利用 Λ增强的灰色糖浆冷却，在光镊中对一个 ^{6}Li原子成像2000次

Karl N. Blodgett,[1] David Peana,[1] Saumitra Phatak,[2] Lane M. Terry,[1] Maria Paula Montes,[2] 和 Jonathan Hood[1,2,*]
[1] *Department of Chemistry, Purdue University, West Lafayette, Indiana, 47907, USA*
[2] *Department of Physics and Astronomy, Purdue University, West Lafayette, Indiana, 47907, USA*(日期：2023年5月5日)

我们使用 Λ增强的灰色摩尔冷却光，在光镊中对锂-6成像数千次。尽管锂是最轻的碱金属，反冲温度为3.5 μK，我们仍实现了0.99950(2)的成像存活率，创下光镊中中性原子低损耗成像的新基准。锂原子直接从磁光阱装载到光镊中，装载率提高至0.7。我们将原子冷却至 70 μK，并提出一种新的冷却模型，可准确预测光镊中的稳态温度和散射率。这些结果为制备锂原子的基态铺平道路，并有望进一步组装处于基态的LiCs分子。

arXiv:2305.02405v1 [physics.atom-ph] 3 May 2023

光镊是一种动态平台，可用于操控超冷原子和分子，并应用于多种研究领域，包括中性原子的少体物理 [1, 2]，里德堡原子阵列中的长程相互作用 [3, 4]，以及逐原子分子组装和偶极相互作用 [5–10]。单个原子的荧光可以通过高保真度成像，从而实现单格点控制，并将部分填充的阵列重新排列成任意的低熵构型 [11, 12]。

成像存活概率会影响里德堡原子门的读出保真度，也是分子组装和无缺陷阵列制备中的一个限制因素 [11, 13]。传统上，采用偏振梯度（PG）冷却光 [1, 14] 对光镊囚禁的碱金属原子进行成像，每次成像的存活概率约为 0.98。最近， Λ增强灰色摩尔冷却（Λ-GM）与共振散射光结合使用，实现了对 ^{39}K 的成像，其存活率超过 0.99 [15]。碱土原子（AEAs）狭窄的光学跃迁谱线使其适用于新型冷却技术，并借此将存活率提高至 0.99932(8)，这是目前低损耗中性原子成像的基准水平 [16]。

在本文中，我们展示了使用 Λ 增强型 GM 光实现锂原子在光镊中的成像，存活概率为 0.99950(2)（图 1(a)）。这使存活概率比其他碱金属原子提高了一个数量级，甚至超过了窄线宽碱土原子的最佳结果。我们以 0.9997(2) 的保真度区分 0 个和 1 个原子的情况，这比现有的锂单原子成像技术 [17–20] 提高了一个数量级。

我们建立了一个基于主方程的数值模型，可准确预测光镊中的稳态温度和散射率。如图 1(d) 所示，运动能量通过拉曼耦合从暗态转移到少一个运动量子的亮态，随后经由光抽运返回暗态。我们的模型表明，该方案可用于冷却沿单个运动轴逐次冷却受囚禁的锂原子，这与现有的运动冷却技术类似，但可显著降低实验复杂度。这将为形成基态 LiCs 分子奠定基础。LiCs 的偶极矩在所有双碱金属分子中最大（5.5 德拜），因此是基于分子构建量子门的理想候选者。

实验首先利用 D2 线，在 100 ms 内于真空室的科学区域装载约 10^{56} 个锂原子，形成三维磁光阱（MOT）（图 2）。由于装载光镊所需的原子数相对较少，我们利用磁光阱线圈产生的四极磁场的径向衰减来提供塞曼场，而不采用传统的锥形线圈设计。

为开始向光镊中装载原子，将三维磁光阱与由低噪声、高功率光纤激光器产生的 1064 nm 光镊光束重叠。关闭磁场，并对原子云的 D1 线施加 3 ms 的 Λ-GM 冷却，使原子冷却至 100 μK 的亚多普勒温度。最佳自由空间冷却条件为双光子失谐 $\Delta = 0$ MHz、单光子失谐 $\delta = 30$MHz、 $I_{\rm rep}/I_{\rm cool} = 1/10$ 和$I/I_{\rm sat} = 15.0$。再泵浦光由电光调制器产生，作为冷却光的相干边带。我们观察到，当阱深为 $U/k_B \approx 0.3$ mK 时，光镊开始装载原子；在 1.2 mK 时，增强后的装载率饱和至 0.7（图 3(b) ）。

光镊光经声光偏转器（AOD）分成一组独立陷阱位点，随后由高数值孔径物镜（NA = 0.55）聚焦至我们八角形玻璃池的中心。径向囚禁频率测量结合测得的阱深，得出互相正交的径向光束腰分别为 0.98 和 1.15 μm。

为对光镊中的 ^{6}Li进行成像，我们开启 D1 Λ-GM 光 15 ms，并沿与三个 D2 磁光阱光束相同的路径传输。其中两束彼此正交，另一束与光镊传播轴成 30° 角（图 2）。散射出的 671 nm 光由与聚焦光镊光相同的物镜收集，并成像到 EMCCD相机上。

* hoodjd@purdue.edu

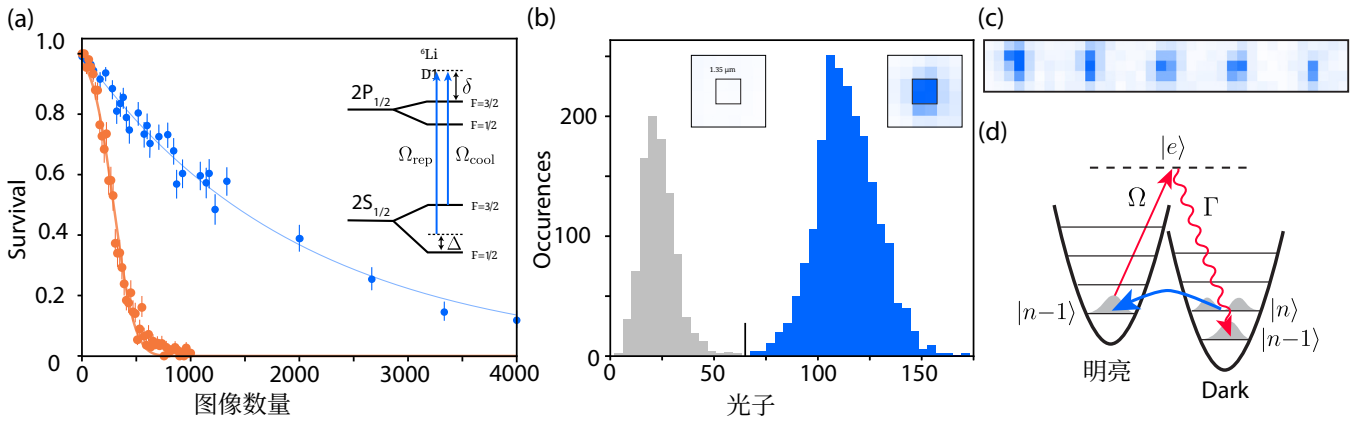

图 1. **低损耗 Λ-GM 成像 ^{6}Li。** (a) 有（蓝色）和无（橙色）主动冷却光时，光镊中原子存活率随连续成像次数的变化。持续 GM 冷却的数据具有 $1/e$ 衰减时间 30.0(8) s，相当于 2000 张图像。未施加主动冷却光时，原子因光镊光的非共振散射而受热，$1/e$ 时间为 5.13(7) s。插图为标注了 Λ-GM 参数的 D1 能级结构。(b) 囚禁在 1064 nm 光镊中的单个 ^{6}Li 原子的荧光直方图。该直方图表示单个感兴趣区域的平均图像（3000 次拍摄），信号阈值为 65 个光子计数，装载率为 0.68(3)。分别对两个峰拟合高斯分布，并对信号阈值以上（以下）的 0 原子（1 原子）部分积分，得到成像保真度 0.9997(2)。插图显示了包含 0 个（左）或 1 个（右）原子的图像裁剪后感兴趣区域。(c) 五个相邻光镊位点均有原子的单次成像图像。(d) 光镊中 Λ-GM 的简化示意图。暗态 $|D, n\rangle$ 与亮态 $|B,\ n-1\rangle$ 耦合，且亮态的运动量子数少一个。在兰姆-迪克区内，自发辐射随后将布居数泵浦至暗态 $|D,\ n-1\rangle$。

图 1(b) 展示了在典型成像条件下，单个深度为 3.4 mK 的光镊位点所收集光子的直方图。通过用两个高斯分布拟合双峰分布，我们能够以极高的保真度（0.9997(2)）区分光镊中有 0 个和 1 个原子的情况。通过施加一个持续 8 ms 的光辅助碰撞（LAC）脉冲，将最初以泊松分布装载到囚禁势中的数个原子投影为 0 个或 1 个原子的奇偶态。受蓝失谐 LAC 光可使装载率提高到超出预期随机值 0.5 [15, 21–23]，的实现启发，我们采用 Λ-GM 作为奇偶投影脉冲，使装载率最高达到 0.7。

我们针对光镊中的 Λ-GM 优化了参数，分别以原子存活率或温度为优化目标。对于 3.4 mK 的光镊，我们通过设定 $\Delta = 0$ MHz、$\delta = 20$ MHz 和 $I/I_{\rm sat} = 9.3$，获得了最佳存活率条件。尽管 Λ 系统存在暗态，我们仍以 6 kc/s 的速率在相机上收集光子，因此仅需 15 ms 就能实现很高的成像保真度。事实证明，这种光对于原子成像 [24] 已绰绰有余。在存活率优化条件下，我们使用释放-再俘获法测得温度为 100 μK [25]（图 3(d)，深蓝色）。

我们测量了在持续施加 Λ-GM 光照条件下的原子存活率。根据第一张图像中是否存在原子进行筛选，并将第二张图像中的原子占据情况计入给定保持时间下的存活率统计。我们在图 1(a) 中绘制了原子的存活概率随成像循环次数变化的曲线。蓝色数据表示成像存活率 ver-

将 15 毫秒成像周期数与 $1/e$ 寿命联系起来，结果为 30.0(8) 秒，相当于 2000 张图像，或每张图像的损失率为 0.00050(1)。

我们还测量了完全不使用冷却光时的原子存活时间，得到 $1/e$ 寿命为 5.13(7) 秒。我们谨慎确认原子损失并非由锂原子束或漏光造成。损失率的升高与 1064 nm 囚禁激光引起的加热相符；该激光的非弹性散射率为 ∼10 Hz，且锂的反冲温度高达 3.5 μK。损失曲线符合误差函数而非指数函数，这表明存在加热。将原子仅保持在光镊中 1 秒后，测得温度升高至 600 μK，这也印证了这一点（图 3(d)，绿色）。

在光镊中使用 Λ-GM 达到的最低温度为 70 μK；与存活率条件相比，δ增加了 $\sim \Gamma$，而冷却光和再泵浦光的功率降低了一半。有趣的是，在这些条件下，原子的成像 $1/e$ 寿命几乎与原子静置时相同，这表明温度分布中较高 n处的布居数更多。

采用 Λ-GM冷却的 ^{6}Li成像存活概率，比此前在光镊中对碱金属原子的成像结果高出一个数量级以上。荧光率较高，也使得仅用15 ms即可实现更高的成像保真度。为理解这一改进，我们通过求解 σ_+-σ_-构型下冷却光束和再泵浦光束共同作用时^{6}Li的完整主方程稳态解，模拟了谐振囚禁势中 ^{6}Li的 Λ-GM冷却（更多细节见补充材料 [26]）。GM和

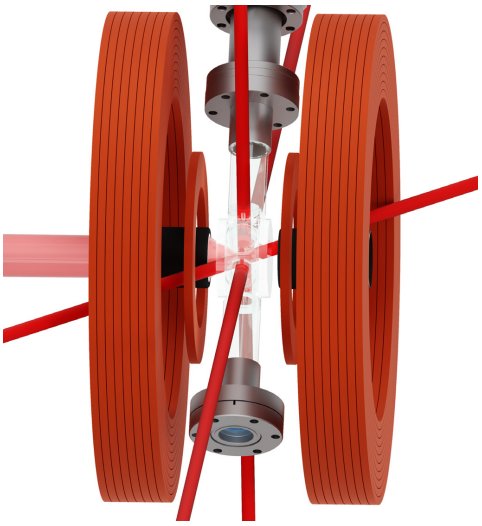

图 2. **单原子成像**。 1064 nm 光镊光（浅红色）聚焦至双面玻璃八角形腔室中心的 ~ 1 μm 处。三束含有 Λ-GM 光（深红色）的反向反射激光束被送至光镊囚禁原子。荧光光子经同一物镜收集，并成像到 EMCCD 相机上。图中显示了磁光阱和微型磁光阱线圈；为清晰起见，省略了补偿线圈。

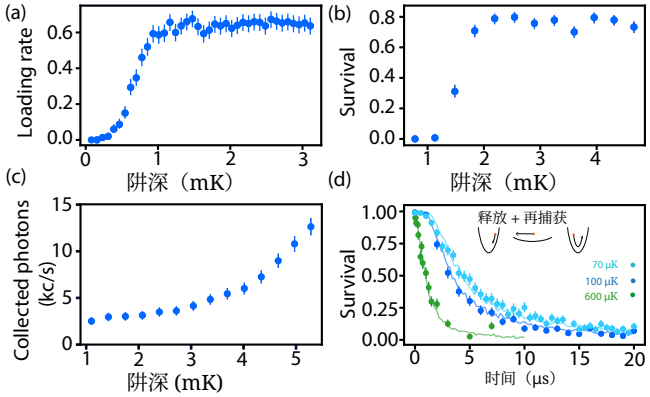

图3. **光镊中 ^{6}Li 的性质**。(a) 原子装载量与阱深（mK）的关系。成像时，阱深会逐渐调至恒定值 3.4 mK。(b) 连续进行 533 次成像循环后，存活率与阱深的关系。(c) 进行 15 ms 成像期间，收集到的光子数与阱深的关系。在 (b) 和 (c) 中， Λ-GM 参数不随阱深变化。(d) 不同冷却方案下的释放再捕获存活概率。浅蓝色：针对低温优化的冷却。深蓝色：针对存活率优化的冷却。绿色：在光镊中保持 1 s（未施加冷却光）。实线为用于提取温度的蒙特卡罗模拟。

Λ-GM冷却已通过自由空间模型加以描述：经典原子在偏振梯度中运动，而偏振梯度的变化尺度为激光波长 [27]。原子的运动使暗态与亮态耦合；原子先沿势能坡向上运动，随后被泵浦回暗态，这一过程构成西西弗斯式冷却。这种图像在自由空间中效果良好，但当原子受限于远小于波长的长度尺度时便不再适用，也就是说，囚禁原子处于兰姆-迪克（LD）区时，情况便不同了。这一差异促使人们为光镊中的 Λ-GM冷却建立新的图像。

LD 参数定义为反冲能量与囚禁频率能量之比，$\eta_{LD} = (E_{\mathrm{recoil}}/\hbar\omega)^{1/2} = kx_0$，其中$x_0 = \sqrt{\hbar/2m\omega}$为基态谐振长度尺度， k 为冷却光的波矢， ω 为囚禁频率。在旋转坐标系中，平面波光场与原子的相互作用为 $H_{AF} = \Omega\,\hat{\sigma}^{\dagger} e^{ik\hat{x}} + h.c.$，其中 $\hat{\sigma}$ 为原子降算符，$\hat{x}$ 为原子位置算符。在 LD 区域，当 $\eta_{LD} \ll 1$时，可将相互作用展开为 $H_{AF} \approx \Omega\,\hat{\sigma} + \eta_{\mathrm{LD}}\,\Omega\,\hat{\sigma}^{\dagger}(\hat{a} + \hat{a}^{\dagger}) + h.c.$；零阶项耦合同一 n的态，而一阶项耦合不同 n的态，从而导致加热或冷却。

冷却可以用图4(a)所示的简化图像来理解。当 Ω_{cool} 和 Ω_{rep} 共振耦合$F = 3/2$ 和 $F = 1/2$ 基态（$\Delta = 0$MHz），且单光子失谐为蓝失谐 δ时，我们可以进入零阶 LD 展开的缀饰基，得到亮态 $|B,\ n\rangle$和暗态 $|D,\ n\rangle$，其中 n是谐振能级。蓝失谐光使亮态向上产生 ΔE 交流斯塔克位移，并通过 Ω 与激发态 $|e,\ n\rangle$ 耦合，而暗态既没有交流斯塔克位移，也不与激发态耦合。图中还画出了相邻运动态 $n-1$，它因囚禁频率 $\hbar\omega$而向下移。

冷却分为两个步骤：首先（图4(a)，红色），自发辐射将布居数从亮态 $|B,\ n\rangle$ 泵浦至暗态 $|D,\ n\rangle$，而不改变运动能级；随后进行第二步（图4(a)，蓝色），布居数从暗态 $|D,\ n\rangle$ 转移至亮态 $|B,\ n-1\rangle$，运动量子数净减少一个。亮态与暗态之间的耦合源于相互作用项 $\Omega\hat{\sigma}^{\dagger}$ 和 $\eta_{LD}\Omega\hat{\sigma}^{\dagger}\hat{a}$，它们将各态耦合到共同的激发态 $|e,\ n\rangle$，形成一个通过相干拉曼跃迁转移布居数的三能级系统。当亮态的斯塔克位移 ΔE 与运动囚禁频率 $\hbar\omega$ 相近时，转移效率最高；此时从$|D,\ n\rangle$到 $|B,\ n-1\rangle$ 的拉曼耦合处于共振且最强。该条件 $\hbar\omega = \Delta E$在图4(b)的模拟中以白色虚线表示，与最佳冷却条件吻合良好。

图4(b)展示了稳态温度随冷却功率和囚禁频率 ω 变化的模拟结果。模拟参数与上文所述的实验设置相匹配，其中 $\Omega_{\mathrm{rep}} = \sqrt{0.1}\Omega_{\mathrm{cool}}$, $\delta = 20$ MHz，且 $\Delta = 0$ MHz。通过对稳态运动布居数 [26] 拟合玻尔兹曼分布，得到温度。与实验类似，我们在模拟中发现，温度

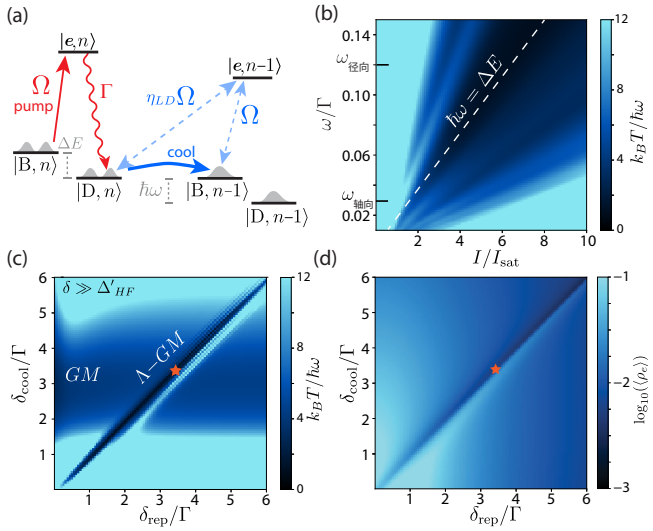

图4. **模拟 Λ-灰色摩尔冷却在光镊中的表现**。(a) Λ-灰色摩尔冷却在谐势中的表现。步骤1中，自发辐射将亮态 $|B,\ n\rangle$ 泵浦到具有相同运动能级的暗态 $|D,\ n\rangle$ 。步骤2中，由 Ω 和 $\eta_{LD}\Omega$ 项构成的三能级系统使暗态转移到亮态，同时净损失一个运动量子。(b) $\delta_1 = \delta_2 = 20$ MHz 时，稳态温度随冷却功率和囚禁频率的变化模拟结果。虚线表示亮态位移等于囚禁频率的位置。(c) 温度随冷却失谐和再泵浦失谐的变化。当 $\Delta = 0$ MHz 时，对角线上出现 Λ-灰色摩尔冷却；偏离该条件时则出现常规灰色摩尔冷却。(d) 稳态激发态布居数图。实验最优值为 0.006 个激发态原子，对应的散射率与实验结果一致。

在 $\Omega_{\mathrm{rep}} \ll \Omega_{\mathrm{cool}}$ 时最低，因为此时暗态中的散射较少；在再泵浦光强度较低的极限下，暗态就是较低的超精细态$F = 1/2$。纵轴标出了轴向和径向囚禁频率。模拟得到的径向温度为41 μK，轴向温度为 82 μK；能量求和并取平均后，得到的温度为 92 μK，与测得的释放-再捕获温度非常吻合。这些温度分别对应径向和轴向维度上 43% 和 11% 的运动基态布居。

至关重要的是，我们看到轴向冷却和径向冷却具有不同的最佳条件。在实验中，我们优化了综合温度，但模拟表明，通过分别以不同的功率和失谐量对径向和轴向冷却进行脉冲操作，我们还可以进一步降温。

在图4(c)中，我们绘制了径向温度随两个单光子失谐的变化关系，其中 $I/I_{\mathrm{sat}} = 6$。星号标出了实验测得的存活率最优点。模拟显示，灰色糖浆冷却（GM）的冷却效果以 $\delta_{\mathrm{cool}} \approx 3\Gamma$为中心；当失谐增大并超过 26 MHz 的激发态超精细分裂时，冷却效果便会减弱，因为与两个激发超精细态的耦合抵消了张量位移。值得注意的是，GM 对低强度再泵浦激光的失谐基本不敏感。沿着 $\Delta \approx 0$ MHz 的对角线可发现 Λ增强；相较于标准灰色摩尔冷却，预测温度将相应降低一半。

图4(d)绘制了图4(c)稳态解对应的激发态布居数。模拟预测总散射率为 220 kc/s，与我们测得的 6 kc/s 光子率以及预测的 ∼3%收集效率相符。我们还找到了锂在光镊中进行 Λ-GM 时亮度相对较高的原因：较小的激发态超精细分裂破坏了三能级系统模型，使暗态在任何条件下都无法达到 99.5% 以上的暗度。

总之，我们在 100 ms 内将锂-6直接从磁光阱装载到光镊中，并实现了更高的装载率。我们使用经 Λ增强的灰色糖浆冷却光，对单个锂原子进行了数千次成像；尽管锂原子质量轻、反冲能高，且缺少可用的窄线跃迁，我们仍获得了 0.99950(2) 的存活概率，为光镊中低损耗中性原子成像树立了基准。此外，0.9997(2) 的成像保真度较现有的锂单原子成像提升了一个数量级。

我们还同时开发了一个模型，用于描述光镊中的 Λ-GM，并能准确预测散射率和稳态温度。该模型阐明了光镊中运动冷却的新策略，有望为锂原子的基态制备铺平道路，并为后续组装 LiCs 分子做好准备。

致谢：我们感谢 Ben Cerjan、Phil Wyss、Mark Carlsen 以及 Jonathan Amy 化学仪器设施（JAFCI）在仪器方面作出的宝贵贡献。本研究由 NSF 职业奖（奖项编号：0543784）资助。

[1] A. Kaufman、B. Lester、C. Reynolds、M. Wall、M. Foss-Feig、K. Hazzard、A. Rey 和 C. Regal，Science**345**，306（2014）。[2] B. M. Spar、E. Guardado-Sanchez、S. Chi、Z. Z. Yan 和 W. S. Bakr，Physical Review Letters **128**，223202（2022）。[3] H. Levine、A. Keesling、A. Omran、H. Bernien、S. Schwartz、A. S. Zibrov、M. Endres、M. Greiner、V. Vuleti´c 和 M. D. Lukin，Physical Review Letters **121**，123603（2018）。[4] S. Ma、A. P. Burgers、G. Liu、J. Wilson、B. Zhang 和 J. D. Thompson，Physical Review X **12**，021028（2022）。[5] L. R. Liu、J. D. Hood、Y. Yu、J. T. Zhang、K. Wang、Y.-

W. Lin、T. Rosenband 和 K.-K. Ni，Physical Review X **9**, 021039 (2019). [6] S. Spence、R. Brooks、D. Ruttley、A. Guttridge 和 S. L. Cornish，New Journal of Physics **24**, 103022 (2022). [7] K. Wang、X. He、R. Guo、P. Xu、C. Sheng、J. Zhuang、Z. Xiong、M. Liu、J. Wang 和 M. Zhan，Physical Review A **100**, 063429 (2019). [8] J. T. Zhang、Y. Yu、W. B. Cairncross、K. Wang、L. R. Picard、J. D. Hood、Y.-W. Lin、J. M. Hutson 和 K.-K. Ni，Physical Review Letters **124**, 253401 (2020). [9] C. M. Holland、Y. Lu 和 L. W. Cheuk，arXiv 预印本 arXiv:2210.06309 (2022). [10] Y. Bao、S. S. Yu、L. Anderegg、E. Chae、W. Ketterle、K.- K. Ni 和 J. M. Doyle，arXiv 预印本 arXiv:2211.09780 (2022). [11] M. Endres、H. Bernien、A. Keesling、H. Levine、E. R. Anschuetz、A. Krajenbrink、C. Senko、V. Vuletic、M. Greiner 和 M. D. Lukin，Science **354**, 1024 (2016). [12] D. Barredo、V. Lienhard、S. De Leseleuc、T. Lahaye 和 A. Browaeys，Nature **561**, 79 (2018). [13] L. Liu、J. Hood、Y. Yu、J. Zhang、N. Hutzler、T. Rosen- band 和 K.-K. Ni，Science **360**, 900 (2018). [14] Y. Yu、N. R. Hutzler、J. T. Zhang、L. R. Liu、J. D. Hood、T. Rosenband 和 K.-K. Ni，Physical Review A **97**, 063423 (2018). [15] C. Huang、J. P. Covey、B. Gadway，*et al.*，Physical Re- view Research **4**, 013240 (2022). [16] J. P. Covey、I. S. Madjarov、A. Cooper 和 M. Endres，Physical review letters **122**, 173201 (2019). [17] M. F. Parsons, A. Mazurenko, C. S. Chiu, G. Ji, D. Greif, and M. Greiner, Science **353**, 1253 (2016). [18] P. T. Brown, D. Mitra, E. Guardado-Sanchez, P. Schauß, S. S. Kondov, E. Khatami, T. Paiva, N. Trivedi, D. A. Huse, and W. S. Bakr, Science **357**, 1385 (2017). [19] A. Bergschneider, V. M. Klinkhamer, J. H. Becher, R. Klemt, G. Z¨urn, P. M. Preiss, and S. Jochim, Physical Review A **97**, 063613 (2018). [20] M. Holten, L. Bayha, K. Subramanian, C. Heintze, P. M. Preiss, and S. Jochim, Physical Review Letters **126**, 020401 2021( ). [21] M. Brown, T. Thiele, C. Kiehl, T.-W. Hsu, and C. Regal, Physical Review X **9**, 011057 (2019). [22] T. Gr¨ unzweig, A. Hilliard, M. McGovern, and M. Ander- sen, Nature Physics **6**, 951 (2010). [23] B. J. Lester, N. Luick, A. M. Kaufman, C. M. Reynolds, and C. A. Regal, Physical review letters **115**, 073003 (2015). [24] L. W. Cheuk, L. Anderegg, B. L. Augenbraun, Y. Bao, S. Burchesky, W. Ketterle, and J. M. Doyle, Physical review letters **121**, 083201 (2018). [25] C. Tuchendler, A. M. Lance, A. Browaeys, Y. R. Sortais, and P. Grangier, Physical Review A **78**, 033425 (2008). [26] URL␣将由␣出版商␣插入␣。␣G. Salomon, L. Fouch´e, P. Wang, A. Aspect, P. Bouyer, and T. Bourdel, Europhysics Letters **104**, 63002 (2014).

arXiv:2305.02405v1 [physics.atom-ph] 3 May 2023

补充材料

I. 实验数据

图 S1 展示了完整的实验腔体；为便于观察，图中移除了所有补偿线圈以及前方的磁光阱和迷你磁光阱线圈。真空腔的科学实验区域由一个经过纳米纹理蚀刻处理的双面八角形玻璃池（Precision Glassblowing，TelAztec）构成。磁光阱光束的方向设置为：两个径向光束在径向平面内彼此正交，而轴向光束则 30° 偏离轴线。由于锂的蒸气压较低，我们使用原子束源将原子引入气相。一个装有 14 g 同位素富集 ^{6}锂的不锈钢炉通过带式加热器加热至 300° 摄氏度。一个由 21 根高纵横比不锈钢微毛细管组成的三角形阵列喷嘴将锂炉与超高真空腔连接起来，从而形成一束逸出束，其中含有 ^{6}锂原子，以每秒 $\sim 10^9$ 个原子的通量输送至腔体的科学实验区域。

我们通过使用两根小型不锈钢管将真空腔的三个区域分隔开，从而实现两级差分抽气。这两根管的内径均为原子束纵横比所需尺寸的两倍。原子通过塞曼减速激光减速，该激光经由蓝宝石观察窗穿过八边形玻璃池的远端。用于照射锂 D1线和 D2线的激光由两台外腔二极管激光器（Toptica DL pros）产生。D1激光通过饱和吸收光谱锁定至 D1 中心交叉跃迁，D2 激光则相对于 D1 激光进行偏移锁相。用于 D2 磁光阱装载和 D1 冷却的再泵浦光由自由空间电光调制器（Qubig）产生。

为避免主磁光阱线圈关闭后产生显著的涡流，一对较小的微型磁光阱线圈会继续通电 50 ms；随后关闭所有残余磁场，并在体相气体的 D1线上进行 Λ增强的灰色糖浆冷却（Λ-GM），将原子的温度从 1 mK 降低至 $100\ \mu$K。随后，原子以一定概率被装载到一个 1064 nm 光镊中，该光镊由超低噪声高功率光纤激光器（Azurlight Systems，130 W）产生。1064 nm 光通过保偏光纤耦合至实验系统，并在任意波形发生器（16位、625MS/s，M4i6622-x8）驱动的声光偏转器（IntraAction Corp）作用下，被分成由独立陷阱位点组成的任意阵列。随后，光镊光经过二向色滤光片，再通过高数值孔径物镜（Special Optics，0.55 NA），并由该物镜聚焦，使其在玻璃池中心处缩小至约 1.0 μm。

连续进行 Λ-GM（蓝色）与仅在光镊中囚禁（橙色）的存活率曲线重现于图 S3 中。正如正文所述，仅将原子囚禁在光镊中的存活率衰减曲线呈 sigmoid 形，而非指数函数。我们将光镊囚禁时间的衰减曲线拟合为零偏移、归一化高斯函数的误差函数。图中的插图展示了早期时间尺度，在此范围内拟合效果一目了然。拟合结果吻合良好，说明将原子加热至脱离囚禁势所需时间的概率密度函数（PDF）在近似意义上是高斯函数。通过对 Γ 进行简单换算，将原子加热至脱离囚禁势所需光子数的概率密度函数也为高斯函数。从图 S3 可以看出，将原子囚禁在光镊中的时长设为拍摄 $300\ \Lambda$-GM 图像所需的等效时间，会有 50% 的概率使原子脱离囚禁势。这对应于 4.5 秒的光镊囚禁时间。若采用 10 Hz 的非共振散射率，则意味着最初温度为 $100\ \mu$K 的光镊中锂原子，只需散射 45 个光子，就有 50% 的概率因加热而脱离囚禁势。



图 S1。我们的真空腔全貌，其相对于 45° 光学平台的方向为。整个腔室还安装在一个平移台上。这些设计便于对原子进行光学访问和光束对准。位于腔室后方的锂-6逸出炉通过两级差分抽气与双面玻璃八角形腔室隔开（图中三个红色 Saes 离子泵/吸气泵标出了这两级差分抽气）。逸出炉后方的光学可访问四通十字管有助于表征和整形原子束。为使图示清晰，移除了补偿线圈、前方磁光阱线圈和微型磁光阱线圈。

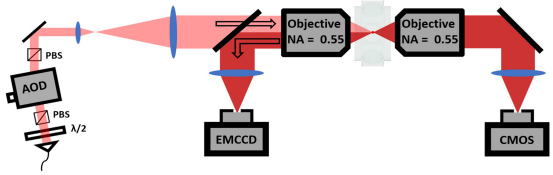

图 S2。原子成像示意图。1064 nm 光镊光经声光调制器滤波并分束成阵列。光束被扩展十倍，然后通过物镜聚焦到玻璃池中心。囚禁原子散射的光子经同一物镜收集，被二向色镜反射后成像到 EMCCD相机上。此外，还使用第二个后置物镜，将光镊位置和磁光阱同时成像到 CMOS 相机上。

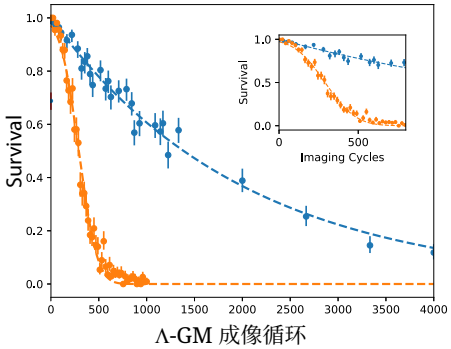

图 S3. 原子存活率与成像次数的关系。插图显示了早期时间尺度。每个成像周期持续 15 ms。

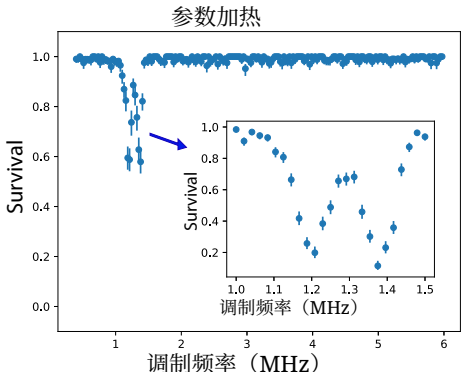

图 S4。原子存活率与陷阱深度调制频率的关系。锂的质量较小，因此具有相对较高的径向陷阱频率，分别为 600 kHz 和 700 kHz。

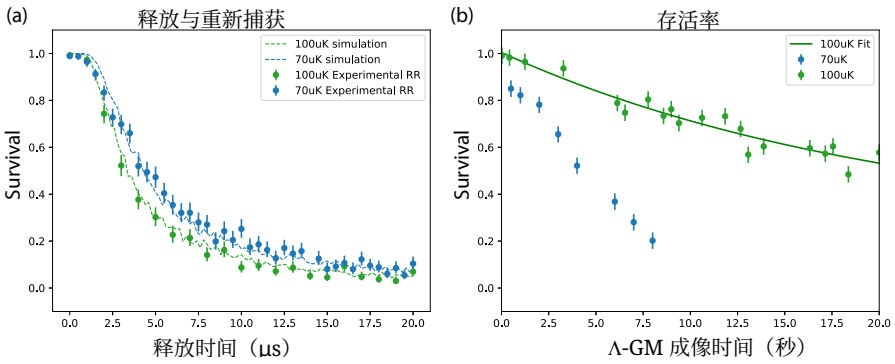

图 S5。这些曲线突显了 Λ-GM 参数对重复成像存活率的影响。在对应于所实现最低温度的 Λ-GM 条件下（通过释放与重新捕获测量 (a)），持续施加冷却光时的原子存活率远低于针对 100 μK 优化的 Λ-GM 条件 (b)。正如正文所述， 70 μK 数据的存活寿命与仅将原子囚禁在光镊中的情况几乎相同。

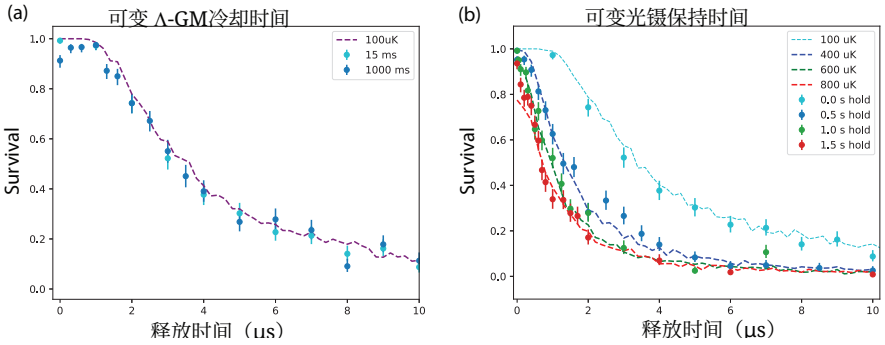

图 S6。上方两幅图展示了在光镊中施加冷却光与不施加任何光的时间依赖效应。第一种情况下 (a)，施加 Λ-GM 光 15 ms 和 1,000 ms 后，原子的温度相同。第二种情况下 (b)，原子因陷阱光的非共振散射而迅速升温。

II. 光镊冷却模拟

我们通过求解谐振子中锂-6 D1 能级的稳态主方程，开展光镊冷却模拟。在一维情况下，我们模拟了多达 14 个谐振能级，并准确预测了温度

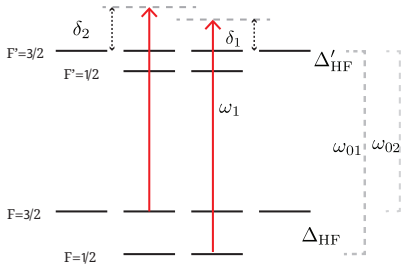

图 S7。 锂-6 D1 能级结构以及频率、失谐和超精细分裂的定义 .

和散射率。我们还为兰姆-迪克区内及附近的灰色糖浆冷却（GM）和 Λ 增强型 GM 冷却提出了一种新的图像，由此得出一个简单的高效冷却判据：亮态的交流斯塔克位移必须与囚禁频率能量 $\hbar\omega$ 相近。在未来的一篇论文中，我们将展示这一图像如何也能描述偏振梯度（PG）冷却、多普勒冷却和边带冷却。

1. *Master Equation Derivation*

在深入推导之前，我们先在优选基底中求出偶极矩算符和电场算符。原子-偶极记号遵循参考文献 [1] 中的约定。偶极算符以球矢量形式表示为

$$\mathbf{d} = \sum_q d_q \hat{\mathbf{e}}_q^*, \tag{1}$$

其分量为 $d_{\pm1} = \mp\frac{1}{\sqrt{2}}(d_x \pm i d_y)$ 和 $d_0 = d_z$。单位球矢量的定义类似，分别为 $\hat{\mathbf{e}}_{\pm1} = \mp\frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{\mathbf{e}}_x \pm i\hat{\mathbf{e}}_y)$ 和 $\hat{\mathbf{e}}_0 = \hat{\mathbf{e}}_z$。球矢量具有如下性质，例如 $(d_q)^* = (-1)^q d_{-q}$ 以及点积 $\mathbf{A}\cdot\mathbf{B} = \sum_q (-1)^q A_q B_{-q} = \sum_q A_q B_q^*$，其中正交性为 $\hat{e}_q \cdot \hat{e}_{q'}^* = \delta_{qq'}$。

原子基底中的恒等算符是所有基态和 D1 激发态之和：

$$\hat{\mathcal{I}} = \sum_{F_g m_g} |F_g m_g\rangle\langle F_g m_g| + \sum_{F_e m_e} |F_e m_e\rangle\langle F_e m_e|. \tag{2}$$

$\hat{}\,\hat{}$ 在两侧用恒等算符 $\mathcal{I} d_q \mathcal{I}$ 乘以偶极算符，并利用维格纳-埃卡特定理和角动量恒等式，可得用集体降算符 Σ_q [1] 表示的偶极矩算符表达式：

$$d_q = \langle J_g || d || J_e \rangle \left(\Sigma_q + (-1)^q \Sigma_{-q}^\dagger \right) = d_q^{(+)} + d_q^{(-)}. \tag{3}$$

我们进一步将集体降算符分解为作用于两个基态的降算符：

$$\Sigma_q = \sum_{F_g} \Sigma_{q,F_g}, \tag{4}$$

其中，降算符作用于单个超精细基态时为：

$$\Sigma_{q,F_g} = \sum_{m_g F_e m_e} (-1)^{F_e + J_g + I + 1} \sqrt{(2F_e+1)(2J_g+1)} \langle F_g m_g | F_e m_e; 1q \rangle \begin{Bmatrix} J_e & J_g & 1 \\ F_g & F_e & 1 \end{Bmatrix} |F_g m_g\rangle\langle F_e m_e|. \tag{5}$$

这个降算符将所有激发态降低到 F_g 基态，同时使 m 改变 q。电场算符用复数形式写出，包含旋转（+）项和反旋转（–）项：

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},t) = \mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r},t) + \mathbf{E}^{(-)}(\mathbf{r},t) = \sum_i \left(\boldsymbol{\mathcal{E}}_i^{(+)}(\mathbf{r}) e^{-i\omega_i t} + \text{c.c.} \right) \tag{6}$$

这里， i 表示驱动 $F=3/2$ 或 $F=1/2$ 跃迁的激光频率。为了构成一个 Λ 系统，这些频率通常相对于彼此失谐，失谐量为基态超精细分裂。特定频率 i 对应的复数空间场可表示为平面波之和：

$$\boldsymbol{\mathcal{E}}_i^{(+)}(\mathbf{r})=\sum_j \boldsymbol{\epsilon}_{ij}\frac{E_{ij}}{2}e^{i\mathbf{k}_{ij}\cdot\mathbf{r}} \tag{7}$$

索引 j 表示其中一个频率对应的光束索引，$\mathbf{k}ij$ 是频率 i 和光束 j对应的波矢， $\boldsymbol{\epsilon}_{ij}$是偏振矢量， E_{ij} 是复电场振幅。强度与振幅的关系为 $I=\frac{c\epsilon_0}{2}|E|^2$。

在偶极近似和旋波近似下（但不在旋转坐标系中），原子与激光电场之间相互作用的哈密顿量为

$$\begin{aligned}H_{\mathrm{AF}}&=-\mathbf{d}^{(+)}\cdot\mathbf{E}^{(-)}-\mathbf{d}^{(-)}\cdot\mathbf{E}^{(+)}\\&=-\sum_q(-1)^q\left(d_q^{(+)}E_{-q}^{(-)}+d_q^{(-)}E_{-q}^{(+)}\right)\end{aligned} \tag{8}$$

我们定义位置相关但与时间无关的拉比频率

$$\Omega_{q,i}(\mathbf{r})=-2\langle J_g||\mathbf{d}||J_e\rangle\frac{1}{\hbar}\mathcal{E}_{q,i}^{(+)}(\mathbf{r}) \tag{9}$$

原子-场相互作用由两个激光频率和全部三种偏振的求和来定义

$$H_{AF}=\frac{1}{2}\sum_{q,i}\left(\Omega_{q,i}(\mathbf{r})\Sigma_q^{(+)}e^{-i\omega_i t}+h.c.\right) \tag{10}$$

现在，我们转到激光的旋转坐标系中以消除时间依赖性。由于冷却光主要作用于 $F=3/2$ 态，而再泵浦光主要作用于 $F=1/2$ 态，因此我们通过施加幺正变换，将两个超精细基态分别置于对应激光的旋转坐标系中

$$U=e^{-i\omega_{3/2}t\sum_{m_g}|3/2,m_g\rangle\langle 3/2,m_g|}e^{-i\omega_{1/2}t\sum_{m_g}|1/2,m_g\rangle\langle 1/2,m_g|} \tag{11}$$

新的哈密顿量变换为 $H\to UHU^\dagger+i\hbar(\frac{\delta}{\delta t}U)U^\dagger$，而算符变换为 $\sigma\to U\sigma U^\dagger$。从现在起，所有算符均假定处于由该幺正算符定义的旋转坐标系中。

在此旋转坐标系中，非相互作用哈密顿量为（定义 $F'=3/2$ 激发态的能量为零）

$$\begin{aligned}H_0=&\sum_{m_g}\left[\delta_{1/2}|1/2,m_g\rangle\langle 1/2,m_g|+\delta_{3/2}|3/2,m_g\rangle\langle 3/2,m_g|\right]\\&+\sum_{m_e}\left[-\Delta'_{\mathrm{HF}}|1/2,m_e\rangle\langle 1/2,m_e|+0\times|3/2,m_e\rangle\langle 3/2,me|\right]\end{aligned} \tag{12}$$

如能级图所示， Δ'_{HF} 为 D1激发态超精细分裂，在 GM（PG）冷却时分别为正（负）。

原子-场相互作用包含两项。其中一项与时间无关，冷却光只耦合到$F=3/2$ 态，而再泵浦光只耦合到 $F=1/2$ 态：

$$H_{\mathrm{AF}}=\frac{1}{2}\sum_q\left[\Omega_{q,3/2}(\mathbf{r})\Sigma_{q,3/2}^\dagger+\Omega_{q,1/2}(\mathbf{r})\Sigma_{q,1/2}^\dagger+h.c.\right] \tag{13}$$

另一项原子-场相互作用是交叉耦合项，包括 $F=3/2$ 激光耦合到 $F=1/2$跃迁，以及 $F=1/2$ 激光耦合到 $F=3/2$ 跃迁。这些项在旋转坐标系中仍具有时间依赖性：

$$H_{\mathrm{AF}}^{\mathrm{cross}}=\sum_q\left[\Omega_{q,1/2}(\mathbf{r})e^{i(\omega_{3/2}-\omega_{1/2})t}\Sigma_{q,3/2}^\dagger+\Omega_{q,1/2}(\mathbf{r})e^{i(\omega_{1/2}-\omega_{3/2})t}\Sigma_{q,1/2}^\dagger+h.c.\right] \tag{14}$$

稍后将把这种交叉耦合作为微扰处理；当 $\delta\ll\Delta_{HF}$ 时，这是一个很好的近似。由于基态超精细分裂比失谐大数倍，因此它们处于非共振状态。

最后，通过先添加一个谐振子哈密顿量，将与运动态的相互作用纳入其中。

$$H_{\mathrm{HO}} = \hbar\omega(a^\dagger a + 1/2) \tag{15}$$

其中 ω 是囚禁频率。其次，我们将 $\Omega_{q,i}(\mathbf{r})$ 中的位置提升为算符。在我们的一维模拟中，假设入射光沿 z 方向传播，形式为 $E_0 e^{ikz}$，振幅为实数 E_0。我们还假设存在一束反射光，其大小与之相同，为 $E_0 e^{i\phi} e^{ikz}$，但相位由镜面位置决定。我们还假设偏振位于 x-y 平面内。我们定义反冲算符

$$\hat{\mathcal{R}} = e^{ik\hat{z}}, \quad \hat{\mathcal{R}}^\dagger = e^{-ik\hat{z}} \tag{16}$$

它们是动量位移算符，对应于光子吸收或发射时产生的反冲。我们在模拟中不假设处于兰姆-迪克（LD）区，但发现将反冲算符在 LD 区域展开，有助于了解其中占主导地位的项所对应的物理过程。这里的 LD 区域对应于以下展开

$$\hat{\mathcal{R}} \approx 1 + ik\hat{z} = 1 + i\eta_{LD}(\hat{a} + \hat{a}^\dagger) \tag{17}$$

其中 $\eta_{LD} = kz_0$ 和 $z_0 = \sqrt{\hbar/2m\omega_\circ}$ 第一项对应于运动态不发生变化，第二项对应于运动态增加或减少一个量子。

用反冲算符表示时，复电场可写为

$$\Omega_{q,i}(\hat{z}) = \Omega_i \left[\epsilon_{q,\rightarrow}\hat{\mathcal{R}} + e^{i\phi_i}\epsilon_{q,\leftarrow}\hat{\mathcal{R}}^\dagger\right] \tag{18}$$

其中标量拉比频率为

$$\Omega_i = -\frac{2}{\hbar}\langle J_g||\mathbf{d}||J_e\rangle\frac{E_{0,i}}{2} \tag{19}$$

箭头表示光束的方向。

对于一对反向传播的光束，耦合基态与激发态以及运动态的原子-场相互作用为

$$H_{AF} = \sum_{q,i}\frac{\Omega_i}{2}\left[(\epsilon_{q,\rightarrow}\hat{\mathcal{R}} + e^{i\phi_i}\epsilon_{q,\leftarrow}\hat{\mathcal{R}}^\dagger)\Sigma_q^\dagger + h.c.\right] \tag{20}$$

这些方程可用于模拟任意组合的正向和反向偏振。

对于主方程，我们使用六个塌缩算符，分别对应于沿正向或反向发射偏振为q 的光子：

$$\hat{C}_q = \sqrt{\Gamma}\,\Sigma_q, \hat{\mathcal{R}}, \quad \sqrt{\Gamma}\,\Sigma_q\hat{\mathcal{R}}^\dagger \tag{21}$$

除稍后描述的交叉耦合项外，这就是模拟中所用主方程的形式。主要近似包括：1）一维运动态；2）交叉耦合散射和频移较小；3）光子只能沿前向和后向发射；4）仅有一对反向传播的光束。

现在我们为两束光定义一种特定的偏振。最常见的偏振配置是 lin⊥lin 和 σ_+-σ_-。lin⊥lin 配置对应于在圆偏振和线偏振之间变化的偏振，因此具有较强的矢量位移。σ_+-σ_- 配置则是一个线性旋转场，因此只有张量位移。由于磁光阱采用 σ_+-σ_- 配置，而且我们使用相同的光束，冷却也采用 σ_+-σ_-。F.

$^{\mathrm{O}}\mathrm{r}$ σ_+-σ_-，反向传播光束的原子-场相互作用哈密顿量为 :

$$H_{AF}^{\sigma_+-\sigma_-} = \sum_i \Omega_i\left[(\hat{\mathcal{R}}\Sigma_1^\dagger + e^{i\phi_i}\hat{\mathcal{R}}^\dagger\Sigma_{-1}^\dagger) + h.c.\right] \tag{22}$$

我们假设原子位于位置 $z = 0$ 附近，在此处，原子感受到的线偏振由两种不同频率对应的反射相位 ϕ_1 和 ϕ_2 决定。由于冷却光和再泵浦光的频率不同，它们从原子传播到反射镜再返回时积累的相位相差 $\phi_{1/2} - \phi_{3/2} \approx 0.3(2\pi)$。三个反射镜都位于距离原子约 10 英寸处。这一相位差导致原子在两种频率下看到的线偏振光具有不同的偏振方向。

当相位差为零时，两种偏振都是线偏振，且方向一致。不过，在我们的实验和模拟中，这个相位似乎并不重要，可能是因为再泵浦光的功率比冷却光束低 10 倍，对交流斯塔克频移的贡献并不显著。

Pe对此原子-场哈密顿量进行 LD 展开可得（对于单一频率 ）

$$H_{AF}^{\sigma_+-\sigma_-} \approx \Omega_i \left[\left(\Sigma_1^\dagger + e^{i\phi_1}\Sigma_{-1}^\dagger\right) + ik\hat{z}\left(\Sigma_1^\dagger - e^{i\phi_1}\Sigma_{-1}^\dagger\right)\right] \tag{23}$$

在 LD 区域，零阶项不会耦合不同的运动态 $|n\rangle$，但会耦合同一运动态内的能级，并产生主文图4示意图中所示的缀饰态。有趣的是，正是零阶项和一阶项之间的符号差异，使一阶耦合项能够混合不同$|n\rangle$的明态与暗态。若没有这种符号差异，相邻 n 的明态与暗态便不会发生耦合。

稳态求解器无法处理含时相互作用。鉴于交叉耦合是非共振的，我们假设其散射率远低于主光束的散射率。为此，我们推导出以下额外交叉耦合塌缩算符：

$$\hat{C}_i = \sqrt{\Gamma\frac{\Omega_i^2}{4\Delta_i^2}}\left[\Sigma_{1,i}^\dagger\hat{\mathcal{R}} + e^{i\phi_i}\Sigma_{-1,i}^\dagger\hat{\mathcal{R}}^\dagger\right] \tag{24}$$

其中， Δ_i 表示交叉耦合光束相对于 $F' = 3/2$ 激发态的失谐。推导这些塌缩算符时，首先变换到交叉耦合光束的旋转坐标系，然后变换到含时不变相互作用的缀饰参考系，仅考虑饱和的一阶项，最后返回主光束的旋转坐标系。

交叉耦合会引入额外的交流斯塔克位移，可能影响 $F = 1/2$ 和 $F = 3/2$ 态。不过，我们发现这种影响极小，因此将其忽略。其主要作用是引入新的塌缩算符，对应于从基态到激发态的衰变。这些新的塌缩算符有两个作用：1）以交叉耦合光束的非共振散射速率引起反冲加热；2）导致暗态与亮态之间发生混合。

2. Simulations

在模拟中，我们将囚禁势简化为一维模型，而非其实际的三维构型。尽管真实实验采用三束光及相应的反向反射，我们的模拟仅限于一维。若分别脉冲作用于三对光束，模拟将更加准确地反映实验情况。三束光同时作用可能导致干涉并改变结果。然而，实验结果表明，即使对光束进行小幅调整，冷却仍然稳健，这说明干涉可能并非重要因素。未来的研究将探讨同时进行多轴冷却与基于脉冲的多轴冷却之间的差异。

我们使用 QuTip 的稳态求解器，采用迭代方法，最多包含 14 个谐振态。该求解器生成稳态密度矩阵，我们据此确定运动态分布和激发态布居。通过将运动态分布拟合为玻尔兹曼分布 $e^{-\beta\hbar\omega n}$，我们可以提取温度 $\beta = 1/k_BT$。图 S8 展示了若干优化模拟的布居分布和玻尔兹曼拟合曲线。蓝色曲线表示径向温度达到最低时的情况，对应温度为 $T = 0.8\,\hbar\omega/k_B = 27\ \mu$K，基态布居数为 57%。绿色曲线表示优化径向参数以使高布居数达到最低时的情况。红色曲线表示优化轴向参数以达到最低温度时的布居数，对应温度为 $T = 3.7\hbar\omega_{\mathrm{axial}}/k_BT = 27\ \mu$K，基态布居数为 7%。在正文中与实验参数对应的二维模拟中，径向温度为 $41\ \mu$K，轴向温度为 $82\ \mu$K。

径向囚禁频率测得为 700 kHz，对应的运动量子能量为 33.6 μ K。轴向囚禁频率未被直接观测到，但在类似实验中，其通常小 5–6 倍。通过模拟，我们可以提取平均一维能量 $\langle\hbar\omega(n+1/2)$，也可以通过将布居数拟合到玻尔兹曼分布来提取温度。我们发现，布居数分布通常符合玻尔兹曼分布，并且对于非谐性较弱的谐振态，该分布会趋于收敛。与通过释放与重新捕获提取的温度进行比较时，这种温度估算也更加准确。通过这两种方法提取的温度通常相差不大。

重要的是，我们看到轴向冷却和径向冷却的条件有很大不同。在实验中，我们优化了综合温度，但模拟表明，通过以不同功率分别脉冲调制径向冷却和轴向冷却，我们可以进一步降低温度。事实上，在模拟中我们发现，通过分别优化径向冷却和轴向冷却，温度可以降低一半以上。

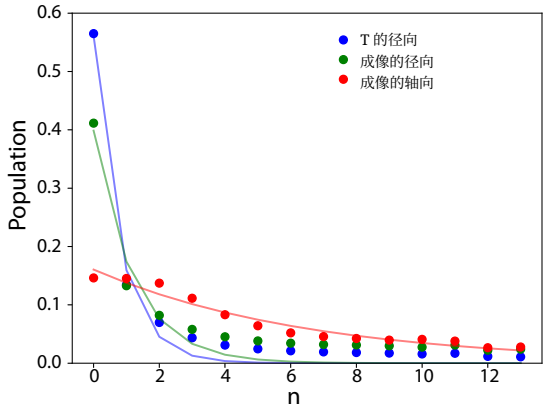

图 S8. 布居数分布示例及用于拟合玻尔兹曼分布以提取温度的拟合结果。（蓝色）针对径向温度优化的模拟中的径向布居数。（绿色）为尽量减小高 n 而优化的径向温度。（红色）为尽量减小高 n 而优化的轴向温度。

未采用兰姆-迪克（LD）区近似；不过，为加快模拟速度，$\mathcal{R}$ 矩阵中低于 5×10^{-3} 的值会被舍弃。使用普渡大学 Negishi 计算集群，在 QuTip 中采用带有 iLu预条件器的 BICGSTAB算法，对所有 D1谱线直接计算最多 10 个谐振态，并通过迭代计算最多 20 个谐振态。

3. D1 Saturation Intensity

正文中提到了 D1饱和强度。由于文献中似乎对此存在混淆，我们在此推导 D1饱和强度。所采用的约化矩阵元约定如下：

$$\tau^{-1}=\frac{\omega_0^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3}\frac{2J+1}{2J'+1}|\langle J||\mathbf{d}||J'\rangle|^2, \tag{25}$$

其中 $\tau=27.102$ ns。约化矩阵元为：

$$\langle J=1/2||\mathbf{d}||J'=1/2\rangle=1.989\times10^{-29}\,\mathrm{C\cdot m}. \tag{26}$$

跃迁的饱和强度定义为

$$\frac{I}{I_{\mathrm{sat}}}=\frac{c\epsilon_0\Gamma^2\hbar^2}{4\,|\langle F,m|\mathbf{d}|F',m'\rangle|^2}. \tag{27}$$

按照惯例，D1 或 D2 的饱和强度取任意偏振下任意两条跃迁中最小的饱和强度。D1 中任意两条跃迁之间最大的偶极矩对应于 $|F=1/2,\ m=1/2\rangle$ 至$|F'=3/2,\ m'=3/2\rangle$，由此得到的饱和强度为

$$I_{\mathrm{sat}}^{\mathrm{D1}}=5.72\ \mathrm{mW/cm^2}. \tag{28}$$

我们注意到，这与参考文献 [2], 中的结果不一致，因为该文未采用最大的偶极矩。D1饱和强度与更常引用的 D2 饱和强度 $I_{\mathrm{sat}}^{\mathrm{D2}}=2.54$ mW/cm^{2}相差约 $\sqrt{2}$ 。

[1] D. A. Steck, 《量子与原子光学》, 在线访问：http://steck.us/teaching（修订版 0.13.19，2023年4月6日）（2023）。[2] M. E. Gehm, 《 ^{6}Li 的性质》, https://jet.physics.ncsu.edu/techdocs/pdf/PropertiesOfLi.pdf, 访问日期：2023-04-28。