振子态布居数（此时测得原子处于 $|g\rangle$）作为下一次脉冲的初始条件。这样，我们纳入了探测脉冲对运动态布居数的影响；鉴于 $|e\rangle$ $(1/\gamma = 21.5\,\mu\text{s})$ 的寿命与探测脉冲长度相当，这一点在实验上具有相关性。对 δ 的不同取值重复这一过程，即可得到模拟的边带谱。最后，我们使用自由参数 T、ω_g和 p_s将模拟结果拟合到实验测得的数据。拉比频率 $\Omega = 2\pi \times 44.9(5)$ kHz 通过独立测量获得（见图 6及下文），而激发态囚禁频率 ω_e 则根据计算得到的跃迁至 $|e_0\rangle$的极化率比值计算得出。拟合得到 $\omega_g = 2\pi \times 126(5)$ kHz，即正文中所述的囚禁频率，以及 $p_s = 0.33$。正文报告的基态分数范围反映了在改变 T 时，与实验误差条相符的那组模拟边带谱。

最后，我们简要讨论 Ω 的独立测量。为此，我们像之前一样应用边带光谱序列，但这次改变探测脉冲的长度。测得的搁置数据随探测时间的变化呈现出阻尼拉比振荡（见图6）。为提取 Ω，我们使用上述相同的数值模拟对数据进行拟合，但这次改变不同 δ 值下探测脉冲的持续时间。

[1]A. M. Kaufman 和 K.-K. Ni，利用超冷原子和分子的光镊阵列开展量子科学研究，Nature Physics **17**，1324（2021年）。

[2] A. Browaeys 和 T. Lahaye，利用可独立控制的里德堡原子研究多体物理，Nature Physics **16**，132（2020年）。

[3]D. Bluvstein、H. Levine、G. Semeghini、T. T. Wang、S. Ebadi、M. Kalinowski、A. Keesling、N. Maskara、H. Pichler、M. Greiner、V. Vuleti´c 和 M. D. Lukin，《基于纠缠原子阵列相干输运的量子处理器》，《自然》604，451（2022）。[4] T. M. Graham、Y. Song、J. Scott、C. Poole、L. Phutti-tarn、K. Jooya、P. Eichler、X. Jiang、A. Marra、B. Grinke-meyer、M. Kwon、M. Ebert、J. Cherek、M. T. Licht-man、M. Gillette、J. Gilbert、D. Bowman、T. Ballance、C. Campbell、E. D. Dahl、O. Crawford、N. S. Blunt、B. Rogers、T. Noel 和 M. Saffman，《中性原子量子计算机上的多量子比特纠缠与算法》，《自然》604，457（2022）。[5] I. S. Madjarov、A. Cooper、A. L. Shaw、J. P. Covey、V. Schkolnik、T. H. Yoon、J. R. Williams 和 M. Endres，《具有单原子读出的原子阵列光学钟》，《物理评论X》9，041052（2019）。[6] A. W. Young、W. J. Eckner、W. R. Milner、D. Kedar、M. A. Norcia、E. Oelker、N. Schine、J. Ye 和 A. M. Kaufman，《光镊钟中的半分钟尺度原子相干性与高相对稳定性》，《自然》588，408（2020）。[7] L. W. Cheuk、L. Anderegg、Y. Bao、S. Burchesky、S. S. Yu、W. Ketterle、K.-K. Ni 和 J. M. Doyle，《两个超冷基态氟化钙分子之间碰撞的观测》，Physical Review Letters 125，043401（2020）。[8] W. B. Cairncross、J. T. Zhang、L. R. Picard、Y. Yu、K. Wang 和 K.-K. Ni，《在光镊中组装转振基态分子》，Physical Review Letters 126，123402（2021）。[9] J. D. Thompson、T. G. Tiecke、A. S. Zibrov、V. Vuleti´c 和 M. D. Lukin，《光镊中单原子的相干性与拉曼边带冷却》，Physical Review Letters 110，133001（2013）。[10] A. M. Kaufman、B. J. Lester 和 C. A. Regal，《将光镊中的单原子冷却至量子基态》，《物理评论X》2，041014（2012）。[11] A. W. Young、W. J. Eckner、N. Schine、A. M. Childs 和 A. M. Kaufman，《哈伯德区间晶格中的光镊可编程二维量子行走》，Science 377，885（2022）。[12] B. M. Spar、E. Guardado-Sanchez、S. Chi、Z. Z. Yan 和 W. S. Bakr，《费米-哈伯德光镊阵列的实现》，Physical Review Letters 128，223202（2022）。[13] Y. Che w、T. Tomita、T. P. Mahesh、S. Sugawa、S. de L´es´eleuc 和 K. Ohmori，《纳秒时间尺度上两个单里德堡原子之间的超快能量交换》，Nature Photonics 16，724（2022）。[14] A. Cooper、J. P. Covey、I. S. Madjarov、S. G. Porsev、M. S. Safronova 和 M. Endres，《光镊中的碱土原子》，Physical Review X 8，041055（2018）。[15] M. Norcia、A. Young 和 A. Kaufman，《光镊阵列中超冷锶的微观控制与探测》，Physical Review X 8，041054（2018）。[16] S. Saskin、J. Wilson、B. Grinke meyer 和 J. Thompson，《光镊阵列中镱原子的窄线冷却与成像》，Physical Review Letters 122，143002 2019( )。[17] F. Meinert、T. Pfau 和 C. H¨olzl，《量子计算设备、用途及方法》，欧洲专利申请 EP20214187.5（2021）。[18] A. Pagano、S. Weber、D. Jaschke、T. Pfau、F. Meinert、S. Montangero 和 H. P. B¨uchler，《误差预算，针对一个锶-88里德堡原子的受控相位门，Physical Review Research 4, 033019 (2022). [19] L. Anderegg, L. W. Cheuk, Y. Bao, S. Burchesky, W. Ketterle, K.-K. Ni, and J. M. Doyle，超冷分子的光镊阵列，Science 365, 1156 (2019). [20] L. Caldwell and M. R. Tarbutt，光学阱中分子的边带冷却，Physical Review Research 2, 013251 2020( ). [21] C. Schneider, M. Enderlein, T. Huber, and T. Schaetz，离子的光学囚禁，Nature Photonics 4, 772 (2010). [22] F. Berto, E. Perego, L. Duca, and C. Sias，光学囚禁中性原子的单光子边带冷却前景，Physical Review Research 3, 043106 (2021). [23] M. Endres, H. Bernien, A. Keesling, H. Levine, E. R. Anschuetz, A. Krajenbrink, C. Senko, V. Vuletic, M. Greiner, and M. D. Lukin，无缺陷一维冷原子阵列的逐原子组装，Science 354, 1024 (2016). [24] D. Barredo, S. de L´es´eleuc, V. Lienhard, T. Lahaye, and A. Browaeys，无缺陷任意二维原子阵列的逐原子组装器，Science 354, 1021 2016( ). [25] L. Santos, Z. Idziaszek, J. I. Cirac, and M. Lewenstein，激光诱导囚禁玻色气体凝聚，Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics 33, 4131 (2000). [26] A. Urvoy, Z. Vendeiro, J. Ramette, A. Adiyatullin, and V. Vuleti´c，在偶极阱中直接激光冷却至玻色-爱因斯坦凝聚，Physical Review Letters 122, 203202 2019( ). [27] J. P. Covey, I. S. Madjarov, A. Cooper, and M. En-dres，钟魔法光镊阵列中锶原子的重复成像达2000次，Physical Review Letters 122, 173201 (2019). [28] A. Urech, I. H. A. Knottnerus, R. J. C. Spreeuw, and F. Schreck，浅光学镊中单个锶原子的窄线宽成像，Physical Review Research 4, 023245 (2022). [29] R. Ta¨ıeb, R. Dum, J. I. Cirac, P. Marte, and P. Zoller，激光诱导势阱中的原子冷却与局域化，Physical Review A 49, 4876 (1994). [30] C. Tuchendler, A. M. Lance, A. Browaeys, Y. R. P. Sor-tais, and P. Grangier，光镊中单个原子的能量分布与冷却，Physical Review A 78, 033425 (2008). [31] N. Schlosser, G. Reymond, and P. Grangier，微观光学偶极阱中的碰撞阻塞，Physical Re-view Letters 89, 023005 (2002). [32] T. Gr¨unzweig, A. Hilliard, M. McGovern, and M. F. An-dersen，光学微阱中单原子的近确定性制备，Nature Physics 6, 951 (2010). [33] T. Zelevinsky, M. M. Boyd, A. D. Ludlow, T. Ido, J. Ye, R. Ciury-lo, P. Naidon, and P. S. Julienne，光学晶格中的窄线宽光缔合，Physical Review Letters 96, 203201 (2006). [34] K. Barnes, P. Battaglino, B. J. Bloom, K. Cassella, R. Coxe, N. Crisosto, J. P. King, S. S. Kondov, K. Kotru, S. C. Larsen, J. Lauigan, B. J. Lester, M. McDonald, E. Megidish, S. Narayanaswami, C. Nishiguchi, R. Noter-mans, L. S. Peng, A. Ryou, T.-Y. Wu, and M. Yarwood，核自旋量子比特寄存器的组装与相干控制，Nature Communications 13, 2779 (2022).

[35] F. L. Kien, P. Schneeweiss, and A. Rauschenbeutel，任意光场中原子的动力学极化率：一般理论及其在铯中的应用，The European Physical Journal D **67**, 92 (2013)。[36] M. Kozlov and S. Porsev，钡低能级的极化率与超精细结构常数，TheEuropean Physical Journal D - Atomic, Molecular and Optical Physics **5**, 59(1999)。[37] A. Dalgarno and J. T. Lewis，通过微扰理论精确计算原子间长程力，Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences **233**, 70 (1955)。

[38] C. Cheung、M. Safronova 和 S. Porsev，《复杂原子系统性质精密计算的可扩展代码》，Symmetry **13**，621（2021年）。[39] M. S. Safronova、M. G. Kozlov、W. R. Johnson 和 D. Jiang，《用于原子计算的组态相互作用加全阶方法的开发》，Physical Re- view A **80**，012516（2009）。[40] A. M. Kale，《利用里德堡原子实现高保真度量子计算与模拟》，（2020年）。[41] J. Johansson、P. Nation 和 F. Nori，《QuTiP 2：用于开放量子系统动力学的 Python 框架》，Computer Physics Communications **184**，1234（2013年）。