arXiv:2303.03350v1 [cond-mat.mes-hall] 6 Mar 2023

相位驱动空穴自旋量子比特

Stefano Bosco, [1,*] Simon Geyer, [1] Leon C. Camenzind, [1,†] Rafael S. Eggli, [1] Andreas Fuhrer, [2] Richard J. Warburton, [1] Dominik M. Zumb¨uhl, [1] J. Carlos Egues, [1,3] Andreas V. Kuhlmann, [1] 和 Daniel Loss[1]

[1] *Department of Physics, University of Basel, Klingelbergstrasse 82, 4056 Basel, Switzerland* [2] *IBM Research Europe-Zurich, Säumerstrasse 4, CH-8803 Rüschlikon, Switzerland* [3] *Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, 13560-970 São Carlos, São Paulo, Brazil*

自旋量子比特中的自旋轨道相互作用使自旋翻转跃迁成为可能；当外部微波场与量子比特频率共振时，会产生拉比振荡。本文介绍了一种空穴自旋量子比特的替代驱动机制：远失谐振荡场与量子比特相位耦合。以远低于微波量子比特频率数个数量级的射频进行相位驱动，会诱发高度非平凡的自旋动力学，并违反拉比共振条件。我们利用集成在硅鳍式场效应晶体管（硅鳍式场效应晶体管）中的量子比特，展示了对共振拉比振荡的可控抑制，以及其在可调边带处的复现。这些边带支持采用全局场和局部远失谐脉冲的替代量子比特控制方案，有助于设计具有局部量子比特可寻址性的高密度大规模量子比特架构。相位驱动还可使拉比振荡与噪声解耦，这一效应源于存在带隙的弗洛凯谱，并有望通过弗洛凯工程，在未来的量子处理器中实现高保真量子门。

引言。— 空穴量子点中的自旋量子比特正成为构建大规模量子处理器的首选方案 [1–4]。空穴自旋的一大优势是具有强且可调的自旋轨道相互作用（SOI），可实现超快的全电控量子比特操作 [5–11]，并按需耦合至微波光子 [12–14]，甚至无需笨重的微磁体 [15–17]。空穴的强自旋轨道相互作用会带来有趣的物理现象，例如可电调的塞曼 [6, 18–22]和超精细相互作用 [23–25]，以及有限 [26]和零磁场 [27, 28]下的交换各向异性。这些效应可用于量子信息处理，例如定义抵御噪声的操作甜点 [29–34]；迄今为止，它们的潜力仍未得到充分探索。

单量子比特操作依赖于翻转自旋态需求。微波脉冲驱动自旋旋转，从而产生众所周知的拉比振荡。对于受限空穴而言，这些振荡速度很快，并依赖于电可调且各向异性的 g 张量 [35–37]，或依赖于自旋在自旋轨道相互作用场中的周期性运动 [38–41]。然而，迄今为止，这些振荡在性质上与其他量子比特架构 [42–46]相似，并且发生在由量子比特能量决定的固定微波吉赫频率下。量子比特对失谐频率的响应与其和驱动场耦合中的非线性有关 [47, 48]。

在本研究中，我们研究了在硅鳍式场效应晶体管中承载的空穴自旋量子比特的动力学，同时施加射频下的纵向（相位）驱动和微波频率下的横向（拉比）驱动 ω_z，分别为微波频率ω_x，见图S1（a）。我们证明，空穴纳米结构丰富的微观物理机制，使量子比特态即使在远离量子比特能量的频率下，也会对这些振荡场产生非平凡响应。这种异常响应源于线性 状态下相位和拉比电驱动之间的强烈相互作用。更具体地说，我们表明，通过在射频下驱动量子比特相位 ω_z

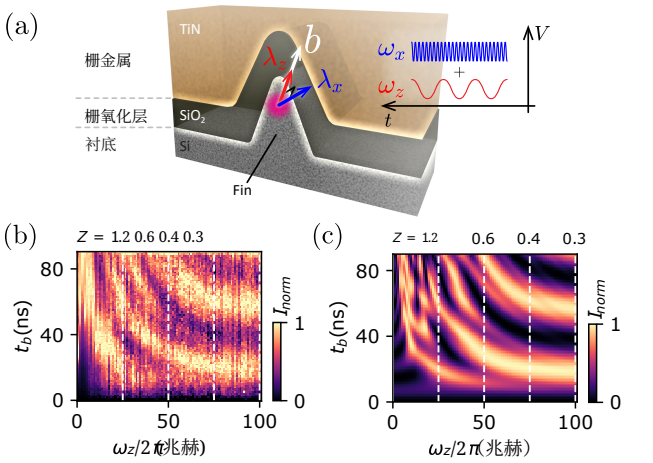

图 1. (a) 相位驱动量子比特的示意图。在具有塞曼场 **b** 的硅鳍式场效应晶体管中，空穴自旋量子比特同时受到微波拉比驱动（蓝色）的驱动，其振幅为 λ_x，频率为 $\omega_x \approx \omega_q = |\mathbf{b}|/\hbar$；同时还受到射频相位驱动（红色）的驱动，其振幅为 λ_z，频率为 $\omega_z \ll \omega_q$。(b)-(c) 相位驱动导致量子比特 1（Q1）中的拉比振荡减慢。拉比频率受到抑制，其表达式为 $\omega_R = \lambda_x J_0(2Z)$，其中 $Z = \lambda_z/\omega_z$，并在 $Z = 1.2$时趋于零。(b) 中通过扫描 ω_z 并测量泡利自旋阻塞电流，对这一预测进行了实验验证。该电流按最大电流归一化后与自旋翻转概率成正比；测量针对不同的脉冲串时间 $I_{\rm norm}$ 进行。 t_b当 $Z \lesssim 0.5$时，可观察到规则振荡。对于 $Z \gtrsim 0.5$ ，相位驱动会产生非平凡特征，这些特征由根据公式 (1) 得到的模拟结果 (c) 捕捉；模拟参数为 $\lambda_x/2\pi = 29$ 兆赫、$\lambda_z/2\pi = 30$ 兆赫和$\omega_q/2\pi = \omega_x/2\pi = 4.5$ 吉赫。

处于兆赫范围内，也就是说，比量子比特 ω_q 的微波吉赫兹范围拉莫尔频率低三个数量级，我们可以可控地 (i) 抑制 $\omega_x = \omega_q$ 处的共振拉比振荡，并 (ii) 在边带频率 $\omega_x = \omega_q \pm m\omega_z$ 处使其重新出现，其中 $m \in \mathbb{N}^+$。

我们在两种不同的器件上均可重复地观察到这一行为。拉比频率的抑制可用于探测自旋与微波谐振器之间的纵向相互作用 [13]。未来，采用全局高频驱动场的量子比特处理器可利用边带振荡，通过兆赫兹射频信号选择性地寻址单个量子比特，从而减轻设计大规模高频电路所面临的严峻技术挑战。我们还预测，双音驱动能够保护拉比振荡免受噪声影响，因为周期性相位驱动会使系统的弗洛凯谱形成带隙，类似于周期晶格中的布洛赫能带。这种噪声抑制是着装自旋量子比特架构 [49–52]以及利用弗洛凯工程实现高保真量子门 [53–58]的重要工具。

空穴自旋的电学操控。— 外加磁场 $\mathbf{B}$ 中的空穴自旋量子比特由塞曼哈密顿量 $H_q = \mathbf{b}\cdot\boldsymbol{\sigma}/2$描述，其中 $\mathbf{b} = \mu_B\mathbf{B}\cdot\hat{}g$是塞曼矢量，$\hat{}g$ 是系统中可电调的 g 张量，$\boldsymbol{\sigma}$ 是泡利矩阵矢量。一般而言，对系统施加频率为 ω 的电脉冲，会产生振荡矢量场 $\boldsymbol{\lambda}\cos(\omega t)$；由于自旋轨道相互作用，该场通过$H_d = \hbar\boldsymbol{\lambda}\cdot\boldsymbol{\sigma}\cos(\omega t)$直接耦合到量子比特。矢量 $\boldsymbol{\lambda}\cos(\omega t)$将驱动建模为作用于量子比特的时变塞曼场。其方向取决于纳米结构的微观细节，并包含 g 张量调制和电偶极自旋共振 [38, 40, 41], 等过程；其振幅则随所施加的微波场线性变化。这些过程使得能够通过多个驱动频率和振幅对量子比特进行电学操控。自旋向上态与自旋向下态之间的跃迁在 $\boldsymbol{\lambda}\perp\mathbf{b}$ 时发生（拉比驱动），而在$\boldsymbol{\lambda}\parallel\mathbf{b}$ 时则只操控量子比特的相位（相位驱动） [13, 59–63]。有趣的是，尽管单独的相位驱动无法诱发拉比振荡，但射频相位脉冲与拉比驱动场共同作用时，能够显著改变量子比特的动力学。

我们强调，我们的所有发现都处于驱动场的线性响应范围内。在大驱动功率下，检测到了偏离线性区间的现象 [6,64, 65]。激发态引起的驱动场非线性 $\propto\boldsymbol{\lambda}^2\cos(\omega t)^2$也被提出是自旋量子比特中高次谐波响应的来源 [47, 48]。

相位驱动量子比特。— 我们考虑一个频率处于吉赫兹频段的自旋量子比特 $\omega_q = |\mathbf{b}|/\hbar$。当兆赫兹频段的失谐 Δ 较小时，振幅为 λ_x 、频率为 $\omega_x = \omega_q - \Delta$ 的横向拉比驱动 $\lambda_x\cos(\omega_x t)$ 会引起拉比振荡。该系统呈现出频率为 $\omega_R = \sqrt{\Delta^2+\lambda_x^2}$、最大自旋翻转概率为 $P_R^{\max} = \lambda_x^2/(\Delta^2+\lambda_x^2)$ 的拉比振荡。我们加入一个额外的同步纵向相位驱动 $\lambda_z\cos(\omega_z t)$，其振幅为 λ_z 、频率为 $\omega_z \sim$ 兆赫，并且与 ω_q 的失谐很大。双音哈密顿量为

$$H = \frac{\hbar\omega_q}{2}\sigma_z + \hbar\lambda_x\sigma_x\cos(\omega_x t) + \hbar\lambda_z\sigma_z\cos(\omega_z t)\text{。} \quad (1)$$

向 $\hat{}z$（$\hat{}x$) 与 $\mathbf{b}$ 平行（垂直），见图 S1(a)。

通过采用由变换 $U_r(t) = e^{-i\sigma_z[\omega_x t + 2Z_{\sin(\omega_z t)}]/2}$ [13] 定义的旋转坐标系，该变换精确考虑了相位驱动，并忽略以频率 $\sim 2\omega_x$ 旋转的项，我们得到

$$\tilde{H} = \frac{\hbar\Delta}{2}\sigma_z + \frac{\hbar\lambda_x}{2}J_0(2Z)\sigma_x + \hbar\lambda_x\sum_{n=1}^{\infty}\left(J_{2n}(2Z)\cos[2n\omega_z t]\sigma_x - J_{2n-1}(2Z)\sin[(2n-1)\omega_z t]\sigma_y\right), \quad (2)$$

无量纲参数为 $Z = \lambda_z/\omega_z$ ，贝塞尔函数为 J_n。请注意，在没有相位驱动的情况下，即 $\lambda_z = 0 \Rightarrow Z = 0$，且由于 $J_0(0) = 1$ 和 $J_{n\neq 0}(0) = 0$，方程（2）˜化简为 $H = \hbar(\Delta\sigma_z + \lambda_x\sigma_x)/2$，即旋转波近似（RWA）下拉比驱动量子比特的旋转坐标系哈密顿量。

接近共振时 $\Delta \lesssim \omega_z,\ \lambda_x$，我们得到 $J_0(2Z) = 1 - Z^2 + \mathcal{O}(Z^4)$，而相位驱动导致的量子比特动力学的首个修正为 $\propto Z^2$。因此，在 λ_z 取中等值且 $\omega_z \sim \omega_q$时，则 $Z \ll 1$，相位驱动不起作用。此外，$\omega_x \ll \omega_q$ 的拉比脉冲处于非共振状态，不会影响量子比特。这些考量证明，在一般情况下，即使 H 式（1）中的哈密顿量也适用，且 λ_x [λ_z] 还具有一个平行于 [垂直于] 的附加分量$\mathbf{b}$。最后，两个驱动信号之间的相对相位差 φ 在.....之间当 ω_x 和 ω_z [13]的值相近时，两个驱动信号的相对相位差很重要；但当 $\omega_z \ll \omega_x$时，则可以忽略。存在噪声时，有限的 φ值会变得重要，后文将对此进行讨论。

边带拉比振荡。— 我们研究了相位驱动对共振（$\Delta = \omega_q - \omega_x = 0$）和非共振（$\Delta \neq 0$拉比驱动下振荡的影响。在共振情形下，当 $\omega_z \gtrsim \lambda_x$时，可通过旋转波近似简化 H 方程（2）。对˜的主要贡献来自 H 的静态分量，从而产生充分发展的振荡，其频率为 $\omega_R = \lambda_x J_0(2Z)$，见图S1(b)、(c)。

我们在两个不同的硅鳍式场效应晶体管中的空穴自旋量子比特上，通过实验验证了这一预测。关于这两个器件的详细描述见参考文献 [11, 26, 66]。我们的第一个（第二个）量子比特 Q1（Q2）的工作频率为 $\omega_q/2\pi = 4.5$GHz（$\omega_q/2\pi = 4.95$GHz），对应于

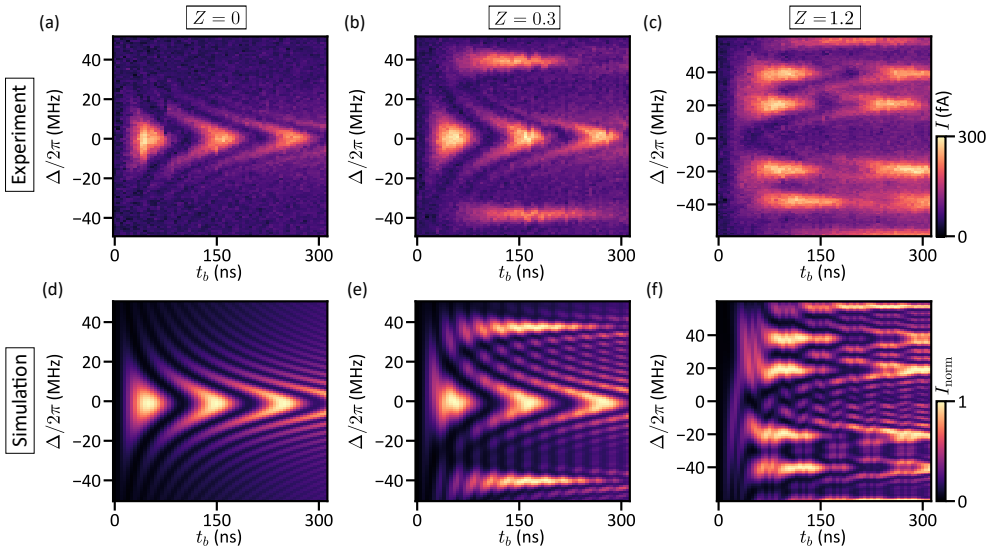

图2. 量子比特 2（Q2）中的边带拉比振荡。(a)、(b)、(c) 同时施加微波拉比驱动和射频相位驱动时，自旋进动随脉冲串时间 t_b 和失谐 Δ 的变化。我们展示 $Z = 0$、 $Z = 0.3$和 $Z = 1.2$条件下的结果。(a) 中以 $\Delta = 0$ 为中心的典型人字形图样，在 (b)、(c) 中因分别在 $\Delta/2\pi = \pm n\cdot\omega_z/2\pi = \pm n\cdot 40$ 兆赫和 $\pm n\cdot 20$兆赫处出现额外边带而发生改变。(b) 中的 $\Delta = 0$ 振荡较慢，而在 (c) 中则完全消失。(d)、(e)、(f) 为由方程（1）所描述的时间演化模拟结果，与实验高度吻合。对于三个 $\omega_q/2\pi = 4.95$ 取值，我们采用 $\lambda_x/2\pi = 10$ 吉赫和 Z 兆赫；对于 (d)、(e)、(f)，分别采用 $\lambda_z = 0$、 $\lambda_z/2\pi = 0.3\omega_z/2\pi = 12$ 兆赫和 $\lambda_z/2\pi = 1.2\omega_z/2\pi = 24$ 兆赫。

的 g 因子，适用于 $g = 2.14$ T（ $B = 0.15$适用于 $g = 2.72$T）； $B = 0.13$ 取决于栅极电势 g ，其灵敏度为 VV $\partial g/\partial V \approx -0.05$($^{-1}V\partial g/\partial V \approx 0.41$）。我们的量子比特通过泡利自旋阻塞和直接电流积分进行初始化和读出，详见参考文献 $^{-1}$。我们的系统可通过电学可调的 [11, 26]张量实现高带宽相位驱动，并通过电偶极自旋共振实现拉比驱动。这些作用通过施加两个不同频率的振荡电信号产生，见图S1(a)。通常，这些信号会同时引发拉比驱动和相位驱动；然而，如前所述，我们忽略了远失谐拉比驱动和近共振相位驱动的微小贡献。

对于图S1(b)中的测量，我们同时对 Q1 施加一个共振拉比驱动，其 $\omega_x = \omega_q$ ，以及一个频率可变且远失谐的相位驱动 ω_z。在脉冲串时间 t_b之后，我们测量量子比特态。两个脉冲的振幅相近，$\lambda_x/2\pi \approx \lambda_z/2\pi \approx 30$ 兆赫。图中可观察到沿纵轴的拉比振荡；通过扫描 ω_z，我们描绘出 ω_R 对 $Z = \lambda_z/\omega_z$的依赖关系。我们的测量结果与使用 H 通过式（1）模拟得到的量子动力学吻合良好。在 Q2 [中，我们始终重现了这一行为，详见补充材料 [67]]。

值得注意的是，当 $Z = Z_j$ 取某些值时，拉比振荡会受到抑制，这些值由贝塞尔函数 $J_0(2Z_j) = 0$ 的根确定，此时 ω_R 为零。第一根$Z_1 \approx 1.2$ 对应于 $\lambda_z \approx 1.2\omega_z$ ，并且可以在我们的实验中观测到。在 $Z = 1.2$ 处，高次谐波

˜中的分量 H 在方程（2）中， $n \geq 1$ 主导着动力学。

这些高次谐波对于理解非共振情形下出现的拉比边带至关重要，其中包含有限失谐 Δ，如图2(b)、(c)所示。当 $\Delta \ll \lambda_x$较小时，拉比频率按 $\omega_R = \sqrt{\Delta^2 + \lambda_x^2}J_0$（$2Z$）^{2}, 增大，形成典型的大字形图样，并抑制较大Δ时的振荡。然而，当 $\lambda_z \approx \omega_z$时，在有限的 Δ值处，振荡会重新出现。特别是当 $\Delta = \pm m\omega_z$时，系统与式（m^{th}2）中的第次谐波共振（$m \in \mathbb{N}^+$），频率为 $\omega_R^m = \lambda_x J_m$（$2Z$）的边带振荡得以恢复。

在图 2中，我们展示了在不同 Δ 取值下，Q2 的拉比振荡测量结果及模拟结果， Z。 (a) 中的拉比切迹受到相位驱动的调制。在 (b) 中，我们考虑 $Z = 0.3$，并观察到在频率 $\pm\omega_z/2\pi$ =$\pm$40 兆赫处出现边带共振。在 (c) 中，通过将 ω_z降低至 $\omega_z/2\pi = 20$兆赫并增大 λ_z，我们达到 $Z = 1.2$，此时 $\Delta = 0$ 处的共振振荡消失，仅剩边带振荡。如 (d)–(f) 所示，这些边带可由我们的模型很好地解释，该模型关于驱动场振幅呈线性。我们强调，与非线性驱动不同，在非线性驱动中， $\Delta = 0$ 共振不会消失，且边带振荡会在固定频率 $\omega_x = \omega_q/m$处出现，且 $m \in \mathbb{N}^+$为 $Z = 1.2$ ；通过将我们的量子比特工作在 $\Delta = 0$ ，我们完全消除了 $\Delta = \pm m\omega_z = m\lambda_z/1.2$ 振荡，同时仍可通过改变射频脉冲的振幅 λ_z 来完全控制边带频率。

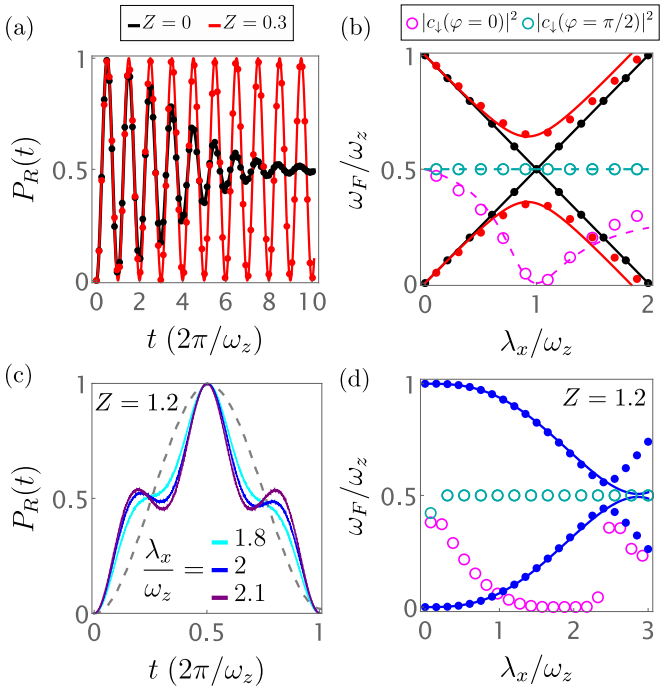

图3。（a）在 $\omega_z = \lambda_x$处模拟的相位驱动诱导的无阻尼拉比振荡。黑色（红色）圆点表示对 $N = 10^3$ 个噪声哈密顿量 H_N 的 $\lambda_z = 0$（$\lambda_z = 0.3\omega_z$）次实现取平均得到的拉比概率，其中这些实现从均值为零、标准差为$\bar{\sigma} = 0.1\omega_z$的高斯分布中选取。结果与式（3）一致，其中 $T_2^R = 2\sqrt{2}\hbar/\bar{\sigma}$ ($T_2^R \to \infty$)。（c）在 $Z = 1.2$ 处以及不同λ_x/ω_z 比值下的含噪拉比振荡。灰色虚线对应于（a）中的红线。（b）、（d）为相对于 λ_x/ω_z的弗洛凯谱。（b）实心黑色（红色）圆点表示在 $\lambda_z = 0$ （$\lambda_z = 0.3\omega_z$）处数值计算得到的弗洛凯能量 ω_F；实线表示式（4）中的近似。品红色（青色）圆圈表示双音相对相位为$\varphi = 0$（$\pi/2$ 5 ）时的概率$|c_\downarrow|^2 = |\langle\downarrow|0_F\rangle|^2$。虚线表示式（ ）。（d）蓝色圆点表示在 $Z = 1.2$处的弗洛凯谱，实线则表示拟合公式 $\omega^0_{\ F}{}^1 = \pm\omega_z[0.084(\lambda_x/\omega_z)^3 - 0.022(\lambda_x/\omega_z)^4] \ \mathrm{mod}(\omega_z)$。我们取 $\omega_q = 10^3\omega_z$。

我们的驱动方案使动态地将量子比特频率移至高次谐波成为可能，从而减少密集型大规模量子处理器中的频率拥挤问题，并通过技术上成本低廉的兆赫电路，在全局微波场中实现单个量子比特的可寻址性。

噪声的影响。— 与环境的耦合会导致退相干，并在时间 T_2^R内抑制拉比振荡，见图 3(a) 中的黑色曲线。拉比衰减时间 T_2^R主要由驱动频率 ω_x附近频率的噪声决定。我们用噪声哈密顿量 $H_N = \cos(\omega_x t)\mathbf{h}\cdot\boldsymbol{\sigma}/2$对其进行唯象建模，该哈密顿量描述自旋与随机高斯分布矢量 $\mathbf{h}$的耦合，该矢量均值为零，协方差矩阵为对角矩阵 $\Sigma_{ij} = \delta_{ij}\bar{\sigma}^2$。这一模型能准确描述来自不同来源的高频噪声 [23, 33, 56, 68]。

在进行系综平均并聚焦于共振情形 $\Delta = 0$ 时，我们发现，对于传统拉比驱动，H_N 会抑制拉比振荡

$$P_R(t) = \frac{1}{2}\left[1 - e^{-(t/T_2^R)^2}\cos(\omega_R t)\right] , \qquad (3)$$

其中 $T_2^R = 2\sqrt{2}\hbar/\bar{\sigma}$。衰减时间 T_2^R长于退相位时间 T_2^*，并决定了着装自旋量子比特 [49–52], 的寿命；这些量子比特采用近共振的常开全局微波场。然而，当自旋轨道相互作用较强时， T_2^R会显著缩短，并变得与 T_2^* [5, 6]相当，从而限制了这类架构的优势。

保护拉比振荡免受噪声影响。— 我们模拟了附加相位脉冲的影响，其 $\lambda_z \ll \lambda_x$频率为 $\omega_z \approx \lambda_x$。如图3(a)所示，即使较弱的相位驱动（红色曲线）也能使拉比振荡与噪声解耦，并将 T_2^R提高数个数量级。我们还验证了，这些无衰减振荡对于不同频率的噪声具有鲁棒性。

持续振荡的起源可以用弗洛凯模来理解 $|0_F\rangle$, $|1_F\rangle$ [69,70]。它们是弗洛凯算符$U(T) = U_r(T)\mathcal{T}e\left[-i\int_0^T \tilde{H}(\tau)d\tau/\hbar\right]$的本征态，其本征值分别为$e^{-i\omega_F^0 T}$, $e^{-i\omega_F^1 T}$。这里， $\mathcal{T}e$是时间有序指数，周期为 $T = 2\pi/\omega_z$，而 U_r则将系统变换回实验室参考系 [71]。

的本征值和本征向量 $U(T)$ 如图3(b) 所示。首先，与通常的拉比驱动不同，当相位驱动脉冲施加的频率与 λ_x 相当，且与拉比驱动同相时，实验室参考系中的自旋态与弗洛凯模重合，即 $|\uparrow\rangle = |0_F\rangle$， $|\downarrow\rangle = |1_F\rangle$（洋红色曲线）。其次，相位驱动会在弗洛凯谱中打开一个大小为 $\omega_F^1 - \omega_F^0 \approx \lambda_z$ 的能隙（黑色和红色曲线），从而保护系统免受满足 $\bar{\sigma} \lesssim \lambda_z$的中等噪声源影响。对于 $\lambda_z \ll \lambda_x \sim \omega_z$，弗洛凯本征能量为

$$\omega_F^{0,1} = \pm\frac{1}{2}\left[\omega_z + \sqrt{(\lambda_x - \omega_z)^2 + \frac{\lambda_x^2}{\omega_z^2}\lambda_z^2}\right] \mathrm{mod}(\omega_z) \ . \quad (4)$$

类比于布洛赫能带中的无序势，当系统初始化于某个本征态时，只要无序的标准差小于能隙，向其他本征态的跃迁就会受到抑制。这一比较使我们能够将图 3(a) 中红色所示的无衰减振荡识别为单个弗洛凯模的时间演化。

无衰减拉比振荡取决于弗洛凯谱是否存在能隙，以及能否制备弗洛凯本征模。在图 3(b) 中，我们展示了拉比音调与相位音调之间一个相对且可在实验中调节的相位 φ ，可用于选择弗洛凯态的任意叠加（洋红色和青色曲线）。自旋态 $c_s = \langle s|0_F\rangle$ 之间的振幅 $|s = \uparrow\downarrow\rangle$

而弗洛凯态 $|0_F\rangle$ 是

$$c_{\uparrow\downarrow}(\varphi) \approx \frac{\cos(\theta) \pm \sin(\theta)e^{i\varphi}}{\sqrt{2}}\ ,\ \tan(2\theta) = \frac{\lambda_x\lambda_z}{\omega_z|\lambda_x - \omega_z|}\ . \tag{5}$$

对于强相位驱动，$\lambda_z \sim \lambda_x$时，方程（4）和（5）并不准确，但模拟仍预测会出现无衰减振荡和存在能隙的弗洛凯谱。例如，在图 3(c)、(d) 中，我们考察了 $Z = 1.2$时的振荡和弗洛凯谱。弗洛凯能带在 $\lambda_x = 0 \mod(\omega_z)$ 处相接；在 $\lambda_x \gtrsim \omega_z$处，能隙变得显著，且在很宽的参数范围内都能维持无衰减振荡。由于相位驱动较强，振荡并非正弦波。其独特形状揭示了弗洛凯模的时间结构，不同 3(d) 值对应的振荡形状如图所示 λ_x。

我们注意到，弗洛凯模之间的弛豫受到抑制，这一点可从持续振荡中看出；然而，弗洛凯模的叠加态仍会发生退相干，其特征时间为 T_2^R。我们设想，通过相位驱动稳定弗洛凯模的可能性，将为优化缀饰量子比特以及在未来的弗洛凯超材料中制备奇异态开辟广阔而令人振奋的机遇。

结论——我们证明，对空穴自旋量子比特进行射频相位驱动，会诱发拉比振荡的塌缩与复苏，从而产生量子比特频率边带处的振荡。这些边带无需自旋与驱动场之间存在非线性耦合。我们从理论上表明，相位驱动还能使噪声量子比特产生无衰减的拉比振荡。我们的双音驱动方案为未来大规模量子比特架构提供了一种替代途径，可在全局微波场中实现单独寻址能力，并通过弗洛凯工程实现高保真度量子比特门。

致谢。— 感谢 T. Berger 绘制我们的 FinFET 器件。感谢 IBM Binnig and Rohrer 纳米技术中心洁净室运行团队提供的支持，特别是 U. Drechsler、A. Olziersky 和 D. D. Pineda；同时感谢 S. Martin 和 M. Steinacher 在巴塞尔大学提供的技术支持。L.C.C. 感谢瑞士国家科学基金会流动奖学金（P2BSP2200127）提供的支持。本研究得到瑞士国家科学基金会 NCCR SPIN（资助编号：51NF40-180604）以及欧盟 H2020 欧洲微开尔文平台（EMP）资助项目（编号：824109）的支持。

* stefano.bosco@unibas.ch

† 现工作地址：理化学研究所、新兴物质科学中心（CEMS），日本埼玉县和光市 351-0198

[1] C. Kloeffel 和 D. Loss, 量子点中基于自旋的量子计算前景, 《凝聚态物理年度评论》凝聚态物理4，51（2013）。[2] G. Zwanenburg, D. Loss, M. Myronov, J.-J. Zhang, S. De Franceschi, G. Katsaros, 和 M. Veldhorst, 《锗量子信息路线》, 《自然评论：材料》6, 926 (2021年)。[3] Y. Fang, P. Philippopoulos, D. Culcer, W. Coish, 和 S. Chesi, 《空穴自旋量子比特的最新进展》, arXiv:2210.13725 (2022年)。[4] N. W. Hendrickx, W. I. L. Lawrie, M. Russ, F. van Rigge- len, S. L. de Snoo, R. N. Schouten, A. Sammak, G. Scap- pucci, 和 M. Veldhorst, 《四量子比特锗量子处理器》, 《自然》591, 580 (2021年)。[5] K. Wang, G. Xu, F. Gao, H. Liu, R.-L. Ma, X. Zhang, Z. Wang, G. Cao, T. Wang, J.-J. Zhang, D. Culcer, X. Hu, H.-W. Jiang, H.-O. Li, G.-C. Guo, 和 G.-P. Guo, 《锗量子点中空穴自旋量子比特的超快相干控制》, 《自然·通讯》13, 206 (2022年)。[6] F. N. M. Froning, L. C. Camenzind, O. A. H. van der Molen, A. Li, E. P. A. M. Bakkers, D. M. Zumb¨uhl, 和 F. R. Braakman, 《具有栅极可调自旋轨道开关功能的超快空穴自旋量子比特》, 《自然·纳米技术》16, 308 (2021年)。[7] H. Watzinger, J. Kuku˘cka, L. Vuku˘si´c, F. Gao, T. Wang, F. Sch¨affler, J.-J. Zhang, 和 G. Katsaros, 《锗空穴自旋量子比特》, 《自然·通讯》9, 3902 (2018年)。[8] N. W. Hendrickx, W. I. L. Lawrie, L. Petit, A. Sammak, G. Scappucci, 和 M. Veldhorst, 《单空穴自旋量子比特》, 《自然·通讯》11, 3478 (2020年)。[9] N. Hendrickx, D. Franke, A. Sammak, G. Scappucci, 和 M. Veldhorst, 《锗中空穴的快速双量子比特逻辑》, 《自然》577, 487 (2020年)。[10] R. Maurand, X. Jehl, D. Kotekar-Patil, A. Corna, H. Bo- huslavskyi, R. Lavi´eville, L. Hutin, S. Barraud, M. Vinet, M. Sanquer, 和 S. De Franceschi, 《CMOS硅自旋量子比特》, 《自然·通讯》7, 1 (2016年)。[11] L. C. Camenzind, S. Geyer, A. Fuhrer, R. J. Warbur- ton, D. M. Zumb¨uhl, 和 A. V. Kuhlmann, 《4开尔文以上鳍式场效应晶体管中的空穴自旋量子比特》, 《自然·电子学》10.1038/s41928-022-00722-0 (2022年)。[12] C. X. Yu, S. Zihlmann, J. C. Abadillo-Uriel, V. P. Michal, N. Rambal, H. Niebojewski, T. Bedecarrats, M. Vinet, E. Dumur, M. Filippone, B. Bertrand, S. De Franceschi, Y. Niquet, 和 R. Maurand, 《硅中光子与空穴自旋的强耦合》, arXiv:2206.14082 (2022年)。[13] S. Bosco, P. Scarlino, J. Klinovaja, 和 D. Loss, 《硅和锗量子点中完全可调的纵向自旋-光子相互作用》, 《物理评论快报》129, 066801 (2022年)。[14] V. P. Michal, J. C. Abadillo-Uriel, S. Zihlmann, R. Mau- rand, Y.-M. Niquet, 和 M. Filippone, 《基于g矩阵调制的可调空穴自旋-光子相互作用》, 《物理评论B》107, L041303 (2023年)。[15] S. G. J. Philips, M. T. Madzik, S. V. Amitonov, S. L. de Snoo, M. Russ, N. Kalhor, C. Volk, W. I. L. Lawrie, D. Brousse, L. Tryputen, B. P. Wuetz, A. Sammak, M. Veldhorst, G. Scappucci, 和 L. M. K. Vandersypen, 《硅中六量子比特量子处理器的通用控制》, 《自然》609, 919 (2022年)。[16] A. R. Mills, C. R. Guinn, M. J. Gullans, A. J. Sigillito, M. M. Feldman, E. Nielsen, 和 J. R. Petta, 《操作保真度超过99%的硅双量子比特量子处理器》, 《科学进展》8, eabn5130 (2022年), https://www.science.org/doi/pdf/10.1126/sciadv.abn513

[17] A. Noiri, K. Takeda, T. Nakajima, T. Kobayashi, A. Sammak, G. Scappucci, 和 S. Tarucha, 《硅中超过容错阈值的快速通用量子门》, 《自然》601, 338 (2022年)。[18] F. N. M. Froning, M. J. Ranˇci´c, B. Het´enyi, S. Bosco, M. K. Rehmann, A. Li, E. P. A. M. Bakkers, F. A. Zwa- nenburg, D. Loss, D. M. Zumb¨uhl, 和 F. R. Braakman, 《锗/硅纳米线量子点中空穴自旋的强自旋轨道相互作用与g因子重整化》, 《物理评论研究》3, 013081 (2021年)。[19] S. D. Liles, F. Martins, D. S. Miserev, A. A. Kiselev, I. D. Thorvaldson, M. J. Rendell, I. K. Jin, F. E. Hudson, M. Veldhorst, K. M. Itoh, O. P. Sushkov, T. D. Ladd, A. S. Dzurak, 和 A. R. Hamilton, 《硅金属氧化物半导体量子点中首个空穴g张量的电学控制》, 《物理评论B》104, 235303 (2021年)。[20] K. Hudson, A. Srinivasan, D. Miserev, Q. Wang, O. Klochan, O. Sushkov, I. Farrer, D. Ritchie, 和 A. Hamilton, 《观察到由砷化镓晶格强各向异性引起的自旋3/2空穴量子点接触中振荡的g因子各向异性》, arXiv:2211.00253 (2022年)。[21] C. Adelsberger, S. Bosco, J. Klinovaja, 和 D. Loss, 《锗空穴纳米线中增强的轨道磁场效应》, 《物理评论B》104, 235408 (2022年)。[22] S. Bosco, M. Benito, C. Adelsberger, 和 D. Loss, 《锗量子点中采用低功耗超快栅控的压缩空穴自旋量子比特》, 《物理评论B》104, 115425 (2021年)。[23] S. Bosco 和 D. Loss, 《硅和锗量子点中完全可调的空穴自旋量子比特超精细相互作用》, 《物理评论快报》127, 190501 (2021年)。[24] J. Fischer, W. A. Coish, D. V. Bulaev, 和 D. Loss, 《量子点中与核自旋耦合的重空穴自旋退相干》, 《物理评论B》78, 155329 (2008年)。[25] J. H. Prechtel, A. V. Kuhlmann, J. Houel, A. Ludwig, S. R. Valentin, A. D. Wieck, 和 R. J. Warburton, 《使空穴自旋量子比特与核自旋解耦》, 《自然·材料》15, 981 (2016年)。[26] S. Geyer, B. Het´enyi, S. Bosco, L. C. Camenzind, R. S. Eggli, A. Fuhrer, D. Loss, R. J. Warburton, D. M. Zumb¨uhl, 和 A. V. Kuhlmann, 《鳍式场效应晶体管中利用各向异性交换相互作用实现双量子比特逻辑》, arXiv:2212.02308 (2022年)。[27] G. Katsaros, J. Kukuˇcka, L. Vukuˇsi´c, H. Watzinger, F. Gao, T. Wang, J.-J. Zhang, 和 K. Held, 《量子点中重空穴态的零场劈裂》, 《纳米快报》20, 5201 (2020年)。[28] B. Het´enyi, S. Bosco, 和 D. Loss, 《硅和锗量子点中空穴自旋量子比特的反常零场劈裂》, 《物理评论快报》129, 116805 (2022年)。[29] S. Bosco, B. Het´enyi, 和 D. Loss, 《具有完全可调自旋轨道耦合和电荷噪声甜点的硅鳍式场效应晶体管空穴自旋量子比特》, 《PRX量子》2, 010348 (2021年)。[30] S. Bosco 和 D. Loss, 《薄曲面量子阱中的空穴自旋量子比特》, 《物理评论应用》18, 044038 (2022年)。[31] C. Adelsberger, M. Benito, S. Bosco, J. Klinovaja, 和 D. Loss, 《锗纳米线量子点中的空穴自旋量子比特：轨道磁场、应变与生长方向的相互作用》, 《物理评论B》105, 075308 (2022年)。[32] N. Piot, B. Brun, V. Schmitt, S. Zihlmann, V. P. Michal, A. Apra, J. C. Abadillo-Uriel, X. Jehl, B. Bertrand, H. Niebojewski, L. Hutin, M. Vinet, M. Urdampilleta, T. Meunier

, Y.-M. Niquet , R. Maurand , 以及 S. D. Franceschi, 《天然硅中相干性增强的单空穴自旋》, 《自然·纳米技术》17，1072（2022年）。[33] Z. Wang、E. Marcellina、A. R. Hamilton、J. H. Cullen、S. Rogge、J. Salfi 和 D. Culcer, 《超快、高相干性锗空穴自旋轨道量子比特的最佳工作点》, npj 《量子信息》7，54（2021年）。[34] C.-A. Wang、G. Scappucci、M. Veldhorst 和 M. Russ, 《电场和磁场中的平面锗空穴量子比特建模》, arXiv:2208.04795（2022年）。[35] N. Ares、G. Katsaros、V. N. Golovach、J. J. Zhang、A. Prager、L. I. Glazman、O. G. Schmidt 和 S. De Franceschi, 《用于快速空穴自旋拉比振荡的硅锗量子点》, 《应用物理学快报》103, 263113（2013年）, https://doi.org/10.1063/1.4858959。[36] A. Crippa、R. Maurand、L. Bourdet、D. Kotekar-Patil、A. Amisse、X. Jehl、M. Sanquer、R. Lavi´eville、H. Bohuslavskyi、L. Hutin、S. Barraud、M. Vinet、Y.-M. Ni- quet 和 S. De Franceschi, 《通过 g-矩阵调制实现自旋轨道量子比特的电学自旋驱动》, 《物理评论快报》120，137702（2018年）。[37] B. Venitucci、L. Bourdet、D. Pouzada 和 Y.-M. Niquet, 《 g-矩阵形式下半导体自旋量子比特的电学操控》, 《物理评论B》98，155319（2018年）。[38] V. N. Golovach、M. Borhani 和 D. Loss, 《量子点中的电偶极诱导自旋共振》, 《物理评论B》74，165319（2006年）。[39] K. C. Nowack、F. H. L. Koppens、Y. V. Nazarov 和 L. M. K. Vandersypen, 《利用电场对单电子自旋进行相干控制》, 《科学》318，1430（2007年）, https://www.science.org/doi/pdf/10.1126/science.1148092

[40] C. Kloeffel、M. Trif 和 D. Loss, 《锗/硅纳米线中的强自旋轨道相互作用与螺旋空穴态》, 《物理评论B》84，195314（2011）。[41] C. Kloeffel、M. J. Rancic 和 D. Loss, 《不同生长方向的硅和锗纳米线中的直接拉什巴自旋轨道相互作用》, 《物理评论B》97，235422（2018）。[42] A. Blais、A. L. Grimsmo、S. M. Girvin 和 A. Wallraff, 《电路量子电动力学》, 《现代物理评论》93，025005（2021）。[43] D. Leibfried、R. Blatt、C. Monroe 和 D. Wineland, 《单个囚禁离子的量子动力学》, 《现代物理评论》75，281（2003）。[44] W. Gilbert、T. Tanttu、W. H. Lim、M. Feng、J. Y. Huang、J. D. Cifuentes、S. Serrano、P. Y. Mai、R. C. C. Leon、C. C. Escott、K. M. It oh、N. V. Abrosimov、H.-J. Pohl、M. L. W. Thewalt、F. E. Hudson、A. Morello、A. Laucht、C. H. Yang、A. Saraiva 和 A. S. Dzurak, 《自旋量子比特的按需电控》, 《自然·纳米技术》10.1038/s41565-022-01280-4（2023）。[45] J. J. Pla、K. Y. Tan、J. P. Dehollain、W. H. Lim、J. J. L. Morton、D. N. Jamieson、A. S. Dzurak 和 A. Morello, 《硅中的单原子电子自旋量子比特》, 《自然》489，541（2012）。[46] F. H. L. Koppens、C. Buizert、K. J. Tielrooij、I. T. Vink、K. C. Nowack、T. Meunier、L. P. Kouwenhoven 和 L. M. K. Vandersypen, 《量子点中单电子自旋的驱动相干振荡》, 《自然》442，766（2006）。[47] P. Scarlino、E. Kawakami、D. R. Ward、D. E. Savage、M. G. Lagally、M. Friesen、S. N. Coppersmith、M. A. Eriksson 和 L. M. K. Vandersypen, 《硅/硅锗量子点中自旋量子比特的二次谐波相干驱动》, 《物理评论快报》115

, 106802 (2015)。

[48] S. Stufler、P. Machnikowski、P. Ester、M. Bichler、V. M. Axt、T. Kuhn 和 A. Zrenner，《单个 In_xGa_{1-x} AsGaAs 量子点中的双光子拉比振荡》，《物理评论B》73，125304（2006）。[49] A. Laucht、R. Kalra、S. Simmons、J. P. Dehollain、J. T. Muhonen、F. A. Mohiyaddin、S. Freer、F. E. Hudson、K. M. Itoh、D. N. Jamieson、J. C. McCallum、A. S. Dzurak 和 A. Morello，《硅中的着装自旋量子比特》，《自然·纳米技术》12，61（2017）。[50] A. E. Seedhouse、I. Hansen、A. Laucht、C. H. Yang、A. S. Dzurak 和 A. Saraiva，《全局场中着装自旋的量子计算协议》，《物理评论B》104，235411（2021）。[51] I. Hansen、A. E. Seedhouse、A. Saraiva、A. Laucht、A. S. Dzurak 和 C. H. Yang，《通过脉冲工程实现稳健且通用的全局场量子计算》，《物理评论A》104，062415（2021）。[52] I. Hansen、A. E. Seedhouse、K. W. Chan、F. E. Hudson、K. M. Itoh、A. Laucht、A. Saraiva、C. H. Yang 和 A. S. Dzurak，《在硅中实现先进的全局量子比特控制着装协议》，《应用物理评论》9，031409（2022），https://doi.org/10.1063/5.0096467。[53] X. Xue、M. Russ、N. Samkharadze、B. Undseth、A. Sammak、G. Scappucci 和 L. M. K. Vandersypen，《跨越表面码阈值的自旋量子比特量子逻辑》，《自然》601，343（2022）。[54] E. Boyers、M. Pandey、D. K. Campbell、A. Polkovnikov、D. Sels 和 A. O. Sushkov，《噪声量子比特中的 Floquet工程化量子态操控》，《物理评论A》100，012341（2019）。[55] F. Petiziol、B. Dive、F. Mintert 和 S. Wimberger，《通过振荡初始哈密顿量实现快速绝热演化》，《物理评论A》98，043436（2018）。[56] C. H. Yang、K. W. Chan、R. Harper、W. Huang、T. Evans、J. C. C. Hwang、B. Hensen、A. Laucht、T. Tanttu、F. E. Hudson、S. T. Flammia、K. M. Itoh、A. Morello、S. D. Bartlett 和 A. S. Dzurak，《通过脉冲工程使硅量子比特保真度逼近非相干噪声极限》，《自然·电子学》2，151（2019）。[57] J. Zeng、C. H. Yang、A. S. Dzurak 和 E. Barnes，《构造任意单量子比特动态校正门的几何形式》，《物理评论A》99，052321（2019）。[58] M. Rimbach-Russ、S. G. Philips、X. Xue 和 L. M. K. Vandersypen，《系统化高保真度量子门操作的简明框架》，arXiv:2211.16241（2022）。[59] P.-M. Billangeon、J. S. Tsai 和 Y. Nakamura，《基于电路量子电动力学的超导量子比特可扩展量子信息处理架构》，《物理评论B》91，094517（2015）。[60] S. Richer 和 D. DiVincenzo，《实现纵向耦合的电路设计：一种可扩展的超导量子比特方案》，《物理评论B》93，134501（2016）。[61] R. Ruskov 和 C. Tahan，《通过与超导腔的曲率耦合实现编码自旋量子比特的调制纵向门》，《物理评论B》103，035301（2021）。[62] R. Ruskov 和 C. Tahan，《通过与腔的曲率耦合对自旋量子比特进行量子极限测量》，《物理评论B》99，245306（2019）。[63] C. G. L. Bøttcher、S. P. Harvey、S. Fallahi、G. C. Gardner、M. J. Manfra、U. Vool、S. D. Bartlett 和 A. Yacoby，《高阻抗超导谐振器与半导体之间的参数纵向耦合》，《物理评论B》tor量子点单重态-三重态自旋量子比特，《自然·通讯》13，4773（2022）。[64] J. Yoneda, K. Takeda, T. Otsuka, T. Nakajima, M. R. Delbecq, G. Allison, T. Honda, T. Kodera, S. Oda, Y. Hoshi, N. Usami, K. M. Itoh 和 S. Tarucha，受电荷噪声限制相干性且保真度高于99.9%的量子点自旋量子比特，《自然·纳米技术》13，102（2018）。[65] B. Undseth, X. Xue, M. Mehmandoost, M. Russ, N. Samkharadze, A. Sammak, V. V. Dobrovitski, G. Scappucci 和 L. M. Vandersypen，强驱动硅自旋量子比特的非线性响应与串扰，arXiv:2205.04905（2022）。[66] S. Geyer, L. C. Camenzind, L. Czornomaz, V. Deshpande, A. Fuhrer, R. J. Warburton, D. M. Zumb¨uhl 和 A. V. Kuhlmann，可扩展硅量子计算的自对准栅极，《应用物理学快报》118，104004（2021）10 1063 5 0036520（），https://doi.org/。/..[67] S. Bosco, S. Geyer, L. Camenzind, R. Eggle, A. Fuhrer, R. Warburton, D. Zumb¨uhl, A. Kuhlmann, E. J. C. 和 D. Loss，补充材料。在补充材料中，我们展示了在两个器件中获得的相位驱动额外实验数据。[68] S. Chesi, L.-P. Yang 和 D. Loss，大振幅电偶极自旋共振中由核自旋导致的退相干，《物理评论快报》116，066806（2016）。[69] M. Bukov, L. D'Alessio 和 A. Polkovnikov，周期驱动系统的普适高频行为：从动力学稳定化到弗洛凯工程，《物理学进展》64，139（2015），https://doi.org/10.1080/00018732.2015.1055918。[70] M. S. Rudner 和 N. H. Lindner，弗洛凯拓扑绝缘体中的能带结构工程与非平衡动力学，《自然·物理》2，229（2020）。[71] 为了使用Floquet理论，我们假设 $\omega_x = \omega_q$ 与 ω_z相称。然而，当 $\omega_x \gg \omega_z$、 λ_x、 λ_z、 ω_x 以及快速振荡修正 $\propto 1/\omega_x$ 可忽略时，我们的结果普遍成立。

补充材料：相位驱动空穴自旋量子比特

我们第一和第二个器件的额外测量

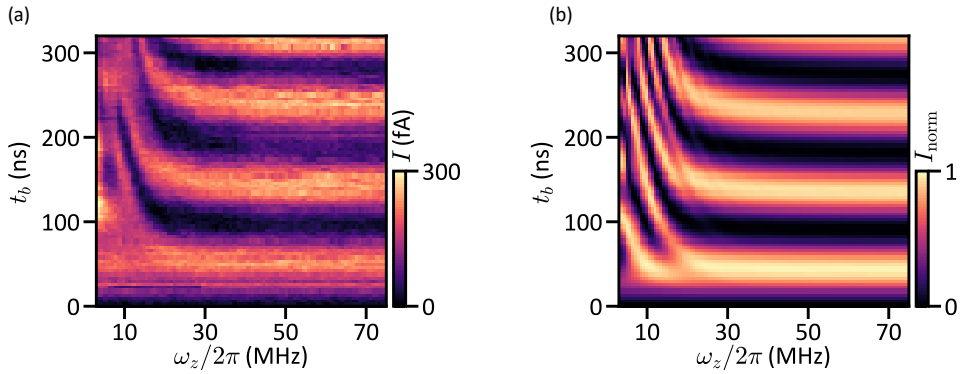

图 S1。相位驱动导致量子比特 2（Q2）的拉比振荡减慢。测量结果（a）与模拟结果（b）吻合良好，这一趋势与正文中针对 Q1 报道的趋势类似，见图 1(b)、(c)。此处使用了 $\omega_x/2\pi = \omega_q/2\pi = 3.115$GHz、 $\lambda_x/2\pi = 11$ 兆赫和 $\lambda_z/2\pi = 6.1$ 兆赫。

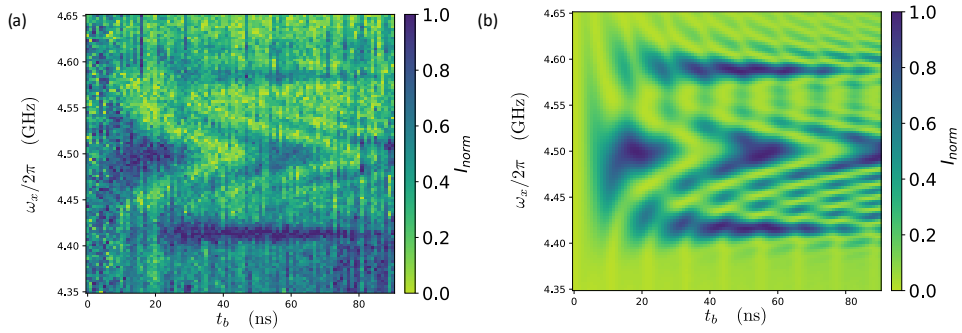

图 S2。相位驱动导致量子比特 1（Q1）出现边带拉比振荡。测量结果（a）与模拟结果（b）吻合良好，这些边带与正文中针对 Q2 报道的边带类似，见图 2(b)、(e)。此处使用了 $\omega_q/2\pi = 4.5$GHz、 $\lambda_x/2\pi = \lambda_z/2\pi = 30$ 兆赫和 $\omega_z/2\pi = 90.5$ 兆赫，对应于 $Z = 0.33$。

这里我们展示来自两个不同器件中两个量子比特 Q1 和 Q2 的更多数据。在图S1中，我们展示了通过相位驱动 Q2 使拉比振荡减慢的现象。与正文中的图 1(b)、(c) 相比，我们观察到类似的趋势，但拉比振幅和相位驱动振幅较低。图S1(a)中的测量结果与图S1(b)中的数值模拟吻合良好。图S2中，我们展示了 Q1 中由相位驱动引起、在有限失谐下出现的边带振荡。这些结果与 Q2 中获得的结果相当，后者展示于正文图 2(b)、(e) 中。同样在这种情况下，测量结果 (a) 与模拟 (b) 吻合良好。