arXiv:2301.01650v1 [cond-mat.mes-hall] 4 Jan 2023

作为分布式电荷传感器的延长量子点

S. M. Patomäki,[1,2,*] J. Williams,[1,2] F. Berritta,[3] C. Lainé,[1,2] M. A. Fogarty,[1] R. C. C. Leon,[1] J. Jussot,[4] S. Kubicek,[4] A. Chatterjee,[3] B. Govoreanu,[4] F. Kuemmeth,[3] J. J. L. Morton,[1,2,†] 以及 M. F. Gonzalez-Zalba[1,‡]

[1] *Quantum Motion, 9 Sterling Way, London N7 9HJ, United Kingdom*

[2] *London Centre for Nanotechnology, University College London, London WC1H 0AH, United Kingdom*[3] *Center for Quantum Devices, Niels Bohr Institute, University of Copenhagen, Copenhagen, Denmark*[4] *imec, Kapeldreef 75, B-3001 Leuven, Belgium*(日期：2023年1月5日)

增大量子点之间的间距，通过便于栅极布线以及集成传感器和电荷储库，为扩展规模带来优势。在砷化镓异质结构中，延长量子点已用于此目的，以扩大自旋-自旋相互作用的范围。在这里，我们研究了一种金属氧化物半导体（MOS）器件，其中两个量子点阵列由一个延长量子点（长 340 纳米、宽 50 纳米）隔开。我们通过测量流向储库的射频单电子电流来监测延长量子点的电荷跃迁，并将集总元件谐振器连接至该储库。我们将该量子点作为单电子盒运行，从而实现对两个阵列中远距离量子点的电荷传感，这些量子点彼此相距 510 纳米。对延长量子点两端同时进行电荷探测，表明电荷在其标称长度范围内分布均匀，这一点也得到模拟的量子力学电子密度的支持。我们的研究展示了如何利用形态灵活的单电子盒实现新颖紧凑的量子处理器布局；这类布局除了具备介导耦合的可能性外，还可实现分布式电荷传感。

I. 引言

近年来，栅极定义量子点（QDs）中的硅自旋量子比特取得了重大进展，使这一平台成为大规模量子计算的有力选择 [1]。这些进展包括在同一器件上实现高保真单量子比特门和双量子比特门 [2–4]，利用射频（rf）单电子晶体管（SET）实现高保真读出 [5],展示简单的量子纠错实例 [6]以及将器件扩展至采用线性排列的六量子比特器件 [7]。此外，已有研究展示了结合量子与经典电子学的芯片可在深低温下运行，这为量子比特的集成寻址、控制和测量提供了一种潜在途径 [8, 9]。

硅自旋量子比特通常依靠最近邻交换来实现双量子比特相互作用 [10–12]。在量子比特处理器中采用这种短程量子比特耦合，会导致栅极密度过高，从而妨碍与本地控制电子设备及栅极扇出 [13, 14], 的集成，并因串扰而引入非线性响应 [15]。此外，在量子比特平面内引入读出传感器，会影响可实现的连通性水平。要将量子比特阵列扩展到一维以上并集成低温电子设备，需要采用功能增强型结构，以增大量子比特之间或量子比特与传感器之间的间距。实现扩展的一种方法是采用色散型电荷传感器，例如射频单电子盒（SEB） [16–19]。SEB 的灵敏度与传统电荷传感器相近 [20, 21]，但只需要一个电荷储库，而 SET 需要两个，因此有利于设计连通性更高的量子比特阵列。另一种方法是采用延长量子点（EQD）来间隔量子比特，并在其间介导交换相互作用 [22–24]。这种方法要求每个远端量子点与 EQD 之间存在隧穿耦合；研究已在砷化镓异质结构中证明，该方法能够介导相隔半微米的单自旋之间快速、相干的交换相互作用 [25]。EQD 的另一项优势是，它本身可以充当本地电荷储库，从而便于初始化 [26]。

在本文中，我们结合这两种概念的特点，展示了一种具有细长电荷岛的SEB，可对多个远端量子点进行电荷传感；由于这些量子点彼此间距增大，串扰极小。该结构采用三层 n^+掺杂多晶硅栅极金属氧化物半导体（MOS）工艺制备，可形成细长的SEB以及少电子量子点。EQD中电荷的扩展分布和量子化与半经典模型相符，使其能够感测相距超过0.5 μm的量子点上的电荷。最后，我们展示了远端量子点与EQD之间的隧穿耦合，这满足了实现相干介导交换的一项要求。

II. 实验方法

我们的器件由两个双量子点（DQDs）组成，它们由一个EQD隔开，名义长度为340纳米

* sofia@quantummotion.tech
† john@quantummotion.tech
‡ fernando@quantummotion.tech

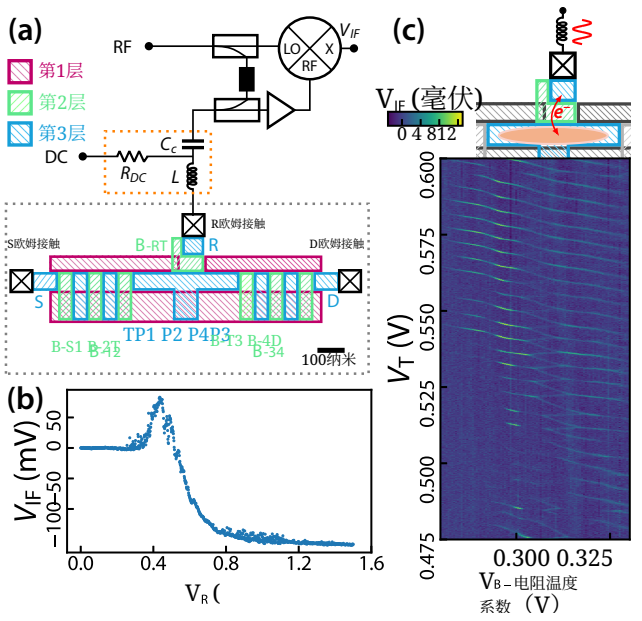

图1。**延长单电子盒的形成。**（**a**）器件示意图（灰色点状矩形）及简化的射频电路图（省略信号滤波）。一个集总元件谐振器（橙色点状矩形）电气连接至累积栅极 R 下方的欧姆接触，并通过解调后的基带频率反射测量信号的变化进行监测，V_{IF}。（**b**）V_{IF} 的变化反映了随着储库栅极电压 V_{R}增加而形成二维电子气的过程。所有其他栅极均保持零偏压。（**c**）延长量子点作为单电子盒运行。这里，处于零偏压的栅极以灰度绘制，而施加偏压的栅极则以彩色绘制。橙色斑块为示意图，用于表示感兴趣的量子点位置。在 T 栅下方形成一个延长的多电子量子点，并通过隧穿与 R 栅下方累积的电荷储库耦合。在谐振器的本征频率下驱动谐振器，会驱动储库 R 与 T 栅下方延长量子点之间的周期性电子隧穿。在 $V_{\mathrm{R}} = 1.5$V下获得的（T，B-RT）稳定性图显示，随着 V_{T}增加，量子点-储库跃迁变得越来越规则。信号强度取决于$V_{\mathrm{B-RT}}$，因为势垒电压会调制 EQD-储库隧穿速率。

，宽度为50纳米。测量的器件采用三层原位磷掺杂多晶硅栅极层制成，每层厚30纳米，使用晶圆级电子束图案化工艺形成。Si衬底与第一层栅极层之间隔有一层厚8纳米的热生长SiO n^+ ，其图案化在高电阻率（$_2$, kΩ）的p型Si晶圆上，以尽量降低氧化物缺陷的密度。各栅极层之间通过一层厚5纳米的高温沉积阻挡SiO$>$ 3 实现电绝缘。测量器件的示意图如图$_2$ [27]所示。1 (**a**)。我们使用一层栅极（最靠近硅衬底）为器件有源区周围连接欧姆接触的三条可能电流路径提供限域。第二层栅极用于在EQD、量子点与储库。如其他 MOS量子点阵列中所见， [28], 根据所施加的栅极电压，第二层中的这些“势垒”栅极下方也可以形成量子点。第三层栅极用作调谐栅，以控制 EQD、量子点的占据数，以及从积累栅下方延伸出的二维电子气（2DEG）——这些区域分别 обозначa为储库（R）、源极（S）和漏极（D）——与相应欧姆接触重叠并向器件有源区延伸。

器件在配备 QDevil 数模转换器、热化滤波器和高带宽样品支架的牛津仪器 Triton 稀释制冷机中进行降温 [29]。在基温（25 mK）下，我们通过栅电极漏电测试确认器件功能正常，随后进行夹断和饱和电压测量（预备器件表征流程见附录A ）。

我们使用射频反射测量 [30], 检测 EQD 与储库之间的电荷跃迁，具体而言，是通过连接到积累栅 R 欧姆接触上的集总元件谐振器进行检测，如图1 (**c**)的插图所示。射频反射测量装置和数据采集的更多细节见图B6 (**a**)。当系统不处于库仑阻塞状态时，射频电压 V_{rf} 驱动储库与 EQD 之间的单电子交流隧穿电流。循环隧穿表现为器件复阻抗的变化，从而改变集总元件谐振器的谐振频率和匹配阻抗 [31]。图B6 (**b**)显示了栅极 R 偏置关闭/开启时谐振器的矢量网络分析仪响应。我们施加一个接近谐振器谐振频率的信号；携带 SEB 复阻抗信息的反射信号经过放大并下变频，生成直流信号V_{IF}。通过监测所观测电荷跃迁的偏移，我们将 EQD 作为 SEB 传感器运行，从而能够同时感测在其任一端附近形成的量子点。

III. 结果

A. 单电子盒调谐

为了将 EQD 作为 SEB 运行，我们向 R 栅施加正电压，使二维电子气从附近的欧姆接触延伸至器件有源区附近。我们将 EQD 柱塞栅极 T 的偏压设在夹断电压以上，并通过调节势垒栅 B-RT 上的电压来调节储库与 EQD 之间的隧穿速率。为了调谐 SEB，我们首先记录 V_{IF}随 V_{R} 的变化（见图 1 (**b**)）。随着 V_{R} 增大，V_{IF} 会随二维电子气的形成而变化，从而改变电路阻抗。当 $V_{\mathrm{R}} \gtrsim 1$ V 时， V_{IF} 几乎保持恒定，表明二维电子气已完全积累。在此区域内，由其他栅极上的电压扫描引起的谐振器响应变化，可归因于量子点与储库中的二维电子气之间的交流电荷输运。

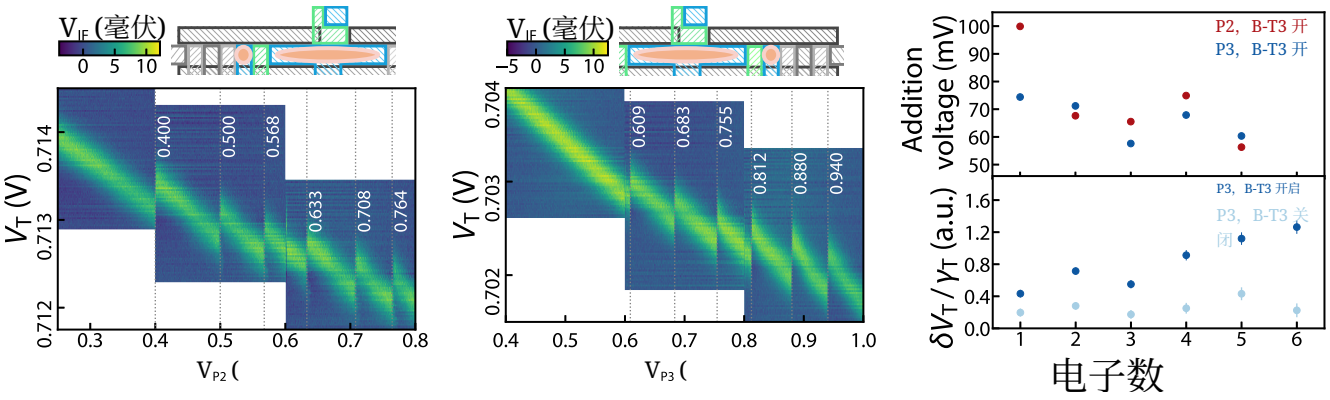

图2. **在 P2 和 P3 下对量子点进行电荷传感。** 工作点（上方示意图）和单电子盒峰位置的不连续变化（下方数据集）揭示了**(a)** P2 和**(b)** P3 的电子加载电压（白色数字）。**(c)** 上图显示从**(a)**-**(b)**提取的加电子电压。根据 V_{P2} 和 V_{P3} 分辨率得到的误差棒小于标记尺寸。**(c)** 下图显示了在 P3 量子点充电事件中，B-T3 开启（与漏极隔离，如面板**(b)**所示）和 B-T3 关闭（连接到由栅极 D形成的储库）时，传感器峰值偏移 δV_T 相对于峰线宽 γ_T 的变化。

固定 $V_R = 1.5$ V 后，我们绘制了 T 和 B-RT 栅极之间的电荷稳定性图（图 1 **(c)**），其中显示了表明存在离散电荷态的量子点-储库跃迁（DRT）。当$V_T \lesssim 0.55$ V 时，数据表明这是一个复杂系统，包含至少两个耦合量子点；而当 $V_T \gtrsim 0.55$ V 时，稳定性图则越来越像单量子点的稳定性图。选择 $V_{B-RT} = 0.29...0.31$ V 可使信号 V_{IF} 达到最大，这是因为储库与 EQD 之间的隧穿速率处于最佳状态。下文中，我们采用 $V_T = 0.69...0.72$ V，并将证明该电压足以使 EQD 延伸至整个 T 栅极的长度。

B. 量子点的电荷传感

接下来，我们将 EQD 用作单电子盒，逐个检测 P2 和 P3 下量子点中的电子，同时也将其用作这些量子点的局部电子储库（见图2 **(a)**-**(b)**）。为此，我们从单电子盒工作点 $V_R = 1.5$ V、 $V_{B-RT} = 0.29$ V 和 $V_T = 0.70...0.72$ V 出发，进一步设置 $V_{B-2T} = 0.250$ V 和 $V_{B-T3} = 0.225$ V。我们在图2 **(a)** 和**(b)**中用器件示意图展示了该工作点。正的势垒栅极电压会提高从 P2 到 T 以及从 T 到 P3 的隧穿速率。电子密度模拟定性地展示了势垒栅如何重塑量子点并将其向自身拉近。这一效应将在第IIID节进一步讨论。根据 (B-2T,T) 和 (T,B-T3) 稳定性图，势垒栅极电压选取在观测到的第一个电子加载电压以下（见图C7 **(a)**-**(b)**）。

我们将电子装载到 P2 或 P3 量子点检测为单电子盒微分反射测量中的不连续变化，这是由 EQD 与量子点之间的互电容引起的。我们将 $0 \to 1$电荷跃迁标记为检测到的第一个不连续变化。我们发现，第一个电子分别在 $V_{P2}(0 \to 1) = 0.400$ V 和 $V_{P3}(0 \to 1) = 0.609$ V 装载，后续电子以数十毫伏为步进装载。在占据一个电子时，我们测得典型的传感器峰电压信噪比 (SNR) 为 $\mathrm{SNR}_{P2} = 10.7$ 和 $\mathrm{SNR}_{P3} = 14.6$，积分时间为 1 ms（详情见附录 B）。

为了解所感测的量子点 P2 和 P3 是否处于少电子区间 [32], ，我们在图 2(c) 中绘出了提取出的加电子电压。这些加电子电压包含了电子数相关的限域能信息，如 $V_g(n_d \to n_d + 1) - V_g(n_d - 1 \to n_d) = \alpha_{dg}^{-1}\left[E_{C\,d}(n_d) + \Delta(n_d)\right]$，其中 n_d 是量子点 d中的电子数； α_{dg} 是从量子点 d 到栅极 g 的力臂；而 $E_{C\,d}(n_d) + \Delta(n_d)$ 是相应的位点内充电能与限域能之和。加电子电压通常并不规则；特别是，我们观察到，在从假定的 $4 \to 5$ 电子态开始加载时，P2 和 P3 的加电子电压都增大。这与填充最低的两个 $\pm z$ 谷轨道态相符，因此下一个电子会占据能量更高的轨道态。

根据估算的 T 加电子电压$|e|^{-1}\alpha_{TT}^{-1}E_{C\,T} = 4.4 \pm 0.2$ 毫伏（见图 D8），在 P2 和 P3 下加载第一个电子，分别会在单电子盒上诱导电荷 $\mathrm{d}q = 0.075\,e \pm 0.01$ （P2）和 $\mathrm{d}q = 0.032\,e \pm 0.01\,e$（P3）。图 2 **(c)** 还展示了 P3 加载电子所引起的 V_T 偏移 δV_T，相对于单电子盒微分反射测量的拟合线宽 γ_T。该比值 $\delta V_T/\gamma_T$ 可作为电荷灵敏度的替代指标，并表明传感器处于小信号还是大信号状态 [33]。从 EQD 加载电子时，当 $V_{B-T3} = 0.225$ V，至第五个电子时，偏移量已大于传感器峰的线宽，即 $\delta V_T \geq \gamma_T$。即使在零偏压下关闭通往 EQD 的势垒栅极，我们仍能对量子点保持一定的灵敏度。在这种情况下，我们改为从经由 D 形成的储库向 P3 下方加载电子。此处，我们设定

$V_{B-T3} = 0$ V、 $V_{B-34} = 0.275$V、 V_{P4} 和 V_{B-4D} 均为 0.9 V， V_D 为 1.5 V。值得注意的是，在此工作点，P3 下的第一个电子出现在 $V_{P3} = 0.387$ V。我们发现，在该工作点，灵敏度较低，且增长较慢。

C. 耦合量子点的电荷传感

在确立了 EQD 作为 SEB 电荷传感器对邻近量子点进行传感的基本工作原理后，我们接下来展示它感测邻近耦合量子点不同配置的能力。随后，我们评估该分布式电荷传感器的灵敏度随距离增加而发生的变化。首先，我们通过延伸由栅极D形成的储库二维电子气，在 P3 和 B-34 下方构造一个双量子点；将$V_{B-4D} = V_{P4} = 0.9$ V 设置为远高于它们的阈值电压，同时使 P3 和 B-34 工作在接近预期的第一个电子电压处。我们重新调节 $V_T = 0.7084$ V，同时将 V_{P3} 和 V_{B-34} 保持在各自选定电压范围的中心。由 SEB 传感得到的 (P3,B-34) 稳定性图如图3 (a)所示。我们观察到典型的隧穿耦合双量子点蜂窝图样；尽管距离 EQD 最远的量子点与其中心相距 305 纳米，传感器仍能感测两个量子点的电荷跃迁。我们测得 P3 和 B-34 的局部加电子电压分别约为 114 ± 1 毫伏和 43 ± 1 毫伏。

其次，我们在 P3 和 P4 下方形成一个双量子点（见图 3 (b)）。从前一个工作点继续调整势垒电压 $V_{B-4D} = V_{B-34}$ =0。275 V，同时保持 $V_{B-T3} = 0$ V，以形成限域，并重新调谐 $V_T = 0.7068$ V。此处，双量子点蜂窝图样的平均加电子电压分别约为 77 ± 5和 63 ± 5mV，对应 P3 和 P4。观察到锁存现象 [34]，（即 P3 电荷跃迁发生畸变），表明 P3-P4 或 P4-D 的隧穿速率与扫描频率处于同一量级 f_{ramp} （有关数据采集的详情，见附录 B ）。P4 与 EQD 的中心间距标称为 355 纳米，这表明这种扩展型单电子盒的电荷传感范围超出了更传统单电子盒或单电子晶体管通常所能达到的范围 [7]。

最后，我们从储库 D 向 P3 下方、从 EQD 向 P2 下方引入电子，在 P2、T 和 P3 之间形成一个三量子点。我们通过 $V_{B-2T} = 0.25$ V、$V_{B-T3} = 0$ V 和 $V_{B-34} = 0.275$ V 控制电子储库的隧穿速率。我们将 SEB 偏压设为 $V_T = 0.7093$ V，以便在 V_{P2} 和V_{P3} 设定在接近其预期的第一个电子电压时最大化灵敏度。图 3 (c) 展示了由此得到的三量子点 (P2,P3) 电荷稳定性图。我们将 P2、T 和 P3 系统的估计电荷构型标记为 (n_{P2}, n_T, n_{P3})。这些估计基于图 3 (d)所示的稳定性图模拟，该模拟采用了实验估计的杠杆臂和充电能，详情将在第 IIID 节和附录E中进一步讨论。工作点接近所谓的六边形——三重点，其特征是由 $(0, n_T + 1, 0)$ 和 $(1, n_T, 1)$ 电荷态之间形成的沙漏形状 [35]。

为确认我们对上述三量子点配置中各量子点位置的理解，我们根据单电子盒峰的斜率，以及近乎垂直和水平的电荷感测偏移，提取了各种杠杆臂比；这些偏移通过对单电子盒峰位置进行线性拟合得到（见附录E）。正如远距离量子点的预期，我们观察到 P2-P3 串扰接近于零；根据 P3 电荷跃迁随 V_{P3} 的变化，估算得到 $\alpha_{P3,\ P2}/\alpha_{P3,\ P3} = (8 \pm 6) \times 10^{-3}$。我们得到$\alpha_{P2,\ P3}/\alpha_{P2,\ P2} = 0 \pm [0, 3.33 \times 10^{-3}]$，其受限于沿 V_{P2} 轴较低的数据分辨率。拟合得到的扩展量子点 DRT 斜率的平均值以深红色虚线标出，为 $\alpha_{T,\ P3}/\alpha_{T,\ P2} = 0.65 \pm 0.11$。比值为 1 意味着扩展量子点波函数相对于栅极 P2 和 P3 的位置呈对称分布。直观而言，正偏压的势垒 B-2T（$V_{B-T3} = 0$ V）会将扩展量子点电子波函数拉向 P2，这或许可以解释杠杆臂的不对称性。

总体而言，图3(c) 中的数据展示了对间隔约 510 纳米的量子点进行同步读出，并将细长的单电子盒用作分布式电荷传感器。单个 EQD 电荷跃迁会因向 P2 或 P3 添加电荷而发生电容性移位，这一事实表明 EQD 的延伸范围约为整个 T 栅极的长度。不过，我们未在此工作点评估 P2-T 和 T-P3 隧穿耦合；但在附录C中，我们展示了利用 B-2T 和 B-T3 下方的量子点而非 P2 和 P3，可以实现与 EQD 的隧穿耦合。我们的结果证实，EQD 波函数有所延展，且能够与外围的量子点发生隧穿耦合；这两项都是利用 EQD 态实现介导交换 [36]所必需的条件。

D. 模拟的量子力学电子密度

为支持对 EQD 下离域电荷态的解释，并为我们对所研究量子点系统的定量理解提供基准，我们采用三维纳米结构模拟软件中的自洽薛定谔¨-泊松求解器（SPS）[37, 38] 来计算所谓的量子力学电子密度（QMED），记作 $\rho(\mathbf{r})$。我们将 QMED 视为量子点下的概率密度，以估算多电子电荷态的形状（模拟方法的详情见附录F ）。图4 (a) 展示了图x, y2(b)-(c)**所研究 T-P3 系统模拟 QMED 的**平面视图。通过对量子点柱塞栅极（T 或 P3）及最近邻势垒施加偏压，在获取实验数据时所用的非零偏压下，得到了这两个 QMED。模拟结果显示，势垒会改变量子点的形状，将由柱塞栅极控制的量子点拉向加偏压的势垒，并使 EQD 的形状延展。

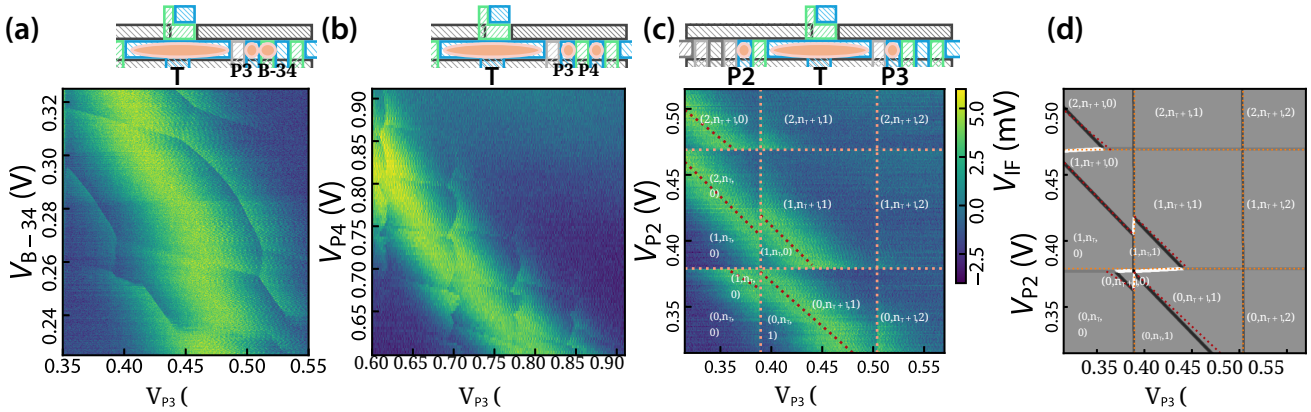

图3. **作为分布式传感器的细长单电子盒。（a）-（c）**由栅极（**a**）P3 和 B-34、（**b**）P3 和 P4 控制的双量子点，以及由栅极 P2、T 和 P3 控制的（**c**）三量子点的单电子盒电荷传感稳定性图。彩色图上方的器件示意图展示了栅极偏压设置和量子点。（a）**为在 P3 和 B-34 下定义双量子点，我们将栅极 D 下方形成的储库中的二维电子气延伸出来。我们将 B-4D 偏置在饱和区，并将 P4 偏置在接近夹断的位置。**（b）**为在 P3 和 P4 下定义双量子点，我们改为将 B-34 和 B-4D 偏置为势垒。**（c）**为在 P2、T 和 P3 之间定义三量子点，我们将 B-2T、B-T3 和 B-34 偏置为势垒。我们施加 V 的偏压，以获得接近 P2 和 P3 首个量子点电子的信号。估算的 P2、T 和 P3 量子点电荷占据数标示为（，n_{T}，n_{P3}）。（d）灰度色图显示了静电哈密顿量基态的电压交叉导数，该结果使用实验估算的杠杆臂和充电能计算得到。橙色和红色虚线对应于根据面板（**c**）拟合的直线。

如下文所述，量子点的形状和位置会影响（例如）力臂，而力臂也可通过实验测量。

由模拟 1σ 和2σ QMED 等高线得到的 EQD长度，针对一系列电子数进行了研究；这些电子数通过对一系列 V_{T} 电压下的模拟电子密度进行积分确定。结果如图 4 (b)所示。在仅对 T栅极施加偏压的模拟中，EQD长度单调增加。EQD长度可用幂律拟合$x_{\mathrm{EQD}} = an^{-1/2}{}_{\mathrm{T}} + b$，其中 n_{T} 为模拟电子数，$a < 0$，我们发现，当 1σ 和 2σ时，数值分别为 $b = 347$ 纳米和 $b = 339$ 纳米。

当 B-2T 和 B-RT 也施加恒定的正偏压时，仅位于 B-RT 下方的电子密度$n_{\mathrm{B-RT}} \approx 18.8$会从电子数中扣除。在这里，EQD长度是电子数的更复杂函数：低占据数下更为渐进的增加源于 B-RT 栅极对电子的牵引，而在 $n_{\mathrm{T}} \approx 6$处更陡峭的增加则是由 EQD 密度与 B-2T 下方的密度合并造成的。随着电子数进一步增加，EQD长度（定义为 1σ 或 2σ）由于电荷在 QD 中心的浓度不断增加而逐渐减小。带有 $V_{\mathrm{T}} = 0.7093$ V 的模拟数据点（对应于图3 (c)中的设定点）。该数据点处估计的长度为 $x = 320 \pm 2$ 纳米（ 1σ），以及 $x = 354 \pm 2$ 纳米（ 2σ）。我们使用四个实测数据集来估计（P2,T,P3）系统的杠杆臂分量，并在图4 (c)-(e)中将其与模拟值进行比较。杠杆臂提取的详细信息，以及所有估计和模拟的杠杆臂分量，见附录E、F和G。模-

拟得到的杠杆臂系统性地大于实验提取值，但通常在一个数量级以内。我们发现 $\alpha_{\mathrm{P2,\ P3}}$ 和 $\alpha_{\mathrm{P2,\ T}}$ 的误差最大（分别为 14.2 和 5.3），而其余非对角杠杆臂的误差最小，范围为 0.074 至 0.67。

我们使用图 4 (c)（上方矩阵）中估算的杠杆臂分量及由此得到的估算电容（见附录 H），模拟图 3 (c) 中的三量子点电荷稳定性图。哈密顿量基态的电压交叉导数 $\mathrm{d}(\mathrm{d}E_g/\mathrm{d}V_{\mathrm{P3}})/\mathrm{d}V_{\mathrm{P2}}$ 如图 3 (d) 所示。模拟的详细信息及所用参数见附录 H。模拟结果与数据在定性上吻合，并证实了电荷构型（n_{P2}、n_{T}、n_{P3}）。在（n_{P3}、n_{P2}）=(1, 1)处，测得的传感器斜率为 $a_{\mathrm{T}} = -0.703 \pm 0.008$，而模拟中所选用的杠杆臂矩阵得到$a_{\mathrm{T}} = -0.739$。沿 V_{P2} 方向的实验与模拟（P2,T）电荷诱导电压偏移，在 ± 1 毫伏、$\Delta V_{\mathrm{P2}} = 13 \pm 1$ 毫伏的实验分辨率范围内一致。

IV. 展望

我们已将 EQD 用作射频单电子盒（rf-SEB）电荷传感器，能够探测距离 EQD 中心最远 355 纳米处的量子点，这表明同一 SEB 电荷态可能对相距超过 700 纳米的量子点中的电荷敏感。量子力学电子密度模拟为我们的结果提供了有力支持。EQD 带来的增强功能或可在未来基于量子点的架构中进一步拓展，用于采用更复杂栅极形状定义的传感器

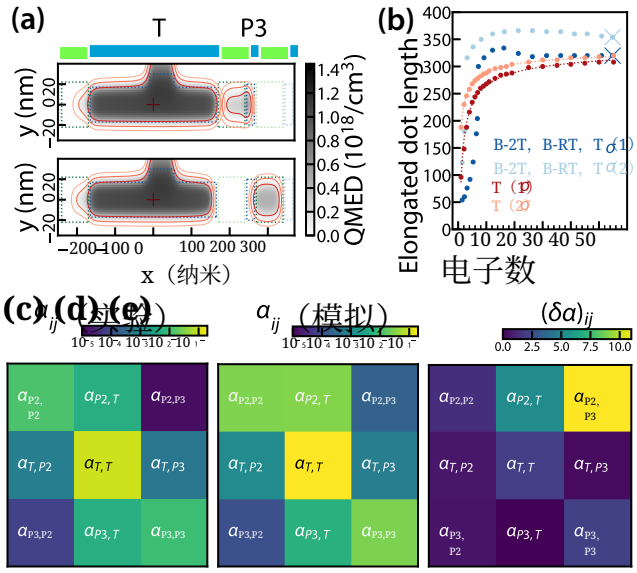

图 4. **EQD长度和杠杆臂矩阵的估算。(a)** B-T3施加正电压时（上图；见图 2 **(b)**）以及零偏压时（下图；图 2 **(c)**）T-P3双量子点的模拟QMED，以灰度色图显示，并叠加第2层（绿色）和第3层（蓝色）栅极位置（虚线矩形）。红色等高线对应于t $(1-m\sigma)\rho_{\max}$，其中 $m=1$，2，3。栅极侧视图（上方）突出显示了T栅极和B-T3的位置。**(b)** 由QMED积分得到的EQD长度随电子数 n_{T}的变化。红色数据集仅通过调节T栅极偏压获得，对应于$(1-m\sigma)\rho_{\max}$，其中 $m=1$，2，颜色由浅至深排列。虚线为幂律 $an^{-1/2}{}_{\mathrm{T}}+b$的拟合结果。蓝色数据集通过施加 $V_{\mathrm{B-2T}}=0.275$ V、$V_{\mathrm{B-RT}}=0.3$ V偏压并改变 V_{T}获得；同样，$m=1$，2由浅至深排列。叉号标记对应于图 3 **(c)**中的工作点。**(c)** 实验估算的杠杆臂矩阵分量。我们使用图 2-3中的数据，并结合对$\alpha_{T,\,T}$的独立估算，来估算杠杆臂矩阵。**(d)** 模拟的杠杆臂矩阵。模拟采用与实验工作点对应的栅极偏置，每个QMED对应于单独模拟的一个量子点，并考虑最近邻栅极偏置。**(e)** 实验估算值与模拟的杠杆臂矩阵分量之间的相对误差。

，例如直角形或十字形。单个传感器即可探测布置在外围的多个量子点，从而实现所需独立栅极结构更少、便于读出的新型单元。结合少电子量子点的演示结果，我们的研究展现了这一多栅多晶硅平台制造可扩展量子点单元的潜力。

这类细长量子点的另一种潜在应用，是作为中程自旋量子比特耦合器；此前已在 GaAs/AlGaAs 异质结构中的量子点上展示过这种应用 [25]。在这里，我们展示了实现这一应用的两项基本要求：EQD 中的电荷量子化，以及与外围量子点的隧穿耦合。我们设想，扩展量子点可以成为拓展硅中量子比特间相互作用范围的重要资源，并与自旋穿梭 [39–41], 、浮栅电容耦合 [42, 43] 和微波光子链路 [44, 45]等其他方案相辅相成。此外，我们还证明 EQD 可用作局域电子储库，可用于缓解电荷泄漏错误的方案 [26]。

V. 致谢

本研究获得欧盟地平线2020研究与创新计划资助，资助协议编号为951852（QLSI）；同时获得英国工程与物理科学研究委员会（EPSRC）通过QUES2T（EP/N015118/1）以及量子计算与模拟中心（EP/T001062/1）提供的资助。AC感谢丹麦独立研究基金的资助。M.F.G.-Z.是英国研究与创新署未来领袖研究员（MR/V023284/1）。

附录 A：低温器件表征

为了评估正文中所测器件的可操作性，该器件标记为器件**A**，我们在低温恒温器的基温下测量栅漏电导、夹断电压和饱和电压。测量栅极漏电时，对栅极施加逐渐增大的电压g_i，同时测量所有沟道中的电流，并对所有栅电极重复该过程 i。漏电导l_{ij} 取电压范围内的平均电导。所得漏电矩阵如图A5 **(a)** 所示。所研究器件的漏电流不超过 ±1.3 pA/，在低温下为

库仑阻塞工作点的初步估计通过测量栅极夹断电压和饱和电压获得。测量时，器件的工作方式类似于由经典MOS场效应晶体管串联构成的电路。该器件有三种可能的电流通道：源极-漏极、储库-源极和漏极-储库。测量夹断电压时，在欧姆接触oi 和oj 之间施加 $V_{oi-oj}=1$ 毫伏电压，同时将所述沟道 $i-j$上第2层和第3层的所有栅极偏置为2.0 V。将其中一个栅极的栅极电压从2.0 V扫描至 -0.5 V，再反向扫描，同时记录电流。夹断电压和饱和电压分别定义为测得电流达到饱和电流的5%和90%时对应的电压。如果未观察到饱和区，则将夹断电流定义为测得的最大电流的5%。

在该器件中，三个沟道均能正常工作。通过对源极-漏极沟道和漏极-储库沟道施加偏压所获得的结果总结如图A5**(b)**所示。积累栅极源极（S）、储库（R）和漏极（D）在比其他栅极更高的电压下进入饱和区。其他第3层栅极在夹断与饱和区之间所需的电压范围，系统性地大于第2层栅极

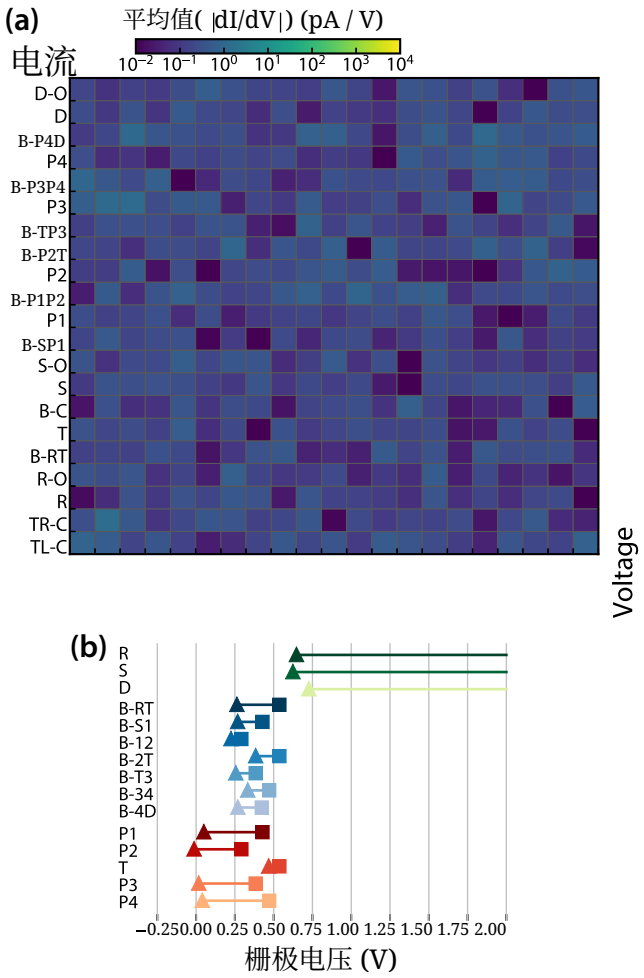

图 A5. **漏电流、夹断电压和饱和区电压。(a)** 漏电矩阵，其中像素的颜色表示栅极 i （矩阵列）与沟道 j （矩阵行）之间的平均电导；我们在栅极施加电压，并在沟道读取电流。施加电压范围为 -4.8 毫伏至 $+4.8$ 毫伏。**(b)** 夹断电压（三角形标记）和饱和区电压（方形标记）汇总。除 B-RT 和 R 外，所有栅极均通过源漏沟道进行表征；B-RT 和 R 则通过漏极-储库沟道进行表征。我们在 y 轴上对结果进行偏移，并以缩写栅极名称标注每个结果。红色数据集对应第3层柱塞栅，蓝色对应第2层势垒栅，绿色对应第3层积累栅。

。这一观察结果与总氧化层厚度随层级增加而增加的情况一致。该器件中未观察到滞后现象。

附录 B：射频反射测量与数据采集

图 B6展示了射频反射测量装置的示意图，该装置用于为连接到积累栅极 R 的欧姆接触上的集总元件谐振器施加偏压，并采集

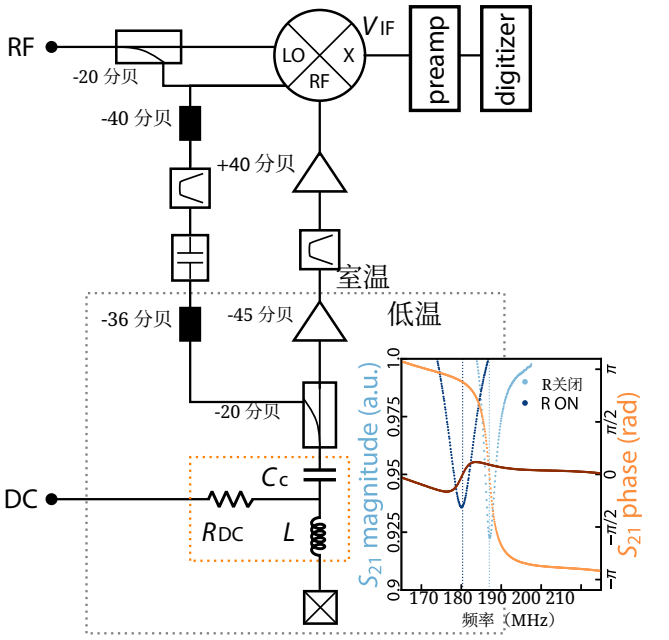

图 B6. **射频反射测量**。简化的低温与室温射频装置，其中一个集总元件谐振器（橙色点状矩形框内的电路）连接到积累栅极 R 的欧姆接触（交叉方块）。衰减分阶段在低温恒温器内进行。为简明起见，图中标出了 -36 dB 的总衰减。未显示直流滤波。嵌入图显示了矢量网络分析仪反射测量中的谐振器响应，其中输入和输出信号分路，分别用于衰减和低温放大。信号幅度以蓝色数据点表示，范围截至 6 dB 带宽。信号相位以橙色数据点表示。积累栅极 R 关闭且处于零偏压时的数据集以较浅颜色绘制；栅极 R 开启且处于正偏压时的数据集以较深颜色绘制。估算的谐振频率以虚线标出。

反射信号。该图包含衰减、放大以及关键组件。此处，R_{DC} =49.99 kΩ、 $L = 820$ nH 和 $C_{\mathrm{c}} = 22$ pF。此外， C_{c}还串联了一个总耦合电容器，电容为 100 pF；为简洁起见，图中未显示该电容器。

所有器件栅极均连接至直流线路（图中未示出），并由电压数模转换器（DAC）施加偏压。为获取迹线或稳定性图，需对 DAC 进行编程，使其发送一维或二维阶梯离散电压斜坡，每个步进持续 $t_{\mathrm{sample}} = 10^{-4}$ s，对应的扫描频率为$f_{\mathrm{ramp}} = 10$ kHz。斜坡起始与发送至数字化仪的触发信号同步。我们以 1 MS/s 的采样率进行数字化 V_{IF} us，电压前置放大器的低通截止频率为 $f_{\mathrm{low\ pass}} = 10$ kHz。我们对迹线进行箱式车厢滤波，窗口大小对应于 t_{sample}，并相应抽取，得到间隔为 t_{sample}的数据集。我们重复采集 $n_{\mathrm{average}} = 10$ 次并取平均值。因此，我们估算积分时间为 $t_{\mathrm{integrate}} = n_{\mathrm{average}}/f_{\mathrm{low\ 通}} = 1$ ms。

图 B6 中嵌入的是矢量网络分析仪（VNA）的响应：R 栅（以及整个器件）处于零偏压时（幅值和相位响应分别以浅蓝色和浅橙色数据集表示），以及 R 栅开启时（分别以深蓝色和深橙色数据集表示）。谐振器的响应既表现为谐振频率变化，也表现为耦合系数变化——我们观察到，随着 R 栅下方积累二维电子气，谐振频率和耦合系数均降低，使谐振器从过耦合转为欠耦合。

附录 C：由 B-2T 和 B-T3 控制的量子点电荷传感

我们可以使用 SEB 对由势垒栅极 B-2T 和 B-T3 控制的量子点进行传感。为此，我们设置 $V_{\mathrm{P2}} = V_{\mathrm{P3}} = 0$ V。与正文中的 $V_{\mathrm{T}} \approx 0.7$ V 相比，我们将 EQD 的占据数设得更低，约为 $V_{\mathrm{T}} \approx 0.5$ V。我们估计，此电压下的占据数少了约 $45 - 50$ 个电子。我们采用较低的 V_{T}，以减小 EQD 电子波函数的尺寸，从而降低 EQD 与势垒量子点之间的电子隧穿耦合。

我们在图 C7 (a)-(c)中展示了 (T,B-2T)、(T,B-T3) 和 (B-2T,B-T3) 稳定性图。在此 V_{T} 范围内，我们观察到微分电荷转移线，其与 T 栅极的耦合比与势垒栅极的耦合更强。在此工作区域内，T 栅极可能容纳多个量子点。与传感柱塞量子点时的情况类似（见图2），我们观察到 B-2T 和 B-T3 下加载的前几个电子表现为 EQD 微分电荷转移线峰的位移。在 (T,B-T3) 系统中，我们观察到隧穿耦合大致单调增加（图 C7 (b)）。随着 $V_{\mathrm{B-T3}}$ 和 V_{T} 电压升高，在$\Delta V_{\mathrm{T}} = 0.1$ V 的范围内，势垒量子点与 EQD 的耦合由电容耦合转变为隧穿耦合，这一点可由 DTR 线弯曲程度的增加看出；T 的占据数相应变化约 15 个电子。我们预计，这对应于 EQD 电子波函数与 B-T3 量子点的重叠增加。

我们还在 (T, B-2T) 稳定性图中观察到 B-2T 电子加载事件（图 C7(a)）。在此处，电容耦合在 $V_{\mathrm{T}} \leq 0.49$ V 时较弱，低于该电压时看不到 B-2T 加电子电压。这种不对称性在图 C7 (c)所示的 (B-2T, B-T3) 稳定性图中得到了直接展示。EQD 的微分电荷转移线几乎呈垂直分布，表明与 B-T3 的耦合相对强于与 B-2T 的耦合。根据实验观察到的比值$\alpha_{\mathrm{T,B-2T}}/\alpha_{\mathrm{T,B-T3}}$ （或 $\alpha_{\mathrm{T,P3}}/\alpha_{\mathrm{T,P2}}$），我们预计电子波函数的形状和离域程度取决于填充情况。在量子点占据数较低时，波函数较小且不居中，可能至少有两个原因。左上和右上限制栅极之间的开口相对于 T 栅极呈不对称，而 B-RT 的 L 形结构会不对称地屏蔽 T 栅极。轨道角动量也可能产生额外影响。类比原子的 p 轨道，例如，对应不同填充状态的电子波函数可能偏向 T 栅区的左侧或右侧。

对于较高填充状态，当 EQD 表现为单量子点时，波函数形状会趋于均一并发生离域，与外侧量子点形成电容耦合，从而构成定义明确、耦合几乎对称的三量子点（见正文）。

附录 D：延长量子点的充电能与杠杆臂

另一延长量子点器件（称为器件B）— () 的库仑菱形数据如图 **D8(a)**所示，用于估算 *EQD* 的典型充电能和杠杆臂α_{T}, $_{\mathrm{T}}$。器件示意图见图 D8 (a)顶部插图：EQD 通过势垒栅 B-ST 、 B-RT 和 B-TD 连接到三个积累栅 S 、 R 和 D。该器件与器件 **A**来自同一芯片，且 EQD 尺寸相同。

我们通过 S-D 通道测量库仑菱形：对连接到 S 栅极的欧姆接触施加变化的电压，并对 T 栅极施加变化的电压。B-ST 和 B-TD 势垒的偏压接近其夹断电压，而 S 和 D 积累栅的偏压则显著高于各自的夹断电压。我们在图 D8(a)中绘出库仑菱形。对于每个 V_{T}，我们将电流高于背景 $\pm$ 400 pA 时的 $V_{\mathrm{S-ohmic}}$ 值确定为菱形边缘。将菱形的上、下边缘视为数据轨迹，并以 V_{T} 作为设定点，我们找出峰值最大值和最小值，并分别以青色和橙色点标示。我们手动移除低电子数区域中的一些未配对峰和谷。在确保菱形峰与谷数量相等后，我们对这些数据进行处理，得到图 D8 (b)所示的充电能，以及图 D8 (c)所示的杠杆臂，计算时使用 $E_{Ci} = h_i/2$ 和 $\alpha_{\mathrm{T}i,\ \mathrm{T}} = h_i/(2w_i)$，其中 h_i 和 w_i 分别为第 i 个菱形的高度和宽度。

我们发现，对于最后约 30 个测得的电子（电压为 $V_{\mathrm{T}} = 0.77$ V 及以上；数据的局部放大图见图 D8 (a)下方的插图），充电能和杠杆臂趋于稳定在恒定值。最后 30 个电子的平均充电能为 $E_C = 0.41 \pm$0.02 meV，平均杠杆臂为 $\alpha_{\mathrm{T,T}} = 0.093 \pm$0.005 eV/V，其中误差棒表示一个标准差。

在图 D8 (d)中，我们绘出了器件 **A** 在射频测量下的库仑振荡，并提取了各峰的位置以确定充电电压。在图 D8 (e)中，我们绘出了提取的充电电压和充电能，并利用为器件 **B** 估算的力臂计算出充电能的平均值 $E_C = 0.41 \pm 0.02$ meV（见图 D8 (f)中的额外 y 轴），与器件 **B** 的结果吻合良好。

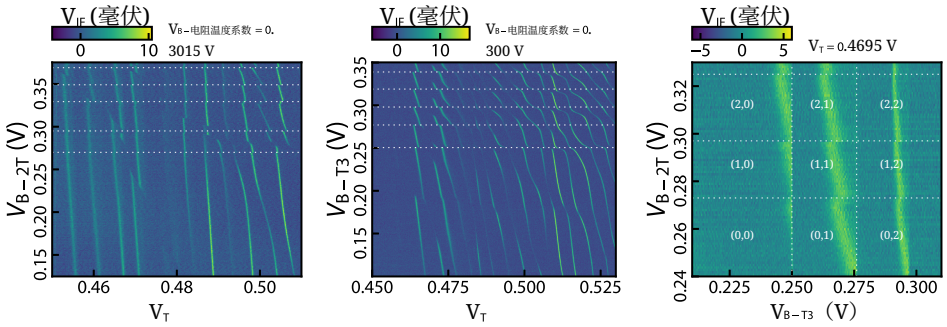

图 C7. **由 B-2T 和 B-T3 控制的量子点电荷传感。** **(a)** (T,B-2T)、**(b)** (T,B-T3) 和 **(c)** (B-2T,B-T3) 电压平面上的稳定性图。电子加载电压以白色虚线标出。**(c)** 中的估算电荷构型表示为 $(n_{\mathrm{B-2T}},\ n_{\mathrm{B-T3}})$。

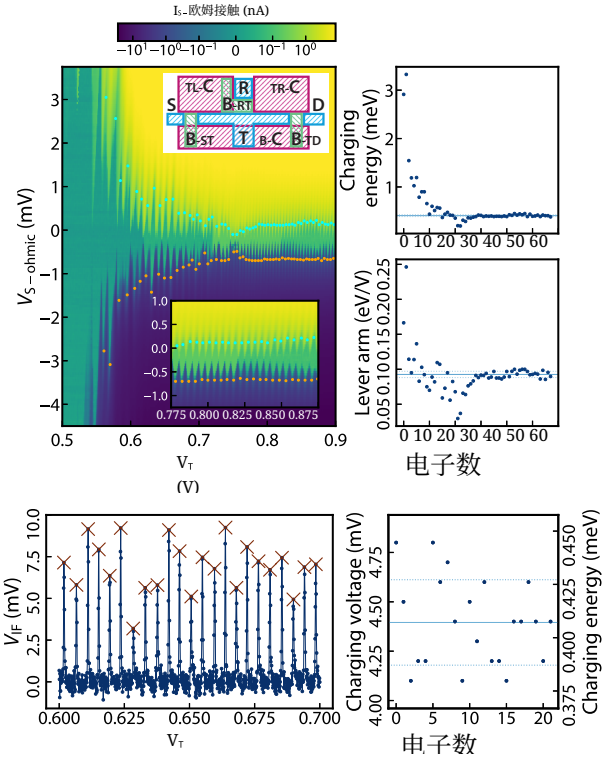

图 D8. **延长量子点的充电能和力臂。(a)** 器件**B**的库仑菱形，菱形峰和谷分别以青色和橙色圆点标注。上方插图显示器件示意图。下方插图为高电子数区域的局部放大图。**(b)** 从某个偏移电子数开始，提取出 58 个电子对应的充电能。**(c)**提取出的力臂。**(d)-(e)** 器件**A**的加载电压和充电电压。图**(e)** 显示使用器件**B**的 $\alpha_{\mathrm{T,\ T}}$ 换算得到的充电电压对应的充电能。

附录 E：杠杆臂估算

杠杆臂矩阵定义为以下乘积

$$\boldsymbol{\alpha} = -\left(\mathbf{C}_{\mathrm{dd}}\right)^{-1}\mathbf{C}_{\mathrm{dg}}, \tag{E1}$$

其中$\mathbf{C}_{\mathrm{dd}}$ 是点-点电容，$\mathbf{C}^{\mathrm{dg}}$ 是麦克斯韦电容矩阵中的点-栅极子矩阵 [46]。我们使用器件**B** 高电子数平均估算值$\alpha_{\mathrm{T,\ T}} = 0.093 \pm 0.005$ eV/V，将器件**A** 中测得的杠杆臂比转换为杠杆臂。在（V_x，V_y）电压平面上，点-储库跃迁的斜率为

$$a_i = -\frac{\alpha_{ix}}{\alpha_{iy}}. \tag{E2}$$

对于 $i = \mathrm{T}$，$x = \mathrm{P2}$（$x = \mathrm{P3}$），以及 $y = \mathrm{T}$，利用$\alpha_{\mathrm{T的斜率估算T}}$，可得到$\alpha_{\mathrm{T的估算值P2}}$（$\alpha_{\mathrm{T,\ P3}}$）。使用图2中的数据，可得图E9 **(a)** 所示的杠杆臂估算值。同样，位点间充电能 $e^2\left(\mathbf{C}_{dd}^{-1}\right)_{ij}$ 可根据 ICT 的水平和垂直范围 ΔV_x 和 ΔV_y估算为

$$\Delta V_x = -2\left(\mathbf{C}_{dd}^{-1}\right)_{ij}\frac{\alpha_{iy}-\alpha_{jy}}{\alpha_{ix}\alpha_{jy}-\alpha_{iy}\alpha_{jx}} \tag{E3}$$

$$\Delta V_y = a_{ij}(x_{23}-x_{12}), \tag{E4}$$

对于量子点 i 和 j，其中 a_{ij} 是 ICT 的斜率。当$\alpha_{\mathrm{P2,\ P2}} \gg \alpha_{\mathrm{T,\ P2}}$时，公式（E3）可简化为

$$\Delta V_{\mathrm{T}} = 2|e|\left(\mathbf{C}_{dd}^{-1}\right)_{\mathrm{T,P2}}\alpha_{\mathrm{T,T}}^{-1}, \tag{E5}$$

并且当 $\alpha_{\mathrm{T时,\ T}} \gg \alpha_{\mathrm{P2,\ T}}$公式（E4）可简化为

$$\Delta V_{\mathrm{P2}} \approx -2|e|\left(\mathbf{C}_{dd}^{-1}\right)_{\mathrm{T,P2}}\alpha_{\mathrm{P2,P2}}^{-1}, \tag{E6}$$

P3 也同样如此。

通过反演方程（E5）-（E6）得到的互电容$\left(\mathbf{C}^{dd}\right)_{\mathrm{T,\ P2}}^{-1}$ 和 $\left(\mathbf{C}^{dd}\right)_{\mathrm{T,\ P3}}^{-1}$以及杠杆臂$\alpha_{\mathrm{P2,\ P2}}$和$\alpha_{\mathrm{P3,\ P3}}$

图E9 (**b**) - (**c**) 。利用上述估算值，我们还可以通过反演 ICT 斜率来估算$\alpha_{\mathrm{P2,\ T}}$ 和$\alpha_{\mathrm{P3,\ T}}$

$$a_{\mathrm{P2,T}} := \frac{\Delta V_{\mathrm{T}}}{\Delta V_{\mathrm{P2}}} \tag{E7}$$

$$= \frac{\alpha_{\mathrm{P2,P2}} - \alpha_{\mathrm{T,P2}}}{\alpha_{\mathrm{P2,T}} - \alpha_{\mathrm{T,T}}}. \tag{E8}$$

所得估算值绘于图E9 (**d**)。

我们指出，图 3 (c) 中数据的设定点在局部上接近图 2 (a) 和 (c) 中讨论的 (P2,T) 和 (T,P3) 双量子点的设定点，在这些情况下，B-T3 保持零偏压。这一点由独立估算的杠杆臂比得到验证。对于电荷组态 $(n_{\mathrm{P2}}, n_{\mathrm{T}}) = (1, n_{\mathrm{T}})$ 和 $(n_{\mathrm{T}}, n_{\mathrm{P3}}) = (n_{\mathrm{T}}, 1)$，我们提取出 $\alpha_{\mathrm{T,P2}}/\alpha_{\mathrm{T,T}} = 0.140 \pm 0.008$ 和 $\alpha_{\mathrm{T,P3}}/\alpha_{\mathrm{T,T}} = 0.097 \pm 0.016$，得到 $\alpha_{\mathrm{T,P3}}/\alpha_{\mathrm{T,P2}} = 0.69 \pm 0.14$，与先前的估算一致。受这一观察结果启发，在下文模拟图 3 (c) 的三量子点稳定性图时，我们采用从这些双量子点数据集中估算出的杠杆臂和位点间充电能。

上述步骤可得出（P2,T,P3）三量子点系统 9 个杠杆臂中 7 个的估计值。对角杠杆臂$\alpha_{\mathrm{P2,\ P2}}$ 和 $\alpha_{\mathrm{P3,\ P3}}$ 还可用于将加成电压转换为加成能。原则上，我们可以根据（P3,P2）稳定性图中的 P3 和 P2 微分电荷转移线，估算剩余的两个杠杆臂。沿 V_{P3} 方向的高分辨率使我们能够估算斜率 $-\alpha_{\mathrm{P3,\ P3}}/\alpha_{\mathrm{P3,\ P2}}$，而沿 V_{P2} 方向较低的分辨率使得估算 $-\alpha_{\mathrm{P2,\ P3}}/\alpha_{\mathrm{P2,\ P2}}$ 更加困难。我们在 P2 和 P3 下有 3...6 个电子的电荷构型中，于 V_{P2} 和 V_{P3} 的 0。6...0。9 V 范围内估算后者。

附录 F：自洽薛定谔-泊松与静电求解器

量子力学电子密度（QMED）$n^{-}(\mathbf{r})$ 定义为不同导带对应的费米分布概率密度之和的能量积分 [37]。QMED 可通过迭代求解薛定谔方程和泊松方程 [37, 38]，的方法获得，该方法称为自洽薛定谔-泊松求解器（SPS）。在能量收敛时，求解器会输出 QMED $n^{-}(\mathbf{r})$ 以及所谓的有效质量概率密度$\left|\Psi_{\alpha,\ E}(\mathbf{r})\right|^2$。与电子密度关联的总电荷可通过对空间中的 $n^{-}(\mathbf{r})$ 积分得到。

我们使用半导体纳米结构模拟程序 nextnano ++ [37,38] 中的 SPS 实现。我们将器件栅极建模为位于硅（Si）衬底上的三维肖特基接触。我们采用$\phi = 4.05$ eV 的功函数，与 n^{++}掺杂的多晶硅相符。我们将 Si/SiO_2 界面设为狄利克雷边界条件，以确保电子密度保持在 Si 衬底内。我们还采用通用模拟软件 C OMSOL Multiphysics 中的静电模块，来计算金属物体系统的麦克斯韦电容矩阵。

我们在 COMSOL 和 nextnano 中绘制器件栅极模型++ ，逐层构建，并采用与器件设计及预期制造尺寸相一致的器件栅极和氧化层尺寸。栅极层的着色遵循图B6 (**a**)中的器件示意图。在栅极重叠区域，我们会在重叠处绘制栅极，通常会创建多个彼此不一定相连的对象来表示单个栅极。我们将高层级和低层级的栅极对象定义为同一个电节点。

为了估计实验中由栅极 A 控制的量子点形状，我们按照实验设定点对模拟中的栅极 A 及其最近邻栅极施加偏压，同时将所有其他栅极偏置保持为零伏。在这些模拟设定点下，我们使用 SPS 求解电子密度和概率密度。因此，与实验相比，模拟存在两处差异：模拟中不使用储库栅极 S、R 和 D；并且每次模拟只对器件的一个子集施加偏压。我们将 QD QMED 模拟拆分为多个部分，而不是在一次模拟中模拟所有 QMED，原因有二。高电子密度（例如由电子储库 S、R 和 D 产生的密度）收敛较慢，会显著增加运行时间。此外，在实验中，我们使柱塞栅极控制的量子点工作于少电子区间，而使 EQD 的占据数为 $\approx 50-60$个电子。我们预计，储库电子密度约为量子点电子密度的 100 倍。由于量级差异很大，SPS 求解器的收敛主要取决于储库电子密度，导致对量子点电子密度的估计不准确（例如，结果中可能完全没有电子），并且与不包含储库时得到的估计有显著差异。

我们将 QMED 与波函数$\rho(\mathbf{r}) = n^{-}(\mathbf{r})$ 相对应。我们倾向于使用电子密度而非概率密度来描述 EQD 中的多电子态。或者，我们也可以计算概率密度，直至达到预期的 EQD 电子数。随着电子数变化，概率密度对应的轨道在形状和大小上会呈现更大的不规则性。这些态未考虑电子间相互作用，因此我们不认为使用概率密度能够提高准确性。随后，我们对所有量子点形状估计统一采用电子密度。

例如， $n\sigma$ 处的量子点形状取为密度从最大值下降 $n\sigma$ 时对应的三维等高面$\mathbf{r}^{\mathrm{boundary}}$ 。也就是说，

$$\mathbf{r}_{\mathrm{boundary}} = \left\{\mathbf{r} : \rho(\mathbf{r}) = (1 - n\sigma)\rho_{\max}(\mathbf{r})\right\}. \tag{F1}$$

附录 G：模拟电容矩阵

为估算麦克斯韦电容矩阵 $\mathbf{C}$，将估算出的量子点边界（式（F1））作为形状导入 COMSOL，并定义为理想空心导体

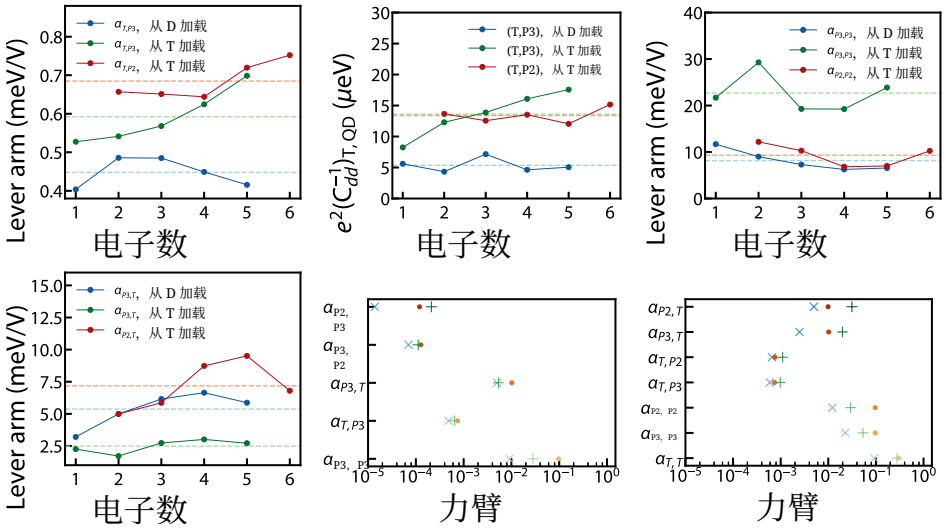

图 E9. **实验估算的杠杆臂**。相连的数据点显示估算得到的**(a)** $\alpha_{\mathrm{T、\ P2}}$和 $\alpha_{\mathrm{T、\ P3}}$，**(b)** T量子点与P3或P2量子点之间的互充电能，**(c)** $\alpha_{\mathrm{P2、\ P2}}$和 $\alpha_{\mathrm{P3、\ P3}}$，以及**(d)** $\alpha_{\mathrm{P2、\ T}}$和 $\alpha_{\mathrm{P3、\ T}}$。虚线表示按电子数计算的平均值。图例进一步标明了工作点。**(e)-(f)** 实验估算与模拟杠杆臂的比较。面板**(e)** 显示的是B-T3在零偏压下关闭时工作点的杠杆臂，面板**(f)** 则显示B-T3在非零偏压下开启时的杠杆臂。实验估算的杠杆臂分量以蓝色对角叉标记（x）表示。在固定工作点下，对每个量子点控制栅极施加偏压且不对其他栅极施加任何偏压时模拟得到的杠杆臂，以红色实心圆表示。对量子点控制栅极和最近邻栅极施加偏压时模拟得到的杠杆臂，以绿色加号叉标记（+）表示。

并保持在零偏压下。我们在所有电容矩阵模拟中都使用这些 1σ 等高线。将所有量子点形状导入同一器件模型后，我们运行静电求解器以得到**C**。杠杆臂矩阵由式（E1）得出。

作为参考数据集，我们计算三量子点系统（P2、T、P3）的电容矩阵，其中量子点电子密度来自仅对相应柱塞栅极施加偏压的模拟。我们将其与另一种模拟进行比较；在后一种模拟中，通过对柱塞栅极和最近邻势垒栅极施加偏压，考虑势垒对量子点形状和位置的影响。我们选择了对应于 B-T3 开启和 B-T3 关闭的设定点（见图 2 和B6）。

我们在图 E9**(e)** 中绘出了无势垒且 B-T3 关闭时对应的模拟杠杆臂，以及实验估算的 B-T3 关闭时的杠杆臂。图 E9 **(f)** 中绘出了无势垒且 B-T3 开启时对应的模拟和实验杠杆臂。实验杠杆臂取了各电荷构型的平均值。我们发现，模拟杠杆臂系统性地大于实验估算的杠杆臂。包含或不包含相邻势垒的模拟所得估值大小相近，但包含势垒的模拟在定性上遵循实验杠杆臂中观察到的趋势。我们认为，实验与模拟杠杆臂分量之间的系统性偏差，是因为模拟系统性地高估了充电能 $|e|\left(\mathbf{C}^{-1}{}_{\mathrm{dd}}\right)_{ij}$，即低估了量子点间电容。

一个误差来源是我们无法描述大型电子储库，而 EQD 以及在某些设定点下的 P3量子点与这些储库具有很强的隧穿耦合。隧穿耦合会影响量子点形状。

在正文中，我们使用实验、$\alpha_{\mathrm{exp},\,ij}$和模拟、$\alpha_{\mathrm{sim},\,ij}$力臂分量之间的相对误差矩阵来概括这些结果，其定义为

$$\left(\delta\alpha\right)_{ij} = |\alpha_{\mathrm{exp},ij} - \alpha_{\mathrm{sim},ij}|/|\alpha_{\mathrm{exp},ij}| \qquad \text{(G1)}$$

（见图4 **(c)** 的下方矩阵）。

附录 H：电容耦合三量子点稳定性图模拟

我们将三量子点的电荷稳定性图模拟为静电哈密顿量的基态

$$H_{\mathbf{C}} = \sum_{i\in d}\frac{1}{2}\left[\sum_{j\in d} e^2 n_i (\mathbf{C}_{dd}^{-1})_{ij}\, n_j + \sum_{k\in g} e\, n_i\, \boldsymbol{\alpha}_{ik} V_k\right], \qquad \text{(H1)}$$

其中 e 为电子电荷，n_i 为格点 i的数算符，Δ_i 为格点 i 的轨道能量，$\left(\mathbf{C}_{\mathrm{dd}}\right)^{-1}$ 为电容矩阵中点间子矩阵的逆矩阵，$\boldsymbol{\alpha}$ 为杠杆臂矩阵，V_k 为栅极 k的栅极电压。我们使用费米子升降算符表示数算符，并通过 Jordan-Wigner 映射将其转化。我们将问题简化为仅考虑单个

每个格点一个轨道（即每个格点最多 2 个电子），并且由于 n_i 为对角矩阵，只需将 $H_{\mathbf{C}}$ 视为向量。基态取该向量中的最小元素。为获得关于两个电压的电荷稳定性图，我们对电压对矩阵 V_{P2}，V_{P3}进行模拟。我们将稳定性图定义为交叉导数 $\mathrm{d}\left[\mathrm{d}E_g(V_{P2},\ V_{P3})/\mathrm{d}V_{P3}\right]/\mathrm{d}V_{P2}$，其中 $E_g(V_{P2},\ V_{P3})$ 是由两个电压决定的基态矩阵。

下文中，矩阵以指标为 $\{1,2,3\}$ = {P2、T、P3} 的基底表示。我们使用的杠杆臂矩阵（单位为 eV/V）保留四位有效数字，表示如下

$$\boldsymbol{\alpha} = \begin{pmatrix} 12.20 & 4.99 & 0.01 \\ 0.66 & 92.60 & 0.49 \\ 0.07 & 4.99 & 9.01 \end{pmatrix} \times 10^{-3}. \tag{H2}$$

精确值由估算得到的杠杆臂分量给出，未经过截断。

我们使用量子点间电容矩阵的逆矩阵，其各分量与充电能成正比，单位为 eV，

$$|e|\left(\mathbf{C}_{\mathrm{dd}}\right)^{-1} = \begin{pmatrix} 0.463 & 0.014 & 10^{-5} \\ 0.014, & 0.407 & 0.004 \\ 10^{-5} & 0.004 & 0.697 \end{pmatrix} \times 10^{-3}. \tag{H3}$$

假设该矩阵为对称矩阵。在本次模拟中，我们将加成能等同于充电能。矩阵元素 $|e|\left(\mathbf{C}_{\mathrm{dd}}\right)^{-1}_{P2}$，$_{P2}$以及 $|e|\left(\mathbf{C}_{\mathrm{dd}}\right)^{-1}_{P3}$，$_{P3}$根据图 ΔV_{P2}（$n \to n+1$）和ΔV_{P3}（$n \to n+1$）中的加成能 3 （**c**）估算如下：

$$|e|\left(\mathbf{C}_{\mathrm{dd}}\right)^{-1}_{P2,P2} = \frac{1}{2}\alpha_{P2,P2}\Delta V_{P2}(1 \to 2), \tag{H4}$$

P3 也同样如此。元素 $|e|\left(\mathbf{C}^{\mathrm{dd}}\right)_{P2、P3}$及其转置并非估算所得，而是加入了一个较小的非零元素，以便进行矩阵求逆。将充电能转换为点间电容矩阵时会用到矩阵求逆。

为考虑有限的阈值电压，我们在模拟后平移 V_{P3}和 V_{P2} 的绘图范围。模拟范围为 -0.05 至 $+0.25$ V。我们使用固定的施加电压参数 $V_T = 0.0039$ V，使 T 量子点的微分电荷转移线（DRT）相对于 P2 和 P3 的 DRT 对准。所得模拟如图4 （**d**）所示。每对 $(V_{\mathrm{P2}},\ V_{\mathrm{P3}})$ 对应的电荷构型以数算符期望值评估，其中 n_{T} 用于表示中间量子点的电荷构型。

[1] Gonzalez-Zalba, M. F.; de Franceschi, S.; Charbon, E.; Meunier, T.; Vinet, M.; Dzurak, A. S. 利用CMOS技术扩展硅基量子计算。 *Nature Electronics* **2021** 872 884 , 4, –。

[2] Xue, X.; Russ, M.; Samkharadze, N.; Undseth, B.; Sammak, A.; Scappucci, G.; Vandersypen, L. M. K. 跨越表面码阈值的自旋量子比特量子逻辑。*Nature* **2022**, 601, 343–347。[3] Noiri, A.; Takeda, K.; Nakajima, T.; Kobayashi, T.; Sammak, A.; Scappucci, G.; Tarucha, S. 硅中高于容错阈值的快速通用量子栅极。*Nature* **2022**, 601, 338–342。[4] Mills, A. R.; Guinn, C. R.; Gullans, M. J.; Sigillito, A. J.; Feldman, M. M.; Nielsen, E.; Petta, J. R. 操作保真度超过99%的双量子比特硅量子处理器。 *Science Advances* **2022**, 8, eabn5130。[5] Connors, E. J.; Nelson, J.; Nichol, J. M. 通过射频反射测量对Si / Si - Ge量子点进行快速高保真自旋态读出。 *Phys. Rev. App.* **2020**, 13, 024019。[6] Takeda, K.; Noiri, A.; Nakajima, T.; Kobayashi, T.; Tarucha, S. 利用硅自旋量子比特进行量子纠错。 *Nature* **2022**, 608, 682–686。[7] Philips, S. G. J.; Madzik, M. T.; Amitonov, S. V.; de Snoo, S. L.; Russ, M.; Kalhor, N.; Volk, C.; Lawrie, W. I. L.; Brousse, D.; Tryputen, L.; Wuetz, B. P.; Sam- mak, A.; Veldhorst, M.; Scappucci, G.; Vandersypen, L. M. K. 对硅中六量子比特量子处理器的通用控制。 *arXiv preprint arXiv:2202.09252* **2022**,

[8] Guevel, L. L.; Billiot, G.; Jehl, X.; De Franceschi, S.; Zurita, M.; Thonnart, Y.; Vinet, M.; Sanquer, M.; Mau- rand, R.; Jansen, A. G. M.; Pillonnet, G. 19.2 一种采用28 nm FDSOI CMOS技术的量子集成电路，可在110 mK下以295 μW功耗实现2.8 GHz激发，并对片上双量子点进行nA级电流传感。2020年 IEEE 国际固态电路会议（ISSCC）。2020年；第306–308页。[9] Ruffino, A.; Yang, T.-Y.; Michniewicz, J.; Peng, Y.; Charbon, E.; Gonzalez-Zalba, M. F. 一款集成硅量子点和多路复用色散读出电子电路的低温 CMOS 芯片。 *Nat. Electron.* **2022**, 5, 53–59。[10] Veldhorst, M.; Yang, C. H.; Hwang, J. C. C.; Huang, W.; Dehollain, J. P.; Muhonen, J. T.; Simmons, S.; Laucht, A.; Hudson, F. E.; Itoh, K. M., 等。一种硅中的双量子比特逻辑门。 *Nature* **2015**, 526, 410–414。[11] Zajac, D. M.; Sigillito, A. J.; Russ, M.; Borjans, F.; Tay- lor, J. M.; Burkard, G.; Petta, J. R. 面向电子自旋的共振驱动CNOT门。 *Science* **2017**, 359, 439–442。[12] Huang, W.; Yang, C. H.; Chan, K. W.; Tanttu, T.; Hensen, B.; Leon, R. C. C.; Fogarty, M. A.; Hwang, J. C. C.; Hudson, F. E.; Itoh, K. M.; Morello, A.; Laucht, A.; Dzurak, A. S. 硅中双量子比特门的保真度基准。 *Nature* **2019**, 569, 532–536。[13] Veldhorst, M.; Eenink, H. G. J.; Yang, C.-H.; Dzurak, A. S. 基于自旋的量子计算机的硅CMOS架构。 *Nature communications* **2017**, 8, 1–

8。[14] Boter, J. M.; Dehollain, J. P.; Van Dijk, J. P. G.; Xu, Y.; Hensgens, T.; Versluis, R.; Naus, H. W. L.; Clarke, J. S.; Veldhorst, M.; Sebastiano, F.; Vandersypen, L. M. K. 蜘蛛网阵列：稀疏自旋量子比特阵列。 *Physical Review Applied* **2022** *18* 024053 , , 。[15] Undseth, B.; Xue, X.; Mehmandoost, M.; Russ, M.; S amkharadze, N.; Sammak, A.; Dobrovitski, V. V.; Scap- pucci, G.; Vandersypen, L. M. 强驱动硅自旋量子比特的非线性响应与串扰。 *arXiv preprint arXiv:2205.04905* **2022** ,

[16] Lafarge, P.; Pothier, H.; Williams, E. R.; Esteve, D.; Urbina, C.; Devoret, M. H. 宏观电荷量子化的直接观测。 *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter* **1991** *85* 327 332 , , –。

[17] House, M. G.; Bartlett, I.; Pakkiam, P.; Koch, M.; Peretz, E.; Heijden, J. V. D.; Kobayashi, T.; Rogge, S.; Simmons, M. Y. 采用单引线量子点进行高灵敏度电荷探测，以实现可扩展量子计算。 *Phys. Rev. App.* **2016**，6，044016。[18] Urdampilleta, M. 等。CMOS器件中基于栅极的高保真度自旋读出。 *Nat. Nanotechnol.* **2019**，14，737 741–。[19] Ciriano-Tejel, V. N.; Fogarty, M. A.; Schaal, S.; Hutin, L.; Bertrand, B.; Ibberson, L.; Gonzalez- Zalba, M. F.; Li, J.; Niquet, Y.-M.; Vinet, M.; Mor- ton, J. J. 通过栅极反射测量和自旋依赖隧穿实现CMOS量子点的自旋读出。*PRX Quantum* **2021**，2，010353。[20] Oakes, G. A. 等。利用单电子盒对硅中自旋进行快速、高保真度的单次读出。2022年；https://arxiv.org/abs/2203.06608。[21] Niegemann, D. J. 等。在0.5 K下硅双量子点中的宇称及单重态-三重态高保真度读出。2022年；https://arxiv.org/abs/2207.10523。[22] Martins, F.; Malinowski, F. K.; Nissen, P. D.; Fallahi, S.; Gardner, G. C.; Manfra, M. J.; Marcus, C. M.; Kuem- meth, F. 多电子量子点中的负自旋交换。 *Physical review letters* **2017**，119，227701。[23] Malinowski, F. K.; Martins, F.; Smith, T. B.; Bartlett, S. D.; Doherty, A. C.; Nissen, P. D.; Fallahi, S.; Gardner, G. C.; Manfra, M. J.; Marcus, C. M.; Kuem- meth, F. 多电子量子点的自旋及其与相邻电子的相互作用。 *Physical Review X* **2018** *8* 011045 , , 。[24] Wang, Z.; Feng, M.; Serrano, S.; Gilbert, W.; Leon, R. C.; Tanttu, T.; Mai, P.; Liang, D.; Huang, J. Y.; Su, Y.，等。用于量子比特耦合和片上量子化学的硅果冻豆量子点。 *arXiv preprint arXiv:2208.04724* **2022**

[25] Malinowski, F. K.; Martins, F.; Smith, T. B.; Bartlett, S. D.; Doherty, A. C.; Nissen, P. D.; Fallahi, S.; Gardner, G. C.; Manfra, M. J.; Marcus, C. M.; Kuem- meth, F. 通过多电子中介实现快速自旋交换。 *Nature communications* **2019**，10，1–6。[26] Cai, Z.; Fogarty, M. A.; Schaal, S.; Patom¨aki, S.; Ben- jamin, S. C.; Morton, J. J. L. 一种能够抵御泄漏错误的硅表面码架构。 *Quantum* **2019**，3 212，。[27] Dumoulin Stuyck, N. I.; Li, R.; Godfrin, C.; El- sayed, A.; Kubicek, S.; Jussot, J.; Chan, B. T.; Mo- hiyaddin, F. A.; Shehata, M.; Simion, G.; Canvel, Y.; Goux, L.; Heyns, M.; Govoreanu, B.; Radu, I. P. 具有可调耦合的均匀自旋量子比特器件，应用于全硅 300 毫米集成工艺。2021年超大规模集成电路研讨会。2021年；第 1–2 页。[28] Veldhorst, M.; Hwang, J. C. C.; Yang, C. H.; A.W., L.; de Ronde, B.; Dehollain, J. P.; Muhonen, J. T.; Hud- son, F. E.; Itoh, K. M.; Morello, A.; Dzurak, A. S. 一种具有容错控制保真度的可寻址量子点量子比特。 *Nat. Nano.* **2014**, 9, 981–985. [29] 电子访问地址：https://www.qdevil.com。[30] Vigneau, F.; Fedele, F.; Chatterjee, A.; Reilly, D.; Kuem- meth, F.; Gonzalez-Zalba, F.; Laird, E.; Ares, N. 使用射频反射测量探测量子器件。*arXiv preprint arXiv:2202.10516* **2022**,

[31] Gonzalez-Zalba, M. F.; Barraud, S.; Ferguson, A. J.; Betz, A. C. 探测基于栅极的电荷传感的极限。 *Nature communications* **2015**, 6, 1–8. [32] Lim, W. H.; Yang, C. H.; Zwanenburg, F. A.; Dzu- rak, A. S. 硅量子点中谷轨道态的自旋填充。 *Nanotechnology* **2011**, 22, 335704. [33] Keith, D.; House, M. G.; Donnelly, M. B.; Watson, T. F.; Weber, B.; Simmons, M. Y. 半导体中接近散粒噪声灵敏度极限的单次自旋读出。*Physical Review X* **2019**, 9, 041003. [34] Yang, C. H.; Rossi, A.; Lai, N. S.; Leon, R. C. C.; Lim, W. H.; Dzurak, A. S. 半导体量子点中的电荷态滞后。 *Applied Physics Letters* **2014** *105* 183505 , , . [35] Fedele, F. *Spin interactions within a two-dimensional array of GaAs double dots* 2020 ; 尼尔斯·玻尔研究所，. [36] Srinivasa, V.; Xu, H.; Taylor, J. M. 由多电子量子点介导的可调自旋量子比特耦合。 *Physical review letters* **2015** 226803 , 114, .

[37] Birner, S. *Modeling of semiconductor nanostructures and semiconductor-electrolyte interfaces*; 慕尼黑工业大学，2011年。[38] nextnano++ 手册。nextnano.de/manual/nextnanoplus，访问日期：2022年11月8日。[39] Yoneda, J.; Huang, W.; Feng, M.; Yang, C. H.; Chan, K. W.; Tanttu, T.; Gilbert, W.; Leon, R. C. C.; Hudson, F. E.; Itoh, K. M. 等。硅中的相干自旋量子比特输运。 *Nature communications* **2021**, 12, 1 9– .[40] Noiri, A.; Takeda, K.; Nakajima, T.; Kobayashi, T.; Sam- mak, A.; Scappucci, G.; Tarucha. 一种基于穿梭的双量子比特逻辑门，用于连接相距较远的硅量子处理器。 *arXiv preprint arXiv:2202.01357* **2022**,

[41] Seidler, I.; Struck, T.; Xue, R.; Focke, N.; Trel- lenkamp, S.; Bluhm, H.; Schreiber, L. R. 面向可扩展量子计算架构的 Si/SiGe 传送带模式单电子穿梭。 *npj Quantum Information* **2022** *8* 1 7 , , –.

[42] Gilbert, W.; Saraiva, A.; Lim, W. H.; Yang, C. H.; Laucht, A.; Bertrand, B.; Rambal, N.; Hutin, L.; Es- cott, C. C.; Vinet, M. 等。具有集成电荷传感的硅基CMOS 2× 2量子点阵列的单电子操作。 *Nano Letters* **2020**, 20, 7882–7888. [43] Duan, J.; Fogarty, M. A.; Williams, J.; Hutin, L.; Vinet, M.; Morton, J. J. 二维量子点阵列中的远程电容传感。 *Nano Letters* **2020** *20* 7123 7128 , , –.

[44] Borjans, F.; Croot, X. G.; Mi, X.; Gullans, M. J.; Petta, J. R. 远距离电子自旋之间的共振微波介导相互作用。 *Nature* **2020**, 577, 195– 198.[45] Harvey-Collard , P.; Dijkema , J.; Zheng , G.; Sammak , A.;

Scappucci, G.; Vandersypen, L. M. K. 由虚拟微波光子介导的相干自旋-自旋耦合. *Phys. Rev. X* **2022**, *12*, 021026.

[46] Mills, A.R.; Zajac,D. M.; Gullans,M. J.; Schupp, F.J.; Hazard, T. M.; Petta, J. R. 单个电荷在硅量子点一维阵列中的转移。 *Nature communications* **2019**, *10*, 1–6。