arXiv:2302.04548v1 [quant-ph] 9 Feb 2023

超导量子比特与频率编码微波光子量子比特之间确定性 SWAP 门的演示

Kazuki Koshino[1], * 和 Kunihiro Inomata[2], †

[1] College of Liberal Arts and Sciences, Tokyo Medical and Dental University, Ichikawa, Chiba 272-0827, Japan

[2] National Institute of Advanced Industrial Science and Technology (AIST), Tsukuba, Ibaraki 305-8568, Japan(日期：2023年2月10日)

单个量子处理器中包含的超导量子比特数量正在稳步增加。然而，要实现真正实用的量子计算机，就必须通过飞行量子比特在远程处理器之间分布量子信息，进一步大幅增加量子比特数量。在这里，我们展示了实现这一目标的关键要素，即超导原子与微波光子量子比特之间的 SWAP门。该门的工作原理是单光子拉曼相互作用，它源于一维光学系统中的强干涉；只需让光子量子比特在连接到原子量子比特的腔体处反射，就能实现门操作，且门保真度不受光子量子比特脉冲形状的影响。我们验证了原子与光子量子比特之间的双向量子态传输。光子到原子（原子到光子）态传输的平均保真度达到 0.829（0.801），其性能主要受原子量子比特能量弛豫时间的限制。本研究中的原子-光子门具备门类型的 *in situ*可调性，可用于超导量子比特和微波光子参与的分布式量子计算中的多种应用。

I. 引言

单个处理器中包含的固态量子比特数量稳步增长 [1, 2] ，最近已达到三位数。然而，要使此类量子机器真正发挥作用，所需的量子比特数量要大得多。因此，在不久的将来，利用固定量子比特与飞行量子比特之间的确定性量子相互作用 [7, 8]，在远程量子处理器 [3–6], 之间分发量子信息将不可或缺。

在超导量子计算中，固定量子比特编码在各种类型的超导原子上，而飞行量子比特则编码在波导中传播的微波光子上。在这类装置中，由于原子辐射与波导中的传播光子具有天然的空间模式匹配，原子-光子相互作用得到了大幅增强 [9–15]。利用这类波导量子电动力学效应，研究人员已实现单微波光子探测 [16–21]。该领域的另一项重要成果是通过调节原子-波导耦合，实现远程原子对光子的确定性释放与捕获，并将其应用于远程纠缠生成和光子-光子门 [22–28]。这种主动原子-光子相互作用在技术上面临的一项难题是，必须根据光子脉冲的形状精确控制原子-波导耦合的时间变化；否则，传播光子的捕获概率会大幅降低。

在本文中，我们展示了超导原子与微波光子之间的确定性 SWAP 门 [29]。该门基于一种本质上被动的工作原理，即单光子拉曼相互作用 [30–37]。这是-一维光学系统所特有的现象，源于施加到发射体上的光子场与发射体辐射之间的强相消干涉。这保证了高保真度门操作，且不受输入光子量子比特形状和长度的影响。除此之外，本方案在实际实现方面还具有以下优势。装置简单——实现当前门操作所需的系统由一个原子和一个处于色散区耦合的谐振器组成，二者分别耦合到独立的波导（图1）。这是采用色散量子比特读出的超导量子处理器中相当常见的元件 [38, 39]。门的可调性——尽管我们在本工作中仅展示了 SWAP 门，但当前门是一种更通用的（SWAP）$^{\alpha}$门（$0 \leq \alpha \leq 1$） [40–43] ，可通过调节施加到原子上的驱动脉冲的振幅和频率 [29]，实现门类型 α 的原位可调。在与原子-光子纠缠门（$\sqrt{\text{SWAP}}$，$\alpha = 1/2$）结合后，该方案不仅适用于远程超导量子比特之间的纠缠生成，也适用于确定性光子-光子纠缠门。光子量子比特的双轨编码——光子量子比特编码在两个不同的载波频率上 [44–47]。与单轨（光子数）编码相比，我们可以避免光子损耗造成的保真度下降，并共享一个相位参考 [48]。

*电子邮箱：kazuki.koshino@osamember.org
†电子邮箱：kunihiro.inomata@aist.go.jp

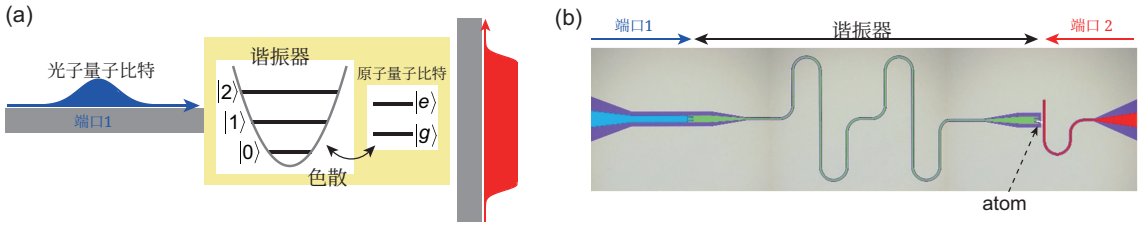


图1：超导原子与微波光子量子比特之间的交换门装置。(a) 装置示意图。(b) 实际器件的伪彩色光学显微图。

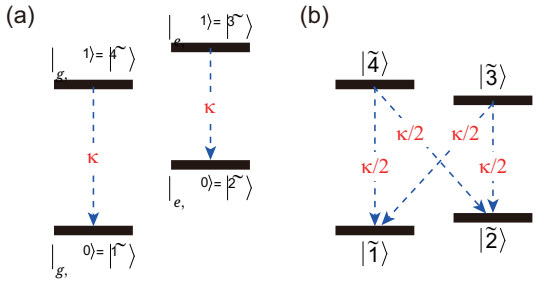


图1：原子-谐振器系统的能级结构。(a) 裸态，此时端口 2 的驱动场关闭。(b) 缀饰态，此时驱动场开启。注意，能级图(b)是在以驱动频率 ω_{d} 旋转的参考系中绘制的。

本文其余部分的组织如下。在第二节中，我们介绍实现超导原子与微波光子之间 SWAP 门的装置，并解释该门的工作原理。在第三节中，我们展示原子-光子 SWAP 门。更具体地说，我们通过构建最终的原子/光子密度矩阵，确认光子到原子以及原子到光子的量子比特转移。当前门中的光子量子比特原则上是单光子，但在本工作中我们改用弱相干态光子。第四节是总结。附录 A 和 B 介绍密度矩阵构建的细节。附录 C 介绍实验信息的细节。

II. 原子-光子 SWAP 门

A. 装置

本原子-光子 SWAP 门的装置是超导量子计算中常见的一种：超导原子与微波谐振器呈色散耦合，且二者均连接有传输线（图1）。其中一条传输线（端口 2）与原子耦合，微波驱动脉冲经由该传输线施加，并在脉冲持续期间将原子-谐振器系统的裸态转变为缀饰态。另一条传输线（端口1）与谐振器耦合，作为光子量子比特的单个微波光子与驱动脉冲同步地经由该传输线输入。原子量子比特编码在其基态和激发态 $|g\rangle$ 与 $|e\rangle$ 上。光子量子比特编码在两个不同的载波频率 $|\omega_L\rangle$ 和 $|\omega_H\rangle$ 上，其中 ω_L（ω_H）表示较低（较高）的载波频率。通过使经由端口1输入的光子量子比特反弹，该门操作即可确定性地完成。

B. SWAP门原理

这里，我们概述该门的工作原理。我们用 $|a,n\rangle$ 表示原子-谐振器系统的本征态，其中 $a=\{g,e\}$ 和 $n=\{0,1,\cdots\}$ 分别表示原子态和谐振器中的光子数。原子-谐振器系统处于色散耦合区，其本征频率为$\omega_{|g,n\rangle}=n\omega_{\mathrm{r}}$ 和 $\omega_{|e,\ n\rangle}=\omega_{\mathrm{ge}}+n(\omega_{\mathrm{r}}-2\chi)$，其中 ω_{ge} 和 ω_{r} 分别是原子和谐振器的重整化频率，而 χ 是色散频移。在本原子-光子门中，我们使用原子-

谐振器系统的最低四个能级（$a = \{g, e\}$ 和 $n = \{0, 1\}$）。该四能级系统的主要衰减通道是谐振器以速率 κ向端口1发生辐射衰减。因此，当驱动场关闭时，该四能级系统内的辐射衰减沿垂直方向发生，如图 2(a) 所示 κ [Fig. 2(a)]。

在光子量子比特与原子-谐振器系统相互作用期间，我们从端口 2 向原子施加微波驱动。该驱动场使较低的两个裸态 $|g, 0\rangle$ 和 $|e, 0\rangle$ 发生杂化，形成缀饰态 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$。通过绝热地开启/关闭驱动场，我们可以确定性地将裸态与缀饰态相互转换，即 $|g, 0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 和 $|e, 0\rangle \leftrightarrow |2\rangle$。类似地，较高的两个态转换为 $|e, 1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$和 $|g, 1\rangle \leftrightarrow |4\rangle$。在垂直衰减（$|3\rangle \rightarrow |2\rangle$ 和 $|4\rangle \rightarrow |1\rangle$）之外，由于缀饰态基中的杂化，斜向衰减（$|3\rangle \rightarrow |1\rangle$ 和 $|4\rangle \rightarrow |2\rangle$）也成为允许的过程。

特别地，在适当选择驱动场的频率和功率后，四个辐射衰减率取相同的值，如 $\kappa/2$ [图2(b)]所示。此时，能级 $|1\rangle$、$|2\rangle$ 和 $|j\rangle$ （$j = 3$ 或4）构成一个“阻抗匹配”Λ 系统 [29, 33]: 若系统初始处于状态 $|1\rangle$，且从端口1输入频率为 $\omega_{j1} = \omega_{|j\rangle} - \omega_{|1\rangle}$ 的单光子，则会确定性地诱导拉曼跃迁 $|1\rangle \rightarrow |j\rangle \rightarrow |2\rangle$ 。因此， Λ 系统切换至状态 $|2\rangle$ ，输入光子在反射后下变频至频率 ω_{j2} 。在本研究中，我们选择$j = 4$ ，并将 $\omega_L = \omega_{42}$ 和 $\omega_H = \omega_{41}$ 设为光子量子比特的较低和较高载波频率。随后，原子和光子量子比特的时间演化可写为 $|1、\omega_H\rangle \rightarrow |2、\omega_L\rangle$。逆过程，即 $|2\omega_L\rangle \rightarrow |1\omega_H\rangle$，同样是确定性的。相比之下，对于初始状态 $|1、\omega_L\rangle$ 和 $|2、\omega_H\rangle$，输入光子会在不与 Λ 系统相互作用的情况下原样被完全反射，因为输入光子与 Λ 系统失谐。也就是说，$|1、\omega_L\rangle \rightarrow |1、\omega_L\rangle$ 以及 $|2、\omega_H\rangle \rightarrow |2、\omega_H\rangle$。这四种时间演化总结如下:

$$(\beta_1|\widetilde{1}\rangle + \beta_2|\widetilde{2}\rangle) \otimes (\gamma_1|\omega_L\rangle + \gamma_2|\omega_H\rangle) \rightarrow (\gamma_1|\widetilde{1}\rangle + \gamma_2|\widetilde{2}\rangle) \otimes (\beta_1|\omega_L\rangle + \beta_2|\omega_H\rangle), \tag{1}$$

其中 β_1、$\cdots$、γ_2 是满足 $|\beta_1|^2 + |\beta_2|^2 = |\gamma_1|^2 + |\gamma_2|^2$ 的任意系数 $= 1$.

在光子量子比特与原子-谐振器系统相互作用之前和之后，我们关闭驱动场。因此，原子-谐振器系统返回到裸态基，分别为 $|1\rangle = |g、0\rangle$ 和 $|2\rangle = |e、0\rangle$。省略谐振器的态（其在初始时刻和最终时刻均处于真空态），式 (1) 可改写为

$$(\beta_1|g\rangle + \beta_2|e\rangle) \otimes (\gamma_1|\omega_L\rangle + \gamma_2|\omega_H\rangle) \rightarrow (\gamma_1|g\rangle + \gamma_2|e\rangle) \otimes (\beta_1|\omega_L\rangle + \beta_2|\omega_H\rangle). \tag{2}$$

This 是通过端口在原子量子比特和光子量子比特之间应用的交换门 1.

III. SWAP门的演示

本节中，我们演示原子-光子 SWAP 门。原则上，应从端口1施加单光子脉冲作为光子量子比特。然而，本研究中我们改用弱相干态脉冲，其平均光子数 $|\alpha|^2$ 远小于 1。该脉冲通常为双色脉冲，载波频率为 ω_L 和 ω_H ，具有高斯时间轮廓，脉冲长度为 $t_{\mathrm{p}} = 100$ ns。这一长度足以满足实现高保真度原子-光子门的条件 $t_{\mathrm{p}} \gg 1/\kappa$，其中 κ 是谐振器向端口1的衰减率（见表 III）。若原子量子比特和光子量子比特的初始态分别为 $\beta_1|g\rangle + \beta_2|e\rangle$ 和 $\gamma_1|\omega_L\rangle + \gamma_2|\omega_H\rangle$，则原子-光子系统的初始态矢量可写为

$$|\psi_i\rangle \ = \ (\beta_1|g\rangle + \beta_2|e\rangle) \otimes e^{-|\alpha|^2/2} \left[|0\rangle + \alpha(\gamma_1|\omega_L\rangle + \gamma_2|\omega_H\rangle) + \cdots\right], \tag{3}$$

其中， α 表示输入光子量子比特脉冲的复振幅，而省略号表示脉冲中的多光子分量；当 $|\alpha|^2 \ll 1$时，这些分量可以忽略不计。该态矢量可改写为

$$|\psi_i\rangle \ = \ c_1|g, 0\rangle + c_2|e, 0\rangle + c_3|g, \omega_L\rangle + c_4|e, \omega_L\rangle + c_5|g, \omega_H\rangle + c_6|e, \omega_H\rangle + \cdots, \tag{4}$$

其中，$(c_1, \cdots, c_6) = e^{-|\alpha|^2/2} \times (\beta_1, \beta_2, \alpha\beta_1\gamma_1, \alpha\beta_2\gamma_1, \alpha\beta_1\gamma_2, \alpha\beta_2\gamma_2)$。

通过使光子量子比特在连接端口1和谐振器的电容处反射，可完成原子-光子 SWAP 门。时间演化由式（1）给出，得到以下最终态矢量，

$$|\psi_f\rangle \ = \ c_1|g, 0\rangle + c_2|e, 0\rangle + c_3|g, \omega_L\rangle + c_5|e, \omega_L\rangle + c_4|g, \omega_H\rangle + c_6|e, \omega_H\rangle + \cdots. \tag{5}$$

A. 态转移：光子到原子

1. *Procedures for density matrix estimation*

为展示原子-光子 SWAP 门，我们确认原子量子比特与光子量子比特之间的双向态转移。这里，我们展示光子到原子态转移。我们用 $\hat{\rho}_{\rm a}^{(\rm c)}$ 表示最终原子量子比特的密度矩阵，其中上标 (c) 表示输入光子量子比特脉冲处于相干态。$\hat{\rho}_{\rm a}^{(\rm c)}$ 的矩阵元由 $\hat{\rho}_{\rm a}^{(\rm c),\ mn} = {\rm Tr}_{\rm p}\{\langle m|\psi_f\rangle\langle\psi_f|n\rangle\}$ 给出，其中 m, n（$= g, e$）表示原子态，而 ${\rm Tr}_{\rm P}$ 表示对光子态取迹。根据式（5），$\rho_{\rm a}^{(\rm c),\ ee}$ 和 $\rho_{\rm a}^{(\rm c),\ eg}$ 可在 $|\alpha|$ 的二阶近似下表示为

$$\rho_{{\rm a},ee}^{(\rm c)} \approx |\beta_2|^2 + |\alpha|^2(|\gamma_2|^2 - |\beta_2|^2), \tag{6}$$

$$\rho_{{\rm a},eg}^{(\rm c)} \approx \beta_1^*\beta_2 + |\alpha|^2(\gamma_1^*\gamma_2 - \beta_1^*\beta_2). \tag{7}$$

另一方面，这里我们的目标量是在单光子输入条件下最终原子量子比特的密度矩阵 $\hat{\rho}_{\rm a}^{(\rm s)}$。若以单光子输入执行 SWAP 门，最终原子态为 $\gamma_1|g\rangle + \gamma_2|e\rangle$ [见公式（2）]。因此，$\rho_{\rm a}^{(\rm s),ee} = |\gamma_2|^2$ 和 $\rho_{\rm a}^{(\rm s),eg} = \gamma_1^*\gamma_2$。

因此，我们可以通过以下步骤，根据可测量的密度矩阵 $\hat{\rho}_{\rm a}^{(\rm c)}$重现目标密度矩阵 $\hat{\rho}_{\rm a}^{(\rm s)}$：将初始原子态设为 $|g\rangle$ [，即 $(\beta_1, \beta_2) = (1, 0)$]，，执行原子-光子 SWAP 门，并测量最终原子密度矩阵元 $\rho_{\rm a}^{(\rm c),ee}$ 和 $\rho_{\rm a}^{(\rm c),eg}$。将 $(\beta_1, \beta_2) = (1, 0)$ 代入公式（6）和（7），预期它们表现为 $\rho_{\rm a}^{(\rm c),ee} = |\alpha|^2|\gamma_2|^2$ 和 $\rho_{\rm a}^{(\rm c),eg} = |\alpha|^2\gamma_1^*\gamma_2$。因此，通过改变平均光子数 $|\alpha|^2$ 并测量这些量的斜率，可以估算出目标密度矩阵的两个矩阵元：

$$\rho_{{\rm a},ee}^{(\rm s)} = \frac{d}{d|\alpha|^2}\rho_{{\rm a},ee}^{(\rm c)}, \tag{8}$$

$$\rho_{{\rm a},eg}^{(\rm s)} = \frac{d}{d|\alpha|^2}\rho_{{\rm a},eg}^{(\rm c)}. \tag{9}$$

其他元素由 $\rho_{\rm a}^{(\rm s),ge} = (\rho_{\rm a}^{(\rm s),eg})^*$ 和 $\rho_{\rm a}^{(\rm s),gg} = 1 - \rho_{\rm a}^{(\rm s),ee}$确定。

2. *Pulse sequence*

用于测量最终原子量子比特密度矩阵 $\hat{\rho}_{\rm a}^{(\rm c)}$的脉冲序列如图 3(a) 所示。测量分为三个步骤。(i) 初始化：不施加任何脉冲，等待原子完全退激发。(ii) SWAP门：从端口 2 向原子施加一个频率为 $\omega_{\rm d}/2\pi = 5.785$ 吉赫兹、具有平顶包络的驱动脉冲，以实现阻抗匹配的 Λ 系统 [图 2(b)]。在驱动脉冲持续期间，从端口1输入具有高斯包络的光子量子比特脉冲；该脉冲通常为双色（$\omega_L/2\pi = \omega_{42}/2\pi = 10.208$ 吉赫兹和 $\omega_H/2\pi = \omega_{41}/2\pi = 10.266$吉赫兹）。请注意，图 3(a) 中的光子量子比特脉冲因其双色特性而没有明显的高斯包络。(iii) 层析：首先向原子施加一个频率为 $\omega_{\rm ge}/2\pi = 5.839$吉赫兹、具有高斯包络的短控制脉冲（不施加脉冲、 π 脉冲或 4 种 $\pi/2$ 脉冲之一），然后用频率为 $\omega_{\rm r}/2\pi = 10.258$ 吉赫兹的矩形脉冲对原子态进行色散读出。

3. *Results and discussion*

最终原子量子比特的密度矩阵元 $\rho_{\rm a}^{(\rm c),ee}$ 和 $\rho_{\rm a}^{(\rm c),eg}$ 如图3(b)所示，其中初始原子（光子）量子比特分别处于基态（赤道态），即 $(\beta_1, \beta_2) = (1, 0)$ 和 $(\gamma_1, \gamma_2) = (1, e^{i\theta})/\sqrt{2}$。我们观察到，$\rho_{\rm a}^{(\rm c),ee}$ 与初始光子量子比特的相位 θ 无关，并且随 $|\alpha|^2$成比例增加；而 $\rho_{\rm a}^{(\rm c),eg}$ 是 θ 的振荡函数，其振幅随 $|\alpha|^2$增大。这些观察结果在定性上符合公式（6）和（7），它们预测 $\rho_{\rm a}^{(\rm c),ee} = |\alpha|^2/2$ 和 $\rho_{\rm a}^{(\rm c),eg} = |\alpha|^2 e^{i\theta}/2$。这些结果表明，初始光子量子比特的相位信息已成功转移至最终原子量子比特。

在图3(c)中，我们展示了假设采用单光子输入时最终原子量子比特的密度矩阵$\hat{\rho}_{\rm a}^{(\rm s)}$，该矩阵由上述步骤估算得出。估算的更多细节见附录A。初始光子量子比特处于六个基态之一 [$|\omega_L\rangle$, $|\omega_H\rangle$,，且对于 $n = 0$、$\cdots$、3]，$(|\omega_L\rangle + e^{in\pi/4}|\omega_H\rangle)/\sqrt{2}$。一致性

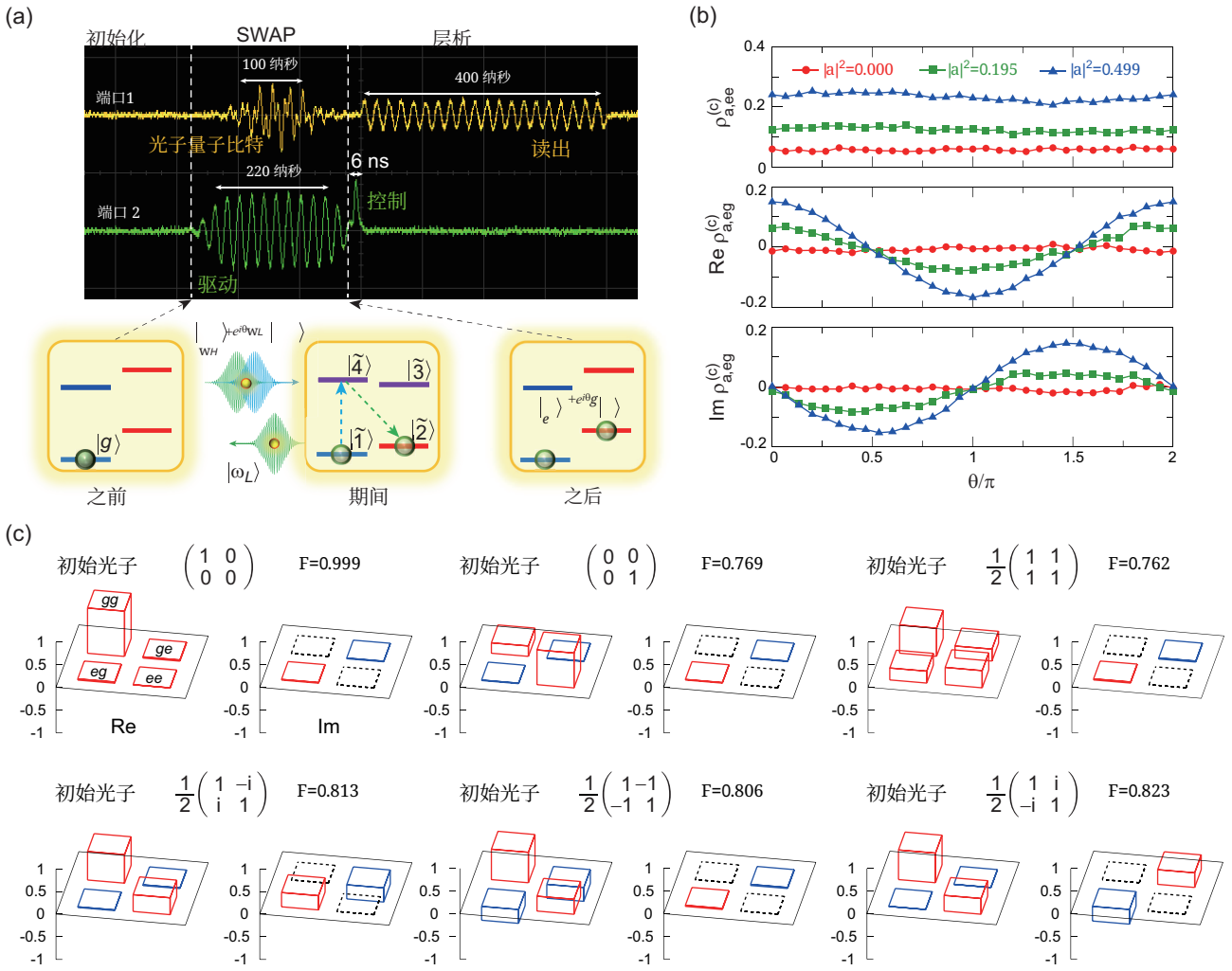


图 3：光子到原子态转移。(a) 中频（IF）中的脉冲序列，以及交换门之前、期间和之后的能级图。在能级图中，假设初始原子（光子）量子比特处于极态（赤道态），即 $(\beta_1, \beta_2) = (1, 0)$ 和 $(\gamma_1, \gamma_2) = (1, e^{i\theta})/\sqrt{2}$。(b) 相干态输入下，最终原子量子比特的测量密度矩阵元（$\rho_a^{(c)}$, ee，实部$\rho_a^{(c)}$, eg，虚部$\rho_a^{(c)}$, eg）。初始原子（光子）量子比特处于基态（赤道态），并连续改变光子量子比特的相位 θ。光子量子比特脉冲中的平均光子数 $|\alpha|^2$ 如图所示。(c) 假设输入为单光子时，估算得到的最终原子量子比特密度矩阵$\hat{\rho}_a^{(s)}$。正、负和零矩阵元分别以红色、蓝色和黑色虚线表示。图中标出了相对于初始光子量子比特的保真度。

在初始光子量子比特与最终原子量子比特之间相当好，六个基态的平均保真度达到0.829。保真度不足的主要原因可能是超导原子的 T_1 （$\sim 0.9\ \mu$s）较短，与最终原子量子比特的态层析所需时间相当。当初始光子量子比特处于 $|\omega_L\rangle$ [图3(c)的第一个面板]所示状态时，保真度尤其高。这是因为在整个门操作过程中，原子始终~处于基态（$|g, 0\rangle \approx |1\rangle$），不受较短的 T_1影响。

B. 态转移：原子到光子

1. *Procedures for density matrix estimation*

这里，我们演示了原子到光子态转移。更具体地说，对于相干态输入，根据最终光子量子比特脉冲（在端口1反射之后）的振幅，我们估计最终

光子量子比特在单光子输入下的密度矩阵。最终振幅 $\xi(t)$ 由 $\xi(t) = \langle\psi_f|\hat{a}|\psi_f\rangle$ 给出，其中，$\hat{a}$ 是端口1中传播光子的湮灭算符。利用公式（5），$\xi(t)$ 保留 $|\alpha|$ 的一阶项后可表示为

$$\xi(t) = \alpha(|\beta_1|^2\gamma_1 + \beta_1\beta_2^*\gamma_2)\psi_L(t) + \alpha(\beta_1^*\beta_2\gamma_1 + |\beta_2|^2\gamma_2)\psi_H(t), \tag{10}$$

其中，$\psi_{L(H)}(t) = \langle 0|\hat{a}|\omega_{L(H)}\rangle$ 是较低（较高）频率分量的单光子振幅。当初始光子量子比特脉冲在 ω_L处为单色时，通过在方程（10）中代入（γ_1，γ_2）=(1, 0)，可得最终振幅 $\xi_L(t)$ 为

$$\xi_L(t) = \alpha|\beta_1|^2\psi_L(t) + \alpha\beta_1^*\beta_2\psi_H(t). \tag{11}$$

该方程表明，初始单色脉冲反射后可能变为双色脉冲，具体取决于初始原子态。然而，当原子初始处于基态时，最终脉冲仍在 ω_L处保持单色。我们将其振幅记为 $\zeta_L(t)$。在方程（11）中代入（β_1，β_2）=(1, 0)，可得

$$\zeta_L(t) = \alpha\psi_L(t). \tag{12}$$

类似地，当初始脉冲在 ω_H处为单色时，最终振幅 $\xi_H(t)$ 为

$$\xi_H(t) = \alpha\beta_1\beta_2^*\psi_L(t) + \alpha|\beta_2|^2\psi_H(t). \tag{13}$$

$\zeta_H(t)$ 是初始原子处于激发态时的结果。在方程（13）中代入（β_1，β_2）=(0, 1)，可得

$$\zeta_H(t) = \alpha\psi_H(t). \tag{14}$$

我们将 $\zeta_i(t)$ 与 $\xi_j(t)$ 之间的重叠积分（$i, j = L, H$）记为

$$\eta_{ij} = \int dt\zeta_i^*(t)\xi_j(t). \tag{15}$$

由于载波频率不同，$\psi_L(t)$ 与 $\psi_H(t)$ 彼此正交，因此我们得到 $\eta_{LL} = C|\alpha|^2|\beta_1|^2$,$\eta_{HH} = C|\alpha|^2|\beta_2|^2$, $\eta_{LH} = C|\alpha|^2\beta_1\beta_2^*$ 和 $\eta_{HL} = C|\alpha|^2\beta_1^*\beta_2$，其中 $C = \int dt|\psi_j(t)|^2 (j = L, H)$。

另一方面，这里我们的目标量是单光子输入时最终光子量子比特的密度矩阵 $\hat{\rho}_{\mathrm{p}}^{(\mathrm{s})}$。根据式（2）的右侧，我们立即得到 $\hat{\rho}_{\mathrm{p}}^{(\mathrm{s})} = (\beta_1|\omega_L\rangle + \beta_2|\omega_H\rangle)(\beta_1^*\langle\omega_L| + \beta_2^*\langle\omega_H|)$。因此，以下 2×2 矩阵，

$$\hat{\eta} = \frac{1}{\eta_{LL} + \eta_{HH}} \begin{pmatrix} \eta_{LL} & \eta_{LH} \\ \eta_{HL} & \eta_{HH} \end{pmatrix}, \tag{16}$$

原则上与目标密度矩阵 $\hat{\rho}_{\mathrm{p}}^{(\mathrm{s})}$相同。

因此，我们可以通过以下步骤，根据最终光子-量子比特脉冲的测量振幅构造目标密度矩阵 $\hat{\rho}_{\mathrm{p}}^{(\mathrm{s})}$：首先，将初始原子量子比特态设为 $|g\rangle$ ($|e\rangle$)，施加频率为 $\omega_L(\omega_H)$ 的单色光子-量子比特脉冲，并测量最终振幅 $\zeta_L(t)$ [$\zeta_H(t)$]。然后，对于任意初始原子-量子比特态，施加频率为 $\omega_L(\omega_H)$ 的单色脉冲，并测量最终振幅 $\xi_L(t)$ [$\xi_H(t)$]。我们根据这些输出振幅之间的重叠积分，按照2×2 公式（15）和（16）]构造一个2×2 矩阵 $\hat{\eta}$。原则上，$\hat{\eta}$ 与目标密度矩阵 $\hat{\rho}_{\mathrm{p}}^{(\mathrm{s})}$相同，但在实际中并非厄米矩阵（见表 II）。我们采用附录B中介绍的方案对其进行估计，以获得一个适当的矩阵。

2. *Pulse sequence*

用于测量最终光子量子比特脉冲振幅 $\xi(t)$ 的脉冲序列如图4(a)所示。测量由三个步骤组成。(i) 初始化：我们等待原子完全退激发。随后，从端口 2向原子施加一个在 $\omega_{\mathrm{ge}}/2\pi = 5.835$ 吉赫兹处具有高斯包络的控制脉冲，使其处于六个基态之一。(ii) SWAP门：从端口 2向原子施加一个在 $\omega_{\mathrm{d}}/2\pi = 5.775$吉赫兹处具有平顶包络的驱动脉冲，以构成阻抗匹配的 Λ 系统 [图1(b)]。在脉冲持续期间，我们从端口1输入一个弱单色（频率为 $\omega_L/2\pi = 10.201$ 吉赫兹或 $\omega_H/2\pi = 10.263$ 吉赫兹）的、具有高斯包络的光子量子比特脉冲。(iii) 测量：我们测量端口1中反射的光子-量子比特

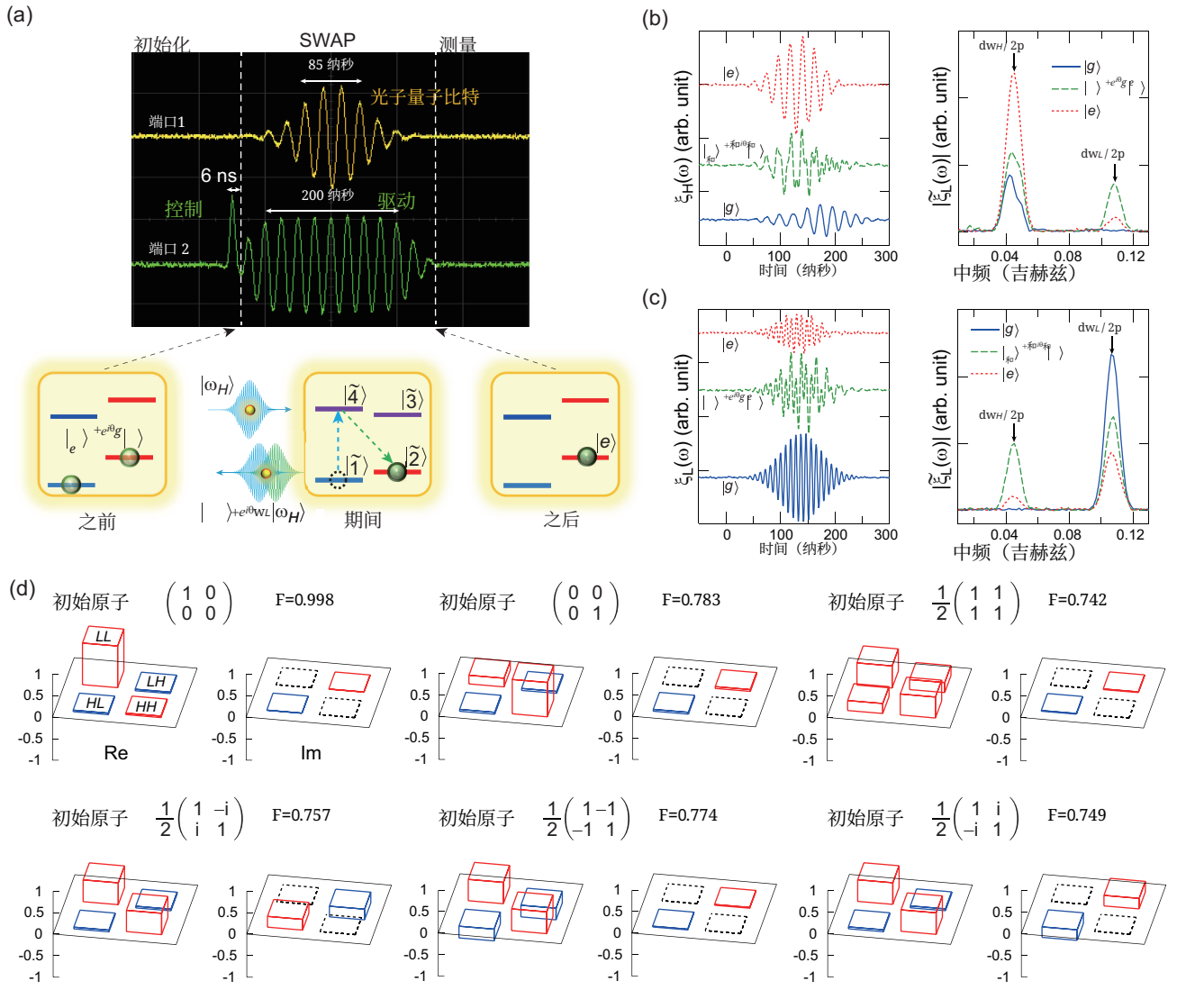


图 4：原子到光子态转移。(a) 以中频（IF）表示的脉冲序列，以及交换门之前、期间和之后的能级图。在能级图中，假设初始原子（光子）量子比特处于赤道（极）态，即 $(\beta_1,\beta_2) = (1, e^{i\theta})/\sqrt{2}$ 和 $(\gamma_1,\gamma_2) = (0,1)$D。(b) 初始频率设为 ω_H 时输出光子量子比特脉冲的测量振幅：时域（左）和频域（右）。图中标出了初始原子量子比特态（基态、赤道态或激发态）。由于四种赤道态产生的频谱相似，因此只绘制其中一种。输入脉冲中的平均光子数为 $|\alpha|^2 = 0.101$。时域振幅由模数转换器测量，并取 1.5×10^4 次测量的平均值。(c) 光子量子比特脉冲的初始频率设为 ω_L 时，与 (b) 相同的图。(d) 假设输入为单光子输入时，估算得到的最终光子量子比特密度矩阵 $\hat{\rho}_{\mathrm{p}}^{(\mathrm{s})}$。正（负）值分别以红（蓝）色条表示。图中标出了相对于初始原子量子比特的保真度。

脉冲，该脉冲通常为双色。请注意，由于实验是在稀释制冷机的不同次降温过程中进行的，因此 ω_L 和 ω_H 与“光子到原子”实验中的数值略有不同（实验参数的详细信息见表 III）。

图4(a)中的所有微波脉冲均由单边带调制产生，并以中频（IF）形式呈现，与图3(a)中的脉冲类似。将频率为 $\omega_{\mathrm{c}}/2\pi = 10.308$ 吉赫兹的载波微波与中频为 $= \delta\omega_H/2\pi = 0.045$ 吉赫兹（$\delta\omega_L/2\pi = 0.107$ 吉赫兹）的高斯包络通过 IQ 混频器混合，得到带有$\omega_H = \omega_{\mathrm{c}} - \delta\omega_H$ （$\omega_L = \omega_{\mathrm{c}} - \delta\omega_L$）的光子脉冲。光子量子比特脉冲经原子反射后，在 ω_{c} 处下变频，再由模数转换器测量，以提取 $\delta\omega_H$ （$\delta\omega_L$）处的信号，如图4(b)和(c)左侧面板所示。图4(b)和(c)右侧面板中的频域图 [] 是对时域图进行快速傅里叶变换（FFT）得到的。

3. Results and discussions

在图4(b)中，我们绘制了光子量子比特脉冲在时域 [ξ_H（t）、式（13）] 和频域[ξ_H（ω）、 ξ_H（t）的傅里叶变换] 中的最终振幅；固定其初始频率为 ω_H，并改变初始原子态。式（13）给出的预测如下。(i) 令（β_1， β_2）=（0，1），得到 ξ_H（t）$= \alpha\psi_H$（t）。也就是说，当原子初始处于激发态时，最终振幅为频率 ω_H处的单色信号，与初始信号相同。(ii) 令（β_1， β_2）=（1， $e^{i\theta}$）$/\sqrt{2}$，得到 ξ_H（t）=（$\alpha/2$）[$e^{-i\theta}\psi_L$（t）$+\psi_H$（t）]。也就是说，当原子初始处于赤道态时，最终振幅在 ω_L和 ω_H处呈双色，且幅值相等。(iii) 令（β_1， β_2）=（1，0），得到 ξ_H（t）$= 0$。也就是说，当原子初始处于基态时，最终振幅为零。我们发现，图4(b)中的测量振幅与这些预测定性一致。不过，我们也发现了与预测不符之处，例如初始原子处于 $|g\rangle$ 时， ω_H 处仍有非零信号；初始原子处于 $|e\rangle$时，则出现了 ω_L 分量。我们认为，前一种偏差的主要原因是阻抗匹配 Λ 系统 [的构成不完善，也就是说，图2(b)中 $|4\rangle \to |1\rangle$ 和 $|4\rangle \to |2\rangle$的衰减率存在差异] ；后一种偏差则是由于原子量子比特初始化不完善。这两者均源于超导原子跃迁频率 $\omega_{\rm ge}$ 的波动。请注意，(iii)中最终振幅的大幅衰减并不意味着端口1中反射光子的减少：输入光子大多被下变频至 ω_L，但由于散射非弹性，其振幅在本实验中不可观测。这一量子过程（单光子拉曼相互作用 [30–37]）已应用于单微波光子探测 [16, 17]。图4(c)展示了将光子量子比特脉冲的初始频率调至 ω_L时的结果。这些结果与图4(b)中的结果形成对比，并与式（11）定性一致。

在图 4(d) 中，我们展示了根据上述步骤估算得到的、假设输入为单光子时最终光子量子比特的密度矩阵 $\hat{\rho}_{\rm p}^{(\rm s)}$。关于估算的更多细节请参见附录B。初始原子量子比特被制备为六个基态之一，其保真度相当不错，平均保真度达到0.801。当初始原子处于 $|g\rangle$ [图 4(c) 第一面板], 所示状态时，保真度极高，因为在整个门操作过程中，原子始终保持在基态，不受超导原子的短暂 $T_1(\sim 0.9\ \mu$s) 影响。我们观察到，当初始原子量子比特处于赤道态时，其保真度明显低于光子到原子态转移的保真度 [图3(c)]。目前，我们尚未完全理解其中的原因。一种可能的原因是，频率转换分量的振幅 [$\omega_{L/H}$（图 4(b/c) 右侧面板中的分量）], 只有在初始原子处于叠加态时才可观测，它比未转换分量的振幅更容易受到纯退相干的影响。

IV. 结论

我们展示了超导量子比特与频率编码微波光子量子比特之间的确定性 SWAP 门。更具体地说，我们确认了量子比特态的双向转移（光子到原子和原子到光子）。该门中的光子量子比特是沿波导传播的单光子脉冲，但我们在演示中使用了弱相干态脉冲来代替。

为确认光子到原子的量子比特转移，我们将单色或双色光子量子比特脉冲（对应于光子量子比特的六个基态之一）施加到缀饰原子-谐振器耦合系统（阻抗匹配的 Λ system）上。该脉冲反射后，我们对最终原子量子比特进行了态层析。根据密度矩阵元随平均输入光子数的变化关系，我们在假设为单光子输入的情况下，构建了最终原子量子比特的密度矩阵。其与初始光子量子比特的平均保真度达到 0.829。另一方面，为确认原子到光子的量子比特转移，我们将初始原子量子比特制备为六个基态之一，并向 Λ system 施加单色光子量子比特脉冲。根据最终光子量子比特脉冲的测量振幅，我们在假设为单光子输入的情况下，构建了最终光子量子比特的密度矩阵。其与初始原子量子比特的平均保真度达到 0.801。

尽管此处量子比特态转移的保真度仍不足以满足实际应用的要求，但造成保真度不足的主要原因是超导原子的寿命较短，而借助当前的量子比特制备技术，这一问题很容易克服。我们希望，本文提出的原子-光子 SWAP 门方案凭借其装置简单、门具有原位可调性等独特优点，能在不久的将来助力基于超导量子比特的分布式量子计算。

致谢

作者感谢 T. Shitara、S. Masuda 和 A. Noguchi 的深入讨论。本研究获 JST Moonshot研发计划（JPMJMS2061-2-1-2、JPMJMS2062-10、JPMJMS2067-3）、JSPS科研费（22K03494）和 JST PRESTO（JPMJPR1761）资助。

附录A：密度矩阵估计：光子到原子

这里，我们介绍光子到原子态转移的密度矩阵估计详情 [图3(c)]。

1. $\hat{\rho}_{\mathrm{a}}^{(\mathrm{c})}$的态层析

我们首先讨论如何根据测量数据确定最终原子量子比特的密度矩阵 $\hat{\rho}_{\mathrm{a}}^{(\mathrm{c})}$。在图3(a)的层析阶段，我们首先对原子施加六种单量子比特门之一。这些门对应的酉矩阵为

$$\hat{U}_j \;=\; \begin{cases} \hat{I} & (j=1) \\ \hat{\sigma}_x & (j=2) \\ (\hat{I} - i\cos(\frac{j\pi}{2})\hat{\sigma}_x - i\sin(\frac{j\pi}{2})\hat{\sigma}_y)/\sqrt{2} & (j=3,\cdots,6) \end{cases}. \tag{A1}$$

我们通过色散读出测量原子的激发概率。我们将施加第j个门之后测得的概率记为 $\widetilde{p}_j$。我们根据测量数据集 $(\widetilde{p}_1,\cdots,\widetilde{p}_6)$ 估计原子密度矩阵 $\hat{\rho}_{\mathrm{a}}^{(\mathrm{c})}$。

我们将 $\hat{\rho}_{\mathrm{a}}^{(\mathrm{c})}$ 参数化为

$$\hat{\rho}_{\mathrm{a}}^{(\mathrm{c})} \;=\; (\hat{I} + a_x\hat{\sigma}_x + a_y\hat{\sigma}_y + a_z\hat{\sigma}_z)/2, \tag{A2}$$

其中 a_x、a_y 和 a_z 为布洛赫矢量分量，它们均为实数，并满足 $a_x^2 + a_y^2 + a_z^2 \le 1$。利用该密度矩阵，第 j 个门之后的预期激发概率 p_j 为 $p_j = \mathrm{Tr}\{(\hat{1} + \hat{\sigma}_z)\,\hat{U}_j\,\hat{\rho}_{\mathrm{a}}^{(\mathrm{c})}\,\hat{U}_j^{\dagger}\}/2$。根据公式 (A1) 和 (A2)，我们有 $p_1 = (1+a_z)/2$、$p_2 = (1-a_z)/2$、$p_3 = (1+a_x)/2$、$p_4 = (1+a_y)/2$、$p_5 = (1-a_x)/2$，以及$p_6 = (1-a_y)/2$。我们确定参数 a_x、a_y 和 a_z，使平方误差和最小，

$$S(a_x,a_y,a_z) \;=\; \sum_{j=1}^{6}(p_j - \widetilde{p}_j)^2. \tag{A3}$$

可将其改写为 $S(a_x,a_y,a_z) = (a_x-\overline{a}_x)^2 + (a_y-\overline{a}_y)^2 + (a_z-\overline{a}_z)^2 + \cdots$，其中

$$\overline{a}_x \;=\; \widetilde{p}_3 - \widetilde{p}_5, \tag{A4}$$
$$\overline{a}_y \;=\; \widetilde{p}_4 - \widetilde{p}_6, \tag{A5}$$
$$\overline{a}_z \;=\; \widetilde{p}_1 - \widetilde{p}_2. \tag{A6}$$

因此，如果点 P$(\overline{a}_x,\overline{a}_y,\overline{a}_z)$ 位于单位球内，S在该点处取最小值。相反，如果点 P 位于单位球外，S 则在点 P 沿径向投影到单位球表面的位置处取最小值。因此，

$$(a_x,a_y,a_z) \;=\; \frac{(\overline{a}_x,\overline{a}_y,\overline{a}_z)}{\max\left(1,\sqrt{\overline{a}_x^2+\overline{a}_y^2+\overline{a}_z^2}\right)}. \tag{A7}$$

在表 I 中，以 $|\psi_{\mathrm{p}}\rangle = (|\omega_L\rangle - i|\omega_H\rangle)/\sqrt{2}$ 为例设定初始光子量子比特，我们给出了测量数据集（$\widetilde{p}_1$、$\cdots$、$\widetilde{p}_6$）以及不同输入光子数 $|\alpha|^2$ 下估计得到的布洛赫矢量分量。

表 I：测得的激发概率 $\widetilde{p}_j$ 以及各种输入光子数 $|\alpha|^2$下估算的布洛赫矢量分量（a_x、 a_y、 a_z）。初始光子量子比特态为 $|\psi_{\rm p}\rangle = (|\omega_L\rangle - i|\omega_H\rangle)/\sqrt{2}$。

$\|\alpha\|^2$	$\widetilde{p}_1$	$\widetilde{p}_2$	$\widetilde{p}_3$	$\widetilde{p}_4$	$\widetilde{p}_5$	$\widetilde{p}_6$	a_x	a_y	a_z
0.0000	0.0371	0.9226	0.4953	0.4965	0.4812	0.4821	0.0141	0.0144	−0.8855
0.1950	0.0721	0.8306	0.4795	0.5452	0.4823	0.4124	−0.0028	0.1328	−0.7585
0.4992	0.1950	0.7358	0.4800	0.6442	0.4697	0.3084	0.0103	0.3358	−0.5408

2. 根据 $\hat{\rho}_{\rm a}^{(\rm c)}$ 估算 $\hat{\rho}_{\rm a}^{(\rm s)}$

这里，我们讨论如何估计原子密度矩阵 $\hat{\rho}_{\rm a}^{(\rm s)}$，假设对于相干态输入，单光子输入来自一个 $\hat{\rho}_{\rm a}^{(\rm c)}$。与公式（A2）类似，我们将目标密度矩阵参数化为

$$\hat{\rho}_{\rm a}^{(\rm s)} = (\hat{I} + b_x\hat{\sigma}_x + b_y\hat{\sigma}_y + b_z\hat{\sigma}_z)/2. \tag{A8}$$

然后，由方程（8）和（9）可得

$$b_x = \frac{da_x}{d|\alpha|^2}, \tag{A9}$$

$$b_y = \frac{da_y}{d|\alpha|^2}, \tag{A10}$$

$$b_z = \frac{da_z}{d|\alpha|^2} - 1. \tag{A11}$$

因此，我们可以根据 a_x 对平均输入光子数 $|\alpha|^2$ 的依赖关系估算 b_x。假设二者呈线性关系，并采用最小二乘法，我们根据 $\{|\alpha|^{2(j)}, a_x^{(j)}\}$ 对于 $j = 1$、$\cdots$、N 的数据集确定斜率 $\overline{b}_x$，其中 N 为数据集的编号。接下来，$\overline{b}_x$ 可表示为

$$\overline{b}_x = \frac{NC_2 - C_3C_4}{NC_1 - C_3^2}, \tag{A12}$$

其中 $C_1 = \sum_j (|\alpha|^{2(j)})^2$、 $C_2 = \sum_j |\alpha|^{2(j)} a_x^{(j)}$、 $C_3 = \sum_j |\alpha|^{2(j)}$ 和 $C_4 = \sum_j a_x^{(j)}$。 $\overline{b}_y$ 和 $\overline{b}_z$ 也以类似方式确定。如果点 $\mathrm{Q}(\overline{b}_x, \overline{b}_y, \overline{b}_z)$ 位于单位球之外，我们便沿径向将该点投影到单位球面上。因此，

$$(b_x, b_y, b_z) = \frac{(\overline{b}_x, \overline{b}_y, \overline{b}_z)}{\max\left(1, \sqrt{\overline{b}_x^2 + \overline{b}_y^2 + \overline{b}_z^2}\right)}. \tag{A13}$$

根据表 I 中给出的数据集，我们得到 $b_x = -0.0032$、 $b_y = 0.6459$ 和 $b_z = -0.3074$。因此，$\rho_{\rm a}^{(\rm s)}{}_{,\ ee} = (1 + b_z)/2 = 0.3463$ 和 $\rho_{\rm a}^{(\rm s)}{}_{,\ eg} = (b_x + ib_y)/2 = -0.0016 - 0.3229i$ [图3(c)中的最后一个面板]。

附录B：密度矩阵估计：原子到光子

这里，我们展示了确定性 关于原子到光子态转移的密度矩阵估计，详见 [图4(d)]。

1. 根据$\hat{\eta}$估计$\hat{\rho}_{\rm p}^{(\rm s)}$

根据第三节B中的论述，直接由实验数据 [公式（15）和（16）] 构造的矩阵$\hat{\eta}$ 原则上与目标密度矩阵$\hat{\rho}_{\rm p}^{(\rm s)}$相同。然而，正如表 II 所示，实际中$\hat{\eta}$ 并非厄米矩阵。因此，我们通过以下步骤，根据$\hat{\eta}$ 估计合适的密度矩阵$\hat{\rho}_{\rm p}^{(\rm s)}$。

与公式（A2）类似，我们将适当的密度矩阵参数化为

$$\hat{\rho}_{\rm p}^{(\rm s)} = (\hat{I} + c_x\hat{\sigma}_x + c_y\hat{\sigma}_y + c_z\hat{\sigma}_z)/2, \tag{B1}$$

其中 c_x、 c_y 和 c_z 为实数，并满足 $c_x^2+c_y^2+c_z^2\le 1$。我们选择 c_x、 c_y 和 c_z，以最小化 $\hat{\eta}$ 与 $\hat{\rho}_{\rm p}^{(\rm s)}$ 之间的距离 L，并用以下方式量化该距离

$$L(c_x,c_y,c_z) \;=\; \sum_{j=x,y,z} |\langle\hat{\sigma}_j\rangle_\eta - \langle\hat{\sigma}_j\rangle_\rho|^2, \tag{B2}$$

其中 $\langle\hat{\sigma}_j\rangle_\eta = {\rm Tr}\{\hat{\sigma}_j\hat{\eta}\}$ 和 $\langle\hat{\sigma}_j\rangle_\rho = {\rm Tr}\{\hat{\sigma}_j\hat{\rho}_{\rm p}^{(\rm s)}\}$。由于 $\langle\hat{\sigma}_x\rangle_\eta=\eta_{LH}+\eta_{HL}$, $\langle\hat{\sigma}_y\rangle_\eta=i(\eta_{LH}-\eta_{HL})$, $\langle\hat{\sigma}_z\rangle_\eta=\eta_{LL}-\eta_{HH}$, $\langle\sigma_x\rangle_\rho=c_x$ $\langle\sigma_y\rangle_\rho=c_y$ $\langle\sigma_z\rangle_\rho=c_z$ 2 $L\ x\ y\ z \;=\; c_x-\overline{c}_x\ ^2+\ c_y-\overline{c}_y\ ^2+\ c_z-\overline{c}_z\ ^2+\cdots\ \hat{}$, $\hat{}$, and $\hat{}$, 方程 (B) 可改写为 (, ,) ( ) ( ) ( ), 其中

$$\overline{c}_x \;=\; {\rm Re}(\eta_{LH}+\eta_{HL}), \tag{B3}$$
$$\overline{c}_y \;=\; {\rm Im}(\eta_{HL}-\eta_{LH}), \tag{B4}$$
$$\overline{c}_z \;=\; {\rm Re}(\eta_{LL}-\eta_{HH}). \tag{B5}$$

因此，如果点 R$(\overline{c}_x,\overline{c}_y,\overline{c}_z)$ 位于单位球内，则 L 在该点取最小值。另一方面，如果点 R 位于单位球外，则 L 在点 R 向单位球的投影处取最小值。因此，

$$(c_x,c_y,c_z) \;=\; \frac{(\overline{c}_x,\overline{c}_y,\overline{c}_z)}{\max\left(1,\sqrt{\overline{c}_x^2+\overline{c}_y^2+\overline{c}_z^2}\right)}. \tag{B6}$$

在表 II 中，我们给出了不同输入光子数 $|\alpha|^2$ 下 $\hat{\eta}$ 和 $\hat{\rho}_{\rm p}^{(\rm s)}$ 的矩阵元。以初始原子量子比特态 $|\psi_{\rm a}\rangle=(|g\rangle-i|e\rangle)/\sqrt{2}$ 为例，保真度是初始原子与最终光子量子比特之间的保真度，即 $F=\langle\psi_{\rm a}|\hat{\rho}_{\rm p}^{(\rm s)}|\psi_{\rm a}\rangle$。我们发现，估计得到的密度矩阵对输入光子数 $|\alpha|^2$ 大多不敏感。在图 4(c) 中，我们采用四种情况下的平均密度矩阵作为 $\hat{\rho}_{\rm p}^{(\rm s)}$。

表 II：密度矩阵 $\hat{\eta}$ 和 $\hat{\rho}_{\rm p}^{(\rm s)}$ 的元素。初始原子量子比特态为 $|\psi_{\rm a}\rangle=(|g\rangle-i|e\rangle)/\sqrt{2}$，例如，平均输入光子数 $|\alpha|^2$ 发生变化。 $\rho^{(\rm s)}{}_{\rm p\ HH}(=1-\rho^{(\rm s)}{}_{\rm p\ LL})$ 和 $\rho^{(\rm s)}{}_{\rm p\ HL}(=\rho^{(\rm s)*}{}_{\rm p\ LH})$ 未显示。

$\lvert\alpha\rvert^2$	η_{LL}	η_{LH}	η_{HL}	η_{HH}	$\rho^{(\rm s)}_{\rm p\ HH}$	$\rho^{(\rm s)}_{\rm p\ HL}$	保真度
0.048	$0.515+0.057i$	$-0.095+0.187i$	$-0.003-0.277i$	$0.485-0.057i$	0.485	$-0.049-0.232i$	0.732
0.101	$0.509+0.043i$	$-0.113+0.215i$	$0.042-0.333i$	$0.491-0.043i$	0.491	$-0.036-0.274i$	0.774
0.163	$0.502+0.056i$	$-0.106+0.204i$	$0.030-0.282i$	$0.498-0.056i$	0.498	$-0.038-0.243i$	0.743
0.206	$0.503+0.058i$	$-0.121+0.162i$	$0.038-0.330i$	$0.497-0.058i$	0.497	$-0.042-0.246i$	0.746
平均值					0.493	$-0.041-0.249i$	0.749

附录 C：实验信息

1. 实验装置

图5展示了测量装置的示意图，该装置由室温微波仪器和低温布线组成，微波元件置于无制冷剂的 ^{3}He/^{4}He 稀释制冷机中。

施加到端口1（2）的光子量子比特（驱动）脉冲，是将射频信号源 1（2）产生的连续微波与由采样率为 1 GHz 的数模转换器（DAC）产生的中频（IF）脉冲混频后生成的。光子量子比特脉冲采用高斯脉冲；驱动脉冲则采用平顶脉冲，其脉冲包络的上升沿和下降沿经高斯函数平滑处理，该函数电压振幅的半高全宽为 40 ns。

信号脉冲经输入微波半刚性电缆中的一系列衰减器大幅衰减，总衰减为 68 dB，随后通过环行器施加到 $\lambda/2$ 谐振器，以分离输入信号和反射信号。反射信号经低通滤波器、带通滤波器以及三个带有 50 Ω 端接的环行器，传输至安装在稀释制冷机 4 K级上的低温高电子迁移率晶体管放大器，并放大 $\sim$ 38 dB；之后再由室温低噪声放大器进一步放大，其增益为 $\sim$ 33 dB。输出信号在 IQ混频器中与连续微波混频，下变频至中频；该连续微波取自用于生成光子量子比特脉冲的同一信号。反射信号的 I分量由模数转换器（ADC）以 1.6 GHz/s 的采样率采样。

驱动脉冲通过总衰减为 48 dB 的输入微波半刚性电缆施加，以控制原子的状态。

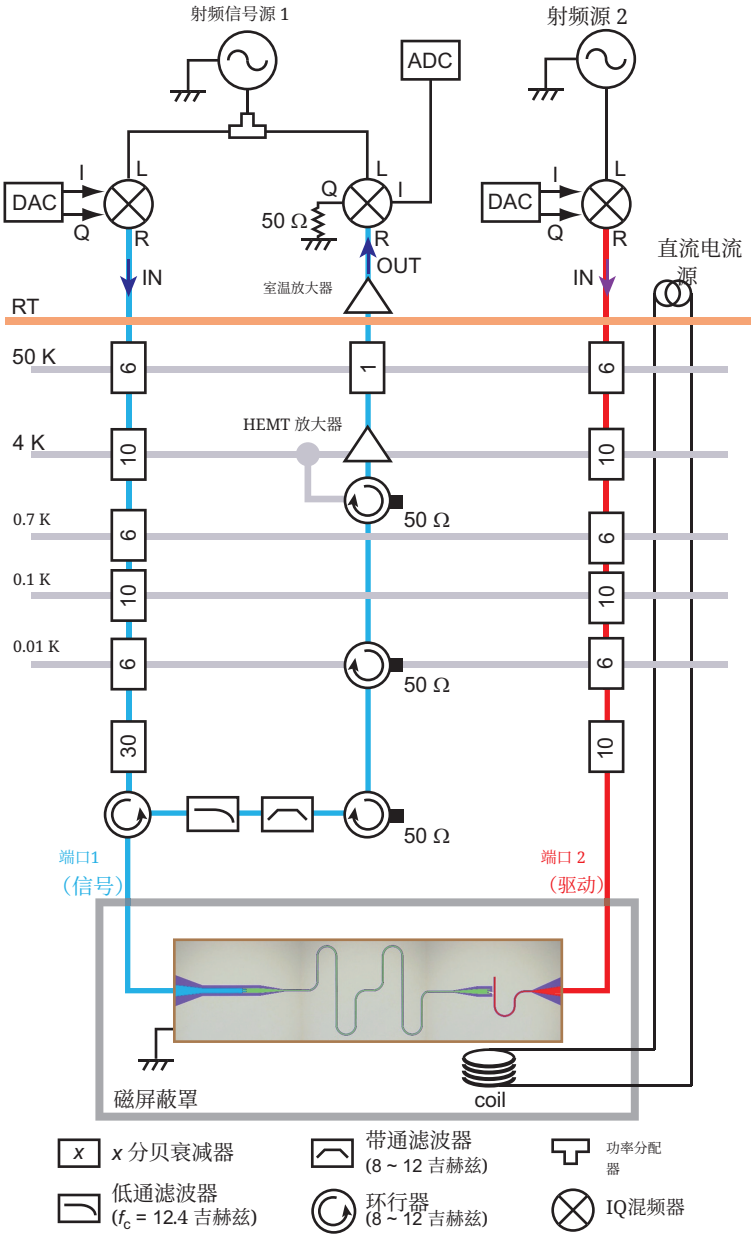


图 5：实验装置示意图。

2. 器件和参数

我们实验中使用的器件由一个 $\lambda/2$ 超导共面波导谐振器和一个包含三个约瑟夫森结的超导通量量子比特 [图 1(b)]组成。二者通过电容耦合，并在色散区工作。该器件采用了与参考文献 [17, 34]中所述器件相同的设计和制造工艺。

表 III 总结了正文中所述交换实验的系统参数。由于每次交换实验都是在稀释制冷机的不同次降温过程中进行的，ω_{ge} 及相关参数（χ、 ω_{d}、 ω_L 和 ω_H）略有变化。其他参数（ω_r 和 κ）与 ω_{ge} 无关，因此保持不变。

表 III：“光子到原子”和“原子到光子”交换实验的器件参数（单位：吉赫兹）。

参数	光子 →原子	原子 →光子
$\omega_{\rm r}/2\pi$	10.258	10.258
$\omega_{\rm ge}/2\pi$	5.839	5.835
$2\chi/2\pi$	0.073	0.073
$\kappa/2\pi$	0.024	0.024
$\omega_{\rm d}/2\pi$	5.785	5.775
$\omega_L/2\pi$	10.208	10.201
$\omega_H/2\pi$	10.266	10.263

[1] F. Arute *et al*, *Quantum supremacy using a programmable superconducting processor*, 《自然》574，505（2019）。[2] Y. Wu *et al*, *Strong Quantum Computational Advantage Using a Superconducting Quantum Processor*, 《物理评论快报》127，180501（2021）。[3] J. I. Cirac、A. K. Ekert、S. F. Huelga 和 C. Macchiavello, *Distributed quantum computation over noisy channels*, 《物理评论A》59，4249（1999）。[4] Y. L. Lim、A. Beige 和 L. C. Kwek, *Repeat-Until-Success Linear Optics Distributed Quantum Computing*, 《物理评论快报》95，030505（2005）。[5] D. Cuomo、M. Caleffi 和 A. S. Cacciapuoti, *Towards a distributed quantum computing ecosystem*, 《IET 量子通信》1，3（2020）。[6] S. Bravyi, O. Dial, J. M. Gambetta、D. Gil 和 Z. Nazario, *Qubits* **132**, 160902 2022 , *The Future of Quantum Computing with Superconducting* ,

《应用物理学杂志》（）。[7] A. Reiserer 和 G. Rempe, *Cavity-based quantum networks with single atoms and optical photons* **87**, , 《现代物理评论》（）。[8] N. Meher 和 S. Sivakumar, *Quantum information processing in cavities: A review*, arXiv:2204.01322。[9] J. T. Shen 和 S. Fan, *Coherent photon transport from spontaneous emission in one-dimensional waveguides*, 《光学快报》30，2001（2005）。[10] O. Astafiev、A. M. Zagoskin、A. A. Abdumalikov Jr、Y. A. Pashkin、T. Yamamoto、K. Inomata、Y. Nakamura 和 J. S. Tsai, *Resonance fluorescence of a single artificial atom*, 《科学》327，840（2010）。[11] I. C. Hoi、C. M. Wilson、G. Johansson、J. Lindkvist、B. Peropadre、T. Palomaki 和 P. Delsing, *Microwave quantum optics with an artificial atom in one-dimensional open space* **15**, 025011 2013 , 《新物理学杂志》（）。[12] A. F. van Loo、A. Fedorov、K. Lalumiere、B. C. Sanders、A. Blais 和 A. Wallraff, *Photon-mediated interactions between distant artificial atoms* **342**, 1494 2013 , 《科学》（）。[13] X. Gu、A. F. Kockum、A. Miranowicz、Y. X. Liu 和 F. Nori, *Microwave photonics with superconducting quantum circuits*, 《物理报告》718-719，1（2017）。[14] S. Kono、K. Koshino、D. Lachance-Quirion、A. F. van Loo、Y. Tabuchi、A. Noguchi 和 Y. Nakamura, *Breaking the trade-off between fast control and long lifetime of a superconducting qubit* **11**, 3683 2020 , 《自然·通讯》（）。[15] A. Blais、A. L. Grimsmo、S. M. Girvin、A. Wallraff, *Circuit Quantum Electrodynamics*, 《现代物理评论》93，25005（2021）[16] K. Koshino、K. Inomata、Z. Lin、Y. Nakamura 和 T. Yamamoto, *Theory of microwave single-photon detection using an impedance-matched Λ system* **91**, 043805 2015 , 《物理评论A》（）。[17] K. Inomata、Z. R. Lin、K. Koshino、W. D. Oliver、J. S. Tsai、T. Yamamoto 和 Y. Nakamura, *Single microwave-photon detector using an artificial -type three-level system* **7**, 12303 2016 , 《自然·通讯》（）。[18] J. Govenius、R. E. Lake、K. Y. Tan 和 M. Mottonen, *Detection of Zeptojoule Microwave Pulses Using Electrothermal Feedback in Proximity-Induced Josephson Junctions* **117**, 030802 2016 , 《物理评论快报》（）。[19] S. Kono、K. Koshino、Y. Tabuchi、A. Noguchi 和 Y. Nakamura, *Quantum non-demolition detection of an itinerant microwave photon* **14**, 546 2018 , 《自然·物理学》（）。[20] J.-C. Besse、S. Gasparinetti、M. C. Collodo、T. Walter、P. Kurpiers、M. Pechal、C. Eichler 和 A. Wallraff, *Single-Shot Quantum Nondemolition Detection of Individual Itinerant Microwave Photons* **8**, 021003 2018 , 《物理评论X》（）。[21] R. Lescanne、S. Deleglise、E. Albertinale、U. Reglade、T. Capelle、E. Ivanov、T. Jacqmin、Z. Leghtas 和 E. Flurin, *Irreversible Qubit-Photon Coupling for the Detection of Itinerant Microwave Photons*, 《物理评论X》10，021038（2020）。[22] J. I. Cirac、P. Zoller、H. J. Kimble 和 H. Mabuchi, *Distant Nodes in a Quantum Network* **78**, 3221 1997 , *Quantum State Transfer and Entanglement Distribution among* , 《物理评论快报》（）。[23] Y. Yin、Y. Chen、D. Sank、P. J. J. O'Malley、T. C. White、R. Barends、J. Kelly、E. Lucero、M. Mariantoni、A. Megrant、C. Neill、A. Vainsencher、J. Wenner、A. N. Korotkov、A. N. Cleland 和 J. M. Martinis, *Catch and Release of Microwave Photon States* **110**, 107001 2013 , 《物理评论快报》（）。[24] M. Pechal、L. Huthmacher、C. Eichler、S. Zeytinoglu、A. A. Abdumalikov, Jr.、S. Berger、A. Wallraff 和 S. Filipp, *Microwave-Controlled Generation of Shaped Single Photons in Circuit Quantum Electrodynamics*, 《物理评论X》4，041010（2014）。[25] P. Kurpiers、P. Magnard、T. Walter、B. Royer、M. Pechal、J. Heinsoo、Y. Salathe、A. Akin、S. Storz、J.-C. Besse、S.

Gasparinetti、A. Blais 和 A. Wallraff, *Deterministic quantum state transfer and remote entanglement using microwave photons* **558**, 264 2018 , 《自然》 ()。[26] P. Campagne-Ibarcq、E. Zalys-Geller、A. Narla、S. Shankar、P. Reinhold、L. Burkhart、C. Axline、W. Pfaff、L. Frunzio、R. J. Schoelkopf 和 M. H. Devoret, *Deterministic Remote Entanglement of Superconducting Circuits through Microwave Two-Photon Transitions* **120**, 200501 2018 , 《物理评论快报》 ()。[27] N. Leung、Y. Lu、S. Chakram、R. K. Naik、N. Earnest、R. Ma、K. Jacobs、A. N. Cleland 和 D. I. Schuster, *Deterministic bidirectional communication and remote entanglement generation between superconducting qubits* **5**, 18 , npj《量子信息》（2019）。[28] K. Reuer、J. C. Besse、L. Wernli、P. Magnard、P. Kurpiers、G. J. Norris、A. Wallraff 和 C. Eichler, *Realization of a Universal Quantum Gate Set for Itinerant Microwave Photons* **12**, 011008 2022 , 《物理评论X》 ()。[29] K. Koshino、K. Inomata、Z. R. Lin、Y. Tokunaga、T. Yamamoto 和 Y. Nakamura, *Theory of Deterministic Entanglement Generation between Remote Superconducting Atoms* **7**, 064006 2017 , 《物理评论应用》 ()。[30] D. Pinotsi 和 A. Imamoglu, *Single Photon Absorption by a Single Quantum Emitter*, 《物理评论快报》100，093603（2008）。[31] K. Koshino、S. Ishizaka 和 Y. Nakamura, *Deterministic photon-photon* $(SWAP)^{1/2}$ *gate using a* Λ *system*, 《物理评论A》82，010301(R)（2010）。[32] D. Witthaut 和 A. S. Sorensen, *Photon scattering by a three-level emitter in a one-dimensional waveguide*, 《新物理学杂志》12，043052（2010）。[33] K. Koshino、K. Inomata、T. Yamamoto 和 Y. Nakamura, *Implementation of an Impedance-Matched* Λ *System by Dressed-State Engineering* **111**, 153601 2013 , 《物理评论快报》 ()。[34] K. Inomata、K. Koshino、Z. R. Lin、W. D. Oliver、J. S. Tsai、Y. Nakamura 和 T. Yamamoto, *Microwave Down-Conversion with an Impedance-Matched* Λ *System in Driven Circuit QED* **113**, 063064 2014 , 《物理评论快报》 ()。[35] I. Shomroni、S. Rosenblum、Y. Lovsky、O. Bechler、G. Guendelman、B. Dayan, *All-optical routing of single photons by a one-atom switch controlled by a single photon* **345**, 903 2014 , 《科学》 ()。[36] S. Rosenblum、O. Bechler、I. Shomroni、Y. Lovsky、G. Guendelman 和 B. Dayan, *Extraction of a single photon from an optical pulse* 10, 19 2016 , 《自然·光子学》 ()。[37] O. Bechler、A. Borne、S. Rosenblum、G. Guendelman、O. E. Mor、M. Netser、T. Ohana、Z. Aqua、N. Drucker、R. Finkelstein、Y. Lovsky、R. Bruch、D. Gurovich、E. Shafir 和 B. Dayan, *A passive photon-atom qubit swap operation* **14**, , 《自然·物理学》 ()。[38] A. Blais、R.-S. Huang、A. Wallraff、S. M. Girvin 和 R. J. Schoelkopf, *Cavity quantum electrodynamics for superconducting electrical circuits: An architecture for quantum computation* **69**, 062320 2004 , 《物理评论A》 ()。[39] P. Krantz、M. Kjaergaard、F. Yan、T. P. Orlando、S. Gustavsson 和 W. D. Oliver *A Quantum Engineer's Guide to Superconducting Qubits* **6**, 021318 2019 , 《应用物理评论》 ()[40] G. Burkard、D. Loss 和 D. P. DiVincenzo, *Coupled quantum dots as quantum gates*, 《物理评论B》59，2070（1999）。[41] H. Fan、V. Roychowdhury 和 T. Szkopek, *Optimal two-qubit quantum circuits using exchange interactions*, 《物理评论A》72，052323（2005）。[42] Y. Zhou 和 G.-F. Zhang, $(swap)^{\alpha}$ *gate in the presence of spin-orbit coupling in coupled quantum dots*, 《光学通信》316，22（2014）[43] W. Q. Liu 和 H. R. Wei, *Implementations of more general solid-state* $(SWAP)^{1/m}$ *and controlled-*$(swap)^{1/m}$ *gates*, 《新物理学杂志》21，103018（2019）。[44] S. Clemmen、A. Farsi、S. Ramelow 和 A. L. Gaeta, *Ramsey Interference with Single Photons* **117**, , 《物理评论快报》 ()。[45] J. M. Lukens 和 P. Lougovski, *Frequency-encoded photonic qubits for scalable quantum information processing* **4**, , 223601 2016 8 2017 《光学》 ()。[46] S. C. Connell、J. Scarabel、E. M. Bridge、K. Shimizu、V. Blums、M. Ghadimi、M. Lobino 和 E. W. Streed, *Ion-photonic frequency qubit correlations for quantum networks* **54**, 175503 2021 , 《物理学杂志B：原子、分子与光学物理》 ()[47] M. L. Chan、Z. Aqua、A. Tiranov、B. Dayan、P. Lodahl 和 A. S. Sorensen, *Quantum state transfer between a frequency-encoded photonic qubit and a quantum-dot spin in a nanophotonic waveguide* **105**, 062445 2022 , 《物理评论A》 ()。[48] J. Ilves、S. Kono、Y. Sunada、S. Yamazaki、M. Kim、K. Koshino 和 Y. Nakamura, *On-demand generation and characterization of a microwave time-bin qubit* **6**, 34 2020 , npj《量子信息》 ()。