arXiv:2602.05959v1 [physics.atom-ph] 5 Feb 2026

低温原子阵列中的里德伯态寿命延长

Junlan Jin[1, 2, *], Yue Shi[1, *], Youssef Aziz Alaoui[1, †], Jingxin Deng[1], Yukai Lu[1], Jeff D. Thompson[2], Waseem S. Bakr[1, ‡]
[1] *Department of Physics, Princeton University, Princeton, New Jersey 08544, USA*
[2] *Department of Electrical and Computer Engineering, Princeton University, Princeton, New Jersey 08544, USA*（日期：2026年2月6日）

我们报告了在低温黑体辐射（黑体辐射）环境中实现 ^{133}Cs光镊阵列。通过将阵列置于4 K辐射屏蔽内，我们测得较长的里德伯态寿命： $55P_{3/2}$ 里德伯态的寿命最长可达406(36) μs，比室温下的数值长3.3(3)倍。我们采用单光子耦合，对基态-里德伯量子比特进行相干操控。我们测得该跃迁的差分动态极化率较小，这有助于减轻光强波动导致的退相干。随着误差预算越来越受 T_1基态-里德伯量子比特弛豫的影响，我们的研究为提升中性原子双量子比特门保真度铺平了道路。

光镊阵列中的中性原子是实现大规模容错量子计算机的有力平台。近期进展包括展示了动态重构能力[1], 具有长相干时间、包含数千个量子比特的大规模阵列 [2], 通过原子重新装载实现连续运行 [3, 4], 以及逻辑操作和电路中途操作 [5–9]。尤其是，作为量子纠错瓶颈的双量子比特门保真度，已提升至超过容错量子计算的表面码阈值 [10–14], 最高达到 99。7% [15]。进一步提高门保真度可显著降低量子纠错的开销 [16]。

量子比特通常编码在一对长寿命超精细基态中，而双量子比特门则依赖于基态与里德伯态之间的耦合。聚焦于基态-里德伯态子空间，误差主要源于门操作期间的纵向和横向弛豫（分别由 T_1 和 T_2^* 表征），以及与子空间之外的里德堡塞曼子能级之间的非共振耦合 [10]。随着门保真度的提高， T_1 弛豫正迅速成为主要误差来源。它由里德伯态的自发辐射、黑体辐射诱导跃迁至邻近里德伯态，以及常用双光子激发方案中的中间态散射所决定[10, 12]。在最先进的光镊阵列实验中，弛豫时间 T_1 通常低于 65 μs[10, 11, 14, 15]。延长 T_1 的一种有前景的途径是利用低温环境抑制黑体辐射诱导跃迁 [17–19]。

先前的实验已在低温恒温器内制备原子阵列，展示了原子囚禁寿命的改善以及对里德伯态的激发 [20–22]。较长的真空寿命有利于组装大型无缺陷阵列并提高中路探测的成像保真度。然而，低温光镊阵列实验的另一优势，即因黑体辐射诱导跃迁受到抑制而延长的里德伯态寿命，其演示仍未实现。

在本研究中，我们展示了在低温黑体辐射环境中制备的铯原子阵列中，里德伯态寿命得以延长。对于状态 $55P_{3/2}$，我们测得其寿命为 406(36) μ秒，对应的有效黑体辐射温度在 1σ 不确定度水平下低于 25 K。在这一温度范围内，与室温相比，黑体辐射诱导跃迁受到的抑制超过一个数量级。我们还展示了利用单光子耦合对基态-里德伯量子比特进行相干操控，从而避免了双光子耦合方案中存在的中间态散射。这些实验特性共同推动我们 T_1 接近由里德伯态自发辐射所决定的基本极限。

我们的装置由两个真空腔室组成，它们通过一根差分抽运管相连：一个室温原子源腔和一个低温科学腔 [见图1(a)]。铯-133原子束由室温腔中的二维磁光阱（MOT）产生，并通过推送光束输送至超高真空（UHV）低温恒温器。在那里，原子被三维磁光阱俘获，并随机装载到光镊阵列中。核心组件包括一对数值孔径为 0.5 的非球面透镜，用于投射光镊并对原子阵列成像；用于产生 MOT 磁场的超导线圈；以及用于控制电场环境的电极 [见图1(b)]。该组件安装在 4 K 底板上。氦气流经钎焊在底板上的铜管，在基底温度下提供 0.4 W 的制冷功率。我们采用闭循环系统（ColdEdge Technologies, Stinger），氦气在吉福德-麦克马洪制冷机与低温恒温器之间循环，柔性氦气管路则可减弱底板处的机械振动。

* 这些作者对本研究的贡献相同
† 现地址：卡斯特勒-布罗塞尔实验室，法兰西公学院，法国国家科学研究中心，巴黎高等师范学院-PSL大学，索邦大学，马塞兰·贝特洛广场 11 号，法国巴黎 75005
‡电子邮箱：wbakr@princeton.edu

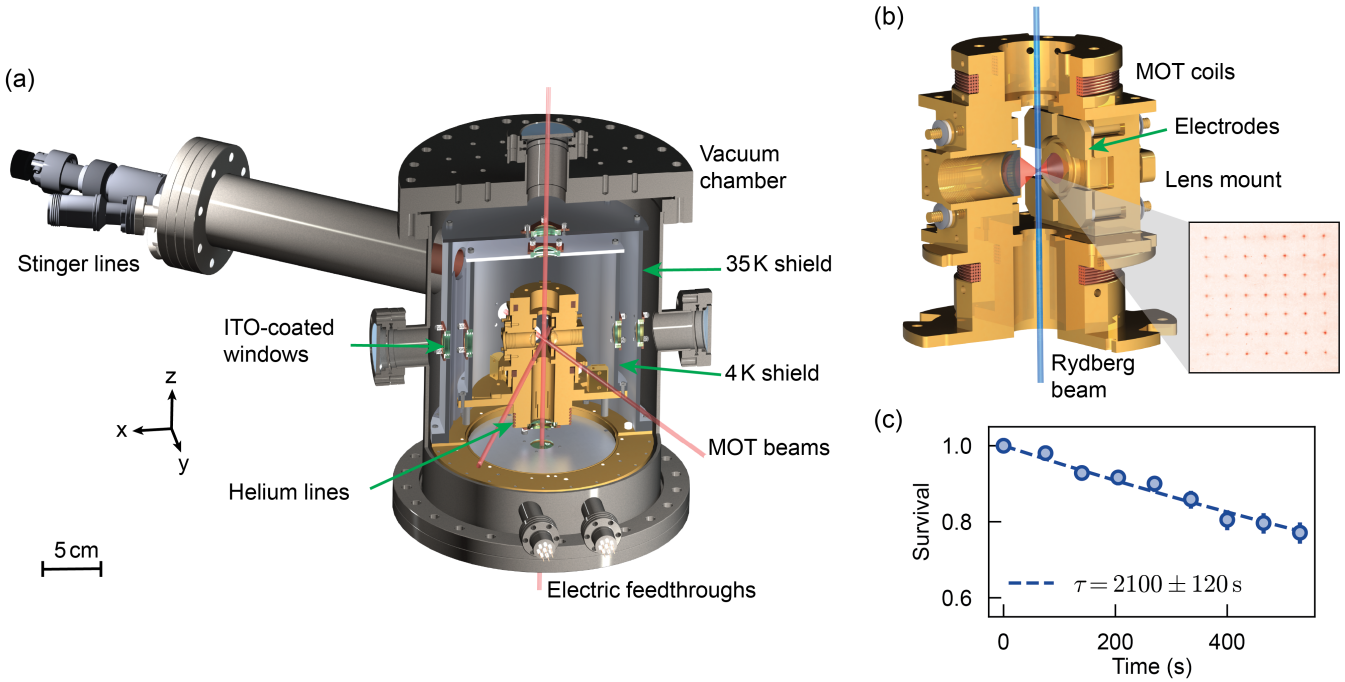

图 1。（a）室温真空腔内的超高真空低温恒温器，内部装有 4 K 和 35 K辐射屏蔽罩。原子束（未显示）沿 y 轴传播。（b）4 K辐射屏蔽罩内的组件，集成了非球面透镜、电极和磁光阱线圈。插图： 7×7 原子阵列的平均荧光图像，光镊间距为 $12\,\mu$m。（c）真空囚禁寿命测量。

为确保低黑体辐射环境，两个辐射屏蔽罩围绕着组件，温度分别为 35 K 和 4 K。两个屏蔽罩都设有激光束窗口和一个供原子束通过的小开口。来自低温恒温器腔体室温壁面的黑体辐射可能经由屏蔽罩上的低温窗口泄漏，从而提高原子所在位置的有效黑体辐射温度。为解决这一问题，我们在 4 K 屏蔽罩的窗口上镀覆一层厚 120 nm、方块电阻为 $R_\square \sim 20\Omega$/sq 的氧化铟锡（ITO），该涂层可透过光束（透射系数为 $T \approx 95\%$），同时抑制 $10 - 300$GHz 频段的微波；该频段与里德伯态之间的跃迁相关（$T \lesssim 3\%$） [23]。对于里德伯激发所用的紫外光束路径，由于 ITO 涂层会强烈吸收紫外光，我们不在窗口中央区域镀膜。对于激光功率较高的光镊光束路径，我们采用厚 30 nm、方块电阻为$R_\square \sim 100\Omega$/sq 的 ITO 涂层，并将其镀在 35 K 窗口上，因为该温度下的制冷功率更高，能够应对每个窗口被 ITO 涂层吸收的 1% 激光功率。

电场控制对于操控里德伯原子至关重要，尤其是本实验中使用的 nP 里德伯态，其直流极化率高于可通过双光子激发获得的 nS 里德伯态。例如，$|55P_{3/2}, m_J = \pm 1/2\rangle$ 态的极化率为 2740 MHz cm^2/V^2,，是 $|55S_{1/2}, m_J = \pm 1/2\rangle$ 态的 26 倍 [24]。我们

我们使用八个电极，通过双绞线连接至真空电引入端。这些电缆既可传输直流电压以补偿杂散电场，也可传输频率高达数百 MHz 的射频信号，同时能强烈衰减来自 300 K环境的 GHz热噪声，避免其驱动黑体辐射引起的跃迁。导线在 4 K 和 35 K 两个级段均进行了热沉处理。尽管当前实验未使用射频信号，但这一设计为未来使用圆轨道里德堡原子的实验增加了灵活性；在这类实验中，需要具有确定偏振的射频驱动来转移至圆轨道态。与本研究使用的 nP 里德伯态相比，圆轨道态中的原子在低温下可表现出更显著的寿命增强 [25–27]。

我们首先将原子从三维磁光阱装载到光镊阵列中， [见图 1（b）插图]。随后，我们进行两阶段偏振梯度冷却（PGC）；两阶段之间，我们绝热地降低光镊阱深，并对初始光镊占据情况成像（见补充材料 [28]）。

我们首先表征真空度提升对原子寿命的影响。冷却后，位于低温恒温器室温区域的电离规读数为 2×10^{-10} Torr。然而，4 K 和 35 K 的表面具有显著的低温泵效应，进一步降低了辐射屏蔽罩内的压力。在寿命测量期间，我们将原子保持在深度为 $210\,\mu$K 的势阱中，并以 $-23\,\Gamma$ 的失谐进行脉冲偏振梯度冷却，持续 10 ms

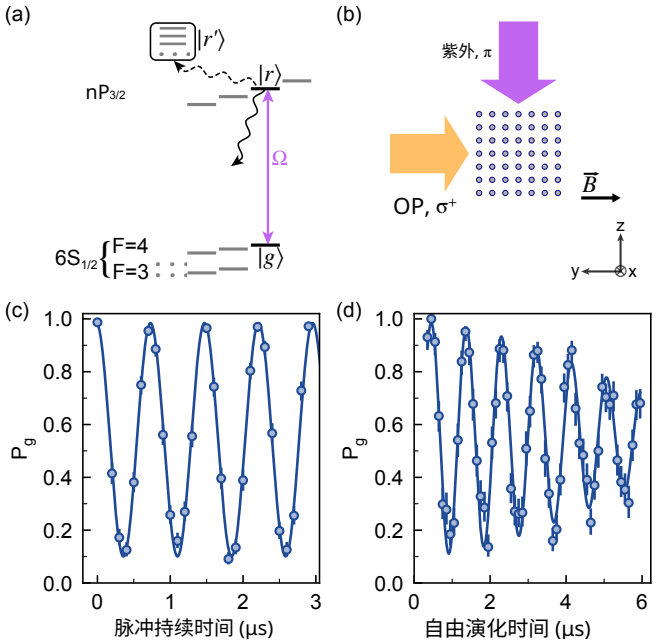

图 2. 基态-里德伯量子比特的相干控制。(a) 相关能级和衰变路径。原子通过光学泵浦初始化到 $|g\rangle = |6S_{1/2}, F = 4, m_F = 4\rangle$，并利用 319 nm 的单光子激发跃迁到里德伯态 $|r\rangle = |nP_{3/2}, m_J = 1/2\rangle$。里德伯态可发生黑体辐射诱导跃迁，转变为其他里德伯态$|r'\rangle$，也可自发衰变至低能态；弯曲箭头表示这些过程。(b) 紫外激发光束和光学泵浦（OP）光束相对于原子阵列的配置。紫外光束和 OP 光束的偏振分别为 π 和 σ^+。量子化轴由沿 y 轴方向的磁场 B 确定。(c) $|g\rangle$ 与 $|r\rangle$ 之间的拉比振荡，对 $55P_{3/2}$ 里德伯态进行测量，并对沿 z 方向中央列中的原子取平均。P_g 表示基态占比。(d) 对阵列中心的单个原子进行拉姆齐测量，拟合得到的相干时间为 $T_2^* = 6.2(4)\mu$s。

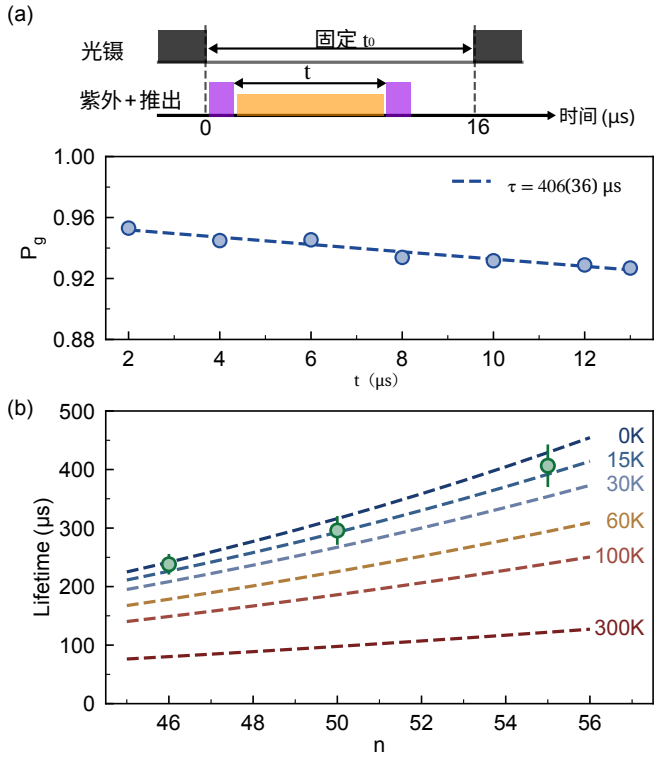

图3. 延长的 T_1 寿命。(a) $55P_{3/2}$ 里德伯态的实验序列和寿命测量。将 $P_g(t)$（其中 t 为两次紫外 π 脉冲之间的间隔时间）拟合为无偏置的指数衰减。拟合得到的 $1/e$ 寿命为406(36) μs。(b) 不同黑体辐射温度下不同 $nP_{3/2}$ 里德伯态的寿命。带误差棒的绿色圆点（1σ）表示针对 $n = 46$，50，55测得的实验值。虚线用于引导视线，连接使用ARC [24]计算得到的结果。

每 2 s [2, 20]，其中 $\Gamma = 2\pi \times 5.22$MHz 是 $|6S_{1/2}$ 的自然线宽，$F = 4\rangle \rightarrow |6P_{3/2}$，$F' = 5\rangle$ 跃迁。每隔 65 s 对原子成像一次。经单独测量得到每次成像造成的 $1/e$ 损失后，可提取出 2100 s 的寿命，如图1 (c) 所示。5×10^{-3}需要指出的是，测得这一寿命时，真空腔未经烘烤，仅使用了一台 150 L/s 的离子泵并结合低温泵效应。通过烘烤系统并启用集成式钛升华泵，或许还能进一步改善。

接下来，我们展示基态-里德伯量子比特的相干操控。我们采用单光子激发至 nP 里德伯态，从而避免双光子激发方案中由中间态散射导致的 T_1 降低。通过将一台 1560.5nm 光纤激光器与一台 1080nm 外腔二极管激光器（ECDL）的光进行和频产生，再进行二次谐波产生，生成 319nm 的激发光；抗太阳化紫外光纤的输出功率最高可达 300mW [29]。通过调节 ECDL 的频率，紫外光频率可在一系列里德伯态的宽广范围内调节。

里德伯激发的相关能级和光束配置如图2(a)-(b)所示。完成两阶段偏振梯度冷却后，我们将原子光泵浦至伸展态 $|g\rangle = |6S_{1/2}$，$F = 4$，$m_F = 4\rangle$，此时阱深降低至 50 μK，并施加3 G偏置磁场，将量子化轴定义在 y 方向。随后，我们绝热降低阱深，进一步冷却原子。接着，关闭光镊光，使用里德伯光束驱动 $|g\rangle$ 与 $|r\rangle = |nP_{3/2}$之间的跃迁 $m_J = 1/2\rangle$，然后重新开启光镊光进行探测。里德伯光束沿垂直 z 方向传播，与量子化轴垂直，并聚焦在原子所在位置，束腰（$1/e^2$半径）为 80 μm。我们最初观察到背景电场导致跃迁频率存在明显的空间梯度。通过电极施加补偿电场，我们将阵列中的频率变化抑制到小于100 kHz（针对 $n = 55$），对应的电场变化为9 mV/cm。

图 2(c) 展示了 $|g\rangle$ 与

$|r\rangle = |55P_{3/2},\ m_J = 1/2\rangle$ 拉比频率 $\Omega = 2\pi \times 1$。35 MHz 时的拉比振荡。我们探测基态原子，而里德伯原子则被光镊的有质动力势弹出；振荡对比度取决于过程中里德伯态自发衰变导致的不完全弹出。我们还使用拉姆齐序列来表征基态-里德伯量子比特的相干性[图 2(d)]。振荡包络的高斯衰减给出的多普勒极限相干时间为 $T_2^* = 6。2(4)\ \mu$秒，对应的温度为 2.2(3) μK。

在确立了对基态-里德伯量子比特的控制后，我们按照图3(a)所示的方案，测量低温下里德伯态寿命的延长情况。光镊光熄灭固定时长 $t_0 = 16\,\mu$s；该时长经过选择，以确保在没有任何光脉冲的情况下，原子几乎都能被再捕获到光镊中。在光镊关闭期间，施加一个 π 脉冲，将布居从 $|g\rangle$转移到 $|r\rangle$；经过可变延迟 t后，再施加第二个 π 脉冲，将布居转移回 $|g\rangle$。每个里德伯π 脉冲的转移效率为 98–99%，受限于里德伯光残余的强度波动及其在阵列中的非均匀性。在两个 π 脉冲之间，我们施加强推出光束，持续清除里德伯态衰变后落入 $6S_{1/2}$ 流形的所有布居。推出光束与

$$|6S_{1/2}\ F = 4\rangle \rightarrow |6P_{3/2}\ F' = 5\rangle$$

, 跃迁共振，同时施加与 $|6S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |6P_{3/2}, F' = 4\rangle$ 共振的再泵浦光（另见补充材料 [28]）。图3 (a)展示了 $|55P_{3/2}, m_J = 1/2\rangle$ 的寿命测量曲线。每个数据点取自约 2400 次重复测量的平均值。通过指数衰减拟合得到的测量寿命为 406(36) μs。这比 122 μs 的室温寿命长 3.3(3) 倍，并接近 429 μs 的自发衰变极限寿命；这两个数值均使用 ARC 计算得出 [24]。与 ARC 计算结果的比较表明，该寿命对应的有效黑体辐射温度为10^{+13}_{-10} K，说明黑体辐射诱导跃迁受到显著抑制。我们计算得出，在 10 K 时，$55P_{3/2}$ 态的黑体辐射诱导衰变率比室温下低 40 倍。

我们测得的 $n = 55$、50、46 的寿命（见图 3(b)），均约为室温下的三倍。

与温度值一致，对应的有效黑体辐射温度为 $\lesssim$ 25K。进一步降低黑体辐射温度只能略微延长寿命，因为寿命主要受自发衰变限制。对于更高的 n 态，预计寿命会更长，这与辐射寿命的 n^3 标度关系一致。然而，鉴于这一范围内的态适用于未来实现双量子比特门，我们将研究重点限于此范围的 n。由于与杂散电场耦合，里德伯态直流极化率的 n^7 标度关系会使更高 n 下的 T_2^* 迅速恶化。

里德伯态寿命的延长预计会直接提升双量子比特门保真度。在最先进的实验中，

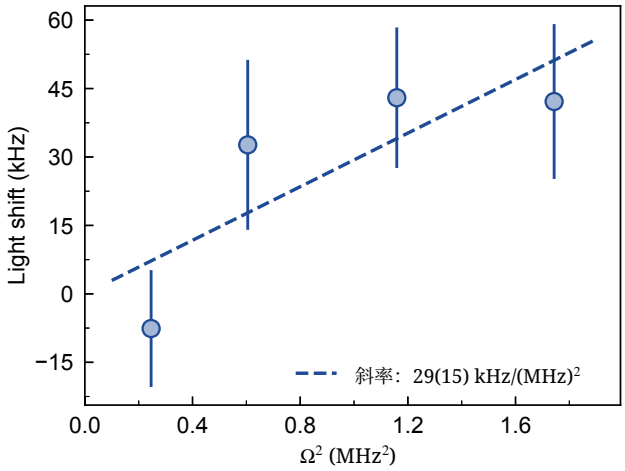

图 4. $55P_{3/2}$ 里德伯跃迁的光频移随拉比频率 Ω^2 的平方变化。对数据进行线性拟合（虚线）得到光频移系数 $\kappa =$ 29 15 ^{2} ( ) kHz/MHz 。

双量子比特门不保真度中由 T_1 造成的贡献约为 $(1-3)\times 10^{-3}$， [10, 11, 15] 且正逐渐成为主要误差来源。由于这种不保真度按 $1/(\Omega T_1)$缩放，延长寿命可以降低任意给定驱动强度下的门误差。即使采用本文使用的较低拉比频率 $\Omega = 2\pi \times 1.35$MHz，我们预计，对于时间最优门 [30, 31], , 由 T_1 造成的不保真度贡献为6.4×10^{-4}，已低于室温实验的典型误差下限。将光束腰缩小至 20 μ m 以提高拉比频率——这是在驱动强度与强度噪声之间取得平衡的典型尺度 [10, 11, 15], ——可将这一贡献进一步降至 1.6×10^{-4}。在量子纠错的背景下 [32–34], , 双量子比特门物理错误率的这种降低会显著抑制逻辑错误率。例如，若考虑受 T_1 限制的双量子比特物理门，以及距离为 $d = 7$ [5]的中等规模表面码，那么相较于室温条件，我们将里德伯态寿命提高 3.3 倍，可使逻辑错误率降低约两个数量级 [35]。

为实现高拉比频率以抑制 T_1 对门误差的贡献，需要管控与里德堡激发光相关的光频移。在碱金属原子量子处理器所用的双光子激发方案中，对中间态的非共振耦合会在基态和里德堡态之间引起强烈的差分光频移 [10]。因此，里德伯光束强度中的时间噪声和空间不均匀性会被转化为有效频率噪声，从而引入一个随拉比频率增大的退相干通道，并限制门保真度。我们验证了采用单光子激发可显著缓解这一问题。在不同拉比耦合强度下对里德堡跃迁频率进行光谱学测量，我们测得光频移系数为 $\kappa = 29(15)\text{kHz}/\text{MHz}^2$ （图4）。

与对碱土金属量子比特的观测类似 [8, 36]，在我们当前的拉比频率下，光频移小到可以忽略；即使按上文所述减小光束腰，它也应远低于拉比频率。

除了延长 T_1的绝对寿命外，针对性抑制黑体辐射诱导跃迁也有助于减少量子电路中的关联误差。与自发辐射相比，黑体辐射诱导跃迁可能造成更大的危害，因为它会产生集体效应。例如，考虑如 [5]所示的逻辑量子比特之间的横向纠缠门。黑体辐射诱导跃迁会使一个原子跃迁到另一种里德伯态；该态通过长程偶极-偶极相互作用与其余受激原子耦合，从而诱发关联退相干和损失 [9, 37–39]。事实上，即使在我们的低温条件下，我们在寿命测量中也观察到了集体效应。为提取单原子里德伯态寿命，我们使用间距为 24 μm的 3×3 光镊阵列进行测量。相比之下，对于间距为 12 μm的 7×7 光镊阵列，我们观察到，在寿命测量流程结束时处于基态的概率会加速衰减，且衰减并非指数形式（见补充材料 [28]）。

总之，我们实现了一个经过专门设计、能够抑制黑体辐射的低温中性原子平台。借助该平台，我们显著延长了里德伯态的寿命，使黑体辐射诱导的跃迁减少了一个数量级以上。延长里德伯态寿命为进一步提升中性原子量子计算机的双量子比特门保真度提供了途径，因为它减少了非相干误差的主要来源。此外，我们的平台也为其他基于里德伯态的量子应用开辟了新的可能性。例如，低黑体辐射环境可减少集体雪崩损失；目前，这种损失限制了用于量子模拟和计量学的里德伯缀饰方案 [40–42]。它还有助于延长圆形里德伯态的寿命 [26]，，而圆形里德伯态是量子模拟和计算应用中一种很有前景的资源 [25, 27]。与近期采用室温平行板电容器的方法不同 [43–45]，，我们的平台提供了一种适用于多种里德伯能级的宽带解决方案。

致谢— 我们感谢 Ourania- Maria Glezakou-Elbert 提供实验协助，感谢 Chenyuan Li 协助处理紫外光纤，并感谢 Donghyuk Seo 计算量子门保真度。我们还感谢 Lawrence Cheuk 的团队和 Antoine Browaeys 进行富有帮助的讨论。感谢 Max Prichard 对稿件提出意见。本研究得到美国国家科学基金会（量子计算与学习研究所资助项目 OMA-2120757）、布朗科学基金会以及戴维和露西尔·帕卡德基金会（资助编号 2016-65128）的支持。

利益冲突— J.D.T 是 Logiqal, Inc. 的股东。

[1] D. Bluvstein, H. Levine, G. Semeghini, T. T. Wang, S. Ebadi, M. Kalinowski, A. Keesling, N. Maskara, H. Pichler, M. Greiner, V. Vuleti´c, and M. D. Lukin, 《自然》**604**, 451 (2022). [2] H. J. Manetsch, G. Nomura, E. Bataille, X. Lv, K. H. Leung, and M. Endres, 《自然》**647**, 60 (2025). [3] N.-C. Chiu, E. C. Trapp, J. Guo, M. H. Abobeih, L. M. Stewart, S. Hollerith, P. L. Stroganov, M. Kalinowski, A. A. Geim, S. J. Evered, S. H. Li, X. Lyu, L. M. Peters, D. Bluvstein, T. T. Wang, M. Greiner, V. Vuleti´c, and M. D. Lukin, 《自然》**646**, 1075 (2025). [4] Y. Li, Y. Bao, M. Peper, C. Li, and J. D. Thompson, arXiv:2506.15633 (2025). [5] D. Bluvstein, S. J. Evered, A. A. Geim, S. H. Li, H.Zhou, T. Manovitz, S. Ebadi, M. Cain, M. Kalinowski, D. Hangleiter, J. P. Bonilla Ataides, N. Maskara, I. Cong, X. Gao, P. Sales Rodriguez, T. Karolyshyn, G. Semegh- ini, M. J. Gullans, M. Greiner, V. Vuleti´c, and M. D. Lukin, 《自然》**626**, 58 (2024). [6] B. W. Reichardt, A. Paetznick, D. Aasen, I. Basov, J. M. Bello-Rivas, P. Bonderson, R. Chao, W. van Dam, M. B. Hastings, R. V. Mishmash, A. Paz, M. P. da Silva, A. Sundaram, K. M. Svore, A. Vaschillo, Z. Wang, M. Zanner, W. B. Cairncross, C.-A. Chen, D. Crow, H. Kim, J. M. Kindem, J. King, M. McDonald, M. A. Norcia, A. Ryou, M. Stone, L. Wadleigh, K. Barnes, P. Battaglino, T. C. Bohdanowicz, G. Booth, A. Brown, M. O. Brown, K. Cassella, R. Coxe, J. M. Epstein, M. Feldkamp, C. Griger, E. Halperin, A. Heinz, F. Hummel, M. Jaffe, A. M. W. Jones, E. Kapit, K. Kotru, J. Lauigan, M. Li, J. Marjanovic, E. Megidish, M. Mered- ith, R. Morshead, J. A. Muniz, S. Narayanaswami, C. Nishiguchi, T. Paule, K. A. Pawlak, K. L. Pudenz, D. R. P´erez, J. Simon, A. Smull, D. Stack, M. Urbanek, R. J. M. van de Veerdonk, Z. Vendeiro, R. T. Wev- erka, T. Wilkason, T.-Y. Wu, X. Xie, E. Zalys-Geller, X. Zhang, and B. J. Bloom, arXiv:2411.11822（2025年）。 [7] J. A. Muniz, D. Crow, H. Kim, J. M. Kindem, W. B. Cairncross, A. Ryou, T. C. Bohdanowicz, C.-A. Chen, Y. Ji, A. M. W. Jones, E. Megidish, C. Nishiguchi, M. Ur- banek, L. Wadleigh, T. Wilkason, D. Aasen, K. Barnes, J. M. Bello-Rivas, I. Bloomfield, G. Booth, A. Brown, M. O.Brown, K. Cassella, G. Cowan, J. Epstein, M. Feld- kamp, C. Griger, Y. Hassan, A. Heinz, E. Halperin, T. Hofler, F. Hummel, M. Jaffe, E. Kapit, K. Kotru, J. Lauigan, J. Marjanovic, M. Meredith, M. McDonald, R. Morshead, S. Narayanaswami, K. A. Pawlak, K. L. Pudenz, D. R. P´erez, P. Sabharwal, J. Simon, A. Smull, M. Sorensen, D. T. Stack, M. Stone, L. Taneja, R. J. M. van de Veerdonk, Z. Vendeiro, R. T. Weverka, K. White, T.-Y. Wu, X. Xie, E. Zalys-Geller, X. Zhang, J. King, B. J. Bloom, and M. A. Norcia, 《物理评论X》**15**，041040（2025年）。 [8] B. Zhang, G. Liu, G. Bornet, S. P. Horvath, P. Peng, S. Ma, S. Huang, S. Puri, and J. D. Thompson, arXiv:2506.13724（2025年）。 [9] D. Bluvstein, A. A. Geim, S. H. Li, S. J. Evered, J. P. Bonilla Ataides, G. Baranes, A. Gu, T. Manovitz, M. Xu,

M. Kalinowski, S. Majidy, C. Kokail, N. Maskara, E. C. Trapp, L. M. Stewart, S. Hollerith, H. Zhou, M. J. Gul- lans, S. F. Yelin, M. Greiner, V. Vuleti´c, M. Cain, and M. D. Lukin, 《自然》649，39（2026年）。[10] S. J. Evered, D. Bluvstein, M. Kalinowski, S. Ebadi, T. Manovitz, H. Zhou, S. H. Li, A. A. Geim, T. T. Wang, N. Maskara, H. Levine, G. Semeghini, M. Greiner, V. Vuleti´c, and M. D. Lukin, 《自然》622，268（2023年）。[11] M. Peper, Y. Li, D. Y. Knapp, M. Bileska, S. Ma, G. Liu, P. Peng, B. Zhang, S. P. Horvath, A. P. Burgers, and J. D. Thompson, 《物理评论X》15，011009（2025年）。[12] A. Radnaev, W. Chung, D. Cole, D. Mason, T. Bal- lance, M. Bedalov, D. Belknap, M. Berman, M. Blakely, I. Bloomfield, P. Buttler, C. Campbell, A. Chopinaud, E. Copenhaver, M. Dawes, S. Eubanks, A. Friss, D. Gar- cia, J. Gilbert, M. Gillette, P. Goiporia, P. Gokhale, J. Goldwin, D. Goodwin, T. Graham, C. Guttormsson, G. Hickman, L. Hurtley, M. Iliev, E. Jones, R. Jones, K. Kuper, T. Lewis, M. Lichtman, F. Majdeteimouri, J. Mason, J. McMaster, J. Miles, P. Mitchell, J. Mur- phree, N. Neff-Mallon, T. Oh, V. Omole, C. Parlo Simon, N. Pederson, M. Perlin, A. Reiter, R. Rines, P. Romlow, A. Scott, D. Stiefvater, J. Tanner, A. Tucker, I. Vino- gradov, M. Warter, M. Yeo, M. Saffman, and T. Noel, 《PRX量子》6，030334（2025年）。[13] J. A. Muniz, M. Stone, D. T. Stack, M. Jaffe, J. M. Kindem, L. Wadleigh, E. Zalys-Geller, X. Zhang, C.-A. Chen, M. A. Norcia, J. Epstein, E. Halperin, F. Hum- mel, T. Wilkason, M. Li, K. Barnes, P. Battaglino, T. C. Bohdanowicz, G. Booth, A. Brown, M. O. Brown, W. B. Cairncross, K. Cassella, R. Coxe, D. Crow, M. Feldkamp, C. Griger, A. Heinz, A. M. W. Jones, H. Kim, J. King, K. Kotru, J. Lauigan, J. Marjanovic, E. Megidish, M. Meredith, M. McDonald, R. Mor- shead, S. Narayanaswami, C. Nishiguchi, T. Paule, K. A. Pawlak, K. L. Pudenz, D. R. P´erez, A. Ryou, J. Simon, A. Smull, M. Urbanek, R. J. M. van de Veerdonk, Z. Vendeiro, T.-Y. Wu, X. Xie, and B. J. Bloom, 《PRX量子》6，020334（2025年）。[14] A. Senoo, A. Baumg¨artner, J. W. Lis, G. M. Vaidya, Z. Zeng, G. Giudici, H. Pichler, and A. M. Kaufman, arXiv:2506.13632（2025年）。[15] R. B.-S. Tsai, X. Sun, A. L. Shaw, R. Finkelstein, and M. Endres, 《PRX量子》6，010331（2025年）。[16] J. Roffe, Contemp. Phys. 60，226（2019年）。[17] T. F. Gallagher and W. E. Cooke, 《物理评论快报》42，835 1979( )。[18] W. P. Spencer, A. G. Vaidyanathan, D. Kleppner, and T. W. Ducas, 《物理评论A》24，2513（1981年）。[19] W. P. Spencer, A. G. Vaidyanathan, D. Kleppner, and T. W. Ducas, 《物理评论A》25，380（1982年）。[20] K.-N. Schymik, S. Pancaldi, F. Nogrette, D. Barredo, J. Paris, A. Browaeys, and T. Lahaye, Phys. Rev. Appl. 16，034013（2021年）。[21] G. Pichard, D. Lim, E. Bloch, J. Vaneecloo, L. Boura- chot, G.-J. Both, G. M´eriaux, S. Dutartre, R. Hostein, J. Paris, B. Ximenez, A. Signoles, A. Browaeys, T. La- haye, and D. Dreon, Phys. Rev. Appl. 22，024073（2024年）。[22] Z. Zhang, T.-W. Hsu, T. Y. Tan, D. H. Slichter, A. M. Kaufman, M. Marinelli, and C. A. Regal, 《PRX量子》6，020337（2025年）。[23] F. Meinert, C. H¨olzl, M. A. Nebioglu, A. D'Arnese, P. Karl, M. Dressel, and M. Scheffler, 《物理评论：研究》2，023192（2020年）。[24] N. ˇSibali´c、J. D. Pritchard、C. S. Adams 和 K. J. Weatherill，《计算物理通讯》220, 319 (2017). [25] T. L. Nguyen、J. M. Raimond、C. Sayrin、R. Corti˜nas、T. Cantat-Moltrecht、F. Assemat、I. Dotsenko、S. Gleyzes、S. Haroche、G. Roux、T. Jolicoeur 和 M. Brune，《物理评论X》8, 011032 (2018). [26] T. Cantat-Moltrecht、R. Corti˜nas、B. Ravon、P. M´ehaignerie、S. Haroche、J. M. Raimond、M. Favier、M. Brune 和 C. Sayrin，《物理评论：研究》2, 022032 (2020). [27] S. R. Cohen 和 J. D. Thompson，《PRX量子》2, 030322 (2021). [28] 参见补充材料。[29] Y. Colombe、D. H. Slichter、A. C. Wilson、D. Leibfried 和 D. J. Wineland，《光学快报》22, 19783 (2014). [30] S. Jandura 和 G. Pupillo，《Quantum》6, 712 (2022). [31] N. Khaneja、T. Reiss、C. Kehlet、T. Schulte-Herbr¨uggen 和 S. J. Glaser，《磁共振杂志》172, 296 (2005). [32] P. W. Shor，《物理评论A》52, R2493 (1995). [33] D. Gottesman, *Stabilizer Codes and Quantum Error Correction* 1997 （加州理工学院）。[34] E. Knill 和 R. Laflamme，《物理评论A》55, 900 (1997). [35] A. G. Fowler、M. Mariantoni、J. M. Martinis 和 A. N. Cleland，《物理评论A》86, 032324 (2012). [36] I. S. Madjarov、J. P. Covey、A. L. Shaw、J. Choi、A. Kale、A. Cooper、H. Pichler、V. Schkolnik、J. R. Williams 和 M. Endres，《自然·物理》16, 857 (2020). [37] E. A. Goldschmidt、T. Boulier、R. C. Brown、S. B. Koller、J. T. Young、A. V. Gorshkov、S. L. Rolston 和 J. V. Porto，《物理评论快报》116, 113001 (2016). [38] T. Boulier、E. Magnan、C. Bracamontes、J. Maslek、E. A. Goldschmidt、J. T. Young、A. V. Gorshkov、S. L. Rolston 和 J. V. Porto，《物理评论A》96, 053409 (2017). [39] I. Cong、H. Levine、A. Keesling、D. Bluvstein、S.-T. Wang 和 M. D. Lukin，《物理评论X》12, 021049 (2022). [40] J. Zeiher、R. van Bijnen、P. Schauß、S. Hild、J.-y. Choi、T. Pohl、I. Bloch 和 C. Gross，《自然·物理》12, 1095 (2016). [41] J. A. Hines、S. V. Rajagopal、G. L. Moreau、M. D. Wahrman、N. A. Lewis、O. Markovi´c 和 M. Schleier-Smith，《物理评论快报》131, 063401 (2023). [42] A. Cao、W. J. Eckner、T. Lukin Yelin、A. W. Young、S. Jandura、L. Yan、K. Kim、G. Pupillo、J. Ye、N. Dark- wah Oppong 和 A. M. Kaufman，《自然》634, 315 (2024). [43] H. Wu、R. Richaud、J.-M. Raimond、M. Brune 和 S. Gleyzes，《物理评论快报》130, 023202 (2023). [44] C. H¨olzl、A. G¨otzelmann、E. Pultinevicius、M. Wirth 和 F. Meinert，《物理评论X》14, 021024 (2024). [45] E. Pultinevicius、A. G¨otzelmann、F. Thielemann、C. H¨olzl 和 F. Meinert，arXiv:2510.27471 (2025).

补充材料

S1. 实验序列

三维磁光阱光束由两对反向传播的水平冷却光组成，束腰为 1.6 mm（$1/e^2$半径）；另有一束束腰为 3 mm 的反射式垂直冷却光。每束冷却光都配有一束同向传播的再泵浦光。冷却光相对于裸 $|6S_{1/2}, F=4\rangle \rightarrow |6P_{3/2}, F'=5\rangle$原子跃迁频率的失谐为 $\Delta = -3\,\Gamma$，其中 $\Gamma = 2\pi \times 5.22\,\mathrm{MHz}$ 是该跃迁的自然线宽。再泵浦光与裸 $|6S_{1/2}, F=3\rangle \rightarrow |6P_{3/2}, F'=4\rangle$ 跃迁共振。磁光阱的磁场由 4 K辐射屏蔽罩内的一对超导线圈产生。我们向两个线圈通入 1.2 A 电流，产生 8.4 G/cm 的磁场梯度。

首先将原子从三维磁光阱装载到光镊中，光镊束腰为 1.15 μm、阱深为 $700\,\mu$K，径向囚禁频率为 57 kHz。采用 600 ms 的装载时间，阵列填充率通常可达到 ~ 0.5。光镊光的波长为 936 nm，这是铯 D2 线的魔数波长。装载完成后，我们通过将冷却光的失谐增大至 $\Delta = -17\,\Gamma$ 并降低冷却光功率，进行第一阶段偏振梯度冷却（PGC）。随后将光镊势阱的阱深逐渐降至 $210\,\mu$K，并以 $\Delta = -15\,\Gamma$ 的曝光时间对原子成像 60 ms。接着，我们以 $\Delta = -23\,\Gamma$ 进行第二阶段偏振梯度冷却。将阱深降至 $50\,\mu$K 后，我们使用与$|6S_{1/2}、\ F=4\rangle \rightarrow |6P_{3/2}、\ F'=4\rangle$ 跃迁共振的 σ^+ 偏振光束对原子进行 3 ms 光泵浦，同时施加一束同向传播的 σ^+偏振再泵浦光。沿 y轴施加 3 G 偏置磁场，以定义量子化轴。最后，将阱深绝热降至 $16\,\mu$K。最终的态制备不保真度为 $< 0.5\%$。

绝热冷却后，我们关闭光镊势阱，施加里德伯脉冲以实现里德伯激发并进行 T_1寿命测量。

S2. 寿命测量

首先，我们测量未施加里德伯脉冲时不同释放时间后的原子损失。释放时间不超过 $24\,\mu$s 时，损失仍可忽略不计，如图S1(a) 所示。观测到的约 0.5% 的损失与成像损失一致。在寿命测量中，我们采用固定的释放时间 $16\,\mu$s，以留出保守的安全余量，确保在紫外光子引起原子运动变化的情况下仍能再捕获原子。

我们测量寿命的方法是首先使用一个脉冲将所有原子激发到里德伯态。随后，里德伯态会自发衰变至基态，或通过黑体辐射诱导跃迁至其他里德伯态。为了确定经过一段时间后仍留在初始里德伯态中的布居数，我们施加第二个 π 脉冲，将布居转移回基态以进行探测。在两个 π 脉冲之间，持续施加强推出光束，以驱逐任何衰变至基态的原子。我们通过移除里德伯脉冲和光抽运过程来表征推出光束的效率，并验证所有基态超精细能级都能被有效推出。推出曲线测量了再捕获的布居数随推出时间的变化

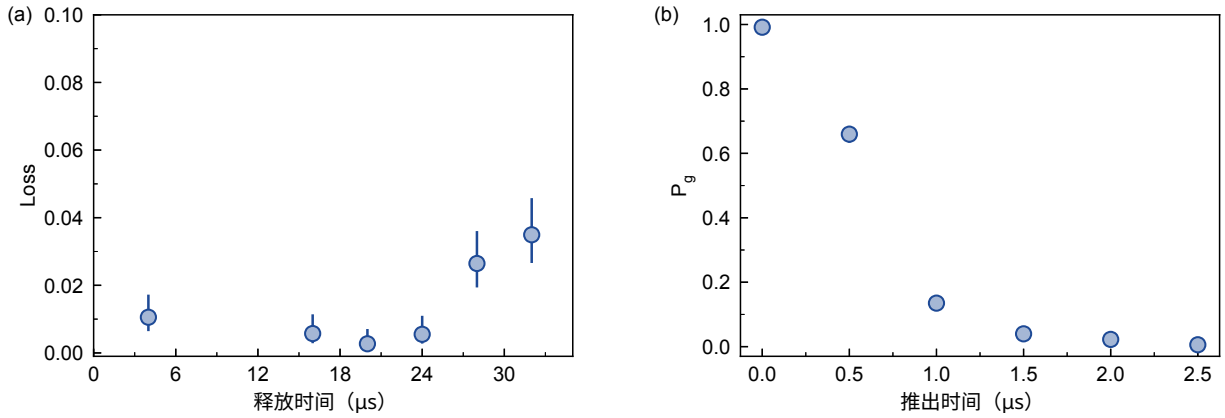

图 S1. (a) 不同释放时间后的原子损失。当释放时间小于 $24\,\mu$s 时，释放-再捕获过程中基本没有损失。观测到的约 0.5% 损失与成像损失一致。(b) 基态原子的推出。推出前未将原子光学抽运至伸展态。所用实验流程与正文图3 (a) 所示相同，但里德伯光束保持关闭。

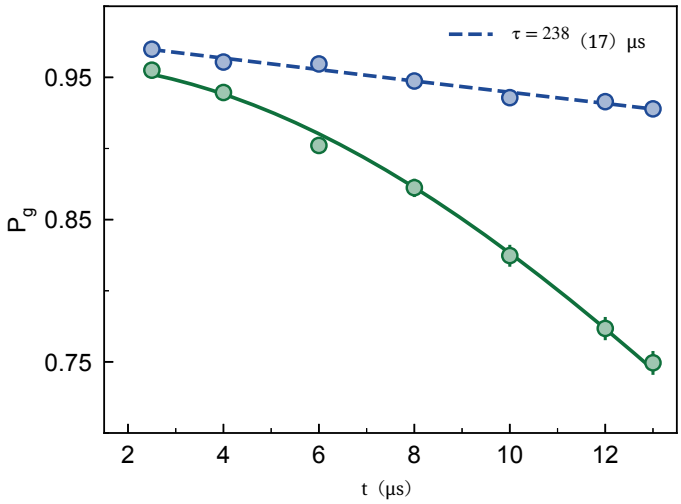

图 S2. 对于 $|46P_{3/2},\ m_J = 1/2\rangle$ 态，基态占比 P_g 与两次里德伯 π 脉冲之间的间隔时间的关系。蓝色和绿色数据点分别对应间距为 24 μm的 3×3 光镊阵列和间距为 12 μm的 7×7 阵列。虚线表示对蓝色数据进行的指数拟合。拟合得到的寿命为 238(17) μs。绿色实线用于引导视线。

如图所示S1（b）。在里德伯寿命测量中 [正文图3], 两次里德伯 $t \geq 2\,\mu$脉冲之间的间隔时间为 π s，推出脉冲持续时间设为约 $t - 1\,\mu$s。

我们指出，根据正文中拉比振荡的最低值可知，处于里德伯态的原子被误检为基态的概率接近 10%。这种误检对我们的测量贡献可以忽略不计，因为在实验流程结束时，目标里德伯态中的原子会被转移到基态以进行探测。

S3. 集体效应

在寿命测量中，我们采用较低密度的阵列，使用 3×3 间距为 $24\,\mu$m 的光镊阵列。采用 7×7 间距为 $12\,\mu$m 的阵列时，基态占比下降得明显更快，且无法用指数拟合描述（图S2）。我们认为，这是由一个里德伯原子跃迁到另一种里德伯态所引发的集体效应导致的。由此产生的偶极相互作用会扰动附近里德伯原子的能级，降低第二个 π 脉冲的保真度，从而降低回到基态的转移效率。例如，处于 $|46P_{3/2}、\ m_J = 1/2\rangle$ 的原子与处于相反宇称里德伯态的原子之间的偶极相互作用，对于最近邻和次近邻分别最高可达 1 MHz 和 0.35 MHz。与里德伯 π 脉冲的拉比频率相比，这些相互作用强度不可忽略。集体效应的进一步研究留待未来开展。