# 中性原子量子计算机上的高保真并行纠缠门

*Simon J. Evered*[1]、*、*Dolev Bluvstein*[1]、*、*MarcinKalinowski*[1]、*、*Sepehr Ebadi*[1]，、*Tom Manovitz*[1]，、*Hengyun Zhou*[1,2]，、*Sophie H. Li*[1]，、*Alexandra A. Geim*[1]，、*Tout T. Wang*[1]，、*Nishad Maskara*[1]，、*Harry Levine*[1]、†、*Giulia Semeghini*[3]，、*Markus Greiner*[1]，、*VladanVuleti´c*[4]，和*Mikhail D. Lukin*[1]

[1]*Department of Physics*、 *Harvard University*、 *Cambridge*、 *MA 02138*、 *USA*[2] *QuEra Computing Inc.*、 *Boston*、 *MA 02135*、 *USA*[3] *John A. Paulson School of Engineering and Applied Sciences*、 *Harvard University*、 *Cambridge*、 *MA 02138*、 *USA*

[4]*Department of Physics and Research Laboratory of Electronics*、*Massachusetts Institute of Technology*、 *Cambridge*、 *MA 02139*、 *USA*

* *These authors contributed equally to this work*

† *Current affiliation: AWS Center for Quantum Computing, Pasadena, CA 91125.*

arXiv:2304.05420v1 [quant-ph] 11 Apr 2023

以可扩展的方式执行低错误率纠缠量子操作的能力，是实现有用量子信息处理的核心要素 [1]。中性原子阵列近期已成为一种前景广阔的量子计算平台，其特点是能够对数百个量子比特进行相干控制 [2, 3] ，并在灵活、可动态重构的架构中实现任意两点间的门连接性 [4]。目前亟待解决的主要挑战，是降低由里德堡相互作用介导的纠缠操作中的错误 [5]。本文报告了双量子比特纠缠门的实现，在最多 60 个原子上并行运行时保真度达到 99.5%，超过了纠错所需的表面码阈值 [6, 7]。我们的方法采用基于最优控制的快速单脉冲门 [8]„ 利用原子暗态减少散射 [9], ，并改进里德堡激发和原子冷却 [10]。我们通过多种基于重复施加量子门的方法对保真度进行基准测试 [11, 12]„ 表征物理误差来源，并概述未来的改进方向。最后，我们将该方法推广至设计涉及更多量子比特的纠缠门，并通过实现低错误率三量子比特门予以验证 [13, 14]。这些进展使高连接性、可扩展系统能够实现高保真运行，为大规模实现量子算法 [15], 、纠错电路 [7],和数字模拟 [16]奠定了基础。

错误限制了当前量子器件的计算能力，必须将错误率降至足够低，才能实现高效的量子纠错。尤其是，双量子比特门的错误率必须低于 1%（即保真度高于 99%），才能超越量子纠错阈值 [7]。此外，在扩大系统规模的同时，保持如此低的错误率、高度并行的控制能力和高度连通性，对于实现大规模量子计算机至关重要。早期，人们已在彼此独立的量子比特对上实现了高保真度的纠缠操作 [17–20], ，但直到最近，这些技术才扩展到更大的系统中。最先进的成果包括：在 72量子比特超导芯片上实现了 99.4% 的保真度 [21]，以及在 31离子链上实现了 99.4–99.6% 的保真度 [22]。在保持低错误率和高效控制的同时，将这些系统扩展至更多量子比特，是令人振奋的前沿方向 [23, 24], ，但也带来了大量平台特有的科学与工程挑战。

近年来，中性原子阵列已成为一种前景广阔的量子处理平台，能够对数百个量子比特进行相干控制 [2, 3], 用于模拟量子系统的模拟。该平台还具有灵活的动态可重构架构 [4], ，可在任意连接关系的中性原子量子比特之间，以高度并行的方式执行纠缠操作。尽管这些能力为大规模数字模拟 [1] 以及使用经纠错量子比特进行计算 [7], 带来了独特机遇，但该领域面临的主要挑战一直是将双量子比特门保真度大幅提升至此前展示的 ≈ 975% 之上 [5, 25]。在本文中，我们通过实验实现了保真度为 99.5% 的双量子比特受控相位（CZ门），并行作用于多达 60 个中性原子量子比特，使门保真度差距缩小至与其他最先进平台相当的水平 [21, 22, 24, 26]。这项进展得益于采用一系列最优量子门方案 [8] ，这些方案依赖里德伯阻塞机制，能够抵御实验缺陷和自发散射；同时，我们还实施了多种实验工具，以克服此前占主导地位的误差来源。为表征双量子比特门，我们采用多种互补的基准测试方法，通过重复施加量子门进行测量，所得结果均一致。最后，我们将这些技术推广至涉及更多量子比特的纠缠操作，并通过实验实现了并行、高保真的三量子比特纠缠门。

## 中性原子纠缠门

在我们的方法中，量子信息编码在长寿命的 $m_F = 0$ 超精细量子比特 [27], 中，并通过拉曼激光器脉冲 [28]驱动高保真度（>99.97%）相干单量子比特旋转。纠缠操-

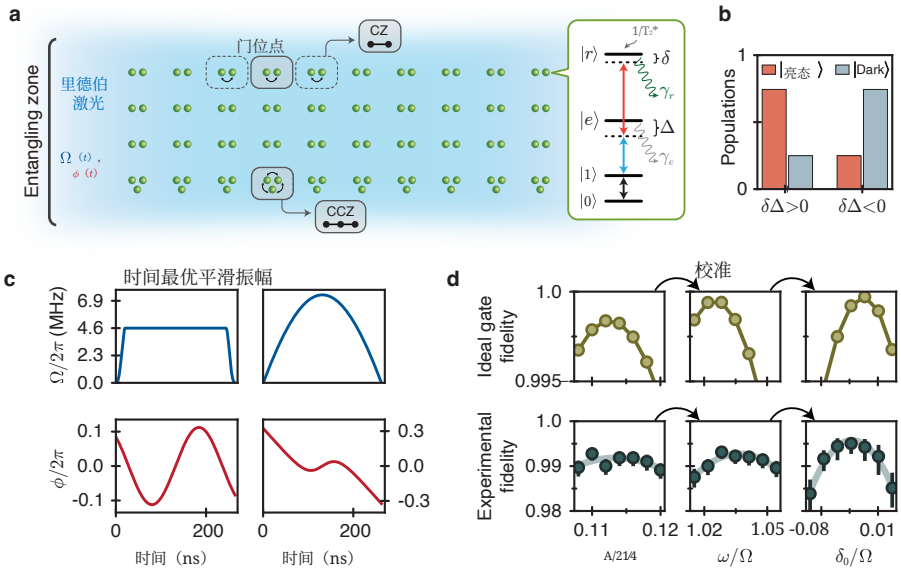



图1. **在中性原子量子计算机上并行实现高保真度纠缠门。a,** 将原子排列在指定的门位点，通过施加全局里德堡激光脉冲，使其经由里德堡阻塞相互作用，从而实现纠缠门。通过调制驱动双光子里德堡激发第一步跃迁的激光的拉比频率 $\Omega(t)$ 和相位 $\phi(t)$ 曲线，可实现双量子比特门或三量子比特门。插图：量子比特态为 $|1\rangle$ 的原子经由中间激发态 $|e\rangle$ 激发至里德堡态 $|r\rangle$，而处于 $|0\rangle$ 的原子不会被激发。主要门错误来源包括里德堡态衰减 $\gamma_r$、中间态散射 $\gamma_e$ 和里德堡退相干 $T_2^*$。**b,** 里德堡门过程中亮态和暗态布居数的平均值数值比较。在门操作开始时选择符号相反的中间态失谐（$\Delta$）和双光子失谐（$\delta$），可使暗态布居最大化，从而最大限度地降低中间态散射误差。**c,** 纠缠门通过单个里德堡激光脉冲实现，该脉冲具有平滑的相位调制 $\phi(t)$，其斜率对应于双光子失谐 $\delta(t)$。少数全局参数即可表征该门，因此可实现多种门，包括参数化的时间最优CZ门 [8] 和平滑振幅CZ门。**d,** 门校准序列示例。调节参数化时间最优门相位曲线 $\phi(t) = A\cos(\omega t - \varphi) + \delta_0 t$ ) 中的各个参数，即可快速、简便地完成全局校准（更多实验数据见扩展数据图6）。误差棒表示68%置信区间。

行通过将囚禁在单独光镊中的原子定位到指定的门位点，随后利用双光子跃迁将其态选择性激发至高度激发的原子里德堡态，从而并行执行（图1a）。此类量子操作中的误差可能源于中间原子态 $|e\rangle$的自发辐射、原子温度效应、门操作期间的里德堡态衰减（图1a插图），以及校准误差和激光噪声或非均匀性等实验缺陷。

我们通过结合依赖最优控制的量子门方案与实验改进来应对这些误差。我们的量子门实现方法受到 Jandura 和 Pupillo 最近提出的时间最优门的启发；该门利用针对单个激光脉冲数值优化得到的连续相位曲线 [8]，[8, 25, 29]（而非在两个激光脉冲之间施加离散相位跃变 [5]）。我们将这一量子门方案推广为一系列单脉冲门，它们只需少量可调门参数，包括一种由参数化正弦相位调制构成的时间最优门，以及另一种平滑振幅门（图1c，详情见方法部分）。

我们通过调节若干全局参数来校准这些量子门（图1d），从而增强其对实验误差的鲁棒性：即使存在诸如里德伯激光脉冲上升时间有限等系统性偏置（扩展数据图 5a），仍能找到一组最优门参数。我们还进一步优化控制脉冲，以抑制短寿命中间态的散射$|e\rangle$：通过尽量降低包含 $|e\rangle$ 的“亮”缀饰态（$|B\rangle \sim |1\rangle + \sqrt{2}\Omega_\Delta |e\rangle + |r\rangle$）的布居，并尽量提高不包含 $|e\rangle$ 的“暗”态（$|D\rangle \sim -|1\rangle + |r\rangle$）的布居（其中 $\Omega$ 是双光子拉比频率，$\Delta$ 是中间态失谐）[9, 30]。这一优化通过恰当选择中间态失谐与双光子失谐的相对符号（图1b），并对平滑振幅门进行平滑脉冲整形（扩展数据图 2）来实现。

我们的实验实现采用了文献 [2, 4], 中描述的装置，利用该装置将 $^{87}$Rb 原子重新排列成可编程、无缺陷的阵列。两项主要的实验升级有助于实现高保真度纠缠门操作。首先，我们抑制了

通过显著增加中间态失谐，同时保持较高的双光子拉比频率（$\Omega/2\pi = 4.6$ 兆赫兹），借助使用功率高十倍的激光激发至较低能级的（$n = 53$）里德堡态来实现，从而减少散射（扩展数据图1）。其次，为抑制原子速度和位置涨落引起的退相干，我们实施 Λ增强的灰色光黏团冷却 [10, 31] 并采用改进的光学抽运技术（方法），以实现更低的温度（径向声子占据数 $\bar{n} \approx 1-2$）。

### 纠缠门表征

为表征采用这种方法实现的 CZ门，我们通过将量子比特对排布在彼此分离的门位点上（图 2a），并施加全局里德伯激光和拉曼激光脉冲，制备由 10 对贝尔态组成的阵列。使用图 1c 中参数化的时间最优门，我们制备贝尔态 $|\Phi^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|00\rangle + |11\rangle)$ [5]，，随后通过测量 $|00\rangle$ 和$|11\rangle$的布居数，以及施加相位可变的全局单量子比特 $\pi/2$ 脉冲后两个原子的奇偶振荡幅度 $\langle\sigma_1^z\sigma_2^z\rangle$ 来表征该贝尔态（图 2b）。我们测得未经校正的贝尔态保真度为 98.0(2)%，比以往工作高出 ≈ 2%； [5],这已表明门保真度大幅提升。由于该贝尔态保真度似乎主要受态制备与测量（SPAM）误差限制（方法），为更系统地表征纠缠门的保真度，我们对量子比特对施加奇数个 CZ门组成的脉冲序列，使其反复纠缠和解纠缠，随后表征最终得到的贝尔态的保真度（图 2c） [26, 32]。我们将下降的保真度拟合为指数衰减，从而提取出 CZ门的保真度 $F_{\mathrm{CZ}} = 99.52(4)\%$（图 2d）。

作为对门保真度的另一种独立表征，我们在一系列 CZ 纠缠门之间施加随机全局单量子比特旋转（图 3a）。这种方法对纠缠操作中涉及的不同状态取平均，类似于随机基准测试（数值比较见扩展数据图 3） [11, 12, 33, 34]。若门序列期间不存在误差，则通过精确计算得到的最终单量子比特操作可使量子比特对恢复到其初始 $|00\rangle$ 状态。在最多 20 个 CZ 门的序列中间施加随机单量子比特旋转，我们拟合状态保真度随 CZ 门数量增加而衰减的曲线，并提取出 $F_{\mathrm{CZ}} = 99.54(2)\%$（图 3b），与图 2d 中的贝尔态方法结果一致。这些方法不仅.....

两种方法在定量上相符，但在实践中，我们使用这种全局随机基准测试方法（扩展数据图 6）来优化量子门，并发现生成贝尔态的最佳参数恰好相同。在 CZ门过程中，量子比特还会获得单粒子相位；这种基准测试方法通过在成对 CZ门之间使用 $X$ 量子门来消除该相位（图 3a）。因此——

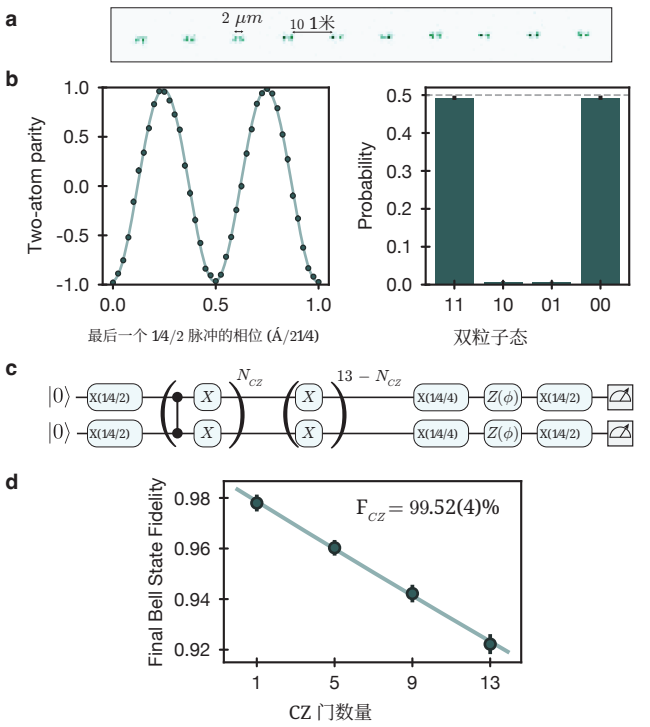



图2。**使用贝尔态表征的高保真CZ 门。a,** 在20个原子上并行实现参数化时间最优CZ门。**b,** 施加单个CZ门后的原始贝尔态测量，原始贝尔态保真度为98.0(2)%。我们估计经SPAM校正的保真度为99.4(4)%（未绘制，详情请参见方法）。**c,** 通过在单量子比特X门之间交错施加奇数个CZ 门后制备贝尔态，用于评估双量子比特门保真度的电路。**d,** 施加数量可变的CZ门后贝尔态保真度的衰减。通过指数拟合提取得到每个CZ门的保真度为99.52(4)%。（d）中的图表y轴经过SPAM校正因子重新缩放，该因子不影响所提取的门保真度（方法）。请注意，每个数据点执行的单量子比特门数量相同，因此无需对单量子比特误差进行归一化，这也使y轴截距减小。误差线表示68%的置信区间。

我们采用了第二种不使用这些 $X$ 量子门的全局随机基准测试方法，从而能够校准单粒子相位（用于校准图 2b 中的贝尔态测量），并进一步测得门保真度为 $F_{\mathrm{CZ}} = 99.48(2)\%$（扩展数据图 7）。

接下来，我们展示了门方法的通用性：各种脉冲轮廓都能实现高保真度 CZ门。具体而言，在图3b中，我们还实现并对平滑振幅门（图1c）进行了基准测试，获得了相近的保真度 $F_{\mathrm{CZ}} = 99.55(3)\%$。不同的门实现方案可针对特定用途进行定制；例如，即使采用失谐更小的激发，平滑振幅门也能强烈抑制散射，这有助于在以下情况下实现高门保真度——

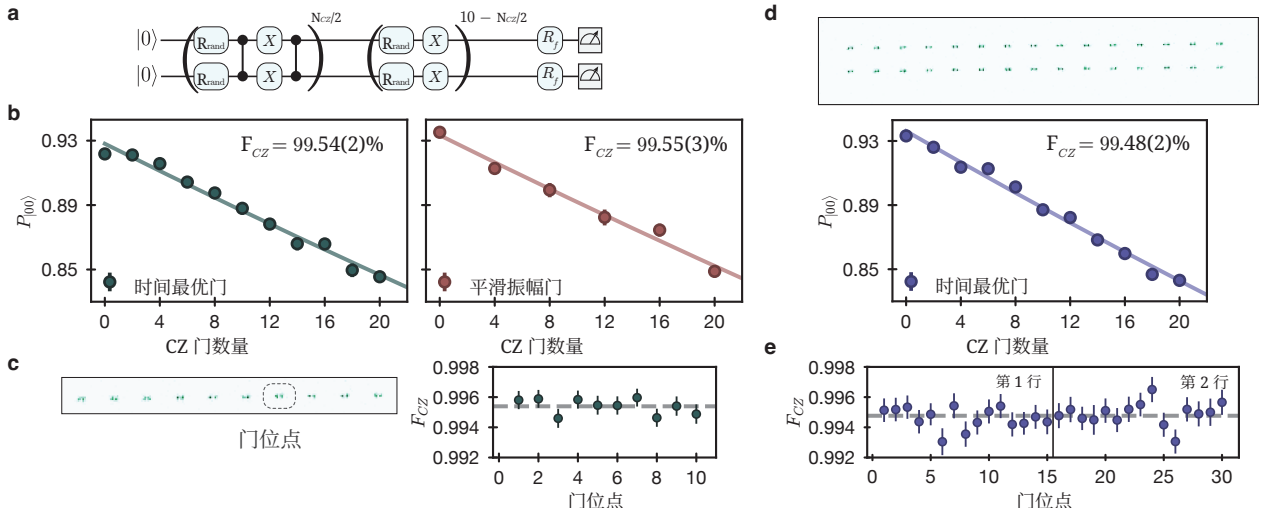



图 3. **CZ门的全局随机基准测试。a,** 用于通过全局随机基准测试评估双量子比特门保真度的电路，其中随机旋转 $R_{\mathrm{rand}}$ 从 Haar 随机分布中抽样（方法），并预先计算最终旋转 $R_f$，使其在不存在门错误时将布居恢复到初始乘积态 $|00\rangle$。每个数据点均应用全部 21 个单量子比特旋转，因此单量子比特操作的数量与双量子比特门的数量无关。**b,** 在 20 个原子上并行对 CZ 门进行基准测试。我们绘制初始乘积态的返回概率随所施加 CZ 门数量的变化曲线，分别针对参数化时间最优门和平滑振幅门进行测量，得到的保真度分别为 99.54(2)% 和 99.55(3)%。**c,** 在 10 个门位点上，提取的时间最优门保真度在统计误差范围内一致。**d,** 扩展至更大的系统后，我们测得在 60 个量子比特上并行实施的时间最优门具有相近的保真度 99.48(2)%。**e,** 逐个位点分析显示，两行上的量子门性能均匀且具有高保真度。

在激光强度受到限制的情况下。

### 扩展规模

接下来，我们探究该方法扩展到更大系统规模时的可扩展性。尽管所有校准和控制都是全局进行的，而不是针对单个门位点进行的，但我们发现，在统计误差范围内，时间最优门在10个独立门位点上的保真度保持不变（图3c）。阵列中这种均匀性的表现凸显了其内在的可扩展潜力：增加门位点不会增加校准开销。受此观察启发，在图3d中，我们通过使用更大的里德堡光束（同时保持相同的强度）将系统扩展至60量子比特系统，并实现了 $F_{\mathrm{CZ}} = 99.48$(2)%的门保真度，同时阵列具有良好的均匀性（图3e）。

为了理解持续扩展以及在更大系统规模中实现高保真度运行的要求，我们分析了系统中的物理误差来源。具体而言，我们将观测到的门保真度与详细建模结果进行比较；该建模采用两个八能级原子系统（扩展数据图 3a），并使用由实验测量确定的定量退相干速率。该建模考虑了剩余的CZ门不保真度，并揭示了四个主要误差来源（扩展数据图 4）：里德伯衰减、与其他里-里德伯 $m_J$ 能级、中间态散射，以及我们测得的基态-里德堡态$T_2^* = 3\,\mu s$，后者主要受激光光移波动和有限原子温度的影响。我们进一步通过研究实验数据中的门位点关联来分析误差来源。我们观察到，数据中基本不存在高权重的相关误差，这表明稳定的大规模运行是可行的（扩展数据图8）。仔细分析显示，最近邻门位点之间的协方差略有增长（扩展数据图 9），这可能是由相关失谐波动（对应于我们的 $T_2^*$）引起的，也可能是由里德堡原子衰变为相邻里德堡态所导致的长程相互作用引起的（对应于我们的有限里德堡寿命，详见方法部分的进一步讨论）。

基于对这些微观误差来源的了解，我们得出结论：若要在更多门位点上维持高保真度，主要挑战在于持续提升激光功率并保持光束均匀性，因为其他退相干机制似乎与系统规模无关。不过，我们强调，即便采用目前的激光参数，也可以通过在量子电路运行期间将原子穿梭进出纠缠区 [4, 35]，，或重新定向光束以动态调整纠缠区的位置，直接将系统规模扩展至数百个量子比特。

### 快速多量子比特门

最后，我们探索了将这些方法推广至多量子比特门。利用最优控制方法，我们找到了一个时间最优的双重受控 Z 门及其对应的试探相位轮廓（图 4c），可在仅比时间最优 CZ 门长 44% 的时间内，在三个量子比特之间实现原生双重受控 Z 门 [5, 13, 14]，其速度快于其他已知的双重受控 Z 门方案 [8]。实验中，我们将三个原子重新排列到三角形门位点（图 4a），并通过全局激光脉冲施加双重受控 Z 门的脉冲轮廓，从而实现该门。我们采用图 4b 所述的序列，反复对三量子比特 GHZ 态进行纠缠和解纠缠，并随后测量最终的 GHZ 态保真度，以表征双重受控 Z 门（GHZ 态示例见扩展数据图 10d）。虽然这种方法并未对双重受控 Z 门的保真度进行严格的基准测试（例如可通过随机基准测试 [14]实现），但我们的数据表明，可在 21 个量子比特上并行实现性能优异的三量子比特纠缠门，其保真度为 $F = 97.9(2)\%$（图 4d）。这些最优控制方法还可扩展至更多量子比特的受控 Z 门。我们通过数值搜索找到了最多作用于六个量子比特的快速门（图 4e），其门时间显著短于将一个 N 量子比特受控 Z 门分解为 2N 个 CZ 门和若干单量子比特门所需的时间 [36]。一般而言，利用这些全局脉冲和里德堡阻塞，可以原生实现对称对角门（例如扩展数据图 5b 所示的 CPHASE门） [8]，这对高效实现数字量子模拟算法 [16]至关重要。

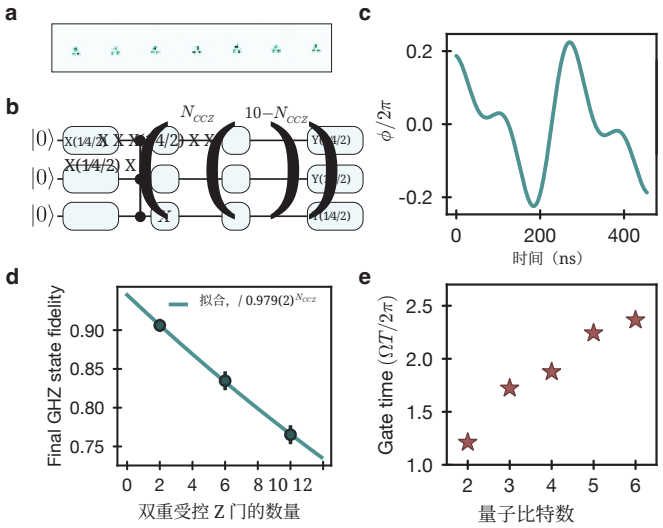



图4。**实现快速双重受控 Z 门。a,** 由三量子比特门位点组成的纠缠区，共包含21个量子比特。三角形构型使三个量子比特之间能够实现强且对称的相互作用。**b,** 用于校准双重受控 Z 门的电路，通过施加2、6和10个双重受控 Z 门来生成GHZ态（$|000\rangle + |111\rangle$）$/\sqrt{2}$ 之后。**c,** 使用单个固定振幅脉冲实现参数化双重受控 Z 门时所采用的相位曲线。**d,** 原始GHZ 态保真度随所施加双重受控 Z 门数量的变化，并进行指数衰减拟合 $\propto 0.979(2)^{N_{CCZ}}$ （GHZ 态表征示例见扩展数据图 10d）。**e,** 对于原生里德伯阻塞多量子比特门，量子门持续时间随量子比特数变化的理论标度关系（相应的相位曲线见扩展数据图 10b）。

### 讨论与展望

我们的结果为利用中性原子实现高保真度数字电路开启了新时代。基于对误差来源的详细微观理解，我们设想了未来工作中进一步提高门保真度的多种途径。例如，将门操作的拉比频率提高至 3倍，并将失谐进一步增大2倍，理论上可实现99.9% 的门保真度。这将需要抑制与相邻里德伯态的耦合、优化脉冲上升时间，以及管理较高的激光强度（方法）。对微观误差来源的理解还可用于分析误差类型，即将其分解为不同的泡利通道、原子损失和泄漏 [37]，，如扩展数据图 4 所述。

这些观察结果为.....的探索打开了大门
通过高效并行控制逻辑量子比特 [4, 7]实现大规模量子纠错。与电路中途读出相关的其余要素，可以通过将原子 [35] 移出纠缠区并移至读出区来实现，同时使用第二种原子。

作为辅助量子比特 [38, 39]，将数据量子比特暂存于辅助原子能级中 [40]，利用光学腔实现非破坏性读出 [41, 42] 或使用辅助原子系综 [43]。碱土原子还带来了更多机遇，包括单光子里德伯激发和核自旋控制 [44–46]，以及利用擦除转换实现高效量子纠错 [47]。此外，高保真多量子比特门为基于数字量子模拟的多种科学研究方向提供了可能 [27]，例如非阿贝尔拓扑物理 [16]，、量子引力 [48, 49]，和量子化学 [15]。将中性原子平台的模拟能力与数字电路相结合 [4]，为混合模拟—数字量子模拟开辟了道路，其中包括影子层析等技术 [50]。最后，高保真量子门还可作为中性原子其他应用的工具，例如制备多种纠缠态以用于计量学 [51, 52]，，并实现新型光学晶格模拟器 [53–57]。

[1] Preskill, J. NISQ时代及其以后的量子计算。 *Quantum* **2**, 79（2018）。[2] Ebadi, S. *et al.* 256原子可编程量子模拟器上的物质量子相。 *Nature* **595**, 227–232（2021）。[3] Scholl, P. *et al.* 利用数百个里德伯原子对二维反铁磁体进行量子模拟。 *Nature* **595**, 233 238 2021–（）。[4] Bluvstein, D. *et al.* 基于纠缠原子阵列相干传输的量子处理器。 *Nature* **604**, 451 456 2022–（）。[5] Levine, H. *et al.* 中性原子高保真多量子比特门的并行实现。

*Phys. Rev. Lett.*, （）。 **123** 170503 2019

[6] Kitaev, A. Y. 利用任意子实现容错量子计算。 *Annals of Physics* **303**, 2–30（2003）。[7] 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。 *Phys. Rev. A* **86**, 032324（2012）。[8] Jandura, S. & Pupillo, G. 里德伯原子的时间最优双量子比特门和三量子比特门。 *Quantum* **6**, 712（2022）。[9] Boller, K.-J., Imamo˘glu, A. & Harris, S. E. 电磁感应透明现象的观测。

*Phys. Rev.*, –（）。 *Lett.* **66** 2593 2596 1991

[10] Brown, M. O., Thiele, T., Kiehl, C., Hsu, T.-W. & Regal, C. A. 灰色摩尔光镊装载：通过控制碰撞实现原子阵列组装的扩展。

*Phys. Rev. X*, （）。 **9** 011057 2019

[11] Magesan, E. *et al.* 通过交错随机基准测试高效测量量子门误差。*Phys. Rev. Lett.* **109**, 080505（2012）。[12] Gaebler, J. P. *et al.* 多量子比特门的随机基准测试。 *Phys. Rev. Lett.* **108**, 260503（2012）。[13] Monz, T. *et al.* 利用囚禁离子实现量子托福利门。 *Phys. Rev. Lett.* **102**, 040501（2009）。[14] Kim, Y. *et al.* 固定频率超导量子比特的高保真三量子比特iToffoli门。 *Nat. Phys.* **18**, 783 788 2022–（）。[15] Tazhigulov, R. N. *et al.* 在Sycamore量子处理器上模拟具有挑战性的关联分子和材料模型。 *PRX Quantum* **3**, 040318（2022）。[16] Kalinowski, M., Maskara, N. & Lukin, M. D. 数字里德伯模拟器中的非阿贝尔Floquet自旋液体（2022）。arXiv:2211.00017 [quant-ph]。[17] Benhelm, J., Kirchmair, G., Roos, C. F. & Blatt, R. 迈向利用囚禁离子实现容错量子计算。 *Nat. Phys.* **4**, 463–466（2008）。[18] Barends, R. *et al.* 达到容错表面码阈值的超导量子电路。 *Nature*508, 500–503（2014）。[19] Ballance, C. J., Harty, T. P., Linke, N. M., Sepiol, M. A. & Lucas, D. M. 利用囚禁离子超精细量子比特实现高保真量子逻辑门。 *Phys. Rev. Lett.* **117**, 060504 2016（）。[20] Noiri, A. *et al.* 硅中超过容错阈值的快速通用量子门。 *Nature* **601**（2022）。[21] Acharya, R. *et al.* 通过扩展表面码逻辑量子比特来抑制量子错误。 *Nature* **614**, 676–681（2023）。[22] IonQ。IonQ Forte正式推出。网址：http://ionq.com/resources/

计算机（2023）。[23] Jurcevic, P. *et al.* 在超导量子计算系统上演示量子体积 64。 *Quantum Sci. Technol.* **6** 025020 2021 , ( )。

[24] Ryan-Anderson, C. *et al.* 在五量子比特码和颜色码上实现容错纠缠门（2022）。arXiv:2208.01863 [quant-ph]。[25] Fu, Z. *et al.* 通过里德伯介导的单调制脉冲受控相位门实现中性原子的高保真纠缠。 *Phys. Rev. A* **105**, 042430 (2022)。[26] Pogorelov, I. *et al.* 紧凑型离子阱量子计算演示器。 *PRX Quantum* **2**, 020343 (2021)。[27] Graham, T. M. *et al.* 中性原子量子计算机上的多量子比特纠缠与算法。 *Nature* **604** 457 462 2022 , – ( )。

[28] Levine, H. *et al.* 用于可扩展超精细量子比特拉曼驱动的色散光学系统。 *Phys. Rev. A* 032618 (2022)。[29] Theis, L. S., Motzoi, F., Wilhelm, F. K. & Saffman, M. 使用整形解析脉冲实现高保真里德伯阻塞纠缠门。 *Phys. Rev. A* **94**, 032306 (2016)。[30] Møller, D., Madsen, L. B. & Mølmer, K. 通过里德伯激发阻塞和绝热演化实现量子门与多粒子纠缠。

*Phys. Rev. Lett.*, ( )。 **100** 170504 2008

[31] Ang'ong'a, J., Huang, C., Covey, J. P. & Gadway, B. 在光镊中对 $^{39}$K原子进行灰色光黏团冷却。*Phys. Rev. Res.* **4**, 013240 (2022)。[32] Egan, L. *et al.* 对经过纠错的量子比特进行容错控制。 *Nature* **598**, 281–286 (2021)。[33] Xia, T. *et al.* 中性原子量子比特 2 *Phys. Rev.* d阵列中的单量子比特门随机基准测试。 *Lett.* **114** 100503 2015 , ( )。[34] Baldwin, C. H., Bjork, B. J., Gaebler, J. P., Hayes, D. & Stack, D. 使用囚禁离子对高保真纠缠操作进行子空间基准测试。 *Phys. Rev. Res.* **2**, 013317 2020( )。[35] Beugnon, J. *et al.* 在光镊中对单个原子量子比特进行二维输运与转移。

*Nat. Phys.*, – ( )。 **3** 696 699 2007

[36] Shende, V. V. & Markov, I. L. 关于托福利门的 CNOT 成本。 *Quantum Inf. Comput.* **9** (2009)。[37] Cong, I. *et al.* 利用里德伯原子实现硬件高效、容错的量子计算。

*Phys. Rev. X*, ( )。 **12** 021049 2022

[38] Singh, K., Anand, S., Pocklington, A., Kemp, J. T. & Bernien, H. 具有连续模式运行的双元素二维原子阵列。 *Phys. Rev. X* **12**, 011040 2022( )。[39] Singh, K. *et al.* 使用旁观者量子比特阵列在电路中途校正相关相位误差（2022）。arXiv:2208.11716 [quant-ph]。[40] Graham, T. M. *et al.* 中性原子量子处理器的电路中途测量（ 2023 2303 10051 ）。[ ] arXiv: . quant-ph . [41] Dordevi´c, T. *et al.* 光镊中原子的纠缠传输与纳米光子接口。 *Science* **373** 1511 1514 2021 , – ( )。

[42] Deist, E. *et al.* 中性原子阵列中的电路中途腔测量。 *Phys. Rev. Lett.* **129**, 203602 (2022)。[43] Xu, W. *et al.* 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)。

[44] Madjarov, I. S. *et al.* 碱土里德伯原子的高保真纠缠与探测。 *Nat. Phys.*, **16** 857 861 2020 – ( )。[45] Ma, S. *et al.* 光镊阵列中 $^{171}$Yb *Phys. Rev. X* **12** 021028 2022 原子核自旋量子比特的通用门操作。 , ( )。[46] Jenkins, A., Lis, J. W., Senoo, A., McGrew, W. F. & Kaufman, A. M. 光镊阵列中的镱核自旋量子比特。 *Phys. Rev. X* **12**, 021027 (2022)。[47] Wu, Y., Kolkowitz, S., Puri, S. & Thompson, J. D. 碱土里德伯原子阵列中用于容错量子计算的擦除转换。 *Nat. Commun.* **13**, 4657 2022( )。[48] Brown, A. R. *et al.* 实验室中的量子引力：按尺寸进行隐形传态与可穿越虫洞 (2019)。arXiv:1911.06314 [quant-ph]。[49] Periwal, A. *et al.* 原子云阵列中的可编程相互作用与涌现几何。 *Nature* **600**, 630 635 2021– ( )。[50] Huang, H. Y., Kueng, R. & Preskill, J. 仅凭极少测量预测量子系统的诸多性质。 *Nat. Phys.* **16**, 1050–1057 (2020)。[51] Bornet, G. *et al.* 偶极里德伯原子阵列中的可扩展自旋压缩 (2023)。arXiv:2303.08053 [quant-ph]。[52] Eckner, W. J. *et al.* 在可编程光学时钟中利用里德伯相互作用实现自旋压缩 (2023)。arXiv:2303.08078 [quant-ph]。[53] Yang, B. *et al.* 在光晶格中冷却并纠缠超冷原子。 *Science* **369**, 550–553 (2020)。[54] Hartke, T., Oreg, B., Jia, N. & Zwierlein, M. 费米子对量子寄存器。 *Nature* **601**, 537–541 (2022)。[55] Young, A. W., Eckner, W. J., Schine, N., Childs, A. M. & Kaufman, A. M. 光镊可编程的哈伯德区晶格二维量子漫步。 *Science* **377**, 885–889 (2022)。[56] Srakaew, K. *et al.* 由单个里德伯原子切换的亚波长原子阵列。 *Nat. Phys.* (2023)。arXiv:2207.09383.[57] Gonz´alez-Cuadra, D. *et al.* 利用可编程中性原子阵列进行费米子量子处理 (2023)。arXiv:2303.06985 [quant-ph]。[58] Grier, A. T. *et al.* Λ-增强的锂原子亚多普勒冷却，采用 $D_1$ 灰色光黏团。 *Phys. Rev. A* **87**, 063411 2013( )。[59] Rosi, S. *et al.* Λ-增强的铷-87原子 $D_2$ 跃迁上的灰色光黏团。 *Sci. Rep.* **8**, 1301 (2018)。[60] Tuchendler, C., Lance, A. M., Browaeys, A., Sortais, Y. R. P. & Grangier, P. 光镊中单个原子的能量分布与冷却。 *Phys. Rev. A* **78**, 033425 2008( )。[61] Wu, T.-Y., Kumar, A., Giraldo, F. & Weiss, D. S. 在态依赖光晶格中对中性原子量子比特进行斯特恩–盖拉赫探测。 *Nat. Phys.* **15**, 538–542 (2019)。[62] Vandersypen, L. M. K. & Chuang, I. L. 用于量子控制与计算的核磁共振技术。 *Rev. Mod. Phys.*, – ( )。 **76** 1037 1069 2005 [63] Thompson, J. D., Tiecke, T. G., Zibrov, A. S., Vuleti´c, V. & Lukin, M. D. 光镊中单个原子的相干性与拉曼边带冷却。 *Phys. Rev. Lett.*, ( )。 **110** 133001 2013 [64] Wimperis, S. 用于先进核磁共振实验的宽带、窄带和带通复合脉冲。*J. Magn. Reson. Ser. A* **109**, 221–231 (1994)。 [65] Jaksch, D. *et al.* 中性原子的快速量子门。 *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2208–2211 (2000). [66] Brion, E., Pedersen, L. H. & Mølmer, K. 无需占据里德堡态即可实现中性原子里德堡门。 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **40**, S159 (2007). [67] Møller, D., Madsen, L. B. & Mølmer, K. 通过里德堡激发阻塞和绝热演化实现量子门与多粒子纠缠。 *Phys. Rev. Lett.* **100**, 170504 2008( ). [68] M¨uller, M. M. *et al.* 优化物理系统的纠缠量子门。 *Phys. Rev. A* **84**, 042315 (2011). [69] Shi, X.-F., Bariani, F. & Kennedy, T. A. B. 通过自旋交换里德堡相互作用实现中性原子链的纠缠。 *Phys. Rev. A* **90**, 062327 (2014). [70] Beterov, I. I. *et al.* 利用里德堡原子中斯塔克调谐的 F¨orster 共振的绝热演化实现双量子比特门。 *Phys. Rev. A* **94**, 062307 (2016). [71] Petrosyan, D., Motzoi, F., Saffman, M. & Mølmer, K. 通过双原子暗态实现高保真里德堡量子门。 *Phys. Rev. A* **96**, 042306 (2017). [72] Yu, D., Wang, H., Ma, D., Zhao, X. & Qian, J. 利用混合里德堡-里德堡相互作用实现绝热高保真量子门。*Opt. Express* **27**, 23080–23094 (2019). [73] Saffman, M., Beterov, I. I., Dalal, A., P´áez, E. J. & Sanders, B. C. 采用绝热脉冲的对称里德堡受控$Z$ 门。 *Phys. Rev. A* **101**, 062309 (2020). [74] Sun, Y., Xu, P., Chen, P.-X. & Liu, L. 通过非共振调制驱动实现中性原子的受控相位门方案。 *Phys. Rev. Appl.* **13**, 024059 (2020). [75] Rao, D. D. B. & Mølmer, K. 通过绝热演化实现鲁棒的里德堡相互作用门。 *Phys. Rev. A* **89**, 030301 (2014). [76] Shi, X.-F. 无阻塞误差的里德堡量子门。 *Phys. Rev. Appl.* **7**, 064017 (2017). [77] Shen, C.-P., Wu, J.-L., Su, S.-L. & Liang, E. 构建鲁棒的里德堡受控相位门。 *Opt. Lett.*, – ( ). **44** 2036 2039 2019 [78] Fromonteil, C., Bluvstein, D. & Pichler, H. 具备抵抗准静态误差能力的里德堡纠缠门方案 (2022). arXiv:2210.08824 [quant-ph]. [79] Mohan, M., de Keijzer, R. & Kokkelmans, S. 中性原子双量子比特门的鲁棒控制与最优里德堡态 (2022). arXiv:2212.10159 [quant-ph]. [80] Chang, T. H., Wang, T. N., Jen, H. H. & Chen, Y. C. 采用时间最优脉冲的高保真里德堡受控Z门 (2023). arXiv:2303.16395 [quant-ph]. [81] Jandura, S., Thompson, J. D. & Pupillo. 优化里德堡门以提升逻辑量子比特性能 (2023). arXiv:2210.06879 [quant-ph]. [82] Li, R., Qian, J. & Zhang, W. 利用原生双光子激发实现实用里德堡量子门的方案 (2023). arXiv:2303.16605 [quant-ph]. [83] Su, S.-L. *et al.* 抗拉比误差和阻塞误差的全几何里德堡量子门。 *Phys. Rev. Appl.*, ( ). **19** 044007 2023 [84] Wu, H.-Z., Yang, Z.-B. & Zheng, S.-B. 通过非对称里德堡阻塞在中性原子系综中实现多量子比特量子相位门。 *Phys.*, ( ). *Rev. A* **82** 034307 2010 [85] Isenhower, L., Saffman, M. & Mølmer, K. 通过里德堡阻塞实现多比特 $C_k$NOT 量子门。 *Quantum*

*Inf. Process.* **10**, 755 (2011). [86] 一步实现鲁棒多粒子格林伯格-霍恩-蔡林格态和通过里德堡相互作用实现的受控相位门。 *J. Opt. Soc. Am. B* **31**, 827–832 (2014). [87] Khazali, M. & Mølmer, K. 通过里德堡原子和超导电路相互作用激发态流形中的绝热演化实现快速多量子比特门。

*Phys.* , ( ). *Rev. X* **10** 021054 2020

[88] Young, J. T., Bienias, P., Belyansky, R., Kaufman, A. M. & Gorshkov, A. V. 通过偶极-偶极相互作用实现非对称阻塞和多量子比特门。

*Phys. Rev. Lett.* , ( ). **127** 120501 2021

[89] Li, R., Li, S., Yu, D., Qian, J. & Zhang, W. 利用里德堡原子实现少量量子比特 CNOT 门的最优模型。 *Phys. Rev. Appl.* **17**, 024014 (2022). [90] Pelegrí, G., Daley, A. J. & Pritchard, J. D. 通过双光子绝热快速演化实现高保真多量子比特里德堡门。 *Quantum Sci. Technol.* **7**, 045020 (2022). [91] Robicheaux, F., Graham, T. M. & Saffman, M. 光子反冲和激光聚焦对里德堡门保真度的限制。*Phys. Rev. A* **103**, 022424 (2021). [92] Sahay, K., Jin, J., Claes, J., Thompson, J. D. & Puri, S. 具有偏置擦除错误的中性原子量子比特高阈值编码 (2023). arXiv:2302.03063 [quant-ph]. [93] Claes, J., Rieffel, E. & Wang, Z. 适用于非重数自由群的特征随机基准测试及其在子空间、泄漏和匹配门随机基准测试中的应用。 *PRX Quantum* **2** (2021). [94] Lampen, J., Nguyen, H., Li, L., Berman, P. R. & Kuzmich, A. 魔术波长晶格中基态与里德堡能级之间的长寿命相干性。 *Physical Review A* **98** 33411 2018 , ( ).

[95] Noh, H.-R. & Moon, H. S. 实际阶梯型原子中的透射信号。 *Phys. Rev. A* **85**, 033817 (2012). [96] Levine, H. *et al.* 里德堡原子量子比特的高保真控制与纠缠。 *Phys. Rev. Lett.* **121**, 123603 (2018).

## 方法

### 实验系统

我们以随机方式将数百个 $^{87}$Rb 原子装载到由空间光调制器（SLM）生成的 850 nm 光镊可编程阵列中。随后，利用一对交叉的声光偏转器（AOD）生成的另一组 810 nm 光镊，将原子重新排列成无缺陷排列 [2]。之后，先在 780 nm D2线上通过偏振梯度冷却（PGC）冷却原子，再在 795 nm D1线上通过Λ增强灰色光黏团冷却 [10, 31, 58, 59]。我们通过将自由落体—重新捕获曲线 [60] 拟合到 $\sim 10$ $\mu$K、阱深为 $\sim 1$ mK 的情形，估算出平均径向运动量子数为 $\bar{n} \approx 1-2$。

重新排列并冷却后，我们将原子制备在由钟态 $|0\rangle = |F=1,\ m_F=0\rangle$ 和 $|1\rangle = |F=2,\ m_F=0\rangle$构成的量子比特基中。在我们先前的工作[4, 5], 中，我们使用拉曼辅助光泵浦将原子泵浦至$|F=1,\ m_F=0\rangle$；该方法反复施加 $\pi$ 脉冲，使其作用于$|F=1,\ m_F=-1\rangle \rightarrow |F=2,\ m_F=-1\rangle$ 跃迁和 $|F=1,\ m_F=+1\rangle \rightarrow |F=2,\ m_F=+1\rangle$ 跃迁，随后对 $|F=2\rangle$ 流形进行共振去泵浦。该方案的主要缺点是可能需要散射许多光子（我们在文献 [4, 5]中进行了 40–70 次泵浦循环），才能最终制备到$|F=1,\ m_F=0\rangle$；根据经验，我们发现，这会造成相当明显的加热，抵消了本工作中采用的 Λ增强灰色光黏团冷却步骤所带来的低温原子的优势。

为应对这一挑战，我们在此先使用 $\sigma^+$-偏振的780纳米光将原子光学泵浦至 $|F=2, m_F=+2\rangle$ 拉伸态；该过程仅散射少量光子 [40, 61]。随后，我们将磁场旋转90度，使拉曼激光器的传播轴具有正交分量，从而能够在超精细流形中驱动 $\sigma^{\pm}$-偏振跃迁（见参考文献 [28]）。我们施加两个独立的拉曼脉冲，先将布居从 $|F=2,\ m_F=+2\rangle$ 转移至$|F=1, m_F=+1\rangle$，然后再转移至 $|F=2, m_F=0\rangle$。在这些转移步骤中，我们使用Knill复合 $\pi$ 脉冲 [62]，并利用高斯形光脉冲 [62]抑制向相邻 $m_F$ 态发生的非期望跃迁。我们注意到，在这一转移过程中，磁场方向沿光镊轴向；这会以二次方形式抑制由光镊偏振梯度 [63] 产生的矢量光移，而该矢量光移否则会限制非钟 $m_F$ 态的相干性。最后，在执行量子电路之前，我们将磁场旋转回其原始构型。

图 2b 和图 4d 中的测量具有比本文其他测量更好的态制备与测量性能，这是因为我们抑制了在测量工作接近尾声时发现的、此前未被察觉的共振泄漏光，此外还增加了最后 8 轮此前采用的拉曼辅助光抽运（同样使用高斯形光脉冲来抑制非共振激发），以进一步提高态制备保真度。在控制泄漏光并采取这两步光抽运后，我们实现了低温度，并估算抽运保真度为 $\approx 99.7-99.8\%$，这很可能主要受残余泄漏光影响。

为在计算基中进行测量，我们用强共振光照射，将 $F=2$ 耦合到 $D_2$跃迁上的 $F'=3$，使其升温并驱逐所有处于 $|1\rangle$ 态的原子；剩余的原子在 $|0\rangle$中成像。我们估计，推出和成像的综合保真度为 $\approx 99.83\%$。最后，在电路开始前，我们还存在 $\approx 0.25\%$的背景原子损失；在电路结束后，则有 ≈0.1%的背景原子损失，这主要由 10 秒的真空寿命造成。

为实现任意单量子比特旋转，我们使用拉曼激光系统 [28]，以 1 兆赫兹的拉曼拉比频率对原子进行全局照射。单量子比特旋转通过稳健的 BB1脉冲 [62, 64], 实现，而 $Z$ 旋转则通过调整控制软件中的相位实现。通过施加一系列随机单量子比特旋转，我们估计，在对单量子比特旋转的 Haar随机系综进行抽样时，保真度为 99.97%；这些旋转由两个 Z旋转和一个任意 BB1脉冲组合实现。这个 99.97%的保真度与在 180 GHz 失谐下的拉曼散射极限一致，因此进一步增大拉曼激光器的失谐可以提高保真度。

### 里德堡激发

扩展数据图 1 概述了所用的原子能级结构，以及运行量子电路的脉冲序列示例，这与我们之前的工作 [4]大致相同。原子通过双光子方案从 $|F=2, m_F=0\rangle$ 态激发至 $53S_{1/2}$ 里德堡态，所用光分别为 420 纳米的 $\sigma^+$偏振光和 1013 纳米的 $\sigma^-$偏振光。我们通过两种方式提高了中间态失谐，同时维持相近或更高的双光子拉比频率。首先，在 $n=53$ 下运行，相较于此前使用的 $n=70$，拉比频率提高了 50%。此外，我们将 10W 的 1013 纳米光纤放大器激光升级为 100W 的 1013 纳米激光器（IPG Photonics），并以 20–50W 的功率运行，占空比为 $<1\%$。综合这些改进，我们能够以 $\Delta/2\pi = 7.8$ GHz 的中间态失谐运行，拉比频率为 $\Omega/2\pi = 4.6$ MHz。对于图 3d、e 中的数据，我们使用相同的拉比频率，但将中间态失谐设为 6.3 GHz；这会略微增加散射，但使我们能够以更低的里德堡光束强度工作。

1013纳米激光种子光源来自一台 Toptica DL Pro 外腔激光二极管，随后被锁定到

并通过 Stable Laser Systems 超低膨胀腔（在 1013 纳米处的精细度为 50,000）进行滤波，随后注入锁定另一台激光二极管，再由这台二极管为我们的 100 W 激光器提供种子光。我们的420纳米激光器是一台 840 纳米钛宝石激光器（MSquared），它被锁定到同一个腔（在 840 纳米处的精细度为 30,000），但不经过滤波，随后使用 MSquared ECD-X 进行倍频。为实现量子门所需的脉冲和波形整形，我们使用任意波形发生器（Spectrum M4i.6631-x8），它可实现任意幅度、频率和相位控制，并同时驱动两台 420纳米声光调制器（ MQ240-B40A0,2-UV，AA Opto-Electronic），采用串联配置，将射频波形映射到 420纳米光上。1013 纳米声光调制器（ M1377-aQ80L-1，镀膜适用于 1013 纳米，Isomet）会开启数百微秒，并在整个电路运行期间保持强度稳定。

两束里德伯光束通过空间光调制器塑形成平坦强度的平顶分布，以在保持门作用区域均匀性的同时最大化强度 [2]。对于20个原子、单行数据，我们力求获得平坦的 10 $\mu$m x 10 $\mu$m光束横截面（以抑制对漂移的敏感性）；对于60个原子、两行数据，我们力求获得平坦的 20 $\mu$m x 10 $\mu$m区域，使两行都保持均匀。我们调节包括X和Y位置、焦点以及像差在内的光束参数，根据超精细量子比特态上的差分光移测得的均匀性对其进行优化。我们使用相机稳定光束位置，并经常重新校准位置（每天多次）：逐步调整光束位置，使原子处的强度最大化，该强度通过量子比特跃迁上的差分光移进行测量。我们发现，在本系统中，让光束始终以原子为中心非常重要；只要光束位置设置正确，门参数就具有高度可重复性（能够持续实现99.5%的保真度）。

我们通过测量双光子拉比频率以及基态-里德堡态跃迁中的 420 nm 光移，提取里德堡激发的单光子拉比频率，并考虑多个中间态对应的适当克莱布什-戈尔丹系数。我们提取出 $\Omega_{420} = 2\pi \times 237$ 兆赫兹和 $\Omega_{1013} = 2\pi \times 303$ 兆赫兹，并采用一种约定，使双光子拉比频率表示为 $\Omega = \Omega_{420}\Omega_{1013}/2\Delta$。请注意，由于存在多个中间态，一阶散射估算值与 $\frac{4}{3} \times (\Omega_{420}/2\Delta)^2$ 成正比。因此，从散射角度来看，有效单光子拉比频率较为均衡（273 兆赫兹对 303 兆赫兹）。

最后，我们说明选择里德堡态主量子数 $n = 53$ 的原因。有几种效应取决于 $n$，包括有限的里德堡态寿命（辐射衰变寿命为 $\propto n^3$，黑体辐射衰变寿命为 $\propto n^2$）、影响 1013纳米拉比频率的矩阵元（$\propto n^{-3/2}$），以及相互作用能量（$\propto n^{11}$）和对电场的敏感度（$\propto n^7$）。权衡这些因素的相对利弊后，我们选择在 $n = 53$下工作。此时，里德堡寿命的影响开始变得更加显著，但矩阵元有利于增大中间态失谐。与这一选择相关的一项技术挑战是，由于阻塞半径较小，我们将原子间距设为 2 $\mu$ 米，以实现强相互作用强度 $V_{\mathrm{Ryd}}/2\pi \approx$450 兆赫兹。采用高数值孔径物镜（Special Optics 的 NA=0.65）后，我们得以在如此近的间距下操作，并在纠缠区内排布大量原子。

**参数化纠缠门**

受 Re[8]中所用寻找时间最优的量子门，我们使用最优控制来设计量子门，其相位曲线由简单的解析公式给出。我们发现，这种方法使量子门在实验中具有鲁棒性和可重复性，因为小的系统性偏置（例如，上升时间、原子间距等）通常可以得到补偿，并由一组略有不同的最优参数来体现。

在本研究中，我们重点关注两种量子门：一种采用固定振幅，具有类似于参考文献 [8], 中时间最优量子门的相位轮廓；另一种则同时改变振幅。我们注意到，过去已有许多方案被提出，用于实现具有里德堡阻塞 [5, 8, 65–74], 的双量子比特门、增强对误差的鲁棒性 [29, 75–83], 以及执行多量子比特门 [84–90]。这种固定振幅量子门被我们称为“时间最优”量子门，因为它与 Jandura-Pupillo 量子门 [8], 相似，且仅比后者慢 0.2%；其相位轮廓如下：

$$\phi(t) = A\cos(\omega t - \varphi_0) + \delta_0 t. \tag{1}$$

对于这些参数，该剖面绘制在图1c的左列中

$$A = 2\pi \times 0.1122, \qquad \omega = 1.0431\,\Omega,$$
$$\varphi_0 = -0.7318, \qquad \delta_0 = 0 \times \Omega,$$

这构成了一个时间为$(\Omega T/2\pi) = 1.215$的精确门，即略长于共振单原子 $2\pi$ 脉冲。请注意，这组参数并非唯一，其他参数值也可以实现精确门，例如在非零失谐 $\delta_0$ 下，如扩展数据图 5a 中所用。

平滑振幅门的相位和420纳米激光器的拉比频率均随时间变化。对于固定的中间态失谐和1013纳米拉比频率，我们在三能级原子系统中采用最优控制方法，寻找一种能最优抑制散射的门。中间态引起的散射通过一个与散射率成正比的非厄米哈密顿量纳入考量（$-i\gamma_e |e\rangle\langle e|$）。最后，

我们推导出了相位和振幅曲线的解析形式，如下所示：

$$\Omega_{420}(t)/\Omega_{1013} = \Omega_0 + \Omega_1 \mathrm{sech}[\omega_\Omega \tau]^\alpha,$$
$$\phi(t) = \delta_0\,\tau + B\tanh(\lambda\,\tau),$$

其中 $\tau = t - T/2$；原则上，也可以像公式 (1) 中的 $\varphi_0$ 那样添加相对相位偏置，以作进一步微调。对于这些门参数，该假设形式可实现精确的 CZ门，

$$\begin{aligned} \Omega_0 &= 32.7403, & B &= 2\pi \times 0.2503,\\ \Omega_1 &= -31.1404, & \lambda &= 0.9372\,\Omega,\\ \omega_\Omega &= 0.2668\,\Omega, & \delta_0 &= -0.9491\,\Omega,\\ \alpha &= -0.1131, \end{aligned}$$

其持续时间为 $(\Omega T/2\pi) = 1.207$。我们将参考点设定为：当 $\Omega_{420} = \Omega_{1013}$ 时，系统处于双光子共振状态，且双光子拉比频率为 Ω。这种平滑振幅门具有更强的中间态散射抑制能力，并能减少与其他状态的非共振耦合。另一方面，由于峰值拉比频率较高，这种门更容易受到有限阻塞效应的影响。两种门的误差预算见扩展数据图 4。

将范围扩展到双量子比特门之外，我们发现，稍微更一般的假设形式使我们能够实现一个接近时间最优的三量子比特双重受控 Z 门，其相位轮廓如下所示

$$\phi(t) = A_1\sin(\omega_1\tau) + A_2\sin(\omega_2\tau) + B\tanh(\lambda\tau) + \delta_0\,\tau,$$

其中拉比频率保持不变，参数为，

$$\begin{aligned} A_1 &= 2\pi \times 2.1460, & \omega_1 &= 0.2101\,\Omega,\\ A_2 &= 2\pi \times -0.0719, & \omega_2 &= 1.8957\,\Omega,\\ B &= 2\pi \times -0.6432, & \lambda &= 0.6941\Omega,\\ \delta_0 &= -1.3646\,\Omega, \end{aligned}$$

从而得到一个时长为 $(\Omega T/2\pi) = 1.751$ 的精确量子门。最后，我们指出，同样的方法可以直接扩展到 CPHASE($\theta$) 和 CCPHASE($\theta$) 量子门的设计，这对于数字量子模拟 [16]而言十分重要。在扩展数据图 5b-c 中，我们展示了双量子比特门时长随相位 $\theta$的变化关系。

**双光子里德堡门中的暗态**

在本节中，我们将描述双光子跃迁至里德堡态过程中三能级系统所涉及的物理，并推导出如何通过暗态或亮态实现里德堡布居。基本直觉可以从在单粒子层面，其中系统在 $\{|1\rangle, |e\rangle, |r\rangle\}$ 基底中由三能级哈密顿量描述，

$$H = \begin{pmatrix} 0 & \frac{\Omega_b}{2} & 0 \\ \frac{\Omega_b}{2} & -\Delta & \frac{\Omega_r}{2} \\ 0 & \frac{\Omega_r}{2} & -\delta \end{pmatrix}, \tag{2}$$

其中，为了使本节中的表达式更加清晰，我们使用符号 $\Omega_b := \Omega_{420}$ 和 $\Omega_r := \Omega_{1013}$。我们还假设红色1013纳米激光器的振幅和相位始终保持不变，而蓝色420纳米的相位则由随时间变化的双光子失谐 $\delta := \delta(t) \sim -\phi'(t)$ 捕获。

在较大的中间失谐（$|\Delta| \gg |\delta|$，$|\Omega_{b/r}|$）下，该系统可方便地在暗态基底中描述（如扩展数据图2a-b 所概述），该基底由双光子共振（$\delta = 0$）处式（2）的本征态构成，其在 $\Omega_r/\Delta$ 的最低阶近似下为，

$$|D\rangle = -\frac{1}{\sqrt{1+\alpha^2}}|1\rangle + \frac{\alpha}{\sqrt{1+\alpha^2}}|r\rangle,$$
$$|B\rangle = \frac{\alpha}{\sqrt{1+\alpha^2}}|1\rangle + \frac{\sqrt{1+\alpha^2}\Omega_r}{2\Delta}|e\rangle + \frac{1}{\sqrt{1+\alpha^2}}|r\rangle,$$
$$|E\rangle = -\frac{\alpha\Omega_r}{2\Delta}|1\rangle + |e\rangle - \frac{\Omega_r}{2\Delta}|r\rangle,$$

其中 $\alpha = \Omega_b/\Omega_r$。注意，“暗态” $|D\rangle$ 不含中间态成分，“亮态” $|B\rangle$ 会布居中间态 $\propto 1/\Delta^2$，而$|E\rangle$ 几乎完全由 $|e\rangle$ 构成。

就我们的目的而言，初态始终为 $|1\rangle$，随后蓝光将其缀饰为 $|\tilde{1}\rangle$。这是因为蓝色激光的振幅上升至其初始值 $\Omega_b(0)$ 所需的时间尺度为 10ns，这比 $\Delta$ 所设定的绝热性限制慢得多，却比布居里德堡态所涉及的双光子拉比频率快得多；因此，初态确实对应于

$$\begin{aligned} |\tilde{1}\rangle &= |1\rangle + \frac{\alpha\Omega_r}{2\Delta}|e\rangle \\ &= \frac{\alpha}{\sqrt{1+\alpha^2}}|B\rangle - \frac{1}{\sqrt{1+\alpha^2}}|D\rangle + O(\Delta^{-3})|E\rangle, \end{aligned}$$

它仅由 $\{|D\rangle, |B\rangle\}$ 态充分支撑。此外，激发态 $|E\rangle$ 与另外两个态的失谐为 $\Delta$，且与它的所有直接耦合都在 $\Omega_r/\Delta$量级；因此，离开 $\{|D\rangle, |B\rangle\}$流形的任何布居转移都会受到 $(\Omega_r\delta)^2/\Delta^4$的抑制，状态 $|1\rangle$ 的后续演化可由一个有效二能级系统描述（扩展数据图2b）。在这种图像中，能级劈裂由交流斯塔克位移（对角项）决定，而有效的非对角耦合则由双光子失谐和非绝热项（非对角项）共同决定。关键的是，里德堡态布居可以通过许多彼此不同的方式实现；例如，对于 $\alpha = 1$，以下形式的态

$\sqrt{1-\beta}|B\rangle+\sqrt{\beta}|D\rangle$ 在 $\beta$和 $\beta\to1-\beta$时具有相同的里德堡布居（其中 $\beta\in[0,1]$），尽管中间态的贡献截然不同。

首先，考虑参数化的最优时间门，其中蓝色拉比频率在门操作的整个持续时间内保持恒定（$\alpha(t)=1$），仅受有限上升和下降时间的影响。初态简单地为（$|D\rangle-|B\rangle)/\sqrt{2}$，而哈密顿量等价于

$$\tilde{H}_{\mathrm{to}}=\begin{pmatrix}0 & -\delta/2\\ -\delta/2 & \frac{\Omega_r^2}{2\Delta}\end{pmatrix},$$

其中，磁场符号由 Δ决定，拉比频率的相位由双光子失谐 $\delta$的符号给出。在该哈密顿量下的时间演化（对应于驱动双光子跃迁）对于固定的 $\delta$可以精确求解，并且暗态中的布居为

$$P_D=\frac{1}{2}-\delta\Delta\frac{\Omega_r^2\sin^2\left(\frac{\sqrt{4\delta^2\Delta^2+\Omega_r^4}}{4\Delta}t\right)}{2\delta^2\Delta^2+\Omega_r^4},$$

其值可高于或低于 1/2，具体取决于失谐的相对符号。更准确地说，当 $\delta\Delta<0\,(P_D>1/2)$ 时，里德堡布居主要通过暗态实现，即中间态失谐 Δ 和双光子失谐 $\delta$ 的符号 相反；对于随时间变化的失谐，相关符号取脉冲开始时的符号。在扩展数据图2c中，我们绘制了双光子失谐 $\delta$ 符号不同时，时间最优门的中间态布居和布洛赫球轨迹。正如预期，其中一条轨迹通过暗态实现里德堡布居，因此使中间态布居最小，从而抑制散射。

剩余的散射主要来自初态中亮态的大量混合，并且可以通过采用平滑的振幅曲线进一步降低，该曲线从较低的蓝色拉比频率（$\alpha\ll1$）开始，之后才增加到较大的数值，基于绝热演化的门方案便是如此。请注意，在固定的较低 $\alpha$ 下运行并不会进一步降低散射，因为要实现与之前相同的积分里德堡布居，就必须增加亮态的混合。在扩展数据图2d中，我们展示了上一节介绍的平滑振幅门的中间态布居和有效布洛赫球轨迹。该门在其大部分执行时间内都处于瞬时暗态，仅混合实现所需里德堡布居所必需的亮态成分。我们通过数值计算发现，散射抑制的程度取决于相对于时间最优门的运行速度（假设固定的1013纳米拉比频率）：散射是如果两个量子门耗时相同，误差会降低至时间最优门的1/1.2；如果平滑振幅门的耗时是时间最优门的两倍，误差则会降低至约1/2.5。这种可调性有助于根据主要误差来源选择量子门：当散射占主导时，较慢的量子门可能更有利；而当 $T_2^*$ 或里德伯衰减是误差的主要来源时，则可以使用更快的量子门。

我们注意到，尽管存在多个中间态（扩展数据图1和3a），这些中间态具有略有不同的失谐并以不同的拉比频率耦合，暗态图像仍然成立。我们通过数值计算发现情况确实如此，并注意到，扩展数据图 2c-d中的中间态布居图包含了适用于 $^{87}$Rb 的数值模型中所有中间态的贡献。

**模拟双量子比特门误差来源**

扩展数据图3a中的能级图总结了用于数值建模的原子能级结构，以及所假设的散射率、寿命、分支比、拉比频率和失谐。我们通过对扩展数据图 3a所示的 8个能级（包括3个中间态）的两个原子进行完整的密度矩阵模拟，来模拟散射和里德堡寿命。我们的建模还明确包括与另一个（$m_J=-1/2$）里德堡态的耦合；该态的能量低24兆赫兹，其驱动拉比频率因子 3 而受到抑制（这是由于克莱布什-戈尔丹系数造成的）。对于该门，我们假设声光调制器脉冲轮廓（采用布莱克曼轮廓）具有约20纳秒的最小至最大上升/下降时间，这对与相邻里德堡态的非共振耦合有重要影响，具体取决于该态是绝热地“着装”还是非绝热地被占据。由于另一个里德堡态对门保真度的影响取决于脉冲功率轮廓和校准程度的细节，因此对于上述假设，我们报告一个合理的数值范围。

误差建模中也假设存在有限温度。对于给定温度，我们计算原子在阱中的位置展宽，以及由距离相关的阻塞相互作用导致的相应相互作用强度涨落 $V_{\mathrm{Ryd}}\propto r^{-6}$。我们注意到，有限温度还可能通过速度展宽和光子反冲导致单量子比特退相干 [91]，，但这些效应已包含在我们的单量子比特基态-里德伯态 $T_2^*$测量中。$T_2^*$ 也可能受到其他现象的影响，例如电场涨落以及 1013 纳米光移的涨落（其在基态-里德伯态跃迁上的差分光移为 $\approx20$ 兆赫兹）。因此，在模拟中，我们直接采用测得的 $T_2^*=3\ \mu$，并假设失谐服从高斯分布。

**迈向 99.9% 的路径及误差分解**

我们还可以利用详细的微观误差建模来预测未来的性能；该模型得到的保真度与测得的 99.5% 相近。要达到 99.9% 的保真度，扩展数据图 4 中各项误差之和需要降至 0.1% 以下。例如，可以将失谐增大 2 倍、将里德伯寿命延长 3 倍（例如，激发到更高的 $n$ 态）、将 $T_2^*$ 延长 2 倍（注意，退相干误差按 $\propto 1/(\Omega T_2^*)^2$ 缩放），并施加更强的磁场，以抑制与另一 $m_J$ 态的耦合（或使用平滑振幅脉冲）。另一种方法是将拉比频率提高 3 倍（同时再次抑制与另一 $m_J$ 态的耦合），并将失谐增大 2 倍。

此外，这种微观误差分析还可用于分析所产生误差的类型，即判断其是泡利（X、Y、Z）误差、原子损失（AL），还是泄漏（LG）到其他 $m_F$ 态。这种理解对于量子纠错 [37, 47] 尤为重要，因为了解噪声结构有助于提升纠错方案的性能。我们目前的建模表明，大多数误差属于 Z 型误差以及损失/泄漏型误差，正如参考文献 [37] 中所强调的那样。如果能够直接检测到原子损失，这些误差就会构成所谓的擦除错误 [47], ；此外，在这种情况下，原子损失实际上是一种有偏的擦除错误，因为其中几乎全部都源于态 $|1\rangle$，正如参考文献 [92]所指出并阐述的那样。在扩展数据图 4中，我们总结了每个误差来源在上述 5 种误差类型中的分解情况，并发现只有散射和里德伯衰减误差会导致 X 和 Y 泡利误差。为简便起见，我们估算了有效的单粒子误差通道；也就是说，我们计算双量子比特门的过程矩阵，然后对其中一个量子比特进行迹运算。完整的过程矩阵可用于研究这种泡利 + 损失/泄漏噪声模型更复杂的性质，例如关联。

**门校准和基准测试**

我们使用图 3 所示的全局随机基准测试方法校准该门。在扩展数据图 6 中，我们展示了一个顺序优化 CZ门 参数的示例，分别针对时间最优门和平滑振幅门，最终得到图 3b 中的测量结果。一旦找到这些门参数，它们对于所有其他基准测试方法（例如图 3 中的贝尔态测量）在经验上都是最优的，并且每天都保持一致。

量子比特在量子门操作期间还会积累全局单粒子相位。为简化处理，我们在这里通过在两对 CZ 门之间使用全局 X 门来抵消该相位。对于许多应用，例如量子纠错，我们的量子门在这种配置下自然适用（正如参考文献 [4] 中实现的量子电路所采用的方式）。我们还通过执行由重复应用 CZ 门和随机单量子比特旋转组成的随机基准测试，进一步校准并评估不含 X 门的 CZ 门，如扩展数据图7a所示。这里，最后几个 CZ 门和随机旋转经过计算，可将量子比特对从最终得到的纠缠态恢复到初始乘积态。我们在每个 CZ 门之后执行一次单量子比特 Z 旋转，以补偿累积的单粒子相位；我们将其作为门的另一个参数进行扫描和优化，从而完成校准。除了校准这一单量子比特 Z 旋转外，该电路还在20个原子上测得99.48(2)%的门保真度。为了测量图 2b 中的原始贝尔态数据，我们采用了通过全局随机基准测试第一种方法进行 CZ 门校准，以及单粒子相位校准这两个独立的校准阶段。

我们注意到，为简便起见，我们所有的随机基准测试方法都只采用全局旋转。全局旋转引入的对称性使我们对某些类型的误差不那么敏感， [93], SWAP 就是一个极端例子，我们预计这类误差可以忽略不计。尽管如此，由于原子彼此相同且距离非常近，两个量子比特之间具有高度对称性，因此我们预计这种全局基准测试程序能够忠实地反映我们的门保真度；我们通过数值模拟对此进行了确认。实验提取的保真度在该方法与贝尔态测量之间保持一致，这一事实进一步证实了这一点。定量而言，在扩展数据图3e中，我们使用本工作所建立的微观误差模型，对所有基准测试方法进行了模拟，包括完整随机基准测试协议。我们发现，所有方法均给出一致的结果，其中贝尔态保真度为其他曲线提供了下界。

这里我们介绍采集数据时采用的一些实验流程。首先，对于包含不同数量 CZ 门的基准测试曲线，我们以循环方式采集数据，以避免实验漂移可能引入的系统偏差（例如，图 3 中的数据按 20、0、16、4、12 和 8 个 CZ 门的顺序交替采集）。我们在一段连续时间内多次进行这一循环序列（图 2–3 中的每幅图大约耗时数小时）。每种门数量下，我们对 300 组随机旋转取平均值。

为提取门保真度，我们将数据拟合为指数衰减。我们注意到，由于我们大部分处于指数曲线的线性区间，在拟合中加入偏置（然后对拟合得到的指数进行重新缩放，正如一些随机基准测试工作中所做的那样）对所提取的保真度影响可以忽略不计，因此我们拟合不带偏置的指数衰减。

**贝尔态保真度**

下面我们概述所用的贝尔态数据方法。

在本研究中。我们将贝尔态保真度测量为相干性与布居数的平均值 [5]。相干性通过测量宇称振荡的振幅提取，使用图 2c 中的电路。布居数通过对 $|00\rangle$ 和 $|11\rangle$ 态求和计算得出，并按照下文所述对额外的原子损失进行校正。由于原子损失在我们的态探测程序中与 $|1\rangle$ 的探测结果完全相同，因此原子损失会导致对态 $|11\rangle$ [5] 的探测结果增加，从而使贝尔态布居数被高估。为考虑这一因素，我们在应用门序列时测量原子损失概率（在态判别时关闭对态 $|1\rangle$的推出），以确定原子损失对贝尔态布居数的额外贡献。进行这种损失扣除时，我们直接从测得的布居数中减去损失测量期间观测到的 $|11\rangle$ （即观测到两个原子均损失）的布居数；此外，还测量每个原子每个门的损失，因为这也可能通过将 $|01\rangle$ 和 $|10\rangle$ 转换为 $|11\rangle$ 而影响态 $|11\rangle$ 。图 2d 展示了正文中进行的这种损失扣除。我们强调，这种校正会严格降低测得的门保真度（不进行这种损失扣除时，从原始贝尔态保真度数据中提取的 CZ门保真度为 99.57(4)%）。

接下来，我们根据图 2b 中单个门操作后测得的原始贝尔态保真度 98.0(2)%，评估经SPAM校正的贝尔态保真度。为提取经SPAM校正的贝尔态保真度，我们首先测量相关的 SPAM 误差。具体而言，当我们尝试制备到$|0\rangle$时，测得状态 $|0\rangle$ 中的布居为 99.6(1)%；同样，制备到 $|1\rangle$后，测得状态 $|1\rangle$中的布居为 99.4(1)%。这些测量还包含损失以及成像/推出保真度带来的额外影响。具体来说，序列执行期间原子损失的概率为 0.35(5)%，而该门本身在此基线损失之上还会造成 0.17% 的额外损失。我们的推出保真度为 99.83(1)%，会影响 $|1\rangle$ 的测量保真度，因此我们也对其进行了校正。根据这些测量结果，我们估算态制备期间泄漏到其他 $m_F$ 能级的布居量，以及电路执行前后发生原子损失的概率。基于这些数值，我们遵循参考文献 [5] 中所述的方法，提取出经SPAM校正的贝尔态保真度为 99.4(4)%。

**门位点之间的关联分析**

我们进一步分析数据，以表征阵列中的门错误是否存在相关性。我们研究图3中的20原子和60原子全局随机基准测试数据，并考察每次实验拍摄中发生的错误数量分布，其中，当量子比特对未返回初始 $|00\rangle$ 乘积态时，即定义为发生错误。在扩展数据图8a、c中，我们绘制了每次实验拍摄中发生的错误数量随所施加CZ 门数量的变化关系，其中，由于0.5%的每个CZ门的误差。我们将数据（底部）与一个以实验均值为中心的误差泊松分布模型（顶部）进行比较。我们发现，泊松分布模型能够近似描述我们的数据，大规模相关误差在我们的系统中并不常见。

为了在单个图中进行更定量的分析，我们对所有量子门数量的数据取平均，并将所得分布绘制于扩展数据图8b、d中。我们发现，对于20个原子和60个原子数据，较高权重的误差都得到了极大抑制。更定量地说，我们将数据与扩展数据图8a、c中绘制的泊松分布的平均值进行比较，发现其与泊松分布存在较小偏差。我们发现，以下模型能更好地描述这些数据：在每次实验中，CZ门保真度从一个高斯分布中采样（例如，这可能源于失谐的全局逐次实验波动，而这种波动由我们的 $T_2^*$捕获）。

在扩展数据图9a–b中，我们绘制了在返回初态时、经过0个CZ门以及经过20个CZ门后各门位点之间的协方差，定性地观察到邻近门位点之间存在微小正协方差的证据。特别是，扩展数据图9b、d展示了随着所施加的CZ门数量增加，相邻门位点之间协方差的增长。这些观察结果与已知的、与我们的误差预算相关的物理效应一致，即里德伯寿命和 $T_2^*$。例如，在量子门操作期间，里德伯原子衰变为邻近的P态，可能由于S态和P态里德伯态之间的强长程相互作用（按 $1/R^3$衰减）而导致失谐偏移，同时还可能使P态跃迁至邻近的门位点。此外，里德伯态1013纳米光束强度的波动可能导致门保真度出现具有空间依赖性的逐次拍摄波动。针对这两种现象的经典蒙特卡罗模拟（此处未绘制）表明，这两个误差来源都可能导致非零协方差；对于较少数量的量子门，这种协方差似乎呈二次增长，而在渐近情况下则呈线性增长。我们注意到，尺度为10 kHz的门位点之间的串扰应当可以忽略不计。

经过 20 个量子门后的这项协方差测量，是一种高度灵敏的探测手段，可用于检测电路运行过程中门位点之间逐渐累积的微小关联。施加一个量子门后，这种协方差似乎小于其他主要误差来源，因此，对于原子不仅在单个门位点、而是在整个纠缠区内参与量子门操作的量子电路而言，这些关联的影响很小。此外，运行使用原子输运的量子电路时，后续量子门之间的 [4], the $\sim$ 100 $\mu$s 延迟会使残留的里德伯态被排出阵列，从而完全抑制上述里德堡衰减的影响。

**CCZ 门设计**
为了寻找多量子比特受控相位门（例如 CCZ门）的时间最优量子门，我们采用了与参考文献 [8]类似的最优控制方法。参考文献 [8]中的量子门是通过寻找在全局单量子比特Z旋转意义下的双量子比特对角门得到的。然而，对于超过两个量子比特的情况，实现受控 Z 门有几种不同的方式；它们并非通过 Z 旋转相互关联，而是通过一般的单量子比特旋转相互关联，并且这些不同的量子门实现可能彼此不同。我们采用将受控相位翻转施加于 $|000\rangle$ 态的方法，为更多量子比特寻找多量子比特受控Z 门；我们在图4e和扩展数据图10a中给出了所得时间。在扩展数据图 10b中，我们展示了截至六量子比特 CCCCCZ 的多量子比特控制-Z门的时间最优脉冲轮廓。最后，我们注意到，与用于CZ门的解析试探形式类似的解析试探形式（定义于专门介绍参数化门的章节中）能够仅以速度的边际下降（$\Omega T/2\pi = 1.75$）对三量子比特受控 Z 门进行参数化。事实上，我们发现这一试探形式还能够实现CCCZ门，并且预计通过简单的推广，它能够实现具有更多量子比特的这些量子门。

**GHZ 态**
为在实验上表征 CCZ 门，我们使用扩展数据图 10c 所示的电路制备 GHZ 态。在扩展数据图 10d 中，施加两个 CCZ 门后，我们生成 GHZ 态，其布居数为 92.9(3)%，宇称对比度为 89(1)%，原始 GHZ 态保真度为 90.9(6)%（未进行任何损失扣除）。对于图 4，我们通过重复施加电路中的 CCZ-$\pi$-CCZ 部分来校准量子门，使得在施加 6 个和 10 个 CCZ 门后生成保真度降低的 GHZ 态；我们观察到，原始 GHZ 保真度随所施加的 CCZ 门数量增加而降低 2.1(2)%。对于图 4D 中的数据，我们采用 7.8 吉赫兹的中间态失谐和 3.9 兆赫兹的拉比频率。

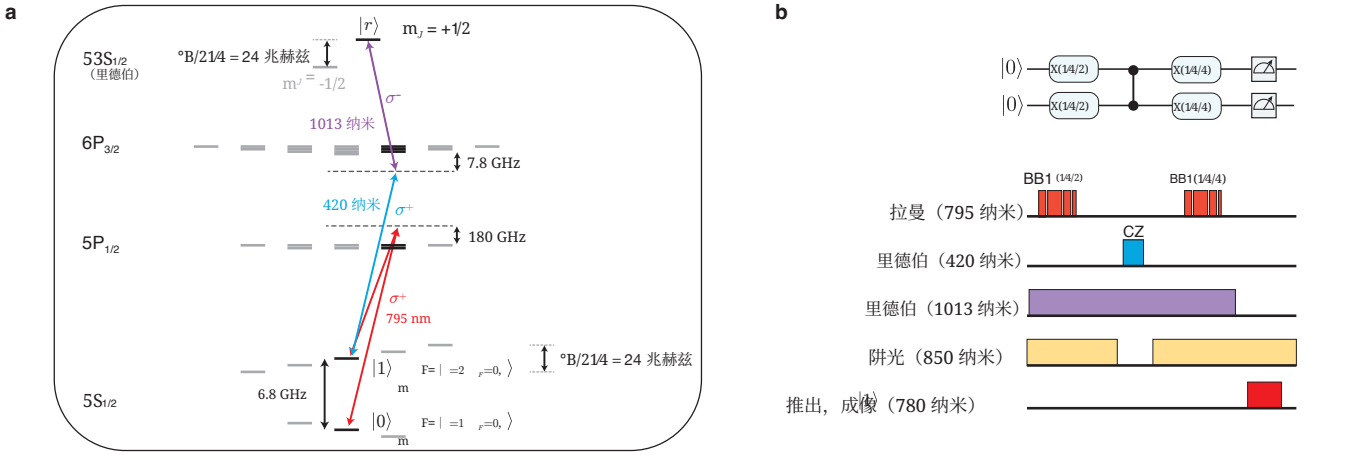
**数据可用性**
支持本研究结论的数据可在合理请求后向通讯作者获取。

**致谢** 我们感谢 S.Hollerith 就运动态导致的误差贡献进行讨论，并感谢 M. Cain 分享关于原子暗态的见解。我们还感谢 M.Abobeih、H. Bernien、N.-C. Chiu、S. Geier、J. Guo、A. Keesling、H.Pichler 和 P.Stroganov，感谢他们进行有益的讨论、提供技术支持并仔细审阅稿件。我们也感谢QuEra Computing和 IPG Photonics，特别感谢N. Gemelke、M.-G. Hu、M.Kwon 和 A. Lukin 对高功率 1013 纳米里德堡激光器的开发和测试提供支持。我们感谢美国能源部（美国能源部量子系统加速器中心，合同编号 7568717和 DE-SC0021013）、超冷原子中心、美国国家科学基金会、陆军研究办公室多学科大学研究计划（资助编号 W911NF-20-1- 0082）以及美国国防高级研究计划局 ONISQ 计划（资助编号 W911NF2010021）提供的资金支持。S.J.E. 感谢国家国防科学与工程研究生（NDSEG）奖学金提供的支持。D.B. 感谢美国国家科学基金会研究生研究奖学金计划（资助编号 DGE1745303）和Fannieand John Hertz基金会提供的支持。T.M.感谢哈佛量子计划科学与工程博士后奖学金提供的支持。N.M. 感谢能源部计算科学研究生奖学金（授予编号 DE-SC0021110）提供的支持。

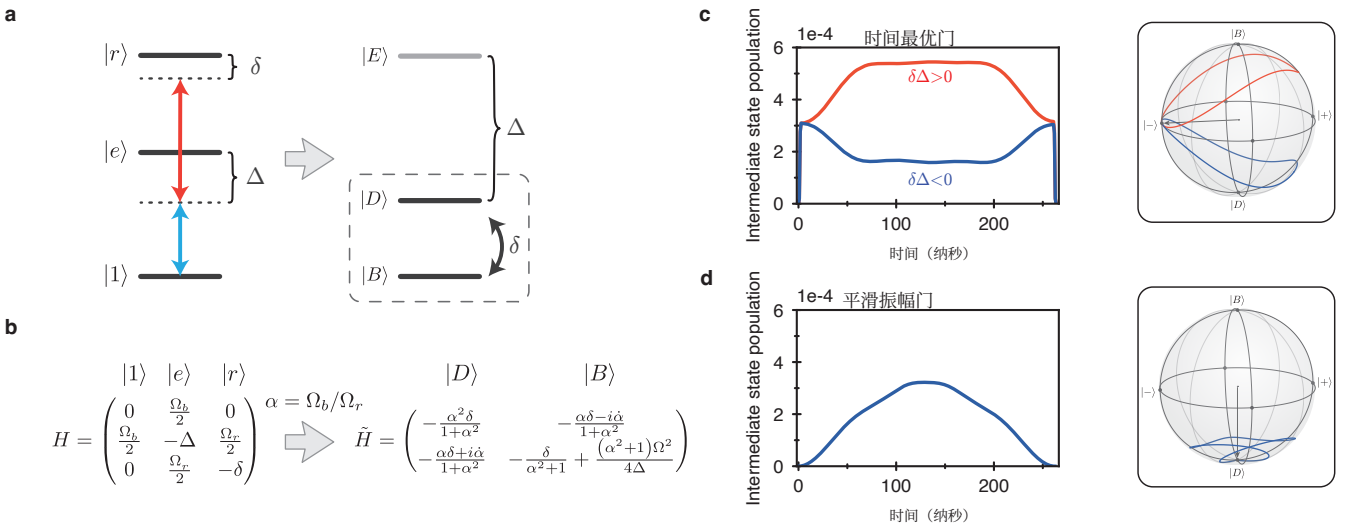
**作者贡献**S.J.E.、D.B.、M.K.、S.E.、T.M.、H.Z.、S.H.L. 和 A.A.G. 参与了实验装置的搭建、测量工作及数据分析。M.K. 开发了双量子比特门方案并进行了理论分析。N.M. 和 M.K. 开发了多量子比特门方案。T.T.W.、H.L. 和 G.S. 为初步开发工作以及对门错误来源的见解作出了贡献。所有工作均由 M.G.、V.V. 和 M.D.L. 指导。所有作者均讨论了研究结果并为稿件作出了贡献。

**竞争利益：** M.G.、V.V. 和 M.D.L. 是共同创始人及股东，H.Z. 是 QuEra Computing 的员工。

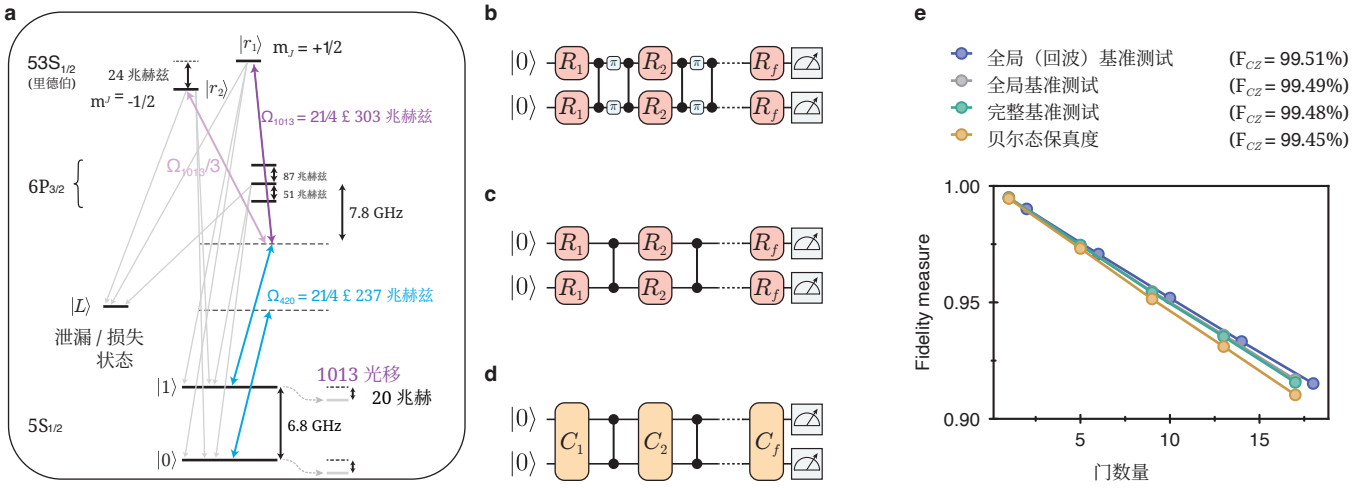
**有关材料的通信与请求**请联系 M.G.、V.V. 和 M.D.L.。




扩展数据图 1。**原子能级图和脉冲序列。a,** 展示量子电路中使用的 $^{87}$Rb 关键能级的能级图。钟态 $|0\rangle$， $|1\rangle$ 是本研究使用的量子比特态。通过由 420 纳米和 1013 纳米激光器驱动的双光子跃迁，激发至 $|1\rangle$ 与 $|r\rangle$ 之间的里德堡态。单量子比特旋转由振幅调制的 795纳米激光器实现，该激光器驱动 $m_F = 0$ 钟态之间的拉曼旋转。本研究全程施加 8.5 G 的直流磁场。针对不同优化目标，仔细选择里德伯失谐符号和偏振符号：为抑制 420 纳米光在 $|0\rangle$ 与 $|1\rangle$之间引起的差分光移，我们将激光调至 $6P_{3/2}$跃迁的红失谐侧；为利用暗态物理（名义上，相位分布对应于某一特定符号的双光子失谐），因此选择正的双光子失谐；这又通过使激光主要位于 $m_J = +1/2$的高频侧，抑制了与 $m_J = -1/2$ 的耦合；最后，为抑制 1013 光移，同样倾向于采用这种单光子失谐符号，因为对于 $|1\rangle \rightarrow 53S_{1/2}$ 跃迁 [94]，存在一个位于 $6P_{3/2}$ 红失谐 1 GHz 处的魔术波长。这种失谐选择有两个缺点：首先，这种 420 纳米偏振和失谐选择会在超精细基态流形中产生矢量光移，使 $m_F$ 能级彼此靠近，而非远离；这可能加剧由 420 纳米光引起的矢量光移耦合基态流形中相邻 $m_F$ 态所导致的效应（尽管此处该效应可以忽略）。另一个缺点是， $m_J = -1/2$ 里德伯成对态与双光子激发的失谐更小，因此我们需要更大的相互作用强度来抑制对这些态的激发，尽管通往这些态的矩阵元较小。**b,** 示例脉冲序列，此处用于在两个量子比特之间制备 $|\Phi^+\rangle$ 贝尔态。在里德堡门操作期间，阱会关闭数百纳秒，以避免里德堡态受到反俘获，并避免导致跃迁展宽的非均匀光移；随后在连续两次门操作之间，将基态原子重新俘获约 $\sim 3\mu$ 秒。



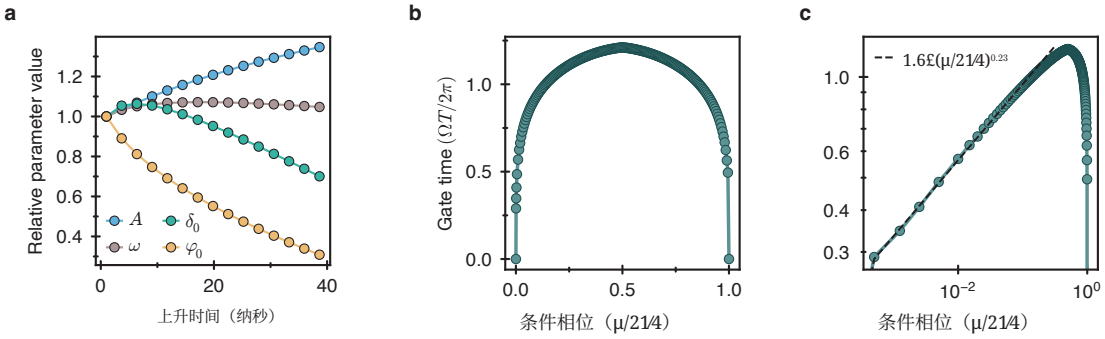

扩展数据图 2. **双光子里德堡门中的暗态物理。a,** 在远失谐极限下，三能级系统可有效描述为一个具有“暗”态 $|D\rangle$ 和“亮”态 $|B\rangle$ 的二能级系统。激发态 $|E\rangle$ 中的布居受到因子 $\propto \Delta^{-4}$ 的抑制，不参与系统动力学。**b,** 裸原子系统和有效二能级系统的哈密顿量，其中 $\alpha$ 为蓝色与红色拉比频率之比（随时间变化），$\dot{\alpha}$ 为其时间导数。**c,** 暗态和亮态构型下参数化时间最优门过程中的中间态布居，以及它们在 $\{|D\rangle, |B\rangle\}$ 基底中的布洛赫球轨迹。**d,** 平滑振幅门过程中的中间态布居，以及其在瞬时 $\{|D\rangle, |B\rangle\}$ 基底中的布洛赫球轨迹。模拟参数与扩展数据图 3a 和 4 中所述参数相对应。



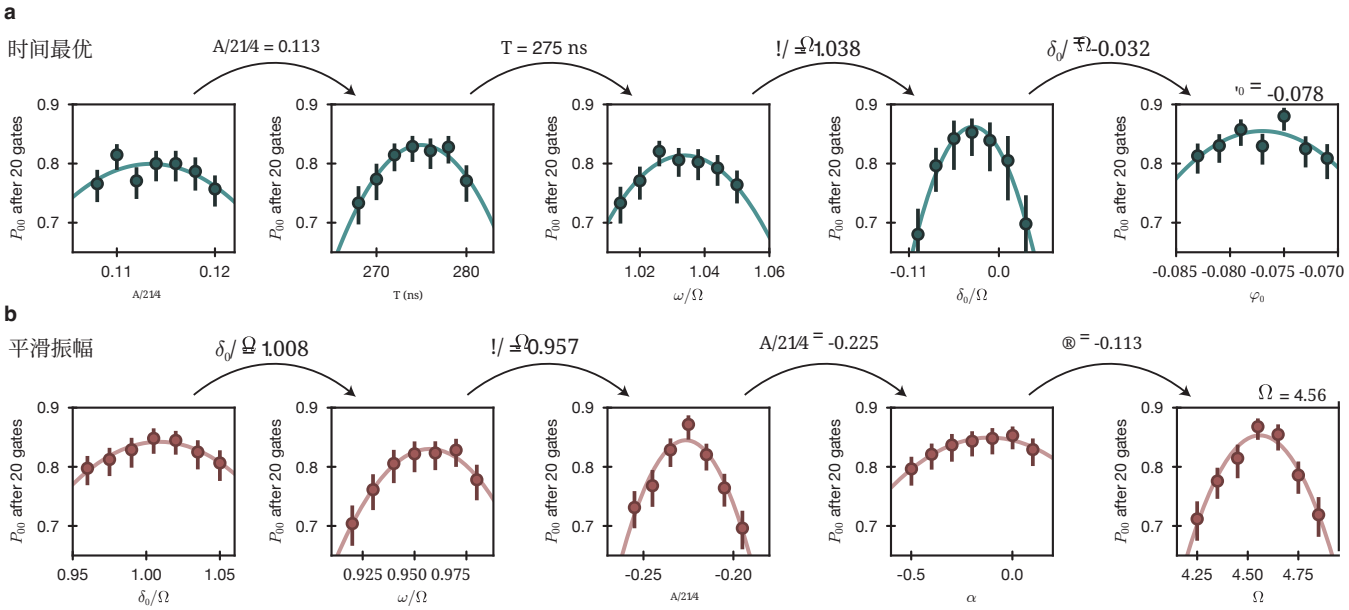

扩展数据图 3. **原子物理误差能级图及基准测试方法的数值比较。a,** 能级图展示了模拟中假定的八个态。我们假定 88 $\mu$s 里德伯态寿命（基于测得的 $T_1$，扣除了 1013-nm 散射寿命），以及中间态的寿命为 110 ns。我们假定中间态 [95]的分支比为：$\eta_{e\to L}=0.6142$、$\eta_{e\to 1}=0.2504$、$\eta_{e\to 0}=0.1354$；里德堡态 [96]的分支比为：$\eta_{r\to L}=0.894$、$\eta_{r\to 1}=0.053$、$\eta_{r\to 0}=0.053$。不同中间态散射通道之间的分支比采用参考文献 [95], 报告的数值；此外，我们假定一个简化模型，其中所有间接路径（经由 $4D$ 和 $6S$）均匀布居基态流形。里德堡寿命包括辐射衰变（170 $\mu$s）和黑体辐射衰变（128 $\mu$s）两部分，这些数值由参考文献 [96] 中的数据重新缩放至 $n=53$后得到。微波部分仅导致原子损失，我们假定辐射衰变均匀布居基态流形。我们指出，未来工作中对衰变通道 [37] 进行更精确的处理，或可提高误差建模的精度。**b,** 采用全局随机旋转对 CZ-$\pi$-CZ 序列进行基准测试，该方法对单粒子相位不敏感。**c,** 采用全局随机旋转对独立的 CZ 门进行基准测试，从而能够单独校准单粒子相位。**d,** 常用的交错随机基准测试方法，使用随机双量子比特 Clifford 门（本研究未进行）。**e,** 利用本研究建立的现实误差模型，对所述基准测试方法和贝尔态制备方法进行数值模拟。所有方法的结果一致，其中贝尔态保真度测量值为其他曲线提供了下界。

| 误差来源 | 时间最优 | 平滑振幅 | 错误类型 X、Y、Z、LG、AL** |
|---|---|---|---|
| 散射* $\|1\rangle$ | 0.103% / 0.043% | 0.036% | 6%，6%，25%，47%，15% |
| 散射 $\|0\rangle$ | 0.019% | 0.025% | 7%，7%，14%，62%，10% |
| 里德伯 $T_1 = 88\,\mu$s | 0.113% | 0.085% | 2%，2%，6%，23%，67% |
| 里德伯 $T_2^* = 3\,\mu$s | 0.134% | 0.089% | 0%，0%，75%，0%，25% |
| 位置涨落 | 0.012% | 0.054% | 0%，0%，96%，0%，4% |
| 里德伯 $m_{J=-\frac{1}{2}}$- | 0.06 - 0.15% | 0.01% | |
| 总保真度 | **99.53 - 99.62%** | **99.70%** | **2%, 2%, 41%, 17%, 38%** |

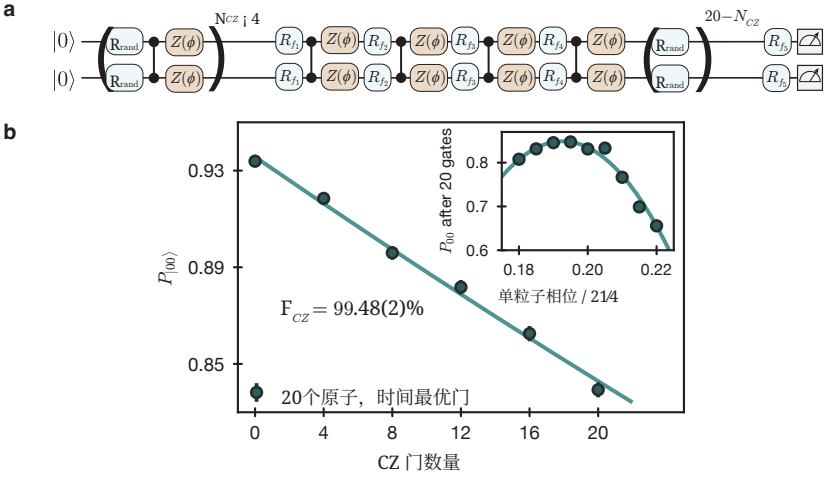
扩展数据图 4. **双量子比特 CZ 门的模拟误差预算**。模拟是在中间态失谐为 $\Delta/2\pi = 7.8$ GHz、双光子拉比频率 $\Omega/2\pi = 4.6$ 兆赫兹的条件下进行的。（*）两种失谐符号（亮态/暗态）对应的散射误差。总保真度值假设采用正确的（暗态）失谐选择。（**）LG——从量子比特流形泄漏到其他 $m_F$ 态。AL——由于布居留在里德伯态而造成的原子损失。



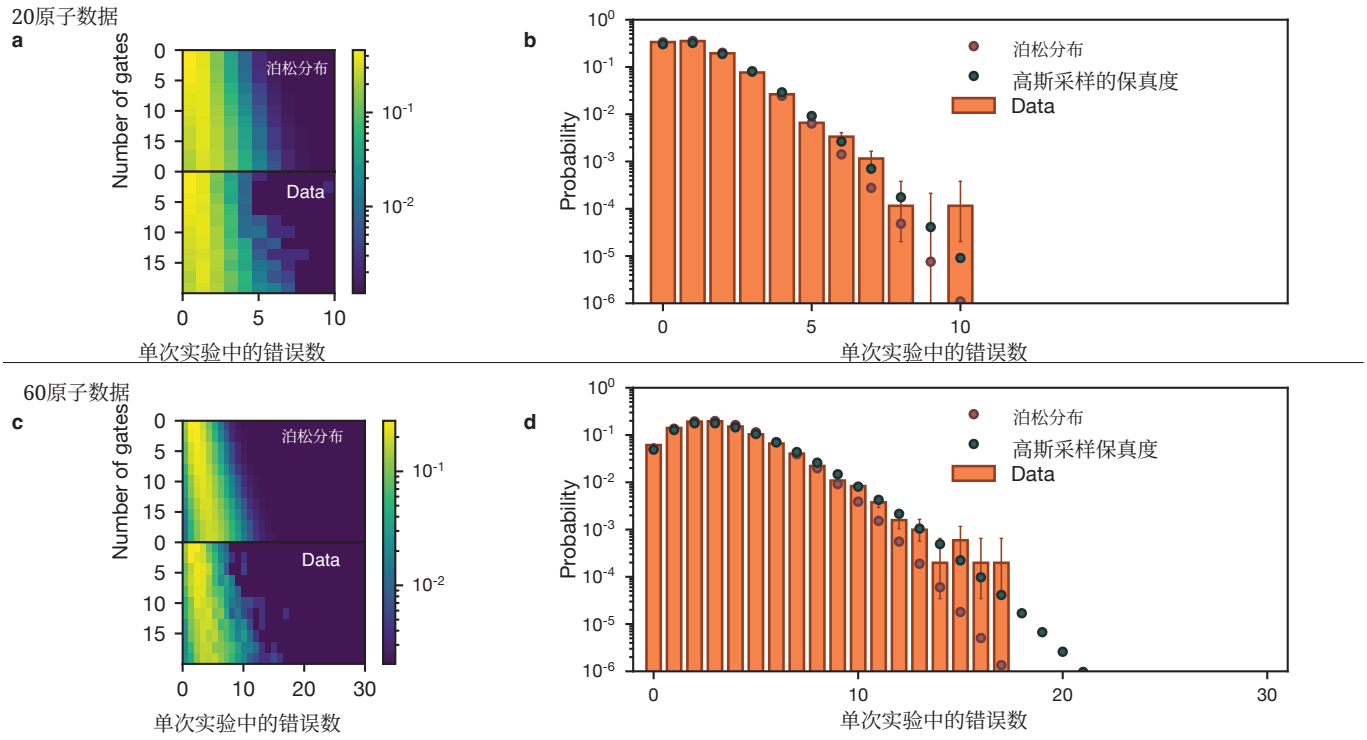

扩展数据图 5. **稳健且灵活的双量子比特门**。**a,** 对实验偏置的稳健性。对于某些系统性实验偏置，例如 420 纳米里德堡激光脉冲具有有限的上升时间，仍然可以找到精确的 CZ门。图中绘出了时间最优门的门参数相对值随脉冲上升时间的变化。上升时间为零时，此处使用的参数值为： $A/2\pi = 0.0988$、 $\omega/\Omega = 1.3629$、 $\varphi_0 = -2.6082$ 和 $\delta_0/\Omega = -0.0187$。**b,** 受控相位门 CPHASE($\theta$) 的持续时间。CZ门（$\theta = \pi$）是该门族中持续时间最长的门。由于预期更快的门具有更高的保真度，平均 CPHASE 门的表现应优于本研究报告的 CZ门，这为近期数字模拟带来了令人振奋的前景。**c,** 在双对数图上可以看到，对于小角度 $\theta$，门时间按近似幂律 $\Omega T(\theta)/2\pi = 1.6 \times (\theta/2\pi)^{0.23}$递减。这表明施加非常小的相位可能代价高昂，在设计数字模拟方案时应予以考虑。采用单个固定振幅脉冲时，这些小角度门在时间上是最优的，但其他方法可能表现更好。在小角度区域探索其他精确与近似门方案，例如里德堡缀饰和失谐的 $2\pi$-脉冲，是未来研究的一个有趣方向。



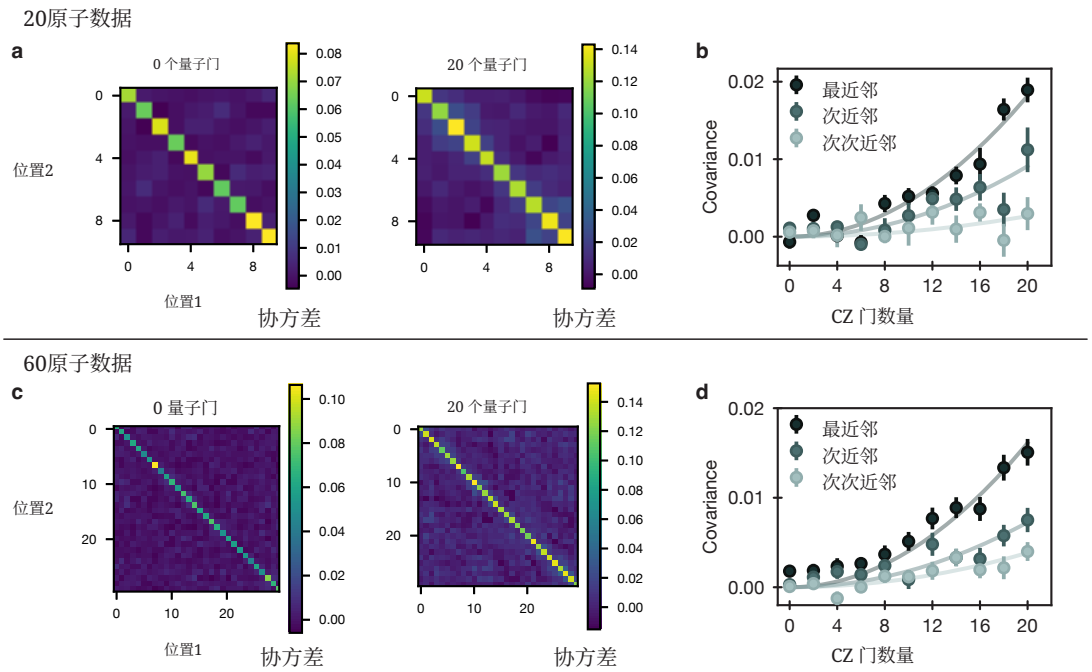

扩展数据图6。**双量子比特门保真度的经验优化。a,** 对时间最优门的门参数进行校准，显示在图3b的测量之前所执行校准的时间顺序。我们扫描单个门参数，并测量施加20 个纠缠门后返回初态的概率。**b,** 对平滑振幅门的门参数进行类似校准，我们按照平滑振幅门测量之前所示的顺序执行了校准。在这些测量之前还对其他门参数进行了额外校准。



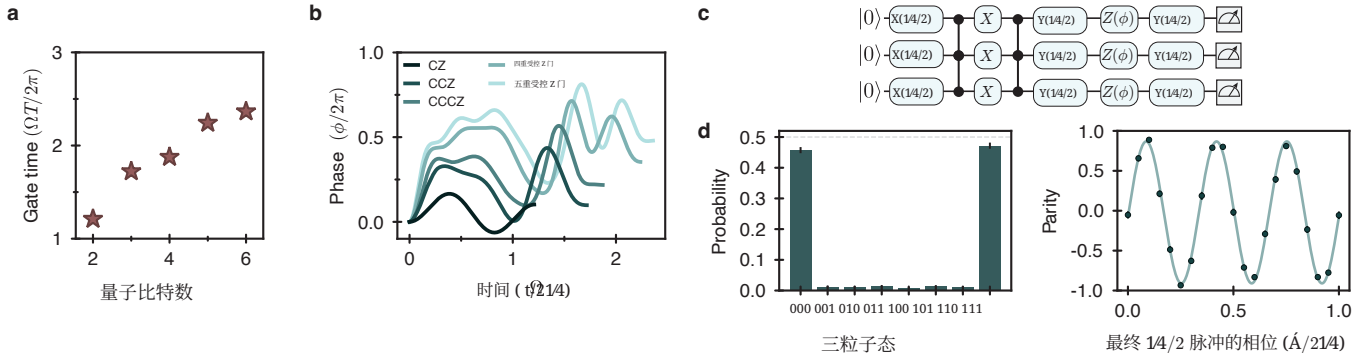

扩展数据图7。**CZ门单粒子相位校准和基准测试。a,** 用于校准单粒子相位的全局随机基准测试方法的数字电路，其中可在每个CZ门之后执行一次Z旋转，以补偿所获得的相位。 $R_{\mathrm{rand}}$ 是从Haar随机分布中采样的单量子比特旋转，5个旋转 $R_f$ 是在不存在门错误的情况下计算得到的，用于将原子对返回到初态。对于0个CZ门的点，需施加20次随机旋转，以及最后一次预先计算好的旋转，以将布居返回到初态。**b,** 通过优化20个CZ门之后的返回概率 $P_{|00\rangle}$ （插图）来校准单粒子相位所使用的实验数据。对于 $\phi$的最优选择，通过拟合指数衰减，我们提取出99.48(2)%的CZ门保真度。




扩展数据图 8. **实验拍摄中的相关误差**。**a,** 图 3 中 20原子数据的每次实验拍摄中错误数随所施加 CZ 门数量变化的分布，显示其与以单次实验中的错误数的实验均值为中心的泊松分布定性一致。**b,** 20原子数据中对所有量子门数量取平均后，单次实验中的错误数直方图。我们将数据与一种假设错误数围绕均值呈泊松分布的模型进行比较，发现二者存在一定偏差。在第二种模型中，我们假设每次实验拍摄的门保真度略有不同，并从均值为 99.54%、标准差为 0.3% 的高斯分布中抽样。第二种模型似乎能更好地拟合我们的数据。**c,** 对图 3 中的 60原子数据重复分析后，我们特别发现，在总计 5053 次重复实验中，没有任何一次出现 18 个或更多错误（共 30 个门位点）。同样，数据与泊松分布模型定性相似。**d,** 对 60原子数据中所有量子门数量取平均后，我们再次发现数据与每次实验拍摄中的错误数服从泊松分布的模型之间存在较小的定量偏差。相比之下，假设每次实验拍摄的保真度均从均值为 99.5%、标准差为 0.3% 的高斯分布中抽样的模型，似乎能更好地描述数据。




扩展数据图 9. **门位点之间的关联。a,** 图 3b 中 20原子数据在经过 0 个和 20 个量子门后的协方差矩阵；经过 20 个量子门后出现局域关联。**b,** 对所有最近邻、次近邻和次次近邻的协方差取平均，并绘制为所施加 CZ 门数量的函数。为便于观察，数据拟合为二次曲线。**c,** 图 3d 中 60原子数据在经过 0 个和 20 个量子门后的协方差矩阵。**d,** 绘制 60原子数据中相邻位点的协方差。再次可以看到，在施加 20 个 CZ 门的过程中，附近位点之间的协方差略有增长，尤其是最近邻位点之间。




扩展数据图 10。**多量子比特受控相位门和 GHZ 态数据的时间最优脉冲。a,** $C_NZ$阻塞门的执行时间与量子比特数的关系。 $N$量子比特门通过对 $|0\rangle^{\otimes N}$态施加相位翻转实现，这与参考文献 [8] 中针对 $N>2$的方法并不等价。对于 CCZ 门，对 $|111\rangle$ 态施加 aπ 相位（$|111\rangle \to -|111\rangle$），同时保持所有其他基态不变，与对 $|000\rangle$ 态施加相对 $\pi$相位在全局比特翻转下相关；然而，与双量子比特情形不同，这两种实现无法通过全局 Z 旋转变为等价。采用第二种方法的时间最优 CCZ 门实现的 CCZ 门速度提高了 $\approx 34\%$，其（$\Omega T/2\pi$）$=1.72$，相比于第一种方法的（$\Omega T/2\pi$）$=2$。61。两种方法之所以不同，是因为 $\pi$的相对相位是在不同的基态之间累积的，而这些基态的相位累积速率不同。对于施加 $|111\rangle \to -|111\rangle$的情况，相对累积速率最慢的态是 $|111\rangle$ 和 $|011\rangle$，它们分别以 $\sqrt{3}\Omega$ 和 $\sqrt{2}\Omega$ 的拉比频率驱动，因此相位累积速率正比于（$\sqrt{3}-\sqrt{2}$）$\Omega \approx 0.32\,\Omega$。相比之下，当相对相位施加于态 $|000\rangle$时，最小累积速率由$|001\rangle$ 态决定，该态以拉比频率 Ω 驱动。一般而言，可在门操作结束时纳入任意全局单量子比特旋转，从而在优化过程中涵盖上述所有方法。**b,** 通过对 $|0\rangle^{\otimes N}$ 态施加相位翻转实现的、适用于多达 6 个量子比特的 $C_NZ$ 门的时间最优相位曲线（无解析参数化）。**c,** 经过两个 CCZ 门后生成 GHZ 态（$|000\rangle+|111\rangle$）$/\sqrt{(2)}$ 所用的电路。**d,** 将该电路并行应用于 7 组三量子比特后实验测得的 GHZ 态； $|000\rangle$ 和 $|111\rangle$ 中的布居数为 92.9(3)%，宇称对比度为 89(1)%，得到的原始 GHZ 态保真度为 90.9(6)%。