通过电路中操作在中性原子电路中维持高保真量子逻辑

Rui Lin[1,2,3,*], You Li[1,2,3,*], Le-Tian Zheng[1,2,3,*], Tai-Ran Hu[1,2,3], Si-Yuan Chen[1,2,3], Hong- Ming Wu[1,2,3], Yu-Chen Zhang[1,2,3], Hao-Wen Cheng[1,2,3], Yu-Hao Deng[1,2,3], Zhan Wu[1,2,3],Ming-Cheng Chen[1,2,3], Jun Rui[1,2,3], Chao-Yang Lu[1,2,3], Jian-Wei Pan[1,2,3]

[1]中国科学技术大学合肥微尺度物质科学国家实验室及现代物理系，中国，合肥 230026

[2]中国科学技术大学上海分部、中国科学院量子信息与量子物理卓越创新中心，中国，上海 201315[3]上海量子科学研究中心，中国，上海 201315

电子邮箱：cylu@ustc.edu.cn，pan@ustc.edu.cn

容错量子计算[1–4] 的实现，取决于能否执行深量子电路，同时始终将门保真度维持在纠错阈值之上。尽管中性原子阵列近期已展现出高保真度双量子比特门[5–10] 以及早期逻辑量子处理器[11–16]，但由于运动加热和原子损失的累积影响，要在深层重复电路中持续保持如此高的性能，仍是一项艰巨挑战。在此，我们展示了一种可持续的中性原子框架，通过整合一系列硬件高效的电路中操作，克服了这些限制。我们报告了一种双量子比特受控逻辑门，其原始保真度为 99.60(1)%；通过非破坏性擦除检测，保真度进一步提升至 99.81(1)%。至关重要的是，通过在电路中实施拉曼边带冷却[17,18] 和量子比特重新初始化，我们证明，在多个运行轮次中，门保真度可维持在 ~99.8% 的水平，且未观察到性能下降。通过在运行过程中主动管理系统的内部熵和运动熵，我们的原位可刷新架构为执行大规模连续量子纠错所需的重复综合征提取循环提供了一条关键途径。

迈向容错量子计算[1–4] 的路线图要求在两个关键维度上实现扩展：量子比特数量和量子电路深度。近年来，中性原子阵列[19,20] 利用其可重构连接性[21] 和可扩展性，在千原子处理器[22–24] 和早期逻辑操作[11–16]方面取得了显著进展。随着这些系统从

原理验证演示转向实用的大规模算法，第二个维度——在较长的电路深度下维持高性能——便成为主要瓶颈。

在当前的中性原子架构中，纠缠门的保真度通常由里德堡相互作用介导，并与原子的运动态相关。在执行深电路期间，重复的门操作和光子散射不可避免地会导致运动加热不断累积以及原子损失。这种熵的累积会形成一种“热衰减”机制：若没有主动的刷新协议，随着电路推进，门保真度会迅速下降。因此，迄今为止，即使是最先进的实验演示，也大多局限于浅电路或少数几个纠错周期[11–16]，往往需要终止并重新启动电路——通过重新装载整个阵列并进行电路外冷却——来重置系统的熵[11,12,14,16]。这对持续、长期的量子操作构成了重大障碍。

在此，我们通过展示一种可刷新中性原子框架，克服了这一“深度障碍”，使深电路中的高保真量子逻辑得以维持。如图 1所示，我们的方法将一套硬件高效的电路中操作——包括原位拉曼边带冷却、量子比特重新初始化和非破坏性擦除检测——直接集成到功能门序列中。我们的实验首先将单个 ^{87}Rb 原子装载到由程序控制的 852纳米光镊阵列中，随后将其重新排列成由五对彼此充分隔离的原子对组成的构型。组装完成的原子随后使用 D2 Λ增强灰色光黏团进行冷却[25] 至

~8 μK，并置于1-mK深的陷阱中。

物理量子比特编码在超精细钟态 $|0\rangle = |F = 1, m_F = 0\rangle$ 和 $|1\rangle = |F = 2, m_F = 0\rangle$ 中，具有较长的相干时间。我们通过依次进行光学抽运、拉曼转移和拉曼辅助抽运[5,26]，，将所有原子制备到 $|0\rangle$ 态，保真度为 >99%。在钟态流形内使用拉曼激光脉冲[27] 驱动相干单量子比特旋转，达到 99.97% 的保真度。

纠缠通过里德堡相互作用实现。我们将原子激发到里德堡态 $|70S_{1/2}\rangle$，采用双光子跃迁（420+1013 nm），实现的拉比频率为 $\Omega/2\pi = 5$ MHz，中间态失谐为 $\Delta/2\pi$ =9.1 GHz（见图 2a 和 2b）。双量子比特受控-Z门通过参数化时间最优脉冲[5,28]（图 2c）实现：420-nm 里德堡激光采用正弦曲线进行相位调制，同时保持强度不变。我们优化相位曲线中的参数，并使用全局回波随机基准测试序列（图 2d）提取量子门性能。该流程实现了 99.60(1)% 的双量子比特量子门保真度（图 2e）。

为了深入了解量子门的误差预算并找出进一步优化的途径，我们建立了一个理论模型，用以描述里德堡门操作的底层动力学（见方法）。分析表明，相当一部分不保真度表现为原子损失，这主要是由于门演化不完美或黑体辐射引发的跃迁导致残余里德堡态布居，

这些原子随后被光镊排出。这些发现凸显了测量方案能够识别这些损失事件的重要性，从而将物理损失转化为具有已知位置的擦除错误[29–31]，而这在量子纠错（QEC）中更容易处理。此外，为了在深量子电路中维持性能，这种测量必须是非破坏性的，并兼容电路中途操作[32–34]，从而为后续刷新操作（如电路内冷却和重新初始化）提供必要条件。

我们的损失分辨测量采用两阶段成像方案，首先进行态选择成像以选出亮态，随后进行态无关成像以确定原子存活情况。在第一阶段，我们进行态选择成像[35,36]，利用闭合跃迁 $|F=2,m_F=2\rangle \rightarrow |F'=3,m_F'=3\rangle$，并使用反向传播的 σ^+-偏振成像光束，同时施加有限磁场（图 3a）。能级分裂和偏振选择可将这一闭合跃迁清晰地分离出来。处于 $|1\rangle$ 的原子会迅速被泵浦至拉伸态$|F=2, m_F=2\rangle$并持续散射光子，而处于 $|0\rangle$的原子则保持暗态。由于这一阶段仅开启多普勒冷却，因此必须精心设计成像条件，以抑制原子加热和损失。为此，我们策略性地让光镊和成像光束以反相方式交替开关，从而避开排斥性的激发态光移，并减小动量展宽[37]。我们还将光镊深度提高至 2.5 mK，以提升原子存活率。

在第二阶段，我们使用兼容电路中操作的偏振梯度冷却（PGC）配置，判定原子是否存在或已损失[13]（图3b）。传统的

PGC方法在有限磁场下会失效，而磁场是电路中操作不可或缺的要求。为解决这一问题，我们采用具有相对失谐的一维反向传播$\sigma^+ + \sigma^-$光束，从而恢复有效的PGC冷却和成像。使用人工智能模型处理两个阶段的荧光图像（方法）。这两个阶段共同实现了无损且兼容电路中操作的测量，能够分辨 $|0\rangle$、 $|1\rangle$以及原子损失，状态分辨保真度达到98.9%，原子存活概率达到99.7%（图3c；方法）。

将这种损失分辨测量机制整合到基准测试中，可以表征纠缠门的固有性能。通过后选择量子门操作后两个原子仍被囚禁的实验试次，我们有效地将损失错误转换为可检测的擦除事件。这使经损失校正的CZ门保真度达到99.81(1)%（图3d），显著高于99.60(1)%的原始保真度。这一结果不仅为中性原子纠缠门确立了新的基准，也凸显了利用擦除转换进行量子纠错的潜力，因为获知损失位置可以显著放宽容错阈值。

为了展示深电路架构中高保真逻辑的可持续性，我们实施了一种重复基准测试协议，其中包含一个循环序列：原子冷却与初始化、门操作以及非破坏性测量；随后，该序列返回冷却与初始化阶段，开始下一轮。 如前所述，累积加热预计会

使多轮逻辑操作中的门性能下降。我们通过在不进行主动电路中冷却的情况下反复进行随机基准测试，对此进行了实证验证；从第二轮开始，量子门保真度下降了 ~0.3%（图4c）。即使采用局域灰 molasses 冷却（见方法）——一种类似于有限磁场下偏振梯度冷却成像的技术——也观察到类似的性能下降（图4c），这表明需要一种更稳健的熵移除机制来刷新系统状态。

为解决这一问题，我们开发了一种电路中途拉曼边带冷却（RSC）协议，可有效地同时刷新量子比特的运动状态和内态。一般而言，RSC 通过反复进行运动能级之间的红边带跃迁，并穿插耗散性光学抽运，以降低平均声子数；原则上，这种方法可以将原子冷却至接近三维运动基态。我们 RSC 协议（图 4a）的一个显著特点是，直接在钟态 $|1,0\rangle$ 和 $|2,0\rangle$ 之间驱动拉曼边带跃迁——这种配置在中性原子RSC实现中较少采用[17,18,38]。这一选择使冷却过程本质上不易受到 磁场和矢量光频移的空间不均匀性及波动影响，从而确保原子阵列中的性能均匀一致。通过拉曼辅助抽运回到 $|1,0\rangle$，冷却循环得以闭合；这一过程同时重新初始化量子比特内态，并实现集成式的电路中途“冷却并重置”操作。

采用这种电路中边带冷却协议后，我们通过多轮重复电路执行，对 CZ 门的性能进行基准测试。 RSC 的有效性

体现在重复基准测试过程中始终一致的边带谱上。在全部五轮操作中，径向和轴向的平均声子数均达到 $n;\ \approx 1$ （图 4b）。这种持续的冷却性能确保里德堡门在多普勒效应及其他运动退相干得到有效抑制的状态下运行。因此，如图 ~99所示，经过损失校正的 CZ 门保真度在连续五轮操作中始终保持高度一致，为 .8%（图 4c）。从“单次”演示转向持续的电路级操作，证明了通过在电路中途有效刷新运动状态和内态，可以在深层量子电路的执行过程中维持中性原子纠缠门的性能。

总而言之，我们通过整合一套全面的电路中操作，展示了一种可持续架构，可在深层中性原子电路中实现高保真量子逻辑。展望未来，在原位“刷新”量子处理器的能力，为大规模容错量子计算奠定了一项关键基础。通过确保原子在整个计算过程中保持近基态运动状态，我们的架构为执行拓扑码（例如表面码）所需的重复综合征提取循环，提供了一条稳健的途径。

本文所展示的熵重置策略可直接扩展至分区布局[11,13], ，其中相干输运[21] 与局域寻址能够自然地实现对辅助量子比特的独立刷新。除此之外，我们的方法本质上与基于量子隐形传态的量子比特替换[39,40], 兼容，从而提供一种高效

的数据量子比特刷新路径，即将量子信息转移到新制备的原子上。这种持续的低熵运行状态，为能够自主且连续进行量子纠错的下一代中性原子处理器铺平了道路。

~~参考文献~~

1. Shor, P. W. 容错量子计算。载于第*37*届计算机科学基础会议论文集，56–65页（IEEE计算机学会出版社，美国佛蒙特州伯灵顿，1996年）。doi:10.1109/SFCS.1996.548464。

2. Fowler, A. G., Mariantoni, M., Martinis, J. M. & Cleland, A. N. 表面码：迈向实用的大规模量子计算。《物理评论*A*》 **86**, 032324 (2012年)。

3. Campbell, E. T., Terhal, B. M. & Vuillot, C. 通往容错通用量子计算之路。《自然》 **549**, 172–179 (2017年)。

4. Preskill, J. 含噪声中等规模量子时代及其之后的量子计算。*Quantum* **2**, 79 (2018年)。

5. Evered, S. J. 等 中性原子量子计算机上的高保真并行纠缠门。《自然》 **622**, 268–272 (2023年)。

6. Peper, M. 等 用于高保真双量子比特门的 ^{171}Yb里德伯态光谱学与建模。*Phys. Rev. X* **15**, 011009 (2025年)。

7. Tsai, R. B.-S., Sun, X., Shaw, A. L., Finkelstein, R. & Endres, M. 高保真里德堡纠缠门的基准测试与保真度响应理论。*PRXQuantum* **6**, 010331（2025年）。

8. Muniz, J. A. 等 ^{171}Yb 基态核自旋量子比特中的高保真通用门。*PRX Quantum* **6**, 020334（2025年）。

9. Radnaev, A. G. 等 采用单独光学寻址和无损读出的通用中性原子量子计算机。*PRX Quantum* **6**, 030334（2025年）。

10. Senoo, A. 等 原子阵列中的高保真纠缠与相干多量子比特映射。预印本, https://doi.org/10.48550/arXiv.2506.13632（2025年）。

11. Bluvstein, D. 等 基于可重构原子阵列的逻辑量子处理器。《自然》 **626**, 58–65（2024年）。

12. Sales Rodriguez, P. 等 逻辑魔态蒸馏的实验演示。《自然》 **645**, 620–625（2025年）。

13. Bluvstein, D. 等 用于通用量子计算的容错中性原子架构。《自然》 **649**, 39–46（2026）。

14. Reichardt, B. W. 等 使用中性原子处理器实现容错量子计算。预印本, https://doi.org/10.48550/arXiv.2411.11822（2025年）。

15. Muniz, J. A. 等 在中性原子量子计算机上通过重复复用辅助量子比特实现逻辑计算。*Phys. Rev. X* **15**, 041040 (2025年)。

16. Rines, R. 等 融合运动与原位纠缠的逻辑架构演示：Shor算法、常数深度CNOT梯与多超立方体码。预印本见 https://doi.org/10.48550/arXiv.2509.13247 (2025年)。

17. Kaufman, A. M.、Lester, B. J.与Regal, C. A. 将光镊中的单原子冷却至其量子基态。*Phys. Rev. X* **2**, 041014 (2012年)。

18. Thompson, J. D., Tiecke, T. G., Zibrov, A. S., Vuletić, V. & Lukin, M. D. 相干性

与光镊中单原子的拉曼边带冷却。《物理评论快报》 **110**, 133001 (2013)。

19. Endres, M. 等 无缺陷一维冷原子阵列的逐原子组装。《科学》 **354**, 1024–1027 (2016年)。

20. Barredo, D., De Léséleuc, S., Lienhard, V., Lahaye, T.与Browaeys, A. 无缺陷任意二维原子阵列的逐原子组装器。《科学》**354**, 1021–1023 (2016年)。

21. Bluvstein, D. 等 基于纠缠原子阵列相干输运的量子处理器。《自然》 **604**, 451–456 (2022年)。

22. Lin, R. 等 数千个无缺陷中性原子阵列的人工智能赋能并行组装。《物理评论快报》 **135**, 060602 (2025年)。

23. Chiu, N.-C. 等 相干3000量子比特系统的连续运行。《自然》**646**, 1075–1080 (2025年)。

24. Manetsch, H. J. 等 一个包含6100个高相干原子量子比特的光镊阵列。《自然》 **647**, 60–67（2025年）。

25. Rosi, S. 等 Λ增强的铷-87原子D_2 跃迁灰色摩尔斯。《科学报告》 **8**, 1301（2018年）。

26. Levine, H. 等 中性原子高保真多量子比特门的并行实现。《物理评论快报》 **123**, 170503 （ 2019 ）。

27. Levine, H. 等 用于超精细量子比特可扩展拉曼驱动的色散光学系统。《物理评论*A*》 **105**, 032618（2022）。

28. Jandura, S. & Pupillo, G. 里德堡原子的时间最优双量子比特门和三量子比特门

原子。*Quantum* **6**, 712 (2022)。

29. Wu, Y., Kolkowitz, S., Puri, S. & Thompson, J. D. 碱土里德堡原子阵列中用于容错量子计算的擦除转换。《自然-通讯》**13**, 4657 (2022).

30. Ma, S. 等 原子量子比特中的高保真门和中途擦除转换。《自然》 **622**, 279–284 (2023).

31. Scholl, P. 等 高保真里德伯量子模拟器中的擦除转换。《自然》 **622**, 273–278 (2023).

32. Deist, E. 等 中性原子阵列中的中途腔测量。《物理评论快报》 **129**, 203602 (2022).

33. Lis, J. W. 等 使用*omg*架构在中性原子阵列中进行中途操作。*Phys. Rev. X* **13**, 041035 (2023).

34. Norcia, M. A. 等 在 ^{171}Yb 原子阵列中进行中途量子比特测量与重排。*Phys. Rev. X* **13**, 041034 (2023年)。

35. Martinez-Dorantes, M. 等 在光学势中对中性原子寄存器进行快速无损并行读出。《物理评论快报》 **119**, (2017年)。

36. Kwon, M., Ebert, M. F., Walker, T. G. & Saffman, M. 对多个原子量子比特进行并行低损耗测量。《物理评论快报》 **119**, (2017年)。

37. Su, L. 等 光晶格阵列的快速单原子成像。《自然-通讯》 **16**, (2025年)。

38. Yu, Y. 等 兰姆-迪克区域之外的运动基态冷却。《物理评论*A*》 **97**, 063423（2018年）。

39. Perrin, H.、Jandura, S. & Pupillo, G. 可抵御原子损失的量子纠错。*Quantum* **9**，1884（2025年）。

40. Baranes, G. 等人在容错量子算法中利用量子比特丢失探测。*Phys. Rev. X* **16**, 011002 (2026)。

图——

图 1 | 通过电路中操作在深电路中维持高保真量子逻辑。 可刷新中性原子架构沿量子比特数（纵轴）与电路深度（横轴）扩展的示意图。随着量子电路的推进，重复的门操作和光子散射导致运动加热与熵累积不断叠加。这种“热衰减”机制会迅速降低门性能，图中以物理量子比特（圆圈）和逻辑门（矩形）的颜色从冷的高保真态（蓝色）向受热的低保真态（红色）转变加以直观呈现。为应对这一问题，我们集成了一套硬件高效的电路中操作——包括非破坏性测量（分辨 |0、 |1以及原子损失）、原位拉曼边带冷却和量子比特重新初始化——以主动去除累积的熵。通过在电路中途有效刷新运动态与内态，处理器恢复到低熵、高保真区间（回到蓝色），从而实现深电路的连续、可持续执行。

图 2 | 里德堡介导纠缠门。 a, 里德伯激发方案。处于|1的原子通过中间态 $|e =$ 与里德伯态 $|r = *70S_{1/2}$-耦合

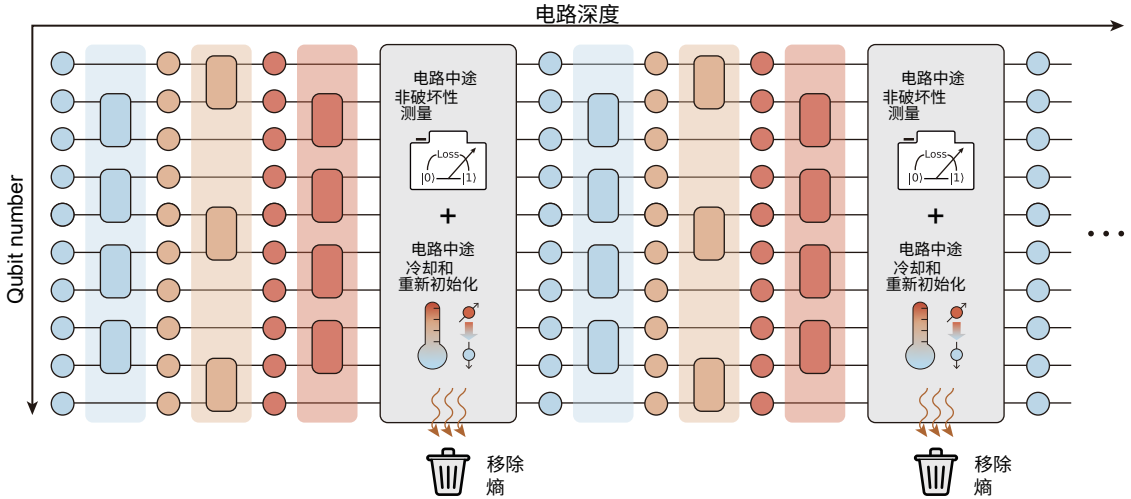
*$6P_{3/2}$-，使用 420 纳米和 1013 纳米激光场，中间态失谐为$\Delta/2\pi = 9.1$ GHz。 **b,** |1与 |r之间的相干拉比振荡，拉比频率为 $\Omega/2\pi = 5$ MHz。 **c,** 时间最优 CZ 脉冲。420 纳米里德堡激光采用正弦曲线进行相位调制（橙色线），其强度保持恒定（蓝色线）。**d,** 全局回波随机基准测试序列。随机单量子比特旋转$R_{ran,}$ 从 Haar 随机分布中抽取，并预先计算最终旋转 R_f ，以使布居数理想情况下返回初始态 |00。在两个 CZ 门之间插入一个全局 X 脉冲，以抵消单量子比特相位。对于每个 CZ 门数量，应用一组包含 32 个单量子比特旋转的操作，以解耦单量子比特误差。**e,** CZ门保真度。基准测试结果显示，返回概率 $P_{|00\rangle}$ 随 CZ 门数量变化而衰减。通过指数拟合（渐近值固定为 0），我们得出 CZ门保真度为 99.60(1)%。误差棒表示一个标准差。我们还进行了更严格的无回波随机基准测试序列，得到了一致的结果（见方法）。

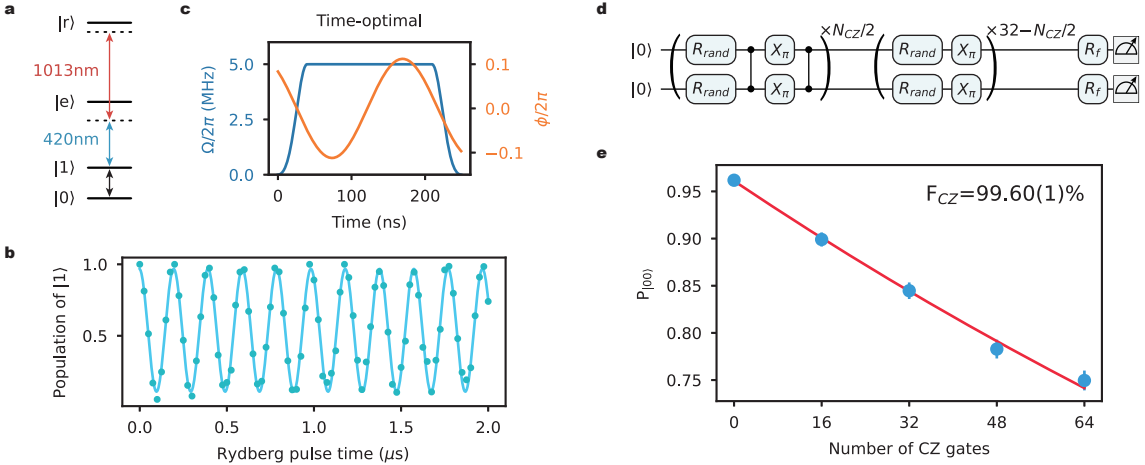
图 3 | 通过损失分辨测量实现损失校正 CZ 门。 a, 态选择性闭合跃迁成像。在 σ^+ 偏振成像光驱动下，处于 |1 的原子会迅速泵浦至拉伸态 $|F = 2, m_F = 2,$ 并经历循环跃迁至 $|F' = 3, m_F' = 3,$ 持续散射光子。处于 |0 的原子则保持暗态。 **b,** 电路中途 PGC 成像。 为了在有限磁场 B 下工作，施加频率偏移为 $\pm \mu_B g_F B \hbar$ 的反向传播 σ^+ 和 σ^- 光束（其中 μ_B 为玻尔磁子， g_F 为朗德因子），从而恢复有效的 PGC 冷却和成像。**c,** 两阶段成像关联

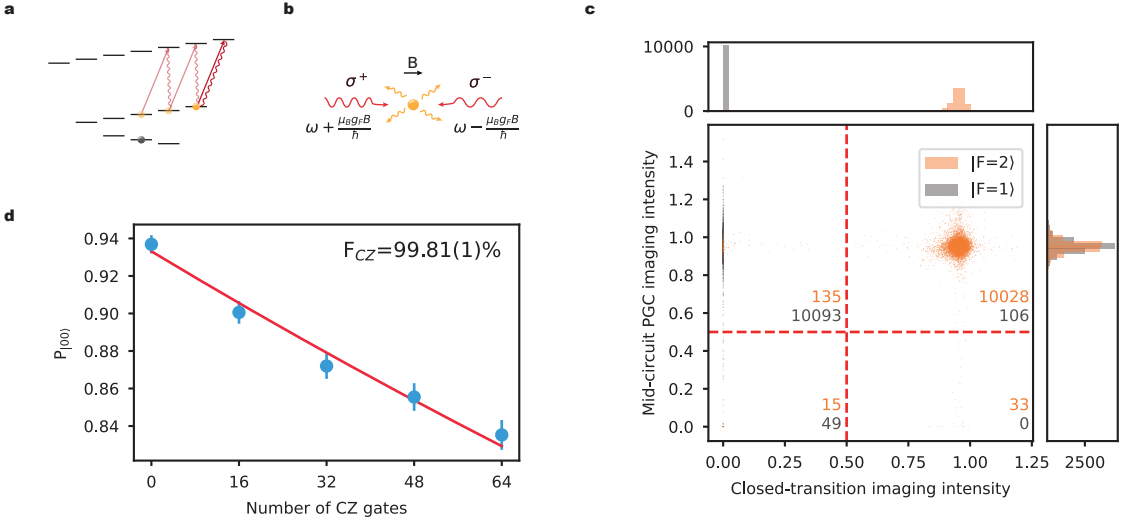
损失分辨测量。 我们展示了闭合跃迁成像（第一阶段，横轴）和电路中途 PGC 成像（第二阶段，纵轴）的成像强度 散点图（经 AI 处理；方法）， 边缘分布显示在侧边面板中。数据采集时，原子制备在 $|F = 2$（橙色）和 $|F = 1$（灰色）态。红色虚线表示分类阈值。数据簇清楚地区分了量子比特态 |1（右侧）、 |0（左上）和原子损失（左下），各区域均标出了事件计数。**d,** 损失校正后的 CZ 门保真度。 通过后选择两个原子均仍被俘获的实验，我们提取出 99.81(1)% 的损失校正后的 CZ 门保真度（指数拟合；渐近值固定为 1/4）。误差棒表示一个标准差。

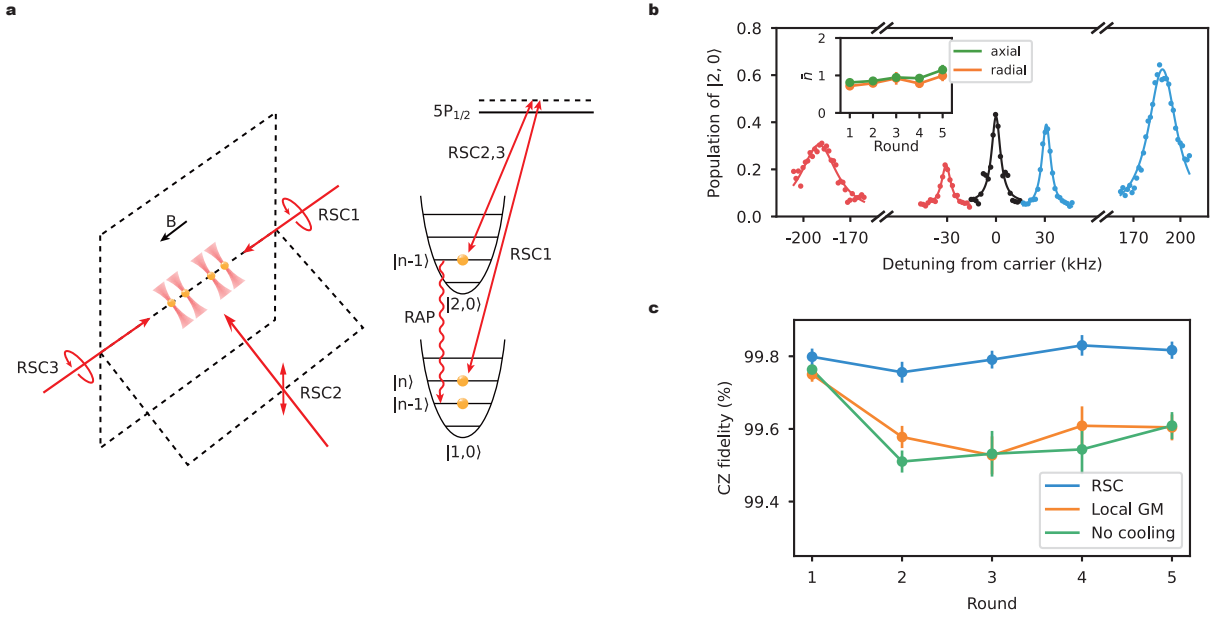
图 4 | 在多个电路中途轮次中维持 CZ 门。a, 拉曼边带冷却（RSC）配置。 左：三个 RSC 光束（RSC1–3）相对于原子阵列和磁场的几何布局及偏振。RSC1 和 RSC3 作用于径向运动模；RSC1 和 RSC2 同时作用于径向和轴向运动模。右：RSC 协议的能级图。拉曼边带跃迁在钟态 |1,0 和 |2,0 之间直接驱动，每个冷却循环移除一个声子（$|n \rightarrow |n-1$）。通过拉曼辅助抽运（RAP）回到 |1,0，完成循环。**b,** 持续的 RSC 性能。 图中展示了一个具有代表性的拉曼边带谱，其中五个特征清晰分辨：载波（黑色）中心位于零失谐处，内侧（外侧）边带对应轴向（径向）运动模。 两种运动模的红边带与蓝边带之间明显的不对称表明冷却效率很高。插图显示提取的平均声子

数 n；轴向（绿色）和径向（橙色）运动模的平均声子数维持在 n； ≈ 1在全部五个电路中途轮次中均保持稳定。**c,** CZ 门保真度的持续性。在三种不同条件下，对连续五个电路中途轮次中的损失校正 CZ 门保真度进行了测量。采用电路中边带冷却（蓝色）时，门保真度始终维持在 ~99.8%，未见明显下降。相比之下，采用局域灰 molasses（Local GM，橙色）或未进行主动冷却（绿色）时，门保真度从第二轮起便显著下降。误差棒表示指数拟合的标准误差。


电路深度
Qubit number
电路中途
非破坏性
测量
Loss
|0⟩
|1⟩
+
电路中途
冷却和
重新初始化
移除
熵
电路中途
非破坏性
测量
Loss
|0⟩
|1⟩
+
电路中途
冷却和
重新初始化
移除
熵


a
|r⟩
1013nm
|e⟩
420nm
|1⟩
|0⟩
c
Time-optimal
Ω/2π (MHz)
5.0
2.5
0.0
0.1
0.0
−0.1
ϕ/2π
0
100
200
Time (ns)
b
Population of |1⟩
1.0
0.5
0.0
0.5
1.0
1.5
2.0
Rydberg pulse time (μs)
d
|0⟩
|0⟩
R_rand
X_π
×N_CZ/2
×32−N_CZ/2
R_f
e
F_CZ=99.60(1)%
P_|00⟩
0.95
0.90
0.85
0.80
0.75
0
16
32
48
64
Number of CZ gates


a
b
B
σ^+
σ^-
$\omega + \frac{\mu_B g_F B}{\hbar}$
$\omega - \frac{\mu_B g_F B}{\hbar}$
c
10000
0
1.4
1.2
1.0
0.8
0.6
0.4
0.2
0.0
Mid-circuit PGC imaging intensity
|F=2⟩
|F=1⟩
135
10093
10028
106
15
49
33
0
0.00
0.25
0.50
0.75
1.00
1.25
2500
Closed-transition imaging intensity
d
F_{CZ}=99.81(1)%
$P_{|00\rangle}$
0.94
0.92
0.90
0.88
0.86
0.84
0
16
32
48
64
Number of CZ gates


a
B
RSC1
RSC3
RSC2
5P1/2
RSC2,3
RSC1
|n-1⟩
|2,0⟩
RAP
|n⟩
|n-1⟩
|1,0⟩
b
Population of |2, 0⟩
0.8
0.6
0.4
0.2
0.0
-200
-170
-30
0
30
170
200
Detuning from carrier (kHz)
axial
radial
n̄
Round
c
CZ fidelity (%)
99.8
99.6
99.4
RSC
Local GM
No cooling
1
2
3
4
5
Round