arXiv:2304.04831v1 [quant-ph] 10 Apr 2023

被光学镊子囚禁的单个圆形里德伯原子阵列

B. Ravon，[1]，*P. Méhaignerie，[1]，*Y. Machu，[1] A. Durán Hernández，[1]M. Favier，[1] J. M. Raimond，[1] M. Brune，[1] 和 C. Sayrin[1]，†[1]*Kastler Brossel*实验室，法兰西公学院，法国国家科学研究中心，巴黎文理研究大学高等师范学院，索邦大学，*11 place Marcelin Berthelot，F-75231* 巴黎，法国（日期：2023年4月12日）

圆形里德伯原子（CRAs），即具有最大轨道角动量的里德堡原子，在量子计算、模拟和传感方面极具潜力。它们兼具较长的自然寿命、强大的原子间相互作用以及与电磁场的耦合。囚禁单个圆里德堡原子对于利用这些独特特性至关重要。我们首次展示了在可编程光学瓶形光束阵列中以激光囚禁圆里德堡原子。我们采用一种新颖的光学探测方法，观察到被囚禁的铷圆态能级在5 ms内的衰减。这是首次对碱金属圆里德堡原子进行光学探测，同时具备空间和能级选择性。最后，我们观察到囚禁中圆里德堡原子的机械振荡。这项工作为在量子器件中应用圆态能级开辟了道路，也为利用里德堡流形的完整范围进行量子模拟和信息处理带来了希望。

量子技术利用单个量子系统来克服经典器件的局限。量子密码学、传感、通信和计算依赖于对单个光子、离子、分子、人工原子或中性原子的操控.....在这些系统中，里德堡原子 [1, 2]非常适用于量子计算和模拟 [3, 4], ，无论是数字式 [5, 6] 还是模拟式 [7], 量子光学 [8–15] 以及传感 [16–19]。这些原子具有高能级价电子（主量子数 $n \gg 1$），与电磁场强烈耦合，并具有巨大的偶极-偶极相互作用；对于相距数微米的原子，其相互作用频率可达 $\simeq 10$–100 MHz。

许多实验平台采用里德堡原子阵列 [20–26]。近期已有研究利用数百个相互作用的里德堡原子，在低角动量（ℓ）能级上进行量子模拟；这些原子最初被捕获在光学镊子（光镊）中 [27, 28]。然而，模拟时间仅限于几微秒。低-ℓ 能级的自然寿命也只有几百微秒。在一微秒内，每一百个原子中就会损失一个，而弛豫则会妨碍模拟器的运行。

圆里德堡原子（CRAs）具有最大的轨道角动量（磁量子数 $|m| = \ell = n-1$），寿命长得多；对于 $n = 50$，寿命约为 30 ms，是具有相同 n 的低-ℓ 能级寿命的百倍。近期的方案提出，利用这些长寿命圆里德堡原子的规则阵列进行量子模拟和量子计算 [29–31]。尤其是，这有望在前所未有的时间尺度上模拟自旋动力学。要利用圆里德堡原子的长寿命，就必须将它们囚禁起来。否则，自由原子受相互作用诱导运动影响，会在数微秒内改变原子间距离和相互作用频率。

碱金属原子里德堡能级的激光俘获依赖于它们在激光场中经历的正有质动力能 [32]。最近，实验已证明——在三维空间中利用有质动力俘获低-ℓ里德堡能级 [33, 34] ，以及在二维空间中俘获圆形里德伯能级 [35]。此外，还通过作用于离子实的偶极力俘获了碱土原子的低-ℓ 里德堡能级 [36]。然而，迄今尚无实验将长寿命的圆里德堡原子（CRAs）与长期稳定、有序的光镊结合起来。

在此，我们展示了制备规则阵列的单个激光囚禁铷圆里德堡能级。我们观察到原子被囚禁的时间达数毫秒。首先，将基态原子囚禁在光学镊子阵列中；光学镊子由紧密聚焦的高斯光束构成，充当吸引性偶极阱。我们将这些原子激发至圆态能级，并将其转移到由中空光学瓶状光束（BOBs）构成的排斥性 ponderomotive 势阱阵列中；这些光束具有被光壳包围的强度极小值 [34]。我们开发了一种圆里德堡原子的光学探测方法，可进行空间选择和能级选择。我们利用该方法观测到微波诱导的两个圆态能级之间的拉比翻转，以及圆里德堡原子在阱中的运动。这项工作是利用圆里德堡原子发展量子技术的重要一步。

实验装置如图 1(a) 所示。铷-87原子从二维磁光阱（MOT）装载到位于空心蓝宝石立方体中心的六束三维MOT中，该立方体置于超高真空腔室内。立方体内装有电极，可在三维空间中控制电场；还装有两枚短焦距（$f = 16.3$毫米）非球面透镜，用于将波长为820纳米的激光束聚焦于立方体中心。液晶空间光调制器 [37] [SLM1（图 1(a)）]在该光束上加载相位掩模，以生成间距为15 μm的 3×6 规则光镊阵列。它还可校正实验装置的光学像差。腰斑为1.2 μm、功率为2.6 mW的红失谐光镊形成深度为1 mK的偶极阱。在三维MOT运行期间及随后的光学粘团阶段，光镊均保持开启。单个铷原子在碰撞阻塞机制下 [38] 装载到光镊中，平均填充率为0.62。

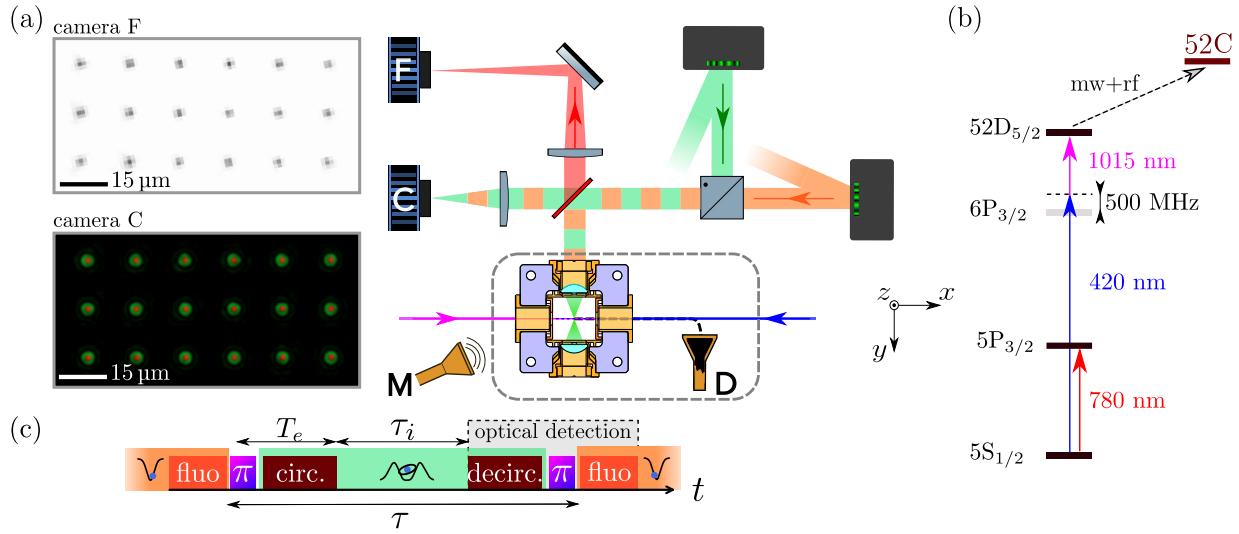

图1。（a）**实验装置** 一个蓝宝石立方体（紫色）上装有电场控制电极（橙色）和两个短焦距透镜（青色）。其中一个透镜将两束820纳米光（绿色）聚焦，光束的相位分布由两个空间光调制器调控。同一透镜还收集囚禁原子发出的780纳米光（红色）。里德堡激发激光（洋红色和蓝色）沿 x 轴进入立方体。微波喇叭天线（M）将微波场照射到超高真空腔（灰色虚线方框）内。通道式电子倍增器（D）计数由静电透镜（未显示）引导至此处的铷离子（黑色虚线）。两台相机收集荧光光子（F），并监控囚禁光束的强度分布。插图：（F）对1000个序列取平均得到的18个囚禁位点的荧光图像；（C）在相机上控制光镊（红色）与瓶状光束（BOB）（绿色）的光束重叠。（b）**能级图** 显示 ^{87}Rb的荧光谱线和里德堡激发跃迁。（c）**典型实验序列** 将原子装载到光镊（橙色）中，并通过荧光成像（红色）。一个双光子 π 脉冲将原子激发到里德堡态。随后，原子被囚禁在偏置磁场（绿色）中，并转移到圆态里德堡态（棕色）。在序列结束时，反向执行上述过程，对原子成像。光学探测模块（灰色）可替换为场电离探测。时间 τ 是一次实验运行期间光镊关闭的时长，空闲时间 τ_i 则是制备圆态与探测之间的时间。

为探测原子，我们使用荧光成像，采用 $|5S_{1/2},\ F=2\rangle \rightarrow |5P_{3/2},\ F'=3\rangle$ 跃迁 [（能级图见图 1(b)）]，并将磁光阱光束调谐至比位于光镊中心的原子共振频率低60 MHz。散射光子由聚焦透镜收集，并由电子倍增电荷耦合器件相机记录，曝光时间为15 ms。单次图像可用于区分空位点和含有一个原子的位点。荧光成像会使原子受热，因此之后会进行光学粘团阶段。

在激发至里德堡能级之前，囚禁原子会通过使用一束与该跃迁共振的 σ^+偏振激光场，被光抽运至$|5S_{1/2},\ F=2,\ m_F=2\rangle$。量子化轴由沿 x轴方向的 $B=7$G磁场设定，[见图1(b)]。经过这一阶段后，原子的温度为23微开尔文 [39]。在一些实验中，我们会在500 µs内将阱深绝热降低10倍，从而进一步将原子冷却至7 µK。荧光成像前，我们会将阱深恢复。

我们将原子激发至$|52D_{5/2}, m_J=5/2\rangle$ 里德伯态，这一过程是双光子过程，使用两束波长分别为420纳米和1015纳米的激光束。两者均为 σ^+ 偏振，并相对于 $|6P_{3/2},\ F'=3, m_F=3\rangle$失谐500MHz。为避免跃迁产生不均匀的光移，在进行此次激发之前已关闭光镊。一旦原子处于里德堡能级时，我们开启一组 3×6瓶状光束（BOB），并通过聚焦透镜前方的偏振分束器将其与光镊阵列叠加。瓶状光束（BOB）与光镊来自同一激光源，并由第二个空间光调制器 [（图 1(a) 中的 SLM2）进行整形] [34, 39]。SLM2 还用于在三维空间中对齐瓶状光束（BOB）与光镊，确保高效地重新俘获原子。每束瓶状光束（BOB）的功率为 20 mW，使里德堡态的阱深达到≈ 70微开尔文。

我们通过一个持续 1.9 µs、频率为 64.8 GHz 的共振微波（MW）π脉冲，将原子从$|52D_{5/2}, m_J=5/2\rangle$ 转移至$|52F, m=2\rangle$；该脉冲经由微波喇叭天线 M 照射到实验装置中。随后，我们将电场**F**设为 $F=2.4$V $\cdot$ c m^{-1}，其方向与 **B**平行。在存在频率为 225 MHz 的 σ^+ 偏振射频场时，将电场逐渐降至 2.1 V $\cdot$ cm^{-1}，从而将 [40] 原子绝热地转移至 $n=52$圆态能级，记为 $|52C\rangle$。在室温下，该能级的寿命为 130 µs，而从基态完成整个转移过程需要 $T_e=15$µs。测得制备的 $|52C\rangle$ 态纯度 [40] 约为 0.9。从基态到 $|52C\rangle$的制备效率估计为 0.70，主要受囚禁阵列中激光、射频和微波激发的不均匀性限制。

可以对圆里德堡原子进行能级选择性探测。

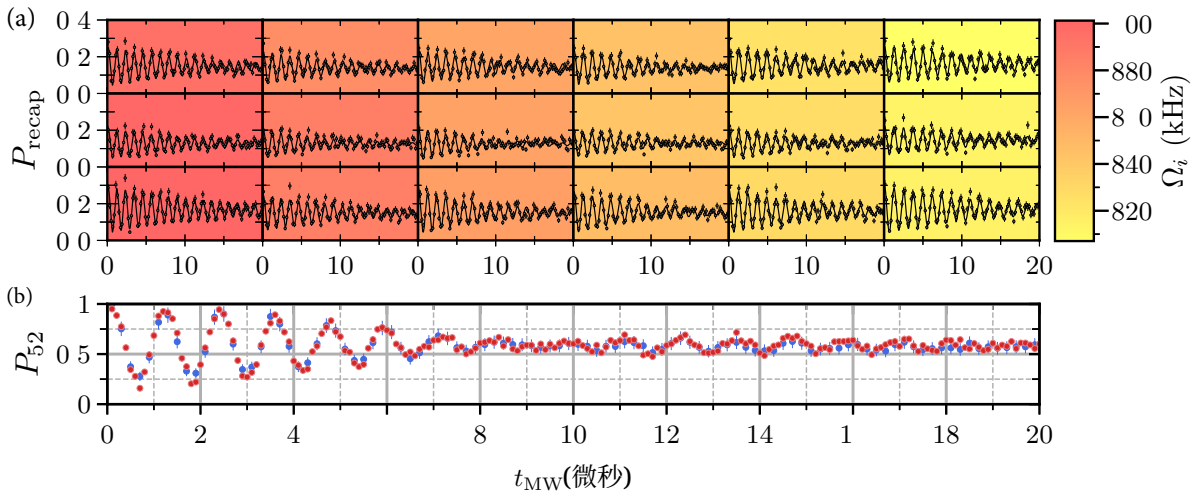

图2。**拉比振荡**。 微波脉冲（持续时间为 t_{MW}）驱动 $|52\mathrm{C}\rangle \rightarrow |50\mathrm{C}\rangle$ 跃迁。(a) 使用光学探测方法测量的 18 个位点的再捕获概率（黑点） P_{recap} 。背景颜色表示通过将数据拟合为阻尼正弦波获得的拉比频率 Ω_i 。(b) 在阵列上取平均的、在 $|52\mathrm{C}\rangle$ 中找到原子的概率 P_{52} （见正文），通过场电离（红点）或光学探测（蓝点）测量。

通过场电离 [40]。我们在$\approx$ 100 V $\cdot$cm^{-1} 电场中电离原子，并使用位于蓝宝石立方体[图 1(a)]外部的通道式电子倍增器D 对离子进行计数。然而，这种检测不具备空间分辨能力，无法区分位于不同偏置磁场中的原子。因此，我们开发了一种具有空间选择性和能级选择性的光学检测方法。我们通过对用于圆态激发[图1(c)]的T_e-长序列进行时间反演，将 $|52\mathrm{C}\rangle$ 中的原子转移回 $|F = 2, m_F = 2\rangle$ 基态。偏置磁场在最终的双光子激光 π 脉冲之前立即关闭，而光镊则在脉冲之后立即重新开启。最初位于 $|52\mathrm{C}\rangle$中的原子会被光镊再捕获。处于任何其他里德堡态的原子不会受到光学 π 脉冲的作用，不会被映射至基态，也不会被光镊再捕获，因为光镊会排斥里德堡态。最初未被激发至里德堡态的原子在偏置磁场的作用下移出光镊捕获区域，因此也不会被再捕获。最后，通过荧光成像显示出再捕获原子所在的位置。每个位置的再捕获概率 P_{recap}测量了光学检测开始时位于 $|52\mathrm{C}\rangle$ 中的布居数 P_{52} 。

我们通过观测由49.6 GHz 微波场驱动的 $|52\mathrm{C}\rangle \rightarrow |50\mathrm{C}\rangle$ 双光子跃迁中的拉比翻转，评估光学探测方法。我们记录P_{recap} 随微波脉冲持续时间 t_{MW}的变化，并在图2(a)中分别绘制18个囚禁位点的结果。光镊关闭的时间 τ 固定为60 µs。两个圆态能级之间清晰的振荡表明，光学探测可实现空间选择性和能级选择性测量。最大再捕获概率 ~ 0.35受到光学脉冲、微波脉冲和射频脉冲的有限效率以及有限的寿光学、微波和射频脉冲的频率，以及里德堡态的有限寿命。

我们还计算了在18个位置上取平均的概率 $\langle P_{\mathrm{recap}}\rangle$ ，并将布居数 $P_{52}(t_{\mathrm{MW}})$估计为$\langle P_{\mathrm{recap}}\rangle(t_{\mathrm{MW}})/\langle P_{\mathrm{recap}}\rangle(0)$。在图2(b)中，我们绘制了（蓝点） $P_{52}(t_{\mathrm{MW}})$，并将其与通过场电离测量的相同概率（红点）进行了比较。这两个数据集之间非常好的一致性证明了圆里德堡原子的光学探测。

通过对图 2(a) 中的各个振荡分别使用指数阻尼正弦波进行拟合，我们得到各自的拉比频率 Ω_i。我们将其数值绘制为背景色图。图 2(b) 平均信号中观察到的塌缩与复现，是由此处测得的不同拉比频率之间的拍频造成的。观测到的 1.18 MHz $\cdot$ mm^{-1} 梯度表明，原子阵列位于由周围电极定义的、未受控微波场模式结构的某个节点附近。我们的测量反映了微波场的空间分布。各个图还揭示，拉比振荡的对比度会迅速衰减。位于阵列中心的原子，即邻居最多的原子，受到的影响最为显著。因此，我们将这种衰减归因于圆里德堡原子之间的相互作用。

为展示圆里德堡原子的光学囚禁，我们将原子制备于 $|52\mathrm{C}\rangle$ ，并在可变的等待时间后对其进行光学探测。我们在图 3中绘出了在18 个位置上取平均的概率 P_{recap} (τ)，该概率表示在光镊关闭的时间 τ 内重新捕获一个原子的概率。原子在空闲时间 $\tau_i = \tau - 2 \times T_e$ 内保持于 $|52\mathrm{C}\rangle$ ，这段时间分隔了圆态制备结束与光学探测方案 [图 1(c)] 的开始。 τ 的最小值是

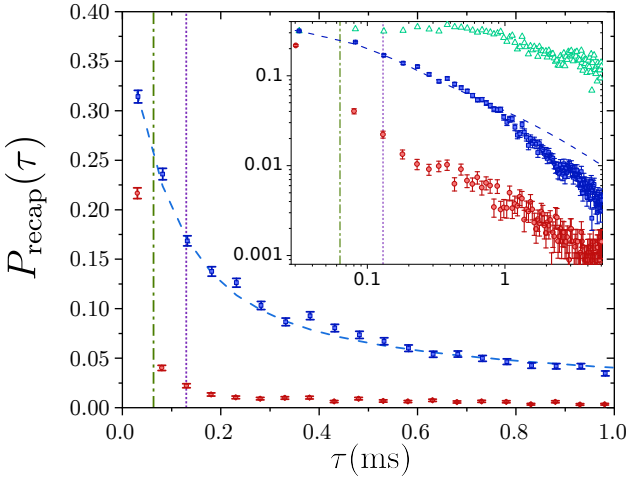

图3. **圆里德堡原子的光镊囚禁** 再捕获概率P_{recap} 作为光镊关闭的时间 τ 的函数。插图：截至 $\tau = 5$毫秒的双对数图。当原子处于里德堡态时，偏置磁场要么关闭（红色圆圈），要么开启（蓝色方块）。计算得到的衰减 $P_{\mathrm{lifetime}}(\tau)$以蓝色虚线表示，归一化概率 $P_{\mathrm{n}}(\tau)$以绿色三角形表示（插图）。 $|52C\rangle$的寿命以及圆里德堡原子在偏置磁场中的振荡周期分别以紫色点线和绿色点划线竖线标示。

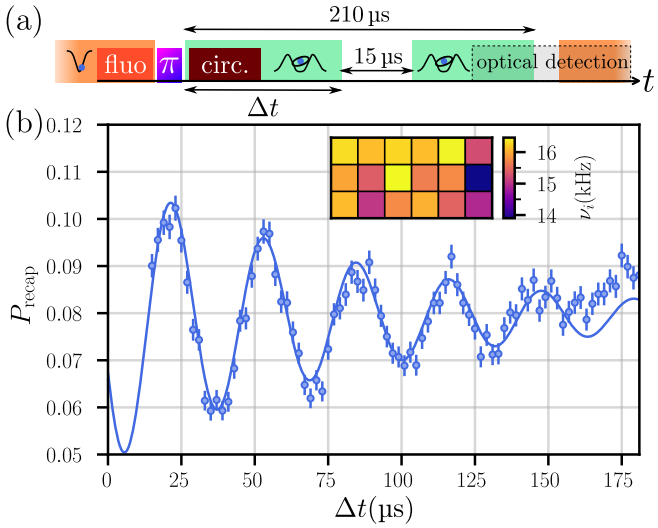

图4. **BOB阱中的振荡**。 (a) 实验序列：里德伯激发激光脉冲后 Δt ， 关闭偏置磁场 15 µs。使用光学探测方法探测圆里德伯原子。(b) 对18个位置的再捕获概率 P_{recap} 取平均值（蓝色点）。实线为阻尼正弦波拟合曲线。图示显示了通过拟合各位置的单独信号得到的每个位置的俘获频率 ν_i 。

$\tau_{\mathrm{min}} = 32$微秒，此时 $\tau_{i,\ \mathrm{min}} = 2$ 微秒。测量在有（蓝色方块）或没有（红色圆圈）BOB阱的情况下进行。显然，开启偏置磁场（BOBs）后， P_{recap} 的衰减速度显著减慢。没有偏置磁场时，原子会以其热速度飞离。蓝色和红色数据点对应的初始原子温度分别为 7 微开尔文和 23 微开尔文。因此，原子在 19 微秒或 10 微秒内漂移的距离就超过一个光镊（OT）的腰斑宽度。如果 $|52C\rangle$ 中的原子在 τ_i 期间离开阱或远离光镊位置，它会在光学探测过程中退激回基态，但不会被最终的光镊重新捕获。施加偏置磁场（BOBs）可阻止这种膨胀。原子能在更长时间内被探测到，这证明圆里德堡原子（CRAs）已被囚禁在 BOB阱中。

我们通过将 P_{recap} 在偏置磁场中的下降与$|52C\rangle$有限寿命的影响进行比较来研究这一现象，而能级选择性光学探测对此很敏感。我们计算了在室温 [40, 41], 下，由于自由空间中的弛豫， $|52C\rangle$中布居 $P_{52}(t)$从初始纯态开始的演化。我们绘出了$P_{\mathrm{lifetime}}(\tau) = P_{52}(\tau_i)\,P_{\mathrm{lifetime}}(\tau_{\mathrm{min}})$的计算值（图3中的虚线）。在最初的1毫秒内，它与测量结果非常吻合。因此，在这段时间内，没有观察到原子从偏置磁场中损失；这相当于 $|52C\rangle$ 的8个寿命，以及陷阱中原子横向振荡的16个周期。

在图3 的插图中，我们以双对数尺度绘制了较晚时刻的 $P_{\mathrm{recap}}(\tau)$，时间最长可达 $\tau = 5$ms。1 ms 后，使用偏置磁场时 P_{recap} 的测量阻尼偏离了计算得到的衰减。我们还绘制了仅使用偏置磁场计算得到的归一化概率 $P_{\mathrm{n}}(\tau) = P_{\mathrm{recap}}(\tau)/P_{52}(\tau_i)$（绿色三角形）。在最初的毫秒内，它保持不变，随后以特征时间≈ 5 ms下降，该时间通过对数据进行指数拟合获得。尽管该数值高度依赖于背景计数估计 [39], ，但可以将其视为偏置磁场中圆里德堡原子俘获时间的粗略估计。

最后，我们通过诱导圆里德堡原子在 BOB 阱内振荡来表征 BOB阱。我们将偏置磁场相对于光镊中心沿垂直于光束传播方向的方向移开 300 nm。最初位于 BOB 边缘的里德伯原子会围绕陷阱中心振荡。在 BOB 开启后 Δt ， 我们将其关闭固定的 15 µs 时段 [图4(a)]。光镊关闭的时间 τ 设为 210 µs。我们选择 $\Delta t > T_e$ ，使得 BOB 关闭时原子处于圆态。

图4显示了光镊光学偶极阱中的再捕获概率P_{recap} 随 Δt变化的测量结果，该结果是对18个囚禁位点取平均后得到的。 P_{recap} 的振荡清晰可见。如果原子位于BOB中心，即在关闭时刻速度达到最大值，它们会飞离囚禁区域，因而在序列结束时既不会被重新捕获，也不会被探测到。如果原子在关闭时刻位于阱的边缘，它们则会被重新捕获并探测到。因此，概率 $P_{\mathrm{recap}}(\Delta t)$以俘获频率的两倍振荡。图3中的色彩图给出了估算的俘获频率 ν_i ， 对应于

18个位点，这些频率是通过将各个信号拟合为阻尼正弦波 [39]得到的。平均振荡频率为15.8 kHz，瓶状光束阵列上的标准差仅为0.6 kHz。使用瓶状光束轮廓的理论模型，这对应于每束瓶状光束的功率为19.9(20) mW，与我们的估算 [42]较为一致。

这项工作首次展示了在规则的光镊阵列中对单个圆形里德伯原子进行三维光学囚禁。这使得人们能够利用相互作用的圆里德堡原子探索量子信息和量子模拟方案，而这些方案依赖于长期运行。

我们开发了一种光学探测方案，能够同时对圆态进行空间选择性和能级选择性探测。这项技术对于在量子技术中使用圆态里德堡态至关重要。尤其是在陷阱阵列上测量自旋关联——这是相互作用自旋系统中量子相的特征——时不可或缺 [29]。该方案还可用于这样一种设备：兼具圆形里德伯原子的灵敏度和光学成像的灵活性，例如用于磁场或电场的量子传感。我们预计，在圆态寿命较长的低温环境中工作，可大幅提高该方法的效率 [40]。结合对里德堡态的有质动力操控 [43, 44], ，它将开启对圆形里德伯原子进行全光学控制的道路。

最后，我们的结果也适用于对其他里德堡能级而非圆形能级开展的实验。通过允许里德堡原子之间在较长时间内进行受控相互作用，这为实现利用里德堡多重态丰富性的协议铺平了道路 [45]。

本工作得到了欧洲联盟 FET-Flag 项目 n°817482（PASQUANS）、ERC Ad- vanced 项目 n°786919（TRENSCRYBE）和Quan- tERA ERA-NET（ERYQSENS, ANR-18-QUAN-0009-04）的支持，并得到了法兰西岛大区在 DIM SIRTEQ 框架下（CARAQUES 项目）的支持。

* 这些作者对本研究的贡献相同。† 通讯作者: clement.sayrin@lkb.ens.fr

[1] T. F. Gallagher, 《里德堡原子》, 《原子、分子与化学物理剑桥专著》（剑桥大学出版社, 1994年）。 [2] C. S. Adams、J. D. Pritchard 和 J. P. Shaffer, 里德堡原子量子技术, 《物理学杂志B：原子、分子与光学物理》**53**，012002（2019年）。 [3] M. Saffman、T. G. Walker 和 K. Mølmer, 里德堡原子量子信息, 《现代物理评论》**82**，2313（2010年）。 [4] M. Saffman, 基于原子量子比特和里德堡相互作用的量子计算：进展与挑战, 《物理学杂志B：原子、分子与光学物理》**49**，202001（2016年）。 [5] L. Isenhower 、 E. Urban 、 X. L. Zhang 、 A. T. Gill、T. Henage、T. A. Johnson、T.G.Walker 和M. Saffman, 《中性原子受控非门的演示》, 《物理评论快报》**104**，0105032010年( )。 [6] T. Wilk、A. Gaëtan、C. Evellin、J. Wolters、Y. Miroshny- chenko、P. Grangier 和 A. Browaeys, 《利用里德堡阻塞实现两个单个中性原子的纠缠》, 《物理评论快报》**104**，010502 (2010年)。 [7] A.Browaeys 和T.Lahaye, 《利用单独控制的里德堡原子开展多体物理》, 《自然物理学》**16**，132 2020年( )。 [8] O. Firstenberg、C.S. Adams和S. Hofferberth, 《由里德堡相互作用介导的非线性量子光学》, 《物理学杂志B：原子、分子与光学物理》**49**，152003 (2016年)。 [9] T. Peyronel、O. Firstenberg、Q.-Y.Liang、S. Hofferberth、A. V. Gorshkov、T.Pohl、M. D.Lukin和V.Vuletic, 《强相互作用原子实现的单光子量子非线性光学》, 《自然》**488**，57(2012年)。 [10] S. Baur、D.Tiarks、G. Rempe和S. Dürr, 《基于里德堡阻塞的单光子开关》, 《物理评论快报》**112**，073901 (2014年)。 [11] H.Gorniaczyk、C. Tresp、J. Schmidt、H.Fedder和S.Hofferberth, 《由态间里德堡相互作用介导的单光子晶体管》, 《物理评论快报》**113**，053601 2014年( )。 [12] E. Distante、A. Padrón-Brito、M. Cristiani、D. Paredes-Barato 和H.deRiedmatten, 《冷原子里德堡系综中存储增强的非线性》, 《物理评论快报》**117**，113001 (2016年)。 [13] H.Busche、P.Huillery、S. W. Ball、T. Ilieva、M.P.A.Jones和C.S.Adams, 《由长程里德堡相互作用介导的非接触式非线性光学》, 《自然物理学》**13**，655(2017年)。 [14] F. Ripka、H. Kübler、R.Löw 和 T.Pfau, 《基于强相互作用里德堡原子的室温单光子源》, 《科学》**362**，446 (2018年)。 [15] J. Li、M.-T. Zhou、C.-W. Yang、P.-F.Sun、J.-L.Liu、X.-H.Bao 和J.-W.Pan, 《单光子与原子系综之间的半确定性纠缠》, 《物理评论快报》**123**，140504 (2019)。 [16] J. A. Sedlacek、A. Schwettmann、H. Kübler、R.Löw、T.Pfau 和J.P.Shaffer, 《利用明亮原子共振在蒸气室中通过里德堡原子进行微波电测量》, 《自然物理学》**8**，819 (2012年)。 [17] A.Facon、E.-K. Dietsche、D.Grosso、S. Haroche、J.-M.Raimond、M.Brune和S. Gleyzes, 《基于处于薛定谔猫态的里德堡原子的高灵敏度电计》, 《自然》**535**，262 (2016年)。 [18] S. Kumar、H. Fan、H. Kübler、J. Sheng 和J. P.Shaf- fer, 《利用零差读出对弱射频电场进行基于原子的传感》, 《科学报告》**7**，42981 (2017年)。 [19] K. C. Cox、D. H. Meyer、F. K.Fatemi 和P. D.Kunz, 《电小尺寸区域中的量子极限原子接收器》, 《物理评论快报》**121**，110502 (2018年)。 [20] A.Gaetan、Y. Miroshnychenko、T. Wilk、A. Chotia、M. Viteau、D. Comparat、P. Pillet、A. Browaeys和P. Grangier, 《里德堡阻塞区中两个单个原子的集体激发观测》, 《自然物理学》**5**，115(2009年)。 [21] M. Ebert、A. Gill、M.Gibbons、X. Zhang、M.Saffman 和T. G.Walker, 《利用里德堡阻塞制备原子福克态》, 《物理评论快报》**112**，043602 (2014年)。

[22]H. Labuhn、D. Barredo、S.Ravets、S. deLéséleuc、T. Macrì、T. Lahaye和A.Browaeys，《用于实现量子伊辛模型的可调二维单里德堡原子阵列》，《自然》**534**，667（2016年）。[23] M.Endres、H.Bernien、A. Keesling、H. Levine、E. R. Anschuetz、A.Krajenbrink、C.Senko、V. Vuletic、M.Greiner 和M.D. Lukin，《无缺陷一维冷原子阵列的逐原子组装》，《科学》**354**，1024（2016年）。[24] J. Zeiher、J.-y. Choi、A. Rubio-Abadal、T.Pohl、R. vanBijnen、I.Bloch和 C. Gross，《长程相互作用伊辛链中的相干多体自旋动力学》，Phys. Rev. X **7**，041063（2017年）。[25] M.Kim、Y.Song、J.Kim和J. Ahn，《三重、四重和六重量子比特系统中的量子伊辛哈密顿量编程》，PRXQuantum**1**，020323（2020年）。[26] 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，《碱土金属里德堡原子的高保真纠缠与探测》，《自然物理学》**16**，857（2020年）。[27] P. Scholl、M. Schuler、H. J. Williams、A. A. Eberharter、D. Barredo、K.-N.Schymik、V.Lienhard、L.-P.Henry、T. C. Lang、T. Lahaye、A.M.Läuchli和 A. Browaeys，《利用数百个里德堡原子对二维反铁磁体进行量子模拟》，《自然》**595**（2021年）。[28] S. Ebadi、T.T. Wang、H. Levine、A. Keesling、G. Se-meghini、A.Omran、D. Bluvstein、R.Samajdar、H. Pich-ler、W. W. Ho、S. Choi、S. Sachdev、M. Greiner、V.Vuletić 和M. D. Lukin，《256原子可编程量子模拟器上的物质量子相》，《自然》**595**，227（2021年）。[29] T. L.Nguyen、J. M.Raimond、C. Sayrin、R.Cor- tiñas、T. Cantat-Moltrecht、F.Assémat、I.Dotsenko、S. Gleyzes、S.Haroche、G. Roux、T.Jolicœur 和 M. Brune，《迈向利用圆形里德伯原子进行量子模拟》，Phys.Rev. X**8**，011032（2018年）。[30] F.Meinert、C. Hölzl、M.A. Nebioglu、A.D'Arnese、P. Karl、M.Dressel和 M.Scheffler，《氧化铟锡薄膜与圆形里德伯原子相遇：新型量子模拟方案的前景》，Phys. Rev. Research**2**，023192（2020年）。[31] S.R.Cohen 和 J. D. Thompson，《利用圆形里德伯原子进行量子计算》，PRXQuantum**2**，030322（2021年）。[32] S. K.Dutta、J. R. Guest、D. Feldbaum、A. Walz-Flannigan和G. Raithel，里德伯原子的微扰光学晶格，《物理评论快报》**85**，5551（2000）。[33] T.Graham、M. Kwon、B.Grinkemeyer、Z. Marra、X. Jiang、M. Lichtman、Y.Sun、M. Ebert和M.Saffman，二维中性原子量子比特阵列中的里德伯介导纠缠，《物理评论快报》**123**，230501（2019）。[34] D.Barredo、V. Lienhard、P. Scholl、S. de Léséleuc、T.Boulier、A.Browaeys和 T. Lahaye，微扰瓶状光束阱中单个里德伯原子的三维俘获，《物理评论快报》**124**，023201 2020年( )。[35] R. Cortiñas、M.Favier、B.Ravon、P.Méhaignerie、Y. Machu、J.Raimond、C. Sayrin和 M. Brune，圆形里德伯原子的激光俘获，《物理评论快报》**124**，123201（2020年）。[36] J.Wilson、S.Saski n、Y. Meng、S. Ma、R. Dilip、A.Burg-ers和 J.Thompson，光镊阵列中的碱土里德伯原子俘获，《物理评论快报》**128**，033201（2022）。[37] 来自Hamamatsu 的 LCOS-SLM X10468-02。[38] N. Schlosser、G.Reymond 和P.Grangier，微观光学偶极阱中的碰撞阻塞，《物理评论快报》**89**，023005。[39] 参见补充材料。[40] T. Cantat-Moltrecht、R. Cortiñas、B.Ravon、P. Méhaignerie、S.Haroche、J. M. Raimond、M.Favier、M. Brune和C. Sayrin，低温恒温器中激光冷却铷原子的长寿命圆态里德伯态，《物理评论研究》**2**，022032（2020年）。[41] H. Wu、R. Richaud、J.-M.Raimond、M.Brune 和S. Gleyzes，室温实验中的毫秒级寿命圆形里德伯原子，《物理评论快报》**130**，023202（2023）。[42] 18 个偏置磁场共享的总功率为 ≈ 400mW，即每个偏置磁场 ≈ 22mW。[43] R.Cardman和 G. Raithel，利用随时间变化的光学阱使里德伯原子圆化，《物理评论A》**101**，013434（2020年）。[44] V. S. Malinovsky、K. R.Moore和 G.Raithel，光学晶格中里德伯原子的调制光谱学，《物理评论A》**101**，033414（2020年）。[45] A. Kruckenhauser、R. van Bijnen、T. V. Zache、M.Di Liberto和P. Zoller，用于量子模拟的高维 SO(4) 对称里德伯流形，arXiv:2206.01108 [quant-ph]（2022）。

arXiv:2304.04831v1 [quant-ph] 10 Apr 2023

补充材料 光学镊子中囚禁的单个圆形里德伯原子阵列

B. Ravon, [1] P. Méhaignerie, [1] Y. Machu, [1] A. Durán Hernández, [1] M. Favier, [1] J. M. Raimond, [1] M. Brune, [1] 和 C. Sayrin[1]*Kastler Brossel*实验室，法兰西公学院，法国国家科学研究中心，巴黎文理研究大学高等师范学院，索邦大学，*Marcelin Berthelot*广场*11*号，*F-75231* 巴黎，法国（日期：2023年4月12日）

相位掩模

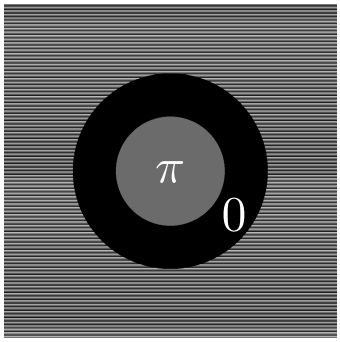

图1。用于生成单个瓶状光束（BOB）的相位掩模。详情请参见正文。

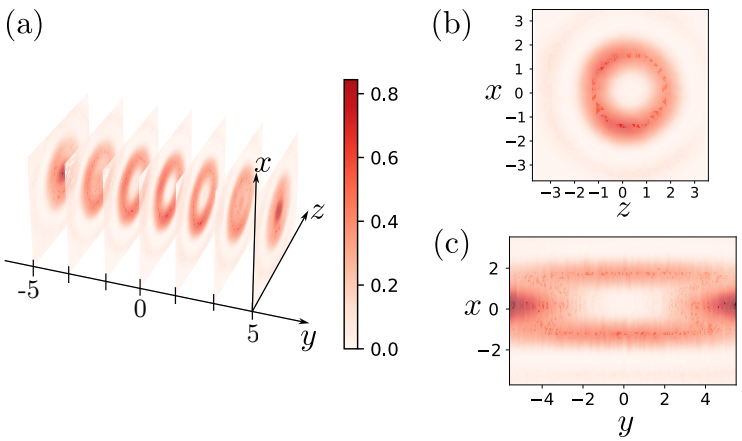

图2。在相机上测得的瓶状光束（BOB）轮廓重建。所有距离均以微米为单位。色标表示以任意单位计的瓶状光束（BOB）强度。三个图共用此色标。(a)在沿传播方向不同 y 位置测得的强度剖面的（x-z）切片。(b)在瓶状光束（BOB）中心测得的（x-z）切片。(c) 强度剖面的（x-y）切片。该平面包含传播轴。

我们在图1中展示了施加于 SLM2、用于构造单个瓶状光束（BOB）的理想相位掩模。它由一个 π相位圆盘和一个环绕其的0相位圆盘组成。两个圆盘半径之比设定为使俘获深度最大化。在由较大圆盘定义的光瞳外设置相位的线性梯度。入射到该区域的光会在原子所在的高度偏转出科学区域。对于图1所示的理想掩模，我们在光瞳内添加一个与外部相位梯度正交的相位线性梯度，以便将一级衍射的偏置磁场与零级的未衍射光分离开来。我们还添加了将单个偏置磁场转换为偏置磁场阵列的相位掩模，以及用于校正光学装置光学像差的专用相位掩模。

我们通过测量垂直于传播轴的二维截面（即稿件图 1 中的y轴），在三维空间中重建瓶状光束（BOB）的强度剖面。这些测量结果绘于图 2 中。

测量偏差

图3中的重归一化过程以及推导出的 5 ms 俘获时间都必须谨慎看待。首先，由于再捕获概率下降至百分之几甚至更低，测量会对一些偏差变得敏感，例如再捕获最初处于不同于 $|F=2$ 的状态、$m_F=2\rangle$ 的基态原子。这些原子不会受到里德伯激发激光器的影响，并且在被光镊重新捕获之前，可能会被偏置磁场（BOB）的高强度区域俘获，不过俘获效率不高。这种系统误差很大程度上取决于偏置磁场（BOB）与光镊之间的相对对准，据估计最多为几个 10^{-4}。其次，计算布居数 $P_{52}(t)$ 时考虑的是自由空间中的衰减。然而，周围电极可以改变体积模

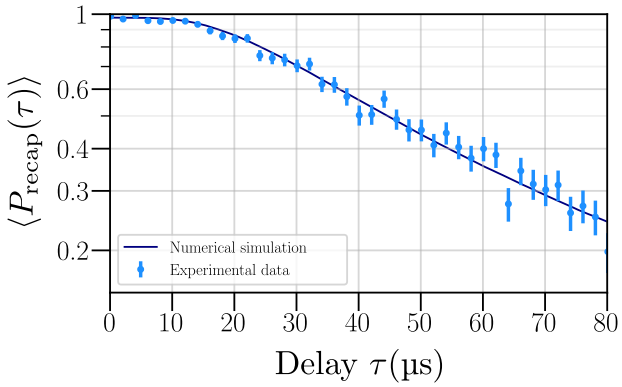

图3. 基态原子温度的测量。再捕获概率随关闭时间 τ 的变化。实线是对数据的拟合（见正文）。

相关微波谱中的密度，正如图2的微波场映射所暗示的那样。更深入的分析需要在低温环境中获得的长寿命圆形里德伯能级。

原子温度测量

我们采用标准的释放-再捕获技术测量光学偶极阱中单个原子的温度。在可变时间间隔 τ 内关闭光镊，并测量随后在光学偶极阱中重新捕获原子的概率。然后，将数据拟合到蒙特卡洛模拟中，其中温度 T 是唯一的自由参数。温度决定阱中原子的初始位置和速度分布。图3展示了原子经过绝热冷却（光镊功率降低至原来的十分之一）后进行此类测量的结果。数据拟合结果对应的温度为 $T = 6.6(10)$ 微开尔文。请注意，测量是在原子的基态下进行的。里德伯激发本身会使原子受到约 $6\ \mathrm{mm}\cdot\mathrm{s}^{-1}$ 的反冲，即相当于温度为 7 微开尔文的原子的热速度的 ≈ 0.23 倍。

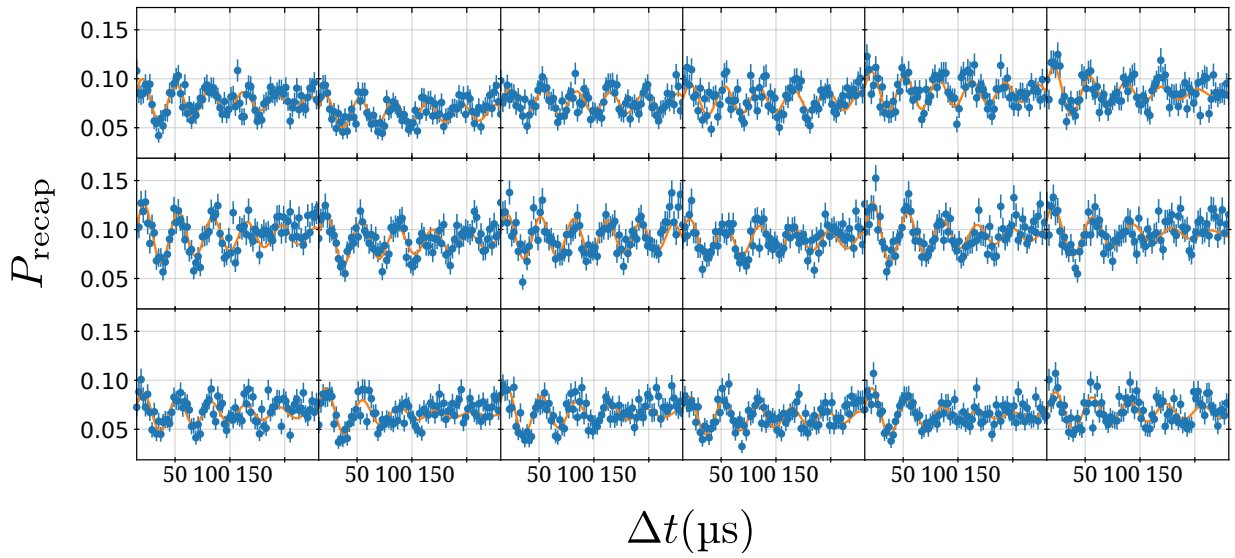

图4. 对应于测量 BOB阱中原子振荡频率的各个信号，见稿件中的图4。再捕获概率随延迟时间 Δt 的变化（见稿件）。

图中绘出了与图4所示测量相对应的各个信号。橙色线表示使用阻尼正弦波对数据进行的拟合。稿件图4中的红线是这些拟合的平均值。所得振荡频率列于稿件图4的拼图中。