通过零差探测里德堡阻塞诱导吸收实现单个离子的快速单次成像

Jinjin Du[1], * ThibaultVogt[1, 2], *† 和 Wenhui Li[1, 3††]*Centre for Quantum Technologies, National University of Singapore, 3 Science Drive 2, Singapore 117543*[1]*School of Physics and Astronomy, Sun Yat-sen University, Zhuhai, 519082, China*[2] *andDepartment of Physics, National University of Singapore, 117542, Singapore*[3]

我们通过对里德伯激发进行微波电离，将间距足够大的 $^{87}Rb^{+}$ 离子引入原子系综，并以 1μ秒的曝光时间实现了单个离子的单次成像。通过对离子-里德堡原子相互作用诱导吸收进行零差探测，达到了这种成像灵敏度。通过分析所获取单次成像中的吸收斑点，我们得到的离子探测保真度为（80 ± 5）%。这些 *in situ* 成像图像直观呈现了离子-里德堡相互作用阻塞，并揭示了里德堡激发之间清晰的空间关联。单次成像单个离子的能力对于研究离子-原子混合系统中的碰撞动力学，以及探索将离子作为量子气体测量的探针具有重要意义。

PACS分类号：42.50.Gy,42.65.Ky,32.80.Ee

arXiv:2302.12575v2 [physics.atom-ph] 3 Apr 2023

冷离子-原子混合系统为研究多体物理中的各种基本过程提供了良好的平台 [1–3]。这类系统是在分别实现离子和原子的冷却与囚禁后，近来才逐渐发展起来的。目前，人们正积极研究离子与原子之间的冷碰撞和化学反应、离子的共振冷却、电荷迁移率、长程分子离子，以及固态物理系统的量子模拟 [4–8]。值得关注的是，浸没在冷原子气体中的离子可作为研究固态系统中极化子物理的实验平台 [9–11]。

对离子-原子混合系统的研究将从实时无损成像技术中获益良多。荧光成像 [12] 是一种常用于成像保罗阱中离子的技术。虽然它具有态选择性且光学分辨率高，但仅适用于少数在光学频率范围内具有循环跃迁的物种。此外，与离子-原子混合物中观测到的碰撞时间尺度相比，这种方法相对较慢 [13]。离子显微术是一种很有前景的工具，也已被用于冷原子和离子的成像。它在这一研究领域实现了前所未有的分辨率，并可探测任意种类的离子 [14, 15]。这种方法的缺点是具有破坏性。最近，有研究展示了一种替代方法：利用电磁诱导透明条件下（涉及里德伯态，即里德堡电磁诱导透明）的离子-里德堡原子相互作用所诱导的探测光吸收，对浸没在冷原子云中的杂质离子进行成像 [16]。然而，其灵敏度尚未达到探测单个离子的水平。

在这封信中，我们展示了对浸没在原子气体中的单个离子进行单次成像，曝光时间为 1 μ秒。这是对参考文献 [16] 中工作的重大推进。主要改进在于，将里德堡 EIT 成像探测光与强参考光束进行外差干涉，以克服相机读出噪声 [17]。信噪比（SNR）足以以 (80 ± 5)% 的概率识别单个离子周围的吸收斑。我们提取了吸收阴影的振幅和尺寸统计数据，发现它们与理论符合良好。最后，我们利用离子的位置重构了完全阻塞区域内产生、随后通过微波场电离而形成分离离子的里德伯激发的空间分布及其关联。我们的工作是实现嵌入原子气体中的离子的实时成像的关键一步；这一独特工具将有助于研究冷离子-原子混合系统的动力学。

与文献 [16], 中一样，该成像技术利用了高能级里德伯 EIT 能级 $|n,\ \ell\rangle$对离子产生的、随空间变化的电场的高度敏感性，其中 n 和 ℓ 分别为主量子数和轨道量子数 [18, 19]。更确切地说，里德伯态的二次斯塔克位移为 $\Delta E_S = -C_4(|n,\ \ell\rangle)/R^4$ （对于 $\ell \leq 5$），其中 R为离子到该位置的距离，而 C_4 与 n^7 成比例，并且高度依赖于 ℓ。以离子为中心、半径为$R_b = [2C_4/(\hbar\gamma_{EIT})]^{1/4}$的阻塞球内，斯塔克位移超过成像 EIT 线宽 γ_{EIT} 的一半，且探测光的散射增强。为了在单次成像中分辨单个离子，阻塞球内散射的额外光子数必须足够多，才能克服成像噪声，这些噪声主要包括读出噪声和散粒噪声。在文献 [16],中，我们选择了 $|r\rangle = |27G_{9/2},\ m_J = 9/2\rangle$ 以最大化

* 这两位作者贡献相同。*†
ttvogt@mail.sysu.edu.cn
†† wenhui.li@nus.edu.sg

阻塞半径 R_b，从而使离子散射的额外光子数最大化。然而，这还不足以在微秒时间尺度内实现对单个离子的单次成像。主要挑战在于探测光功率的要求相互矛盾。一方面，为了尽量减少处于 $|r\rangle$ 态 [20]的原子因长程相互作用而产生的散射，成像探测光功率必须较低，才能在没有离子时实现较高的电磁感应透明传输。另一方面，则需要较高的探测光子通量来克服噪声。

在本研究中，我们将较弱的探测光与较强的参考光进行干涉，它们分别是椭圆偏振光束的 σ^+和 σ^- 分量。这样可增加每个相机像素接收到的光子计数，从而克服读出噪声及其他噪声。探测光与 $|g\rangle \rightleftharpoons|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle \rightarrow |e\rangle = |5P_{3/2}, F=3, m_F=3\rangle$跃迁共振，进入原子云前的输入场强为 E_{P_0} 。在 12.8 G 偏置磁场存在时，场强为 E_R 的 σ^- 参考场相对于允许的弱跃迁 $|g\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F=3, m_F=1\rangle$ 失谐 $2\pi\times 23\,\mathrm{MHz}$，经过原子云时几乎不与原子相互作用。强度比 $r_{R-P_0} = |\mathrm{E}_{P_0}^{R}|^2$ E通过可调相位延迟器 [21]进行调节。离开原子云后，携带离子存在信息的探测场可表示为 $\mathrm{E}_S = \mathrm{E}_{P_0}\sqrt{T}\exp(i\phi)$，其中 T 和 ϕ 分别是探测光强的透射率和探测场的相位变化。随后，两束光均通过透射率为 T_i 、放大倍率为 M的透镜系统，并利用分析器使它们发生干涉。相机上的总强度 I 为

$$I = \frac{1}{4}\epsilon_0 c\,\frac{T_i}{M^2}\left(|\mathrm{E}_S|^2 + |\mathrm{E}_R|^2 + 2|\mathrm{E}_S\mathrm{E}_R|\cos\phi\right), \quad (1)$$

其中，摄像机前的偏振分束器使额外引入了 1/2 的因子。在没有离子时，测得的强度最大；而在离子阴影图像的位置，强度会降低。在满足 $\cos\phi \approx 1$and $r_{R-P_0} \gg 1$ 的条件下，干涉项 $\propto |\mathrm{E}_S\mathrm{E}_R|$ 对成像对比度起主导作用。在我们的实验中，$\cos\phi \approx 1$ 得到满足；通过增大 E_R，信噪比可以提高到足够大，最终受到强参考光束 [21]的散粒噪声限制。

图 1 展示了我们实验的示意图，更多细节见补充材料 [21]。每个实验周期都从制备高度拉长的圆柱形

处于基态的原子云 $|g\rangle$ 温度为 $22\,\mu\mathrm{K}$，该原子云已从光学偶极阱中释放，经历了 $10\ \mu\mathrm{s}$ 的飞行时间。原子云在径向上呈高斯密度分布，标准差为 $\sigma_r = 5.5\,\mu\mathrm{m}$；沿 x 方向在轴向上延伸数毫米，其峰值

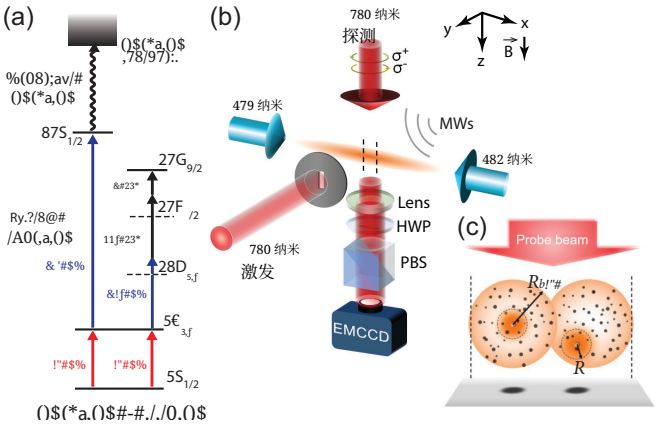


图 1。（a）用于离子产生和多光子电磁感应透明探测的能级图。（b）实验装置示意图。780 纳米激发光束经过狭缝和望远镜（未显示）后到达原子云，这限制了激发范围，使其仅覆盖原子云的一段区域 V_{I}，该区域由两条虚线界定。沿 $+z$ 方向传播的 780 纳米光束是 σ^+ 探测场和 σ^- 参考场的叠加。经过分析器 [半波片（HWP）和偏振分束器（PBS）],后，电子倍增 CCD（EMCCD）相机采集干涉图像。施加竖直方向的偏置磁场，以定义量子化轴。（c）对受激发和电离区域 V_{I} 的放大图，其中示意性地展示了两个里德伯“超级原子”（两个紧密排列的透明球）、基态原子（黑点）以及两个离子—里德伯相互作用阻塞区域（橙色球）；由于离子的存在，这些区域在相机屏幕上形成两个吸收斑点（黑点）。此处 R_b 和R_{b-EX} 的定义见正文，且（b）和（c）中的虚线界定了同一片区域。请注意，微波电离可以在里德伯“超级原子”内部的任意位置发生，因此产生的离子不一定位于里德伯“超级原子”的中心。

密度为 $n_0 = 7.9\times10^{11}\mathrm{cm}^{-3}$，对应的平均原子间距为 $\sim$1.1 μm。为了生成间隔较大的离子以进行成像，我们采用微波电离全阻塞区间中产生的里德伯激发，而非此前使用的直接光电离 [16]。使用波长分别为 780 纳米和 479 纳米的两台激光器，在与 $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ 和 $|e\rangle \rightarrow |r'\rangle = |87S_{1/2},\ m_J = 1/2\rangle$ 跃迁共振的条件下诱导里德伯激发。两束激光脉冲的持续时间均为 0.25 μs，但 479 纳米脉冲先开启，比 780 纳米脉冲早 30 ns。请注意，只有原子云中沿 x 方向长度为 $a_x \cong 52\ \mu$m 的一段（图 1 (b) 中两条垂直虚线之间的部分）受到激发激光照射，而沿 y 和z 方向的径向曝光则近乎均匀。该曝光体积称为 V_{I}。 $R_{b-EX} = 15.5\ \mu$m 的激发阻塞半径使原子云的径向上最多只能产生一个里德伯激发。更定量的计算表明

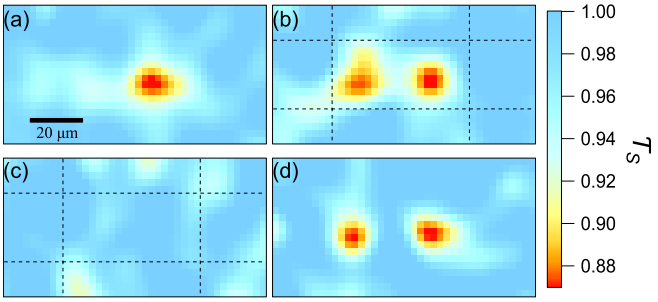


图 2. 高斯平滑（滤波器尺寸为 $= 2$ 像素）的单次成像。(a)、(b) 分别为 A_{I} 中出现一个离子和两个离子的吸收斑。(c) A_{NoI} 中没有离子。(d) 模拟得到的两个离子的吸收斑。(b) 和 (c) 中的虚线矩形（(a) 中未绘出）分别表示 A_{I} 和 A_{NoI}；其中，间隔为 $4\sigma_r$ 的水平虚线对应原子云的 $1/e^2$ 半径，竖直虚线之间的间隔为 a_x。

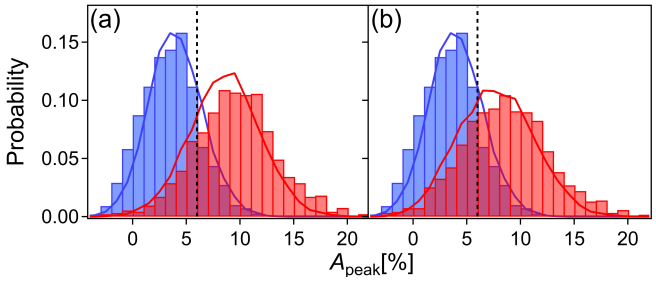


图 3. 区域 A_{I} 内两个最大峰（a）和所有峰（b）的峰值吸收幅度直方图（红色），以及 A_{NoI} 内所有局部“吸收”极大值的直方图（蓝色）。实线曲线为使用实验参数进行理论模拟所得的结果。竖直虚线表示阈值 $A_{thld} = 6\%$。这些分布基于约 500 张单次成像的统计结果。

在耗散区间内驱动高密度原子云发生激发，会使阻塞球内产生一个里德伯激发（通常称为里德伯“超原子”）；而沿轴向紧密排列的两个里德伯“超原子”可在V_{I} [21, 27–30]范围内共存。激光激发后，使用持续时间为 0.2 μs 的微波脉冲使里德伯“超原子” [31–33]电离。里德伯激发与微波电离共同构成离子生成过程，该过程发生于 V_{I}。离子产生后，对离子成像 1 μs。探测能级方案与参考文献 [16] 中的相同，采用多光子里德堡电磁感应透明，并通过有效的三光子耦合场驱动 $|e\rangle \to |r\rangle$ 跃迁 [21]。对于零差探测，实验上将强度比优化至 $r_{R-P_0} = 18$。请注意，所记录的细长原子云电磁感应透明图像沿 x 方向的视场宽度为 1 mm，远大于 a_x。

在每个实验周期中，都会记录一幅电磁感应透明图像，可选择是否进行离子产生过程。首先处理每幅采集到的电磁感应透明图像，以去除不需要的条纹 [21]。随后，使用参考图像对先前经过离子生成过程后记录的单次电磁感应透明图像在每个像素位置（x，y）进行归一化，得到透射分布 $\mathcal{T}$（x，y）。这里，参考图像由未进行离子生成时采集的电磁感应透明图像取平均得到，反映了状态 $|r\rangle$ 的长程相互作用导致的原子云残余吸收。处理后的单次成像图像$\mathcal{T}$（x，y）还可通过高斯滤波进一步平滑，得到 $\mathcal{T}_S$（x，y）。图 2(a) 和 (b) 展示了以区域 A_{I} 为中心的此类单次平滑透射分布 $\mathcal{T}_S$（x，y），该区域对应于 V_{I} 的图像。其内部清晰可见一个和两个离子对应的显著吸收斑。与此同时，图 2(c) 展示了 $\mathcal{T}_S$（x，y）的另一部分，其中心区域为 A_{NoI}，对应于体积 V_{NoI} 的图像；该体积是原子云的另一部分，与 V_{I}相同，但未暴露于离子生成过程。A_{NoI} 中没有出现明显的吸收斑。在接下来的段落中，我们将介绍一种无偏方法，用于判断吸收斑点图案是由离子存在引起的，还是由成像噪声造成的。

为此，我们对两个成像区域 A_{I} 和 A_{NoI}中的吸收斑点幅度进行统计比较。在每幅平滑图像 $\mathcal{T}_S(x,\ y)$中，我们分别找出 A_{I} 和 A_{NoI}中的局部透射率极小值 $\mathcal{T}_{Smin}$ 的幅度。在图 3 中，我们绘制了峰值吸收幅度的直方图，其定义为 $A_{peak} = 1 - \mathcal{T}_{Smin}$。正如图 1(b) 和 (c) 的讨论所述，$V_{\mathrm{I}}$中有两个里德伯“超原子”，因此预计最多会有两个离子。在图 3(a) 中，我们绘制了 A_{I} 中最大的两个吸收峰的直方图，这些吸收峰大多来自离子；同时还绘制了 A_{NoI} 中由噪声引起的所有局部“吸收”极大值的直方图（平均每幅图像有 $\sim$2.2 个）。这两个分布分离得很好，通过 $A_{thld} = 6\%$的峰值幅度阈值可以实现最佳区分。在图 3(b) 中，我们绘制了 A_{I}中所有峰的直方图（平均每幅图像有 $\sim$2.5 个），并将其与 A_{NoI} 的直方图进行比较。由于 A_{I} 中除最大的两个峰之外并没有多少额外的吸收峰，将它们纳入统计后，分隔这两个分布的阈值几乎没有变化。

我们将实验结果与基于麦克斯韦-布洛赫方程的模型进行比较。该模型描述了一个有效三能级原子系综：这些原子在离子产生的电场作用下，与探测场和有效耦合场相互作用 [21]。此外，我们还考虑了强参考光引起的散粒噪声，以及用于表征相机读出噪声和散斑噪声影响的高斯噪声

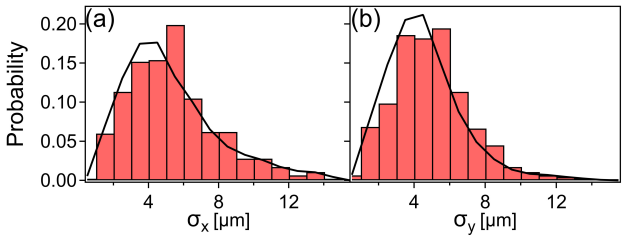


图4。(a)和(b) 从峰值振幅大于 A_{thld}的吸收斑中拟合二维高斯分布，提取半径 σ_x 和 σ_y后得到的直方图。实线为理论模拟结果。这些分布基于近400张单次成像的统计数据，每张图像中最多包含两个峰值振幅大于 A_{thld}的吸收斑。

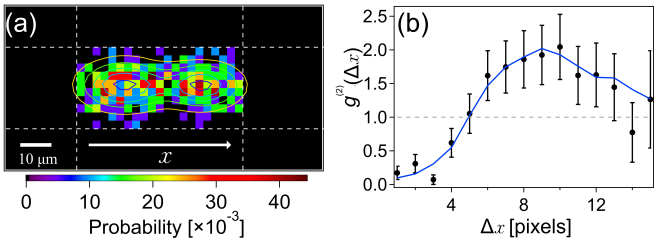


图5。(a) 单次成像中两个离子峰位置的二维（2D）分布。虚线矩形对应区域 A_{I}。细线为二维高斯等高线拟合结果。(b) 单次成像中两个离子位置的对关联函数。误差棒表示对200多张图像计算得到的标准误。此图选用两处吸收斑峰值振幅均大于 A_{thld}的单次成像。

这些噪声无法通过我们的条纹去除程序完全消除。模拟所用参数取自实验标定，而高斯噪声水平则作为可调参数。为模拟成像，我们每次通过直接采样在原子体积V_{I}中放置一对离子，同时考虑激发阻塞效应 R_{b-EX}。图2 (d) 展示了模拟所得的平滑样本图像。我们还模拟了不存在离子时的单次成像。图 3 (a) 和 (b) 中的实线表示以与实验图像相同的方式分析模拟图像后得到的峰值吸收幅度分布。实验与模拟结果吻合良好，这证实我们实现了单个离子的单次成像，而且该体积内大多存在两个离子 V_{I}。有离子与无离子时的分布之所以大幅重叠，主要是因为成像噪声引起的峰值幅度波动，以及离子在原子云径向上的高斯密度分布中随机出现的位置。我们根据图 3 (a) 的分布评估在单次成像中识别离子的概率：低于 A_{thld} 时的真阴性概率（不存在离子时未检测到离子）与高于 A_{thld} [34]时的真阳性概率（检测到存在离子）大致相同。随后，我们将检测离子的保真度定义为真阳性概率，并估算其为 (80 ± 5)%。

为了进一步确认振幅高于 A_{thld} 的吸收斑对应单个离子的图像，我们将实验图像中吸收斑的尺寸与模拟图像中的尺寸进行比较。我们对 $\mathcal{T}(x,y)$ 中的吸收斑拟合二维（2D）高斯分布，并提取其标准差 [21]。提取出的半径 σ_x 和 σ_y 沿 x 和 y 方向的直方图分别见图4(a) 和 (b)，并与实线表示的理论分布进行比较。实验结果与理论结果吻合良好，且二者呈现出较宽的分布。这表明

尽管单离子吸收斑点的尺寸本质上与离子-里德伯相互作用的阻塞半径 $R_b = [2C_4/(\hbar\gamma_{EIT})]^{1/4} = 10.2\ \mu$m 相关，但它们确实会受到成像噪声以及原子云高斯密度分布中离子随机位置的影响而有所变化。

最后，我们使用离子成像技术考察里德伯激发及其空间关联。如前所述并如图1(c)所示，我们的实验条件会形成紧密排列的两个里德伯“超原子” [28, 29]。每次施加微波电离时，一个里德伯“超原子”会投影为一个位于半径为 R_{b-EX}的阻塞球内的离子。在图5(a)中，我们绘制了由两个里德伯“超原子”产生的两个离子位置的二维分布。这里，离子的位置取为振幅高于阈值 $A_{peak} > A_{thld}$的吸收极大值所在位置。可以看到两个分离的分布峰；二维高斯拟合确定两峰间距为10.0 ± 0.4像素（对应原子所在位置的24.6 ± 1.0 μm）。为进一步研究两个里德伯“超原子”沿 x 方向的一维（1D）空间关联，我们测量了相距 Δx [35]的两个离子的一维对关联函数，

$$g^{(2)}(\Delta x) = \frac{2\Sigma_i \langle n_{\mathrm{ion}}(x_i)\cdot n_{\mathrm{ion}}(x_i+\Delta x)\rangle}{\Sigma_i \langle n_{\mathrm{ion}}(x_i)\rangle \cdot \langle n_{\mathrm{ion}}(x_i+\Delta x)\rangle}, \qquad (2)$$

其中，$n_{\mathrm{ion}}(x_i)$（= 0 或 1）表示单次成像中像素位置 x_i 处的离子数，$\langle . \rangle$ 是对单次成像取的系综平均。图5(b) 中绘制的对关联函数 $g^{(2)}(\Delta x)$清楚地显示出，小 Δx 处存在反聚束（$g^{(2)} < 1$），而大 Δx处存在聚束（$g^{(2)} > 1$）。反聚束源于激发阻塞，而聚束则表明，两个里德伯超原子的激发呈正关联，从而形成有序排列。聚束形成

一个宽峰，位于约 $\Delta x \sim 10$ 像素处，这与通过对图5(a)进行二维拟合得到的离子位置分布中两个峰之间的距离一致。该间距为 $\sim 1.6\ R_{b-EX}$ ，表明两个里德伯“超原子”紧密排列。这与致密原子介质中激发此类里德伯“超原子”的理论预测总体相符 [29]。我们的成像技术为研究高度关联的里德伯激发提供了另一种途径 [36]。

总之，我们利用离子-里德伯原子相互作用阻塞，实现了对离子-原子混合物中单个离子的单次成像，并运用这一技术研究了里德伯“超原子”的空间关联。通过提高透射率并降低光学成像系统的噪声，可以进一步改进这一探测方法。这种对原子系综中杂质的直接原位成像非常适合用于研究混合原子系统，也适合探索将杂质作为探针来测量量子气体的密度分布和温度 [2, 37, 38]。该技术可轻松扩展至对原子系综中里德堡激发杂质的成像 [39], ，这将有助于推进用于量子信息技术和多体系统量子模拟的里德堡原子平台 [40, 41]。

致谢

作者感谢 Tom Gallagher、Christian Gross 和 Klaus Mølmer 的有益讨论，并感谢国家研究基金会、新加坡总理公署和新加坡教育部通过卓越研究中心计划提供的支持。

[1]A. H¨arter 和 J. H. Denschlag，《混合阱中的冷原子–离子实验》，《当代物理学》**55**，33（2014）。[2] M. Tomza、K. Jachymski、R. Gerritsma、A. Negretti、T. Calarco、Z. Idziaszek 和 P. S. Julienne，《冷混合离子-原子系统》，《现代物理评论》**91**，035001（2019）。[3] R. Cˆot´e，《超冷混合原子–离子系统》，《原子、分子与光学物理进展》**65**，67（2016）。[4] T. Dieterle、M. Berngruber、C. H¨olzl、R. L¨ow、K. Jachymski、T. Pfau 和 F. Meinert，《浸没于玻色-爱因斯坦凝聚体中的单个冷离子的输运》，《物理评论快报》**126**，033401（2021）。[5] T. Feldker、H. F¨urst、H. Hirzler、N. Ewald、M. Maz- zanti、D. Wiater、M. Tomza 和 R. Gerritsma，《将囚禁离子缓冲气体冷却至量子区间》，《自然物理学》**16**，413（2020）。[6] J. Schmidt、P. Weckesser、F. Thielemann、T. Schaetz 和 L. Karpa，《用于共振冷却的光学阱与超冷中性原子，Phys. Rev. Lett. 124, 053402 (2020)。[7] P. Weckesser、F. Thielemann、D. Wiater、A. Wo-jciechowska、L. Karpa、K. Jachymski、M. Tomza、T. Walker 和 T. Schaetz，单离子与超冷原子之间费什巴赫共振的观测，《自然》600, 429（2021）。[8] H. Hirzler、R. S. Lous、E. Trimby、J. Perez-Rios、A. Safavi-Naini 和 R. Gerritsma，囚禁离子与超冷费什巴赫二聚体之间化学反应的观测，Phys. Rev. Lett. 128, 103401（2022）。[9] G. E. Astrakharchik、L. A. P. Ardila、R. Schmidt、K. Jachymski 和 A. Negretti，玻色-爱因斯坦凝聚体中的离子极化子，Communications Physics 4, 1（2021）。[10] Z. Z. Yan、Y. Ni、C. Robens 和 M. W. Zwierlein，量子临界性附近的玻色极化子，《科学》368, 190（2020）。[11] F. Camargo、R. Schmidt、J. D. Whalen、R. Ding、G. Woehl, Jr.、S. Yoshida、J. Burgd¨orfer、F. B. Dun-ning、H. R. Sadeghpour、E. Demler 和 T. C. Killian，玻色气体中里德堡极化子的产生，Phys. Rev. Lett. 120, 083401（2018）。[12] W. Neuhauser、M. Hohenstatt、P. Toschek 和 H. Dehmelt，局域可见光 ba+ 单离子振子，Physical Review A 22, 1137（1980）。[13] M. Acton、K. A. Brickman、P. C. Haljan、P. J. Lee、L. Deslauriers 和 C. Monroe，量子比特寄存器的近乎完美同步测量，Quantum Informa-tion & Computation 6, 465（2006）。[14] M. Stecker、H. Schefzyk、J. Fort´agh 和 A. G¨unther，用于冷原子的高分辨率离子显微镜，《新物理学杂志》19, 043020（2017）。[15] C. Veit、N. Zuber、O. Herrera-Sancho、V. Anasuri、T. Schmid、F. Meinert、R. L¨ow 和 T. Pfau，用脉冲离子显微镜探测量子气体，Physical Review X 11, 011036（2021）。[16] C. Gross、T. Vogt 和 W. Li，通过与里德伯原子的长程相互作用进行离子成像，Physical review letters 124, 053401（2020）。[17] S. Kadlecek、J. Sebby、R. Newell 和 T. G. Walker，冷原子的无损空间外差成像，《光学快报》26, 137（2001）。[18] T. Vogt、M. Viteau、A. Chotia、J. Zhao、D. Comparat 和 P. Pillet，里德伯原子的电场诱导偶极阻塞，Phys. Rev. Lett. 99, 073002（2007）。[19] F. Engel、T. Dieterle、T. Schmid、C. Tomschitz、C. Veit、N. Zuber、R. L¨ow、T. Pfau 和 F. Meinert，单离子诱导的里德伯阻塞的观测，Phys. Rev. Lett. 121, 193401（2018）。[20] A. V. Gorshkov、J. Otterbach、M. Fleischhauer、T. Pohl 和 M. D. Lukin，通过里德伯阻塞实现光子-光子相互作用，Phys. Rev. Lett. 107, 133602（2011）。[21]详见补充材料： [URL] ，其中介绍了实验参数和理论模型，并包含参考文献 [22-26]。[22] M. W. Noel、W. M. Griffith 和 T. F. Gallagher，锂里德伯原子微波电离中的经典次谐波共振，Phys. Rev. A 62, 063401（2000）。[23] B. Song、C. He、Z. Ren、E. Zhao、J. Lee 和 G.-B. Jo，用于超冷原子高灵敏度成像的有效统计条纹去除算法，Phys. Rev. Applied 14, 034006（2020）。[24] M. Newville、R. Otten 和 A. Nelson

以及 A. Ingargiola、T. Stensitzki 和 D. Allan 等，2018。Lmfit-py。SpWea 0.9.12, http://dx.doi.org/10.5281/zenodo.1699739。[25] W. Krauth, *Statistical Mechanics : Algorithms and Computations* 13，第

[26] 卷。（牛津大学出版社，牛津，2006 ）。[27] T. Vogt 、C. Gross、T. F. Gallagher 和 W. Li，微波辅助里德伯电磁感应透明，《光学快报》43, 1822（2018）。[28] C. Ates 和 I. Lesanovsky，激光驱动的里德伯气体中空间关联的熵增强，Physical Review A 86, 013408（2012）。[29]D. Petrosyan 和 K. Mølmer，具有强里德伯态相互作用的耗散原子系综中的受激绝热通道，Phys. Rev. A 87, 033416（2013）。¨D. Petrosyan、M. H[30] oning 和 M. Fleischhauer，光驱动原子系综中里德伯激发的空间关联，Phys. Rev. A 87, 053414（2013）。´T. V. Vogt、J. Han、A. Thiery 和 W. Li，相互作用里德伯气体的 Lévy 统计，Physical Review A 95, 053418（2017）。[31] T. F. Gallagher， *Rydberg Atoms* （剑桥大学出版社，剑桥，1994）。[32] C. R. Mahon、J. L. Dexter、P. Pillet 和 T. F. Gallagher，10 MHz 至 15 GHz 电场对钠和锂里德伯原子的电离，Physical Review A 44, 1859（1991）。[33] A. Krug 和 A. Buchleitner，强驱动里德伯态的普适电离阈值，Physical Review A 72, 061402（2005）。[34] A. Bergschneider、V. M. Klinkhamer、J. H. Becher、R. Klemt、G. Z¨urn、P. M. Preiss 和 S. Jochim，自由空间中 ^{6}Li 的自旋分辨单原子成像，Phys. Rev. A 97, 063613（2018）。[35]请注意，对关联函数中存在一个因子 2，因为这里只有两个粒子；该因子确保在无关联情形下关联函数等于 1。[36] P. Schauß、M. Cheneau、M. Endres、T. Fukuhara、S. Hild、A. Omran、T. Pohl、C. Gross、S. Kuhr 和 I. Bloch，二维里德伯气体中空间有序结构的观测，《自然》491, 87（2012）。[37] S. Seah、S. Nimmrichter、D. Grimmer、J. P. Santos、V. Scarani 和 G. T. Landi，碰撞量子温度计，Phys. Rev. Lett. 123, 180602（2019）。[38] M. T. Mitchison、T. Fogarty、G. Guarnieri、S. Campbell、T. Busch 和 J. Goold， *In Situ* 通过退相干杂质对冷费米气体进行温度测量，Phys. Rev. Lett. 125, 080402（2020）。[39] G. G¨unter、H. Schempp、M. Robert-de Saint-Vincent、V. Gavryusev、S. Helmrich、C. S. Hofmann、S. Whit-lock 和 M. Weidem¨uller，通过相互作用增强成像观测偶极介导的能量输运动力学，《科学》342, 954（2013）。[40] M. D. Lukin、M. Fleischhauer、R. Cˆot´e、L. M. Duan、D. Jaksch、J. I. Cirac 和 P. Zoller，介观原子系综中的偶极阻塞与量子信息处理，Phys. Rev. Lett. 87, 037901（2001）。[41] W. Xu、A. V. Venkatramani、S. H. Cant´u、T. ˇSumarac、V. Kl¨usener、M. D. Lukin 和 V. Vuleti´c，利用原子系综快速制备和探测里德伯量子比特，Phys. Rev. Lett. 127, 050501（2021）。

补充材料：通过对里德堡阻塞诱导吸收进行零差探测，实现单个离子的快速单次成像

I. 单个离子的产生

在完全阻塞区域，通过微波电离里德伯激发产生单个离子；由于里德伯激发阻塞，产生的离子彼此间隔较远。在本实验条件下，曝光区域内最多允许两个里德伯激发；由于激发关联，它们会形成紧密排列。关于该方案的更多细节将在以下小节中介绍。

A. 里德伯激发

采用电磁感应透明存储方案产生里德伯激发，其中，780 nm 探测激光和 479 nm 耦合激光分别与 $|g\rangle = |5S_{1/2},\ F=2,\ m_F=2\rangle \rightarrow |e\rangle = |5P_{3/2},\ F=3,\ m_F=3\rangle$和 $|e\rangle \rightarrow |r'\rangle = |87S_{1/2},\ m_J=1/2\rangle$ 原子跃迁共振（如正文图 1(a) 所示）。两束激发光束的几何布局如正文图 1(b) 所示。耦合光束与原子云同轴传播，其 $1/e^2$ 光束腰斑为 31 μm，并与细长雪茄状原子云的中心对齐。耦合场沿 $\hat{}y$ 轴线性偏振。探测光束沿 $\hat{}x$ 轴线性偏振，并沿 $-\hat{}y$方向传播；光路中的狭缝和其后的望远镜控制到达原子的探测光大小。只有原子云中沿 x 方向长度为 a_x的一段（正文图 1(b) 和 1(c) 中两条竖直虚线之间的部分）受到激发，而沿 y和 z 方向的曝光近乎均匀。

我们的 EIT 激发存储按照以下时间序列进行。479 nm 和 780 nm 激光器依次开启和关闭，间隔约为 30 ns。479 nm 激光器先开启，并先关闭，以实现里德伯激发存储。两台激光器同时开启 ~220 ns。两束激发激光的峰值拉比频率分别为 $\Omega_{P-EX} = 2\pi \times 0.7$ MHz 和 $\Omega_{C-EX} = 2\pi \times 2.9$ MHz。由此产生的激发 EIT 线宽为 $\gamma_{EIT-EX} = \Omega_{C-EX}^2/\Gamma_e = 2\pi \times 1.38$ MHz，其中 $\Gamma_e = 2\pi \times 6.07$ MHz 是中间态 $|e\rangle$ 的衰减率，对应的激发阻塞半径为 $R_{b-EX} = (-2C_6[|87S\rangle]/\gamma_{EIT-EX})^{1/6} = 15.5$ μm。

较大的激发阻塞半径 R_{b-EX} 和高达 $n_0 = 7.9 \times 10^{11}\text{cm}^{-3}$ 的峰值原子密度，带来了两个重要特征：每个阻塞球几乎必然包含一个里德伯激发，而且里德伯激发阻塞球（或里德伯“超原子”）紧密排列。根据强相互作用耗散系统的超原子模型，阻塞球内里德伯激发的总数 N_R为 [27, 29, 30]

$$\begin{aligned} N_R &= N_G \times f_r \\ &= N_G \times \frac{f_0}{1 - f_0 + f_0 N_G}, \end{aligned} \tag{S1}$$

其中，$N_G = \int_0^{R_{b-EX}} n_{at}(r) 4\pi r^2 dr$ 表示阻塞球体积内的基态原子数，$f_0 = \Omega_{P-EX}^2 / (\Omega_{P-EX}^2 + \Omega_{C-EX}^2)$ 表示不存在任何相互作用时单个原子的里德伯激发分数，而 f_r 表示阻塞球内单个原子的里德伯激发分数。较高的原子密度使 $N_G \sim 4200$ 较大，且每个阻塞球内的里德伯激发数接近于1 $N_R = 1$。此外，较大的 N_G 会使里德伯激发之间产生极强的关联，使其阻塞球排列成有序构型。在我们的实验中，$R_{b-EX} > \sigma_r$和 $4R_{b-EX} \geq a_x$两个里德伯“超原子”似乎沿 x 方向并排排列，如正文图1(c)所示。

B. 微波电离

激发脉冲之后，随后开启一个持续时间为 0.2 μs 的微波脉冲，以电离状态 $|r'\rangle = |87S_{1/2}、\ m_J = 1/2\rangle$中的里德伯激发。电离主量子数为 n [31]的里德伯态存在两个阈值：一个是经典电离极限 $E_c = 1/(16n^4)$，另一个是英格利斯-泰勒极限 $E_{it} = 1/(3n^5)$，两者均以电场原子单位表示。超过E_c后，价电子脱离离子实，原子迅速电离。同时，在英格利斯-泰勒极限处，主量子数为 n和 $n+1$ 的相邻能级形成避免交叉。强度为 $E_{MW} > E_{it}$ 的微波场可通过朗道-Zener效应 [32, 33]电离处于 n 态的里德伯电子。在我们的实验中，里德伯态 $|r'\rangle$ 对应的两个阈值分别为 $E_c = 6.5$ V/cm 和 $E_{it} = 0.4$ V/cm。

在我们的装置中，微波通过石英窗进入金属真空腔。原子在频率 $\nu_{MW} \sim 2.9$ GHz附近感受到的微波场比其他频率下更强。这可能是因为金属真空腔起到了腔体的作用，增强了微波耦合。通过里德堡电磁诱导透明共振的频移，可以标定原子感受到的微波场；该共振的上能级为$|28D_{5/2}\rangle$ 态。在微波场$E_{MW}\cos(2\pi\nu_{MW}t)$的作用下，这个里德伯能级会产生交流斯塔克频移，主要是由于它与

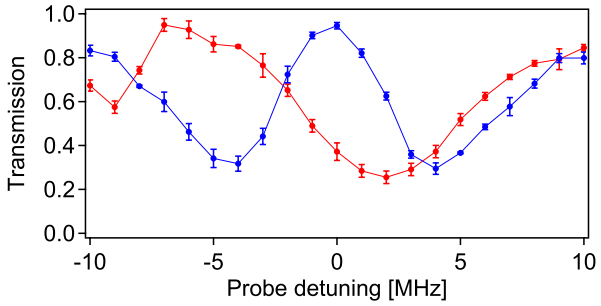


图 S1. $|28D_{5/2}\rangle$ 态的里德堡电磁诱导透明光谱：无微波时（蓝色）以及存在频率为 ∼2.9 GHz 的微波场时（红色）。误差棒表示一个标准差。

附近的 $|27F_{7/2}\rangle$ 态和 $|29P_{3/2}\rangle$ 态耦合。设 $|29P_{3/2}\rangle$ 态和 $|27F_{7/2}\rangle$态相对于 $|28D_{5/2}\rangle$ 态的能量差分别为 E_P = -104.8 GHz和 E_F= +112.3 GHz， $|28D_{5/2}\rangle \rightarrow |29P_{3/2}\rangle$ 跃迁和 $|28D_{5/2}\rangle \rightarrow |27F_{7/2}\rangle$ 跃迁的偶极矩分别为 $\mu_{DP} = 611\ ea_0$ 和 $\mu_{DF} = 637\ ea_0$，则 $|28D_{5/2}\rangle$ 态的频移估算为

$$\Delta E_{28D} = -\left(\frac{\Omega_{DP}^2}{4(E_P - \nu_{MW})} + \frac{\Omega_{DP}^2}{4(E_P + \nu_{MW})}\right) - \left(\frac{\Omega_{DF}^2}{4(E_F - \nu_{MW})} + \frac{\Omega_{DF}^2}{4(E_F + \nu_{MW})}\right), \tag{S2}$$

其中 $\Omega_{DP(DF)} = \mu_{DP(DF)} \cdot E_{MW}/h$， h表示普朗克常数。根据测得的 ΔE_{28D} ∼-7 MHz（如图 S1 所示），我们可以估算出电场强度为 $E_{MW} \sim 14$ V/cm，高于前文给出的里德伯态 $|r'\rangle = |87S_{1/2}, m_J = 1/2\rangle$ 的E_c 和 E_{it} 阈值。电离脉冲持续时间为 0.2 μs 时，电离应非常高效。我们可以将电离概率 [22] 的下限确定为 90%。

II. 干涉成像系统

A. 成像场参数

采用多光子里德堡电磁诱导透明方案对原子系综中的离子进行成像。表 I 列出了与探测光束以及场 D、M1 和 M2 相关的所有参数；这些场共同构成有效耦合场 $\Omega_{C,\ \mathrm{eff}} = 2\pi \times 5.5$ MHz，与正文图 1(b) 所示的实验配置相对应。

表 I. 与探测场相关的实验参数

参数	数值 / 单位
780 纳米探测光束的	
传播方向	$+\hat{z}$
偏振	$\hat{\sigma}^+$
$1/e^2$ 半径	3.4 毫米
拉比频率 Ω_P	$2\pi \times 0.9$ 兆赫兹
482 nm 光束（D 场）的	
传播方向	$-\hat{x}$
偏振	$\hat{y}$
$1/e^2$ 半径	46.5 μ米
频率失谐 Δ_D	$2\pi \times 32$MHz
拉比频率（σ^+ 分量）Ω_D	$2\pi \times 34$MHz
场 M1 和 M2 的	
传播方向	在$\hat{x} - \hat{y}$ 平面内
偏振	在$\hat{x} - \hat{y}$ 平面内
频率失谐 Δ_{M1}	$2\pi \times$ 55MHz
频率失谐 Δ_{M2}	$-2\pi \times$ 80MHz
拉比频率（σ^+ 分量）Ω_{M1}	$2\pi \times$ 42MHz
拉比频率（σ^+ 分量）Ω_{M2}	$2\pi \times$ 43MHz

B. 同相成像

在我们的实验中，单个离子的成像依赖于零差探测。用于实现零差探测的信号场和参考场都会通过原子云。它们的偏振分别为 σ^+ 和 σ^-，并且调整了光学频率，使 σ^+ 与循环跃迁 $|g\rangle = |5S_{1/2},\ F = 2,\ m_F = 2\rangle \rightarrow |e\rangle = |5P_{3/2},\ F = 3,\ m_F = 3\rangle$共振。只有信号光会受到原子云的影响，而 σ^- 参考光几乎不与原子相互作用。这是因为在 12.8 G 偏置磁场下， σ^- 与最近的允许跃迁相差 $2\pi \times 23$ MHz，且该最近的允许跃迁远弱于由σ^+ 光驱动的跃迁。

σ^+ 与 σ^- 光之间的比率由 Meadowlark 的可变波片（型号 LRC- 300-IR1）控制。在以下讨论中，我们将与波片中性轴对应的两个单位矢量定义为 $\vec{u}_x$和 $\vec{u}_y$。将偏振轴与 $\vec{u}_x$ 和 $\vec{u}_y$ 成 $\pi/4$ 角的线偏振场入射到波片上。

通过相位延迟器后，复场振幅为

$$\vec{E}_{\mathrm{in}} = \frac{E_0}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ e^{i\varphi} \end{pmatrix}, \tag{S3}$$

其中， φ 是相位延迟器引起的差分相移

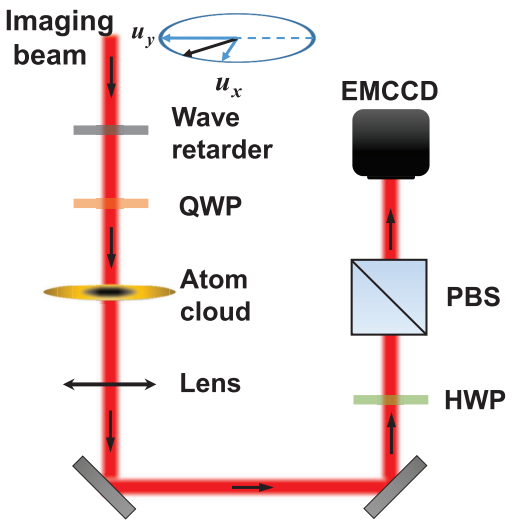


图 S2. 同相成像装置。线偏振光束依次通过相位延迟器和四分之一波片（QWP），其轴相对于入射场的轴位于 $45°$ 处。随后，光束穿过原子云。光束透过光学成像系统后，使用半波片（HWP）和偏振立方分束器（PBS）使光束的两个偏振分量发生干涉。

，E_0 是光场经过相位延迟器前的振幅。在图 S2 所示的实验中，为了技术上的便利，在相位延迟器后加装了一块四分之一波片（QWP）。它的中性轴与相位延迟器的中性轴重合，因此 $\varphi+\pi/2$ 是相位延迟器和四分之一波片共同引入的总差分相移。将式（S3）中的 φ 替换为 $\varphi+\pi/2$，即可得到四分之一波片后的光场$\vec{E}'_{\rm in}$，并可简写为

$$\begin{aligned}\vec{E}'_{\rm in} =& \frac{E_0 e^{i\varphi/2}}{2\sqrt{2}}\left[\cos\left(\frac{\varphi}{2}\right)\begin{pmatrix}1\\ i\end{pmatrix} - i\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)\begin{pmatrix}1\\ -i\end{pmatrix}\right]\\ =& -\frac{E_0 e^{i\varphi/2}}{2}\left[\cos\left(\frac{\varphi}{2}\right)\vec{e}_+ + i\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)\vec{e}_-\right], \quad \text{(S4)}\end{aligned}$$

其中，$\vec{e}_\pm = \frac{\mp(\vec{u}_x \pm i\vec{u}_y)}{\sqrt{2}}$ 是与 $\sigma^\pm$ 场分量对应的球基矢量。利用可变波片控制 φ，即可控制两个光分量之间的强度比 $r=\tan^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)$。

穿过原子云后，σ_+ 分量获得相移 ϕ，并以透射系数 T透射，而 σ_- 分量在一阶近似下不受影响。因此，总场可写为

$$\vec{E}_{\rm at} \propto \sqrt{T}\exp(i\phi)\cos\left(\frac{\varphi}{2}\right)\vec{e}_+ + i\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)\vec{e}_-. \quad \text{(S5)}$$

在三级阶梯系统中，当 σ^+ 探测场与相应的原子跃迁共振时，我们得到 $\phi=0$。在我们的有效三级系统中，成像是在电磁诱导透明共振条件下进行的，这一结论仍然成立。假设 σ^- 分量不受影响是合理的，因为 σ^-光的吸收小于 1%，且鉴于在实验所采用的 12.8 G 偏置磁场下，允许的 σ^+ 与 σ^- 跃迁的共振之间存在 $2\pi\times 23$ MHz 的频移，其获得的相移不超过 $1°$。

随后，将这两个场送入由旋转半波片（HWP）和偏振立方分束器（PBS）组成的分析器，使两个场分量发生干涉。假设 PBS 的偏振轴与相位延迟器的偏振轴 ($\vec{u}_x$, $\vec{u}_y$) 一致。考虑 HWP 的中性轴相对于 ($\vec{u}_x, \vec{u}_y$) 的旋转角 β，沿 $\vec{e}_\pm$ 的场分量变换为 $\vec{e}_\pm \to -e^{\mp 2i\beta}\vec{e}_\mp$。因此，PBS 前的总场为

$$\vec{E}_{\rm PBS} \propto \sqrt{T}e^{i\phi}e^{-2i\beta}\cos\left(\frac{\varphi}{2}\right)\vec{e}_- + ie^{2i\beta}\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)\vec{e}_+.$$

相机测量偏振分束器之后沿 $\vec{u}_x$ 方向的光强。记录的光强形式为

$$\begin{aligned}I \propto & T\cos^2\left(\frac{\varphi}{2}\right) + \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)\\ & + \sqrt{T}\sin(\varphi)\sin(4\beta-\phi), \quad \text{(S6)}\end{aligned}$$

其中，比例因子等于 $\frac{\epsilon_0 c|E_0|^2 T_i}{4M^2}$，其中 ϵ_0 为真空介电常数，c 为光速，$T_i=0.72$ 和 $M=6.5$ 分别为成像透镜系统的透射率和放大倍率。对于 $\phi\approx 0$，当 $\beta=\pi/8$时，干涉信号达到最大值。实际实验中，我们在保持σ^+ 光的强度 $\propto |E_0|^2\cos^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)$ 恒定的同时，改变光强比值 r。假设 $\beta=\pi/8$，可将式 (S6) 改写为

$$I = \frac{\epsilon_0 c T_i |E_0|^2}{4M^2}\cos^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)\left[T+r+2\sqrt{r}\sqrt{T}\cos\phi\right]. \quad \text{(S7)}$$

我们可以假设，在单个离子的位置 $T\approx 0$（若单个离子造成的光学深度较大），而$T=1$ 远离该位置。满足条件 $\cos\phi\approx 1$ 和 $r\gg 1$ 时，干涉项$\propto 2\sqrt{r}\sqrt{T}\cos\phi$ 提供成像对比度。已知每像素的读出噪声计数为 N_{rn}，通过令信号计数与噪声计数相等，可得所需的最小参考场 E_R

$$\frac{\epsilon_0 c T_i |E_0|^2\cos^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)\sqrt{r}}{2h\nu M^2}A\delta t = N_{rn}, \quad \text{(S8)}$$

其中，$A=256\ \mu\text{m}^2$ 是电子倍增CCD的像素面积，ν 是探测光子频率，$\delta t=1\ \mu$s是成像脉冲持续时间。理论上，信噪比会趋于饱和

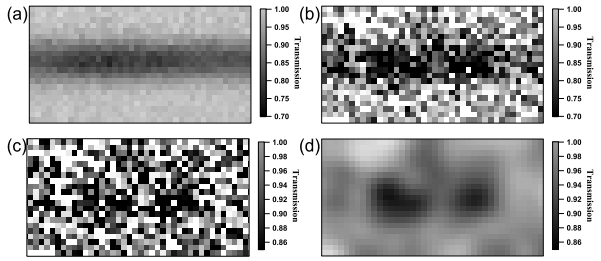


图 S3. 图像处理。(a) 参考电磁感应透明图像。(b) 有离子存在时采集的单次电磁感应透明图像。(c) 处理后的离子单次成像 $\mathcal{T}(x,\ y)$，通过将 (b) 除以 (a) 得到。(d) 单次成像 $\mathcal{T}_S(x,\ y)$，将 (c) 用尺寸为 $=2$ 像素的高斯傅里叶滤波平滑后得到。

当 r 较大时，这是由于参考场的散粒噪声所致。此外，当 r较大时，残余条纹造成的技术噪声也会产生不利影响。在我们的实验中，强度比为 $r=18$ 时，单次成像单个离子可获得最佳的整体分辨率，结果和分析如下所示。

III. 数据分析

A. 单个离子的单次成像

如正文所述，每个实验周期采集的电磁感应透明图像，无论是否生成离子，都会先通过先进算法 [23] 进行预处理，以去除不需要的条纹。图 S3(b) 展示了这样一张去除条纹后的单次成像，其中这张图是在有离子的情况下拍摄的。去除条纹后，将无离子的单次电磁感应透明图像取平均，以生成参考图像；该图像反映了由态 $|r\rangle$ [16] 的长程相互作用导致的原子云残余吸收。图 S3(a) 展示了参考电磁感应透明图像，该图像是对未进行离子生成过程时采集的 300 张单次成像取平均得到的。随后，将图 S3(b) 中的单次成像除以图 S3(a) 中的参考图像，得到图 S3(c) 所示的处理后单次成像 $\mathcal{T}(x,\ y)$。归一化消除了残余吸收，因此 $\mathcal{T}(x,\ y)$ 突显了离子存在导致的吸收增强，是后续定量分析的起点。最后，对图 S3(c) 中的透射分布 $\mathcal{T}(x,\ y)$ 进行高斯滤波平滑，得到图 S3(d) 中的 $\mathcal{T}_S(x,\ y)$；平滑后信噪比的提升使离子导致的吸收斑点清晰可见。正文图 2(a)–(c) 中的图像也是以相同方式获得的。图 S3 中图像的视场与正文图 2(a) 和 2(b) 中图像的视场相同，即以区域 A_I 为中心，该区域对应于 V_I 的图像。

B. 离子吸收斑的尺寸

为了提取离子吸收斑点的尺寸，使用 lmfit Python 软件包 [24]，对未经平滑处理的单次成像进行二维高斯模型的非线性最小二乘拟合。首先，从平滑图像 $\mathcal{T}_S(x,\ y)$ 中找出振幅高于阈值 ($A_{peak} > A_{thld}$) 的吸收峰的峰位置，然后在对未经平滑处理的图像 $\mathcal{T}(x,\ y)$ 进行二维拟合时固定这些峰位置。我们使用未经平滑处理的图像，以避免高斯滤波造成的人为展宽。拟合结果如图 S4 所示，图中还给出了沿 y 和 x 方向的拟合斑点尺寸。请注意，理论模拟图像也采用相同方式拟合。实验图像和理论图像的拟合结果统计数据见正文图 3。

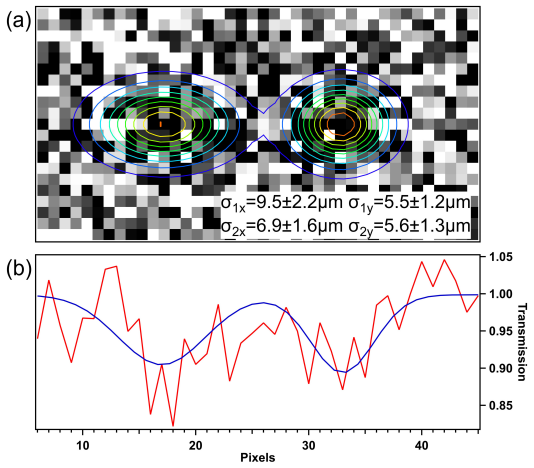


图 S4. (a) 对图 S3(c) 进行二维 (2D) 高斯拟合，以提取离子吸收所致阴影斑点的尺寸。(b) 将图 S4(a) 中的二维实验图像（红色）和二维拟合（蓝色）沿 y（垂直）方向积分后得到的一维 (1D) 剖面。

C. 每幅图像中的离子数

如正文图 3 的讨论所述，吸收幅度分布较宽，以及由此导致的两个分布之间的重叠，“主要是由于成像噪声引起的峰值幅度波动，以及原子云径向高斯密度分布中离子位置的随机性”。这也造成了每张图像探测到的离子数有所变化。图 S5 展示了每张图像探测到的离子数（高于吸收阈值 $A_{thld}=6\%$ 的峰数）的概率分布，数据来自实验和模拟得到的单次成像。在模拟中，我们输入

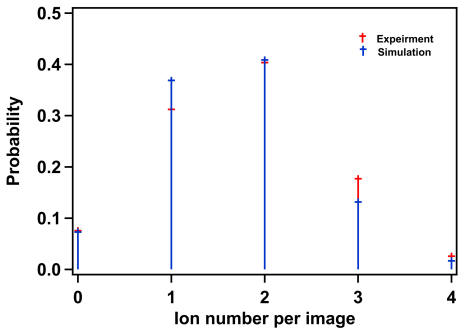


图 S5. 实验（红色）和模拟（蓝色）中每张图像所探测到的离子数的概率分布。

每张图像中的两个离子/超原子，但峰值幅度的波动会导致识别出的每张图像中的离子数偏离两个。在实验中，我们没有独立的方法来校准超原子/离子数。根据实验参数估算，激发两个超原子的概率接近 1，而超原子电离的概率下限为 90%。相关讨论见本补充材料第 I 节。正如图 S5 所示，实验和模拟得到的每张图像中探测到的离子数的分布基本一致。

D. 里德伯“超原子”

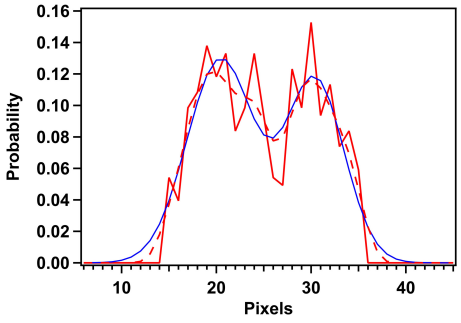


图 S6. 对主文图 5(a) 中的二维实验分布（红色实线）和二维高斯拟合（蓝色实线）沿垂直轴（y 轴）积分得到的一维剖面。图中的红色虚线由对红色实线剖面进行平滑处理得到。

图 S6 展示了通过积分获得的一维分布该积分沿垂直轴（y 轴）进行，针对的是正文图 5(a) 中的二维实验分布和二维高斯拟合。红色实线中心附近的一个单像素局部最大值很可能是噪声所致，可以进行平滑处理，如红色虚线所示。

IV. 理论模拟

我们遵循参考文献 [16] 中的物理原理，对单个离子的图像进行模拟。里德伯激发通过对半径为 $R_{b-EX}/2$ 的硬球对进行直接采样来模拟。具体而言，只有当原子云中两个激发位置之间的距离大于 R_{b-EX} 时，我们才接受这两个位置的采样，这一设定源于硬球模型 [25, 27, 29, 30]。我们忽略成像期间离子的运动，因为对于初始间距约为 $1.6R_{b-EX}$（最可能的间距）的两个离子，在 1μs 的探测时间内，离子间距的变化不超过一个像素（2.46 μm）。随后，我们利用微分方程 $\partial_z \mathcal{E}_P(\vec{r}) = i\pi/\lambda_P \, \chi(\vec{r})\mathcal{E}_P(\vec{r})$，在稳态下计算探测场 $\mathcal{E}_P$ 在原子云中的传播，其中 $\chi(\vec{r})$ 是位置 $\vec{r}$ 处的线性极化率。对于我们的有效三级系统，$\chi(\vec{r})$ 近似为 [16, 26]

$$\chi(\vec{r}) = \frac{i\, n_{at}(\vec{r})\, \Gamma\sigma\lambda_P/4\pi}{\frac{\Gamma}{2} - i(\Delta_P - \delta_1) + \frac{\Omega_{C,eff}^2/4}{\gamma - i[\Delta_P + \Delta_C - \delta_2 - \delta_{Stark}(\vec{r})]}}, \quad \text{(S9)}$$

其中，$\Gamma/2\pi = 6.067$ MHz 是从态 $|e\rangle$ 的自发衰减率，$n_{at}(\vec{r})$ 是原子密度，γ 是 $|g\rangle$ 态与 $|r\rangle$ 态之间原子相干性的退相干率，σ 是散射截面。此外，Δ_C 是有效耦合场相对于 $|e\rangle \to |r\rangle$ 原子跃迁的失谐，而 δ_1 和 δ_2 分别是影响 $|e\rangle$ 和 $|r\rangle$ 能级的交流斯塔克位移。最后，$\delta_{Stark}(\vec{r}) = \alpha(\theta)\,\mathbf{E}(\vec{r})^2/2$ 是 $|r\rangle$ 的斯塔克位移，其中 $\alpha(\theta)$ 是极化率，取决于 θ——量子化轴与离子在位置 $\vec{r}$ 处的静电场 $\mathbf{E}$ 方向之间的夹角。方程 S9 中的所有其他参数均通过实验校准。所有模拟中的干涉图像均根据方程 S7 计算。对于我们探测方案中的共振探测场，我们考虑了相移 ϕ，但发现其很小，且在离子附近的区域内，系数 $\cos(\phi)$ 始终大于 0.95。此外，我们在模拟中加入了泊松散粒噪声和高斯噪声。后者包含经实验校准的相机读出噪声，以及光学系统造成的、未能通过条纹去除程序完全消除的噪声。平滑处理后的模拟图像见正文图 2(d)。