

超导量子比特的耦合研究进展*

赵娜^{1)2)†} 刘建设¹⁾²⁾ 李铁夫¹⁾²⁾ 陈炜¹⁾²⁾

1) (清华大学微电子学研究所, 北京 100084)

2) (清华信息科学与技术国家实验室, 北京 100084)

(2012年5月15日收到; 2012年7月30日收到修改稿)

超导量子比特以其在可控性、低损耗以及可扩展性等方面的优势被认为是最有希望实现量子计算机的固态方式之一. 量子比特之间的相干可控耦合是实现大规模的量子计算的必要条件. 本文介绍了超导量子比特耦合方式的研究进展, 包括利用电容或电感实现量子比特的局域耦合, 着重介绍一维传输线谐振腔作为量子总线实现多个量子比特的可控耦合的电路量子电动力学体系, 并对最新的三维腔与超导量子比特的耦合结构的研究进展进行了论述. 对各种耦合体系的哈密顿量进行了比较详细的分析, 并按照局域性和可控性对不同耦合机制进行了分类.

关键词: 量子计算, 超导量子比特, 腔量子电动力学, 耦合

PACS: 03.67.Lx, 85.25.-j, 42.50.Pq, 03.65.Yz

DOI: 10.7498/aps.62.010301

1 引言

近年来, 随着半导体 CMOS 集成电路技术不断接近其技术极限, 量子计算作为一种有希望的下一代计算技术受到了越来越多的关注, 而结合固态电路和超导技术优势的超导量子电路成为研究热点. 量子计算机是一种基于量子力学的新型信息处理系统^[1]. 由于其内在的并行性, 量子计算机可以解决一些经典计算机无法解决的问题, 例如在多项式时间内进行大数分解等. 量子计算机的另一重要用途是模拟量子系统, 对于大规模量子系统的模拟, 经典计算机是难以胜任的. 量子计算的基本原理就是利用量子化的二能级系统作为信息处理的基本单元 (量子比特), 通过对量子态的调控, 完成复杂的计算和信息处理. 信息的传统表示方法是人们所熟知的, 比如用电压的高低来表示二进制的 0 和 1. 而在量子信息科学中, 是用两状态的量子系统来表示逻辑 0 和 1, 如光子的两个不同的偏振态、原子的能级、电子的自旋、原子核的自旋或者电子的电荷自由度等. 目前已经提出多种实现量子比特的方法, 包括核磁共振、离子阱、量子点、光学腔和

超导电子器件等. 而超导器件由于其可与传统的微电子加工技术兼容、可扩展性好、损耗低而受到了广泛关注.

一般可以把超导量子比特分为三类: 电荷量子比特、相位量子比特和磁通量子比特. 组成量子比特的基本元件是约瑟夫森结 (Josephson junction), 该元件是两块超导体中间有一层很薄的绝缘层, 该绝缘层成为一个势垒, 库珀对能够隧穿过该势垒形成超导电流, 其物理效应称为约瑟夫森效应^[2]. 超导电荷量子比特是指约瑟夫森结上的充电能 E_C 大于约瑟夫森能 E_J , 即可用电荷自由度, 也就是超导体中的库珀对数目作为量子比特的特征状态^[3]. 相位量子比特实际上是电流偏置的单个约瑟夫森结, 用于该结构的约瑟夫森结面积比较大, 对电荷噪声不敏感. 通过调节偏置电流, 可以控制势阱里只存在二到三个能级, 这样可以选用最低的两个能级作为量子比特所需的两个计算基矢态^[4]. 磁通量子比特通常是指由一个或多个约瑟夫森结组成的超导环, 其势能为双稳态势阱. 磁通处于左、右两个势阱中的状态分别表示量子比特的 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$. 在超导环中穿过接近半个磁通量子的外加磁通, 通过

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2011CBA00304) 和国家自然科学基金 (批准号: 60836001) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: n-zhao07@mails.tsinghua.edu.cn

改变磁通偏置来控制有效二能级系统的能级间隔. 在半个磁通量子处, 最低的两个态是顺时针与逆时针环流的两个经典态的对称与反对称叠加, 然后通过超导量子干涉器件 (superconducting quantum interference device, SQUID) 进行状态读出 [5]. 1999 年, 日本 NEC 小组在实验上观测到单个超导电荷量子比特的宏观量子相干以及相干振荡现象 [3]. 随后 Yu 等 [4] 和 Chiorescu 等 [5] 分别在相位量子比特和磁通量子比特中观测到相干振荡.

要实现量子计算, 需要单量子比特门和双量子比特门, 比如控制非门 (controlled-NOT, CNOT). 在实现 CNOT 门时, 需要以一定方式实现双量子比特之间的相干耦合. 但是, 在对其中的单个量子比特进行单量子门操作时, 又需要将它与其他量子比特之间的耦合断开, 这样就必须实现量子比特之间的可控耦合. 本文介绍超导量子比特的耦合研究进展. 结构安排如下: 第一部分简单介绍量子计算, 重点介绍利用超导量子电路实现量子计算; 第二部分回顾了利用电容或电感实现超导量子比特的局域 (local) 耦合, 并讨论了这种耦合方式的局限性; 第三部分将腔量子电动力学 (cavity quantum electrodynamics, CQED) 引入超导量子电路, 介绍利用一维超导共面波导谐振腔实现量子比特的非局域 (non-local) 相干可控耦合的电路量子电动力学系统 (circuit quantum electrodynamics, cQED); 第四和第五部分分别论述了单个以及多个超导量子比特与谐振腔的相干耦合的研究进展; 第六部分介绍了最新的三维 (3D) 腔与超导传输子 (transmon) 量子比特的耦合体系, 该结构使相干时间达到 0.1 ms 的量级; 第七部分是对超导量子比特耦合研究的总结.

2 超导量子比特的局域耦合

两个量子比特的耦合是实现双量子比特门操作的基础, 而基于电路建立逻辑门操作的方法就是利用电容或电感来耦合量子比特. 2003 年 Pashkin 等 [6] 利用电容耦合两个电荷量子比特实现了拉比振荡. 图 1 是采用电容耦合的两个电荷量子比特及其器件等效电路. 图 1(a) 中右边的量子比特包含一个 SQUID 以调节约瑟夫森结的特性. 两个量子比特由共同的脉冲控制 (pulse gate), 但有独立的直流电压偏置 (d.c. gates)、探测电极 (probes) 和库 (reservoirs), 控制脉冲同等地耦合到两个库珀对

盒 (Cooper pair box, CPB) 上. 两个电荷量子比特的计算基矢态为 $|00\rangle$, $|10\rangle$, $|01\rangle$ 和 $|11\rangle$, 该系统的哈密顿量为

$$H = \begin{bmatrix} E_{00} & -\frac{1}{2}E_{J1} & -\frac{1}{2}E_{J2} & 0 \\ -\frac{1}{2}E_{J1} & E_{10} & 0 & -\frac{1}{2}E_{J2} \\ -\frac{1}{2}E_{J2} & 0 & E_{01} & -\frac{1}{2}E_{J1} \\ 0 & -\frac{1}{2}E_{J2} & -\frac{1}{2}E_{J1} & E_{11} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

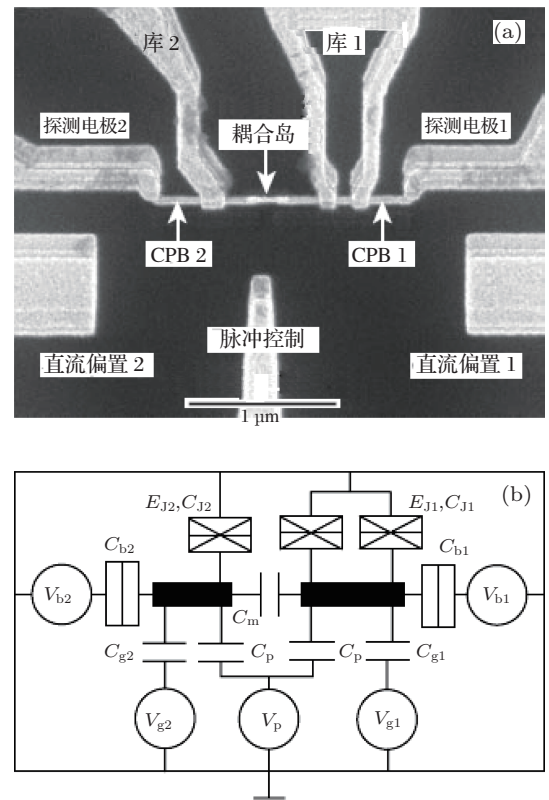


图 1 采用电容耦合的两个电荷量子比特 [6] (a) 器件扫描电镜照片; (b) 器件等效电路

其中 $E_{n_1 n_2} = E_{c1}(n_{g1} - n_1)^2 + E_{c2}(n_{g2} - n_2)^2 + E_m(n_{g1} - n_1) \times (n_{g2} - n_2)$ 是系统总静电能 ($n_1, n_2 = 0, 1$ 是两个 CPB 上多余库珀对数目), $E_{J1}(E_{J2})$ 是第一个 (第二个) CPB 与库的约瑟夫森耦合能, $E_{c1,2} = 4e^2 C_{\Sigma 2,1} / 2(C_{\Sigma 1} C_{\Sigma 2} - C_m^2)$ 是有效库珀对充电能, 其中 e 是电荷, $C_{\Sigma 2,1}$ 是包含耦合电容 C_m 以及和相对应岛连接的总电容, $n_{g1,2} = (C_{g1,2} V_{g1,2} + C_p V_p) / 2e$ 是对应的量子比特归一化的电荷. 耦合能 E_m 不仅依赖于 C_m , 还依赖于 CPB 的总电容, 即 $E_m = 4e^2 C_m / (C_{\Sigma 1} C_{\Sigma 2} - C_m^2)$. 加载门电压可以控制 (1) 式中的对角元. 制备的器件的特征能量之间

满足 $E_{J1,2} \approx E_m < E_{c1,2}$, 这使得在 $n_{g1} = n_{g2} = 0.5$ 附近的四个电荷态 $|00\rangle$, $|10\rangle$, $|01\rangle$ 和 $|11\rangle$ 为相干叠加态. 实验中测得单个量子比特以余弦函数形式并按指数衰减的振荡频谱时间为 2.5 ns, 即相干时间为纳秒量级, 而耦合量子比特的振荡衰减时间约为 0.6 ns.

随后, Yamamoto 等^[7] 利用耦合的两个超导电荷量子比特演示了 CNOT 门操作. Berkley 等^[8] 利用电容耦合两个相位量子比特实现了宏观量子纠缠态, 独立的偏置电流通过调节结的能级间隔实现对两个量子比特的耦合. 两个相位量子比特在空间上分离, 耦合系统相干时间为 2 ns. Majer 等^[9] 实现了对电感耦合的两个超导磁通量子比特的控制并进行了相关测量. 图 2 是相位和磁通超导量子比特分别通过电容和电感耦合的照片及其对应等效电路.

路图.

对于一个理想的量子系统来说, 随时间的演化是确定的可逆普适操作. 量子态的测量强烈地依赖于量子相干性, 而实现量子计算需要大量量子比特的相干操作. 但在实际的量子物理系统中, 随时间的演化会被多种因素破坏, 造成退相干. 引起退相干可能的原因包括初始态的制备以及逻辑门操作的不准确性、与环境的相互作用, 还有就是量子比特之间的非可控耦合. 如果实现独立量子比特之间的可控耦合, 即使是对于更大规模的量子比特的控制脉冲的设计也是比较容易的, 因为系统可以被分为没有相互作用的小模块. 对于非可控耦合, 例如在核磁共振量子计算中, 大部分的量子操作是用来进行有效的退耦合 (decoupling)^[10].

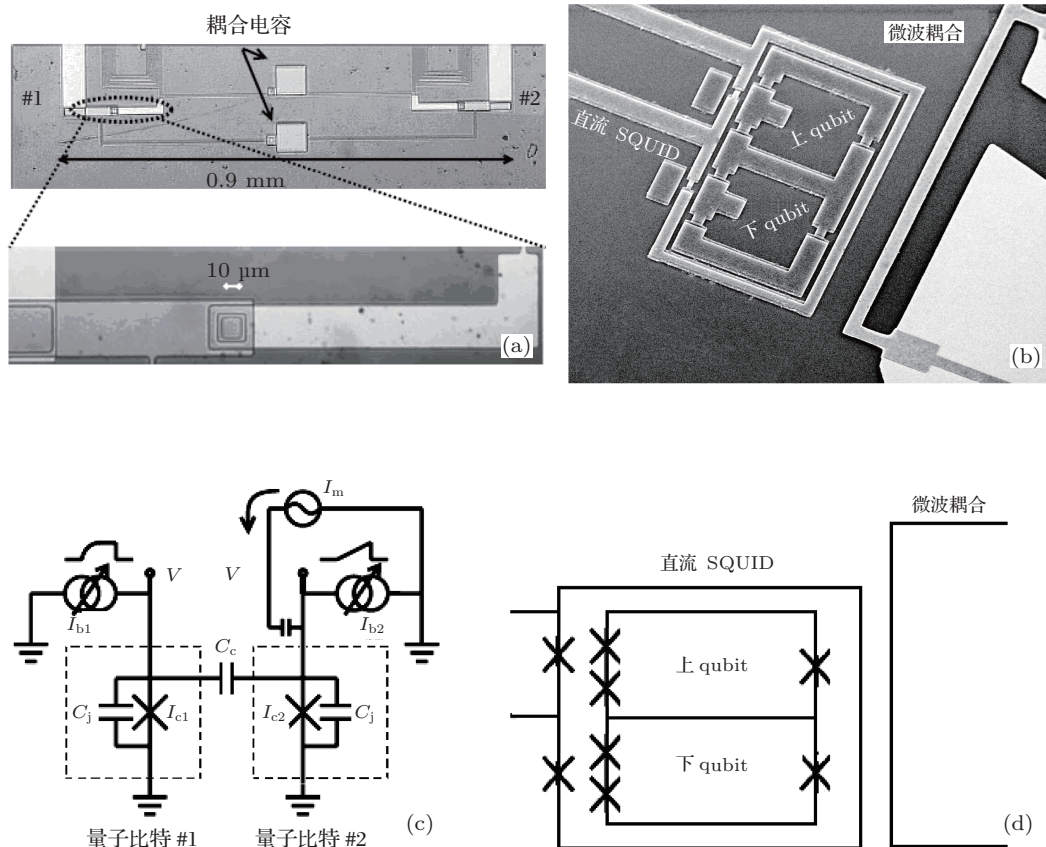


图 2 超导量子比特的局域耦合 (a) 电容耦合的两个相位量子比特以及铌基约瑟夫森结放大照片^[8]; (b) 电感耦合的两个磁通量子比特, 二者被直流 SQUID 环绕进行读出^[9]; (c) 相位量子比特耦合电路图^[8]; (d) 磁通量子比特耦合电路图

一些研究小组针对超导电路中的可调控耦合系统也进行了研究^[11–16]. 其中 Niskanen 等^[15] 提出利用一个绝热量子比特来耦合与其邻近的两个磁通量子比特, 该结构可实现在最优点 (optimal point) 的可控耦合, 在一定程度上提高了相干时间,

而这对量子比特的扩展是十分重要的, 其结构如图 3 所示. 图 3(a) 中, 通过公共超导线的动态电感实现量子比特 1 和 2 (能隙分别为 Δ_1 和 Δ_2 , $\Delta_1 < \Delta_2$) 与具有更大能隙 Δ_3 的量子比特 3 的耦合, 其中量子比特 1 和 2 之间的直接耦合被认为很小. 为了控

制量子比特, 利用微波线提供控制脉冲, 并给出 SQUID 提供小的偏置电流使量子比特 1 和 2 偏置在最佳点. 图 3(b) 是量子比特 1 和 2 的能级图. 图 3(c) 是样品扫描电镜照片, 量子比特与作为读出的四结 SQUID 耦合起来.

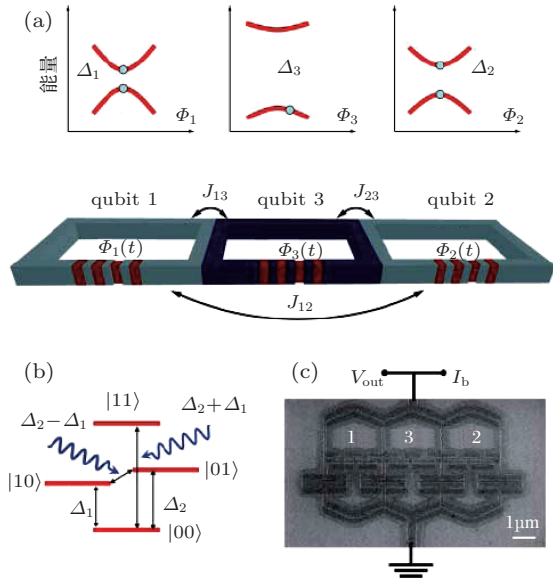


图 3 实验原理图^[15] (a) 三个四结磁通量子比特系统; (b) 量子比特 1 和 2 的能级图; (c) 样品扫描电镜照片

磁通量子比特 k 和 l 之间通过互感 $M_{kl} > 0$ 的自然耦合导致反铁磁 (antiferromagnetic) 耦合 $J_{kl} = M_{kl}I_{p1}I_{p2}$. n 个量子比特的耦合系统的哈密顿量为

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{j=1}^n (\Delta_j \sigma_z^j + \varepsilon_j \sigma_x^j) + \sum_{k=1}^n \sum_{l=k+1}^n J_{kl} \sigma_x^k \sigma_x^l, \quad (2)$$

其中 σ_x^j 和 σ_z^j 是作用在量子比特 j 上的泡利矩阵, ε_j 为磁能量差, Δ_j 为该状态的隧穿能. 利用一个绝热量子比特 3 耦合邻近的量子比特 1 和 2 的有效耦合系数为

$$J_{12}^{\text{eff}} \approx \left(M_{12} + \frac{M_{13}M_{23}}{L_Q} \right) I_{p1}I_{p2} = J_{12} - \frac{2J_{23}J_{13}\Delta_3^2}{\omega_3^3}, \quad (3)$$

其中 I_{p1} 和 I_{p2} 分别是量子比特 1 和 2 最低能态对应的超流. (3) 式可以看作是直接电感耦合 J_{12} 和通过量子比特 3 的非线性基态电感 L_Q 的间接耦合的总和. 在量子比特 3 的线圈上加载频率为 $(\Delta_2 \mp \Delta_1)/h$ 的微波信号可以通过调节角频率 ω_3 来调制 L_Q , 产生正比于 $\sigma_x^1 \sigma_x^2 \pm \sigma_y^1 \sigma_y^2$ 的项, 从而允许期望的状态变换. 实验中实现了对量子比特之间的可控耦合, 测得量子比特 2 的能量弛豫时间 $T_1 = 1.0 \mu\text{s}$, 相位

相干时间 $T_2 = 0.8 \mu\text{s}$, 而量子比特 1 的 $T_1 = 0.3 \mu\text{s}$, $T_2 = 0.2 \mu\text{s}$ ^[15].

对于电荷量子比特, You 等^[16] 提出了利用电荷量子比特实现可扩展的量子计算结构, 该结构中通过一个普通电感实现所有量子比特的耦合. 而在每一个 CPB 中, 利用两个直流 SQUID 与岛连接, 进而得到磁通可控的电荷量子比特之间的耦合, 这种方式同样可以用来实现 CNOT 门.

利用电容或电感进行量子比特的局域耦合结构存在一定局限性. 首先, 对于固定耦合系统而言, 由于用来耦合的电容或电感处于“常开”状态, 无法实现对耦合的关断, 这就大大减小了量子比特的相干时间. 其次, 以上结构一般只能实现邻近的量子比特之间的耦合, 难以实现远距离多个量子比特的相干耦合. 最后, 利用集总元件实现量子比特耦合的相干时间一般在纳秒量级, 而要实现规模化的量子计算, 相干时间要在毫秒量级. 所以人们试图寻求另一种耦合机制来提高超导量子比特耦合系统的性能.

3 超导电路量子电动力学原理

2004 年 Blais 等^[17] 提出将腔量子电动力学引入超导电路中, 作为实现量子计算的有效方式. 腔量子电动力学主要研究在高品质因数的腔中, 原子和独立光子模式耦合的性质. cQED 结构可以有效地隔离量子比特与电磁环境的作用, 实现多量子比特高精度的量子非破坏性读出 (quantum nondemolition readout, QND), 并且可以形成适用于量子计算的微波光子场状态. 这种电路结构为固态量子计算提供了简单有效的方式, 为在宏观上研究纠缠态和量子测量开辟了新的途径.

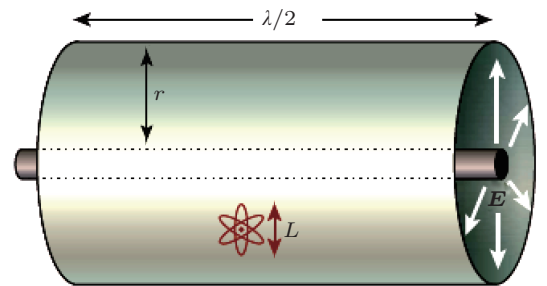


图 4 腔 QED 结构示意图^[18]

图 4 是腔 QED 结构示意图. 腔 QED 中对原子和光子的耦合强度 (真空拉比频率) 是有一定限制

的. 一个光子把电子从原子的内层轨道激发到外层轨道. 偶极矩 ($d = eL$, 单位是电荷 $\times$ 距离, L 为正负电荷之间的距离) 就是原子大小的度量, 同时也确定了原子和给定电场的相互作用的强度. 真空拉比频率为 $g = dE_0/\hbar$, 其中 E_0 是由原子所处位置的真空涨落引起的电场均方根, $\hbar$ 是普朗克常数. 真空涨落存在于电场和磁场中, 幅度均为半个光子. 通过存储于电场中的能量密度 ($\epsilon_0 E^2/2$, ϵ_0 是真空介电常数) 可对电场进行简单的估计, 它等于一半光子的能量 (另一半光子能量存储于磁场中):

$$\frac{\hbar\omega}{4} = \frac{\epsilon_0}{2} \int E^2 dV = \frac{\epsilon_0}{2} E_0^2 V, \quad (4)$$

其中 ω 是原子/腔的跃迁频率, V 是腔的体积. 因此, 随着腔体积的减小场强增加, 光子可以更可靠地留在腔内^[18].

在 cQED 中, 传输线的横截面积尺寸远小于传输信号的波长, 可将其看作一维模型. 若一维传输线长度为半波长, 体积 $V = \pi r^2 \lambda/2$ 就比一立方波长小很多, 这有效地增加了场强

$$E_0 = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{\hbar\omega^2}{2\pi^2\epsilon_0 c}}, \quad (5)$$

其中波长 $\lambda = 2\pi c/\omega$, c 为光速. 将这一电场强度和偶极矩相乘, 真空拉比频率为

$$\begin{aligned} \frac{g}{\omega} &= \left(\frac{L}{r}\right) \sqrt{\frac{e^2}{2\pi^2\epsilon_0 \hbar c}} \\ &= \left(\frac{L}{r}\right) \sqrt{\frac{2\alpha}{\pi}}. \end{aligned} \quad (6)$$

由电磁学基本物理常数得到无量纲真空拉比频率中的 $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0 \hbar c \sim 1/137$. 最理想的情况是腔的横向尺寸 r 足够小以至于和原子尺寸可比, 即 $L/r \sim 1$, 那么耦合强度可达百分之几^[18]. 相比之下, 由于光学和微波三维腔尺寸都要更大, 而真实原子的偶极矩要更小, 所以二者的耦合强度只有 10^{-6} 的量级. 而一维 cQED 由于其本身几何结构的优势使得该结构更容易实现强耦合条件.

描述一个腔 QED 系统主要的参数包括: 腔本身谐振频率 ω_r , 原子跃迁频率 ω_a , 以及原子 - 光子耦合强度系数 g , 用 Jaynes-Cummings (JC)^[19] 哈密顿量表示为

$$\begin{aligned} H &= \hbar\omega_r \left(a^\dagger a + \frac{1}{2}\right) + \frac{\hbar\omega_a}{2} \sigma^z + \hbar g (a^\dagger \sigma^- + \sigma^+ a) \\ &\quad + H_\kappa + H_\gamma, \end{aligned} \quad (7)$$

这里, 第一项代表谐振腔电路的哈密顿量, $\langle a^\dagger a \rangle = n$ 是平均光子数; σ^+ 和 σ^- 分别是原子的一个激

发态的产生和湮灭算符; 第三项描述了一个量子化的电磁场和一个量子二能级系统以 $g/2\pi$ 的概率发生能量的相干交换, 如果 g 远大于原子衰减率 γ 和腔衰减率 κ , 就可以观察到这种现象; H_κ 描述腔与外界的耦合程度, 用腔的衰减率来描述就是 $\kappa = \omega_r/Q$, 其中 Q 为腔的品质因数; H_γ 代表原子与腔的基模之外的其他模式的耦合, 它使得激发态以速率 γ 衰减. 原子和腔的失谐程度由 $\Delta = \omega_a - \omega_r$ 来描述^[17].

图 5 给出了利用超导量子电路实现腔 QED 的结构示意图^[17]. 一个全波超导共面波导结构作为腔, 超导量子比特作为人造原子通过电容与中心导线耦合, 且位于电压波腹处, 这使得腔内光子和量子比特有强的偶极相互作用. CPB 超导量子比特由两个小约瑟夫森结组成 ($\sim 100 \text{ nm} \times 100 \text{ nm}$), 形成一个边长约 $1 \mu\text{m}$ 的线圈, 通过外加磁通 Φ_{ext} 调节有效约瑟夫森能. 两个约瑟夫森结位于长且薄的岛与面积更大的库所伸出部分的重叠区域, 其中岛和中心导体信号线平行, 库与接地面耦合. 输入与输出信号通过电容耦合到谐振腔的中心线上, 实现 50Ω 阻抗匹配. 多个量子比特可以同时放置在不同的波腹处来实现纠缠.

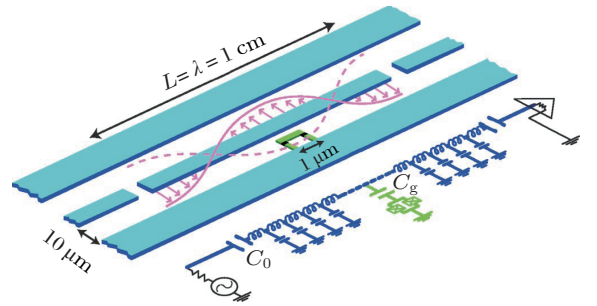


图 5 超导电路中腔 QED 的等效集总电路模型^[17]

令 N_g 为门电压引起的岛上多余库珀对数目, 大小为 C_g 的电容与控制门电压 V_g 相连, 则当 CPB 在电荷简并点 (即 $N_g = C_g V_g/2e = 1/2$) 时, 忽略阻尼效应, 耦合强度为

$$g = \frac{\beta e}{\hbar} \sqrt{\frac{\hbar\omega_r}{cL}}, \quad (8)$$

其中 $\beta \equiv C_g/C_\Sigma$, C_Σ 是 CPB 的总电容, 包括两个隧穿结电容 C_J , 耦合电容 C_g 和寄生电容; L 是谐振腔长度, c 是传输线单位长度电容. 在该电路结构中, 电荷简并点处 CPB 被高度极化, 跃迁偶极矩 $d \equiv \hbar g/\epsilon_{\text{rms}} \sim 2 \times 10^4$ 原子单位, 这要比典型的 Rydberg 原子大一个数量级^[20]. 这意味着在实验中

$\beta \sim 0.1$ 会使得真空拉比频率 $g/\pi \sim 100$ MHz, 而这也比原子微腔 QED 实验中^[21] 要高三个数量级.

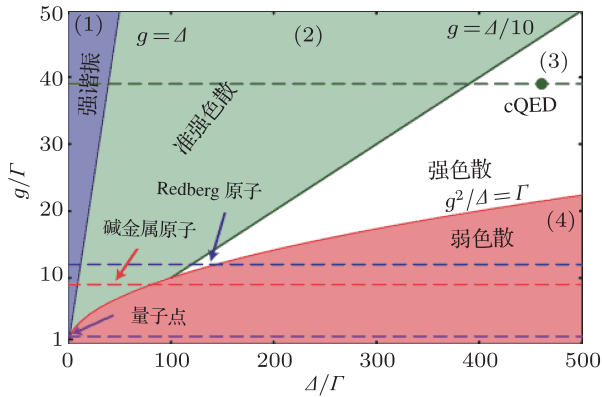


图 6 腔 QED 参数空间图表^[22]

图 6 是腔 QED 的参数空间图表, 更加全面地总结了腔 QED 不同的应用范围. 图中的空间区域由原子 - 光子耦合强度 g 、原子和腔的频率失谐系数 Δ 和归一化的衰减率 $\Gamma = \max[\gamma, \kappa, 1/T]$ 来确定. 不同的腔 QED 系统 (包括 Rydberg 原子、碱金属原子、量子点和 cQED) 由不同颜色的水平虚线表示. 实心点代表进行光子数分辨的参数区域. 在图中标号为 (1) 的区域中, 量子比特和谐振腔发生谐振, 即失谐系数小于二者耦合强度时 ($\Delta < g$), 光子和原子产生相干耦合, 一个光子可以周期性地以概率 $2g$ 被吸收和重发射, 产生真空拉比振荡现象. 在标号为 (2) 的区域中, 可以分辨出单个光子, 但对量子比特或腔的测量都会引起较严重的破坏. 标号为 (4) 的区域是弱色散区域, 交流 Stark 偏移效应 $g^2/\Delta < \Gamma$ 太小而不能分辨单个光子, 但可以用多光子进行量子比特的 QND 测量. 在标号为 (3) 的区域中, QND 测量原则上可以实现破坏程度小于 1% 的测试, 允许 100 次重复实验. 以上两个区域均属于色散限制条件也就是失谐 (detuned) 情况, 即失谐系数大于耦合强度, $\Delta \gg g$, 只允许虚光子交换, 原子和光子较为独立. 原子与光子之间的影响 $(g/\Delta)^2$ 很小, 伴随着频率偏移 $2\chi = 2g^2/\Delta$. 在色散和旋转波近似条件下, 系统用二阶 g/Δ 描述的哈密顿量为^[17,22]

$$H = \hbar\omega_r(a^\dagger a + 1/2) + \hbar\omega_a\sigma_z/2 + \hbar\chi(a^\dagger a + 1/2)\sigma_z, \quad (9)$$

第一项表示频率为 ω_r 的谐振腔的单光子模式. 第二项描述的是跃迁频率为 ω_a 的原子或量子比特的两能级赝自旋系统. 第三项是色散相互作用, 它

可以看作是原子状态受到腔频率影响产生偏移, 或者是原子跃迁频率使光子数受到偏移的影响. 相互作用项表明这是独立原子和光子的作用, 这意味着可以实现 QND 测量, 即通过测量腔内光子相位偏移^[23] 或用原子 Stark 偏移效应测量光子数来实现对原子的测量^[24,25].

由上可见, 一维 cQED 可能具有如下一些优势: 1) 相较于利用电容耦合电荷或相位量子比特、电感耦合磁通量子比特的局域耦合结构, 该结构可以实现多量子比特的非局域耦合; 2) 一维谐振腔相比于三维腔, 由于一维腔横向尺寸远小于波长, 在相同波长下相较于三维腔减小的模式体积 ($w^2\lambda \approx 10^{-6} \text{ cm}^3$ 和 $\lambda^3 \approx 1 \text{ cm}^3$, 其中 w 是谐振腔的横向尺寸) 使得前者的能量密度是后者的 10^6 倍, 增加了腔和量子比特的耦合强度; 同时量子比特在腔内的位置固定, 使得耦合强度不会随人造原子位置的变化而变化, 可控性要优于原子腔 QED; 3) 高品质因数 (10^6) 的共面波导谐振腔可以比较容易地利用光刻等微加工技术实现, 其内部损耗低, 而这是实现长时间相干耦合的必要条件; 4) 置于一维腔内的量子比特, 环境引起的噪声不会直接与其耦合, 而是和腔发生耦合, 这可以有效地减小量子比特的退相干效应, 在量子比特与腔失谐时, 它与环境的相互作用将被大大降低.

4 利用 cQED 实现单个超导量子比特与腔耦合

Wallraff 等^[26] 在实验上实现了一个超导量子比特与单个光子耦合的 cQED 结构. 在该结构中, CPB 作为人造两能级原子与超导共面波导谐振腔实现耦合. 图 7 是腔 QED 电路, 腔结构是通过在硅衬底上淀积超导铌薄膜形成的. 这种一维结构的共面波导谐振腔是由窄中心导体和两边邻近的金属接地面组成. 利用电子束曝光和两角度蒸发将一个铝 CPB 制备在中心信号带和接地平面的间隙之间, 且位于谐振腔的波腹处, 该处电场最大, 可以实现量子比特和腔的强耦合. CPB 通过偶极作用, 即通过耦合电容 C_g 实现和谐振腔内存储的光子的耦合.

CPB 的哈密顿量为 $H_a = -(E_{c1}\sigma_x + E_J\sigma_z)/2$, 其中 $E_{c1} = 4E_C(1 - n_g)$ 是静电能, n_g 是门电荷. $E_J = E_{J,\text{MAX}} \cos(\pi\phi_b)$ 是约瑟夫森能, ϕ_b 是用来控制 E_J 的磁通偏置. 充电能 E_C 和约瑟夫森能 $E_{J,\text{MAX}}$ 可以通过工艺中调整 CPB 的总电容和阻抗来控制,

然后进一步在测量中通过电学方式调整. 限制 CPB 相干作用的因素包括激发态以 γ_1 的速率衰减和能级的涨落引起的退相位概率 γ_ϕ , 总的退相干率为 $\gamma = \gamma_1/2 + \gamma_\phi$. 实验中实现了 $g > [\gamma, \kappa]$ 从而满足强耦合条件. 在零失谐即 $\Delta = 0$ 的情况下, 耦合系统的本征态是 CPB 的一个激发态与单个光子的对称以及反对称叠加态 $|\pm\rangle = (|\uparrow, 0\rangle \pm |\downarrow, 1\rangle)/\sqrt{2}$, 能量 $E_\pm = \hbar(\omega_r \pm g)$. 因此一个激发态原子和零光子的初始态 $|\uparrow, 0\rangle$ 可以转移到一个光子态 $|\downarrow, 1\rangle$, 并以真空拉比频率 g/π 振荡.

在色散条件下 ($|\Delta| \gg g$), 谐振腔电磁场和 CPB 实现强耦合, 可以对 CPB 状态进行 QND 测量. QND 测量可以保证在相同特征值的条件下进行重复测量^[27]. 对耦合的量子系统进行对角化得到有效哈密顿量^[17] 为

$$H \approx \hbar \left(\omega_r + \frac{g^2}{\Delta} \sigma_z \right) a^\dagger a + \frac{1}{2} \hbar \left(\omega_a + \frac{g^2}{\Delta} \right) \sigma_z. \quad (10)$$

当量子比特状态 $\sigma_z = \pm 1$ 时, 谐振腔跃迁频率

为 $\omega_r \pm \frac{g^2}{\Delta}$, 所以通过测量腔的跃迁频率就可以确定量子比特的状态. 量子比特中能级的分离 $\hbar \left(\omega_a + 2a^\dagger a \frac{g^2}{\Delta} + \frac{g^2}{\Delta} \right)$ 也由谐振腔中的光子数决定. $2a^\dagger a \frac{g^2}{\Delta}$ 项与光子数 n 成线性关系, 是交流 Stark 偏移效应, $\frac{g^2}{\Delta}$ 是 Lamb 偏移效应.

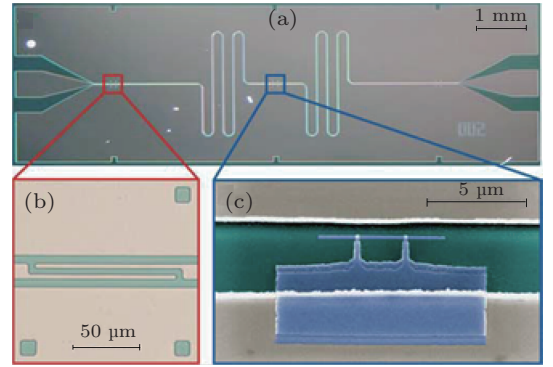


图 7 腔 QED 电路^[26] (a) 铌超导共面波导谐振腔, 通过电容与输入和输出端耦合; (b) 耦合电容结构; (c) 位于中心信号带和接地平面的间隙之间的铝 CPB 结构

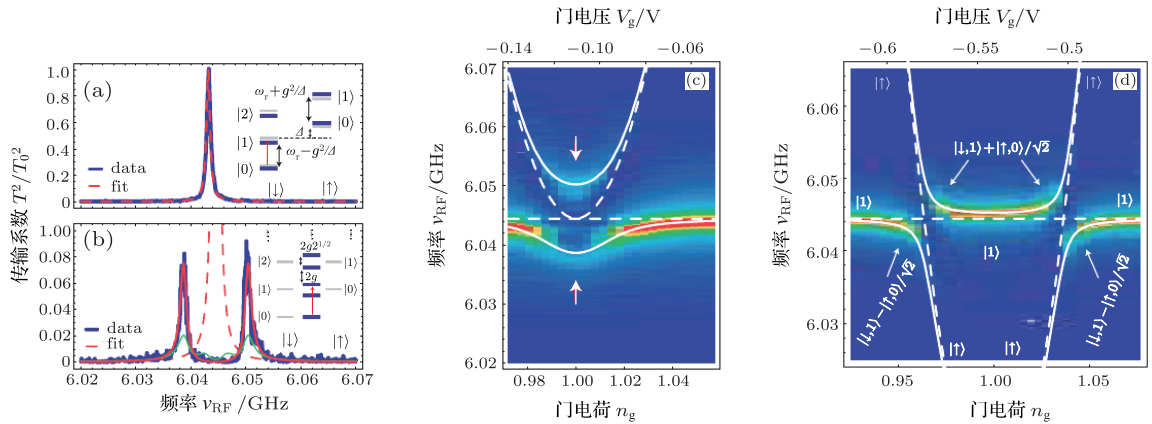


图 8 真空拉比分裂^[26] (a) 在严重失谐情况下 ($g^2/\Delta\kappa \ll 1$) 的传输特性曲线; (b) 零失谐 ($\Delta = 0$) 在 $n_g = 1$ (蓝色曲线) 时传输特性曲线上的真空拉比分裂测量结果, 红色虚线是耦合系数 $g = 0$ 时的计算结果; (c) 谐振腔传输幅度 T 与信号频率 ν_{RF} 和门电压 n_g 的关系; (d) $E_J/h < \nu_r$ 时的对应本征态图示

图 8 描述的是真空拉比分裂现象. 在零失谐且门电荷接近 $n_g = 1$ 时, 通过调节量子比特使其与腔谐振, 在传输谱上观测到了单光子谐振腔状态和量子比特第一激发态之间的免交叉 (anti-crossing) 现象. 如图 8(c) 所示, 虚线是非耦合情况下的量子比特能级频率 ν_a 和谐振腔谐振频率 ν_r , 红色箭头部分对应图 8(b) 中的频谱. 实验上观测到的真空拉比分裂和免交叉现象说明在固态系统中实现了腔 QED

的强耦合机制, 在超导芯片上可以实现单个光子和一个量子比特的相干叠加.

Abdumalikov 等^[28] 利用超导共面波导谐振腔实现了与单个磁通量子比特的强耦合, 磁通量子比特位于谐振腔中心的电流波腹处, 通过互感与谐振腔耦合, 如图 9 所示. 在实验中观测到真空拉比分裂现象, 同时观察到量子比特跃迁频率的偏移与腔内光子数呈线性关系.

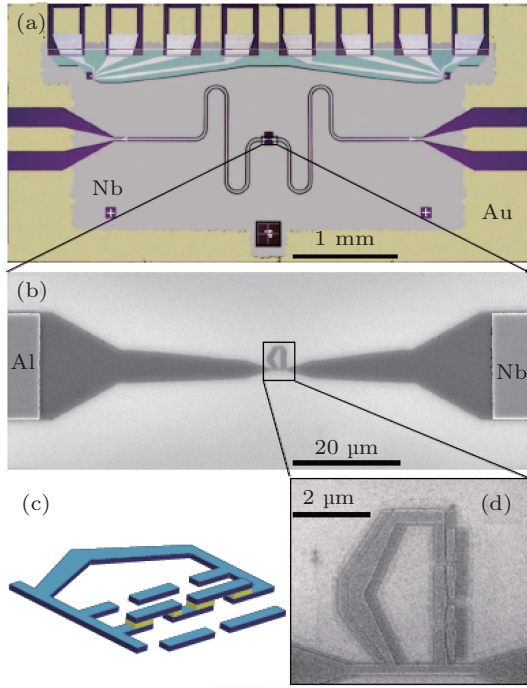


图9 磁通量子比特与腔的耦合^[28] (a) 硅片上铌超导共面波导谐振腔光学照片; (b) 铝磁通量子比特, 铝线条左右两端与铌中心导线相连; (c) 磁通量子比特图示; (d) 四结磁通量子比特通过重叠的铝线条的动态电感与谐振腔耦合

5 利用 cQED 实现多个超导量子比特耦合

在实验上观测到单个超导量子比特与谐振腔的耦合后, 2007 年 Majer 等^[29] 通过腔传输总线实现了两个超导量子比特的非局域相干耦合. 两个传输量子比特通过共面波导微波谐振腔耦合, 腔为半波长结构, 两个量子比特置于腔两边的电场波腹处. 相互作用是通过交换虚光子实现的, 避免了腔的损耗. 通过调制磁通, 两个量子比特都可以和腔发生谐振, 从传输特性上可以看到频率分裂为两个可分辨的峰, 即为真空拉比分裂效应. 实验将耦合系统偏置在色散条件下 ($|\Delta_{1,2}| = |\omega_{1,2} - \omega_r| \gg g_{1,2}$, $\Delta_{1,2}$ 分别为量子比特 1 和 2 的失谐系数, $\omega_{1,2}$ 分别为两个量子比特的跃迁频率, $g_{1,2}$ 分别为两个量子比特与腔的耦合强度系数), 利用二阶微扰理论, 两个量子比特和腔构成的系统的有效哈密顿量为^[30]

$$H_{\text{eff}} = \frac{\hbar\omega_1}{2}\sigma_1^z + \frac{\hbar\omega_2}{2}\sigma_2^z + \hbar(\omega_r + \chi_1\sigma_1^z + \chi_2\sigma_2^z)a^\dagger a + \hbar J(\sigma_1^-\sigma_2^+ + \sigma_2^-\sigma_1^+). \quad (11)$$

在此机制下, 没有能量与腔发生交换. 腔和量子比特在色散耦合条件下, 使腔的频率随着量子比特状态的变化发生 $\pm\chi_{1,2}$ 的偏移, 或者等效于量子比特

频率发生交流 Stark 偏移效应, $\chi_{1,2}$ 可以由 $\Delta_{1,2}$ 和 $g_{1,2}$ 计算得到. (11) 式的最后一项描述了量子比特之间的相互作用, 即横向相互作用强度

$$J = g_1 g_2 (1/\Delta_1 + 1/\Delta_2)/2. \quad (12)$$

图 10 是微波腔与两个量子比特耦合的示意图, 其中图 10(c) 描述了当量子比特相互简并时, 一个量子比特的激发态可以通过虚拟成为腔内一个光子而转移给另一个量子比特. 当量子比特处于非简并态 $|\omega_1 - \omega_2| \gg J$ 时, 这一过程的能量不守恒, 所以相互作用可以有效地关闭.

由于两个量子比特的结构并不完全相同, 有不同的磁通偏置结构和跃迁频率, 所以可以分别控制使二者之间不会发生耦合. 这一机制测得两个量子比特的能量弛豫时间 T_1 分别为 78 ns 和 120 ns, 相位相干时间 T_2 分别为 120 ns 和 160 ns. 实验中观察到的量子比特之间的免交叉以及相干态的转移说明谐振腔可以作为超导量子比特的耦合总线, 这一相互作用是相干且可以进行有效开关控制的. 随后, DiCarlo 等^[31] 利用共面波导谐振腔耦合两个传输量子比特的 cQED 结构演示了 Grover 搜索和 Deutsch-Jozsa 量子算法. 但要实现大规模的量子计算, 还要进一步提高量子比特的相干时间.

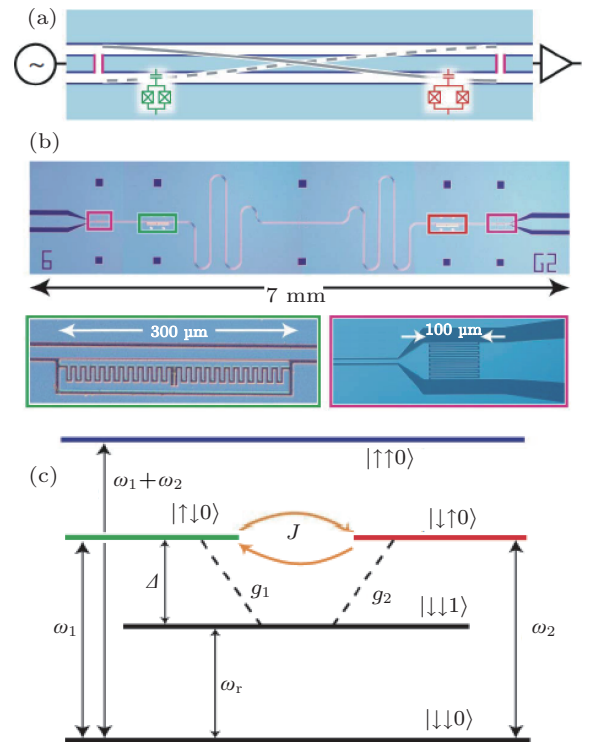


图 10 微波腔与两个量子比特的耦合示意图^[29] (a) 电路示意图; (b) 芯片光学照片; (c) 色散条件下量子比特耦合能级图, 左边量子比特的激发态 $|\uparrow\downarrow 0\rangle$ 与右边量子比特的激发态 $|\downarrow\uparrow 0\rangle$ 的相互作用是通过与腔内一个虚光子 $|\downarrow\downarrow 1\rangle$ 交换形成的

利用共面波导谐振腔不仅可以实现传输量子比特之间的可控耦合, Sillanpaa 等^[32] 还利用谐振腔实现了两个相位量子比特的相干量子态的存储和转移. 图 11(a) 是两个相位量子比特与共面波导谐振腔耦合的示意图, 两个量子比特均与独立的磁通线圈耦合, 读出是通过电感耦合的直流 SQUID 来实现, 在实验中观察到了真空拉比振荡现象. 图 11(b) 直观地描述了通过给两个相位量子比特施加磁通偏置, 完成了量子态从量子比特 A 到量子比特 B 的转移: 1) 在量子比特 A 中制备任意叠加态 $\alpha|g\rangle_A + \beta|e\rangle_A$, 红色和绿色的圆圈代表占据的两个

能级的混合态; 2) 量子比特 A 和谐振腔发生半个真空拉比周期 $t_A = \pi/2g_A$ (g_A 为量子比特 A 的耦合强度系数) 的谐振, 量子比特 A 的状态演变成了腔的最低的两个光子数态的叠加 $\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$; 3) 量子比特 A 和谐振腔失谐, 将状态在腔内保持 t_s 时间; 4) 量子比特 B 和谐振腔发生半个真空拉比周期 $t_B = \pi/2g_B$ (g_B 为量子比特 B 的耦合强度系数) 的谐振, 将状态转移给量子比特 B, 使腔恢复到基态 $|0\rangle$; 5) 两个量子比特均与谐振腔失谐, 完成了相干量子态从量子比特 A 到量子比特 B 的转移.

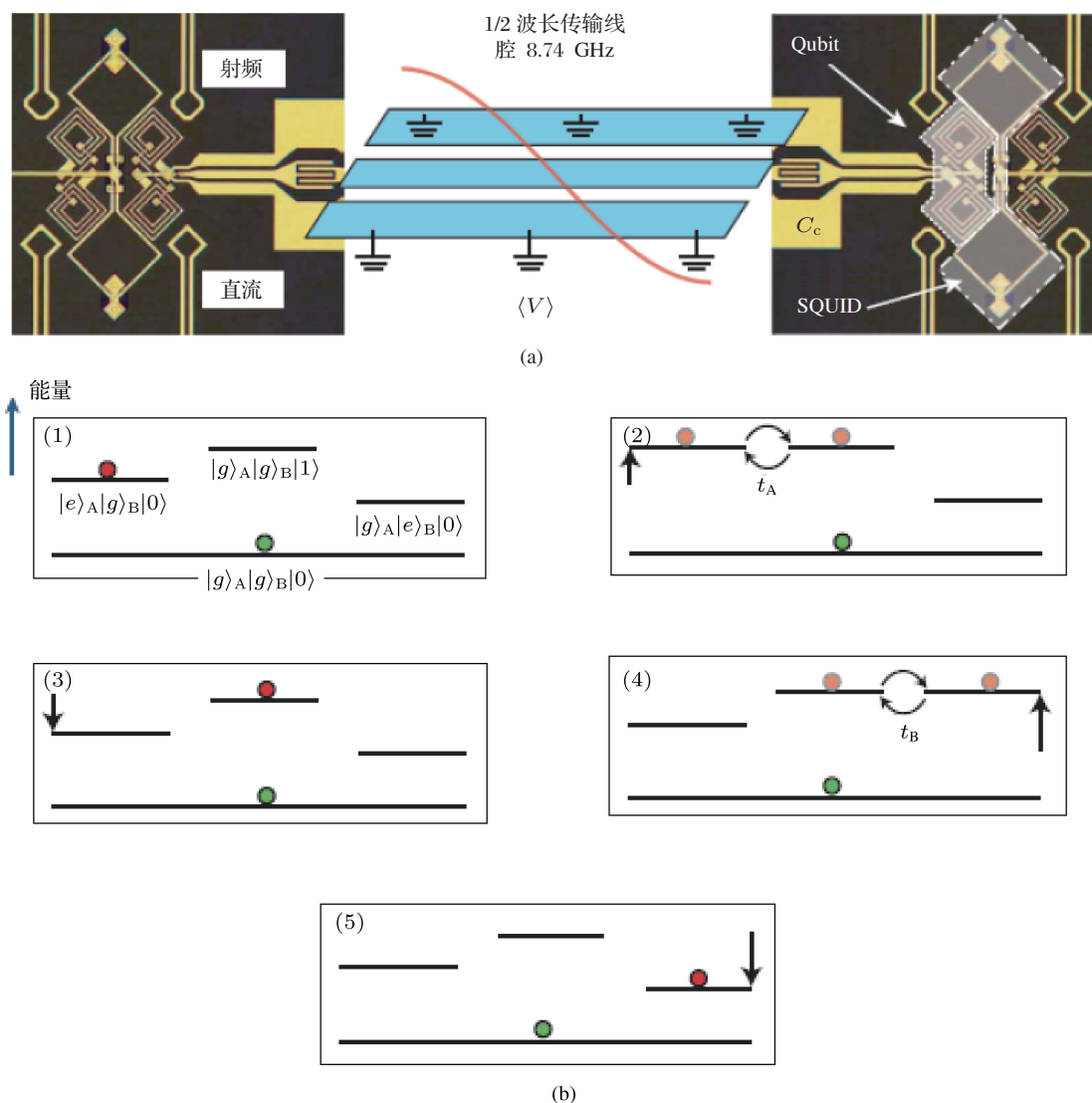


图 11 cQED 结构及量子态的转移^[32] (a) 两个相位量子比特通过电容与共面波导谐振腔耦合; (b) 相干量子态从量子比特 A 到 B 的转移示意图

利用一维谐振腔耦合量子比特的结构优势, 进一步增加了耦合可控的量子比特的数目. DiCarlo 等^[33] 在超导电路中实现了三个量子比特的纠缠

态测量. 利用 cQED 结构实现了保真度为 88% 的三量子比特的 Greenberger-Horne-Zeilinger (GHZ) 态 $|GHZ\rangle = (|000\rangle + |111\rangle)/\sqrt{2}$ 的制备, 这是三量子比

特的最大纠缠态. 该结构包括超导共面波导谐振腔和四个传输量子比特组成的六端口超导器件. 通过一个传输线谐振腔将多个量子比特进行耦合, 实现其与外界电磁环境的隔离并进行读出操作. 三量子比特纠缠态的演示激发了在固态领域对量子纠错的探索.

谐振腔与超导量子比特有多种耦合方式, 既可以利用一个腔实现多个量子比特之间的耦合, 还可以在多个腔中实现多个量子比特之间信息的传递. Mariani^[34] 利用 cQED 结构实现了三个谐振腔与两个超导相位量子比特之间的耦合, 并进行了光子数分辨的测量. 光子最终位置的确定是通过将量子比特作为光子探测器, 与量子比特谐振时, 发生真空拉比振荡的谐振腔就是存储光子的谐振腔. 实验上证实了基于 cQED 结构的量子计算可以实现量子态存储于一个谐振腔, 随后可以从其他腔内提取和存储. 三个谐振腔和两个量子比特对单个光子、两个光子以及微波光子叠加态的有效量子控制说明了多腔 cQED 的潜力.

由于量子比特的响应强烈地依赖于腔内光子数, 所以可用来进行光子-量子比特门操作. 一个量子比特和一个光子的控制非门可以通过施加对应腔内一个光子频率的 π 脉冲实现. 如果腔内确实只有一个光子, 量子比特状态就发生翻转, 其他数目的光子态不产生作用. 虽然量子比特的最终状态是由腔内产生或消失一个光子决定的, 但光子没有真正的产生或破坏, 所以光子可重新用来实现另一距离上的量子比特的纠缠, 甚至可以将光子传递给不同腔内的量子比特. 利用微波共面波导谐振腔与一个超导相位量子比特的耦合结构, 在实验上也观察到了 15 个光子的 Fock 态^[35]. 随后在此基础上, Martinis 小组又实现了在超导谐振腔中任意量子态的制备与测量^[36].

以上实验结果表明, 一维共面波导谐振腔可作为量子总线实现远距离多量子比特之间的可控耦合, 也可以存储量子信息, 同时还可以作为单光子的产生及探测装置应用于量子通信领域. 一维 cQED 结构得到了较为全面的研究. 然而正是因为一维谐振腔和超导量子比特都利用微电子加工技术制作在芯片上, 所以谐振腔本身也受到介质损耗、二能级系统 (two level system, TLS) 缺陷等因素的影响, 相关的损耗机制还没有定论. 这需要从理论上以及工艺、材料、结构设计等实验中对谐振腔本身的性能做进一步优化, 提高腔的品质因数

并减小噪声影响^[37-39], 从而提高系统的相干时间.

6 3D 腔与超导量子比特的耦合

在过去的十年中, 超导量子比特的相干时间已经从最初的几纳秒提高到一微秒左右, 这可以在实验上满足实现两个或三个量子比特之间的控制、纠缠, 或验证简单的算法. 但要想在一定保真度条件下实现更多量子比特的集成, 则需要更长的相干时间. 基于约瑟夫森结的超导量子电路有了显著的研究进展, 但未来的发展会受限于约瑟夫森结固有的退相干特性, 以及超导量子比特和环境是否可以隔离得足够好. Paik 等^[40] 将 3D 谐振腔首次引入超导量子电路, 不但可以有效地减小量子比特退相干效应, 同时也保证了与控制信号有足够强度的耦合.

实验是将传输量子比特和作为总线以及读出电路的 3D 微波谐振腔耦合起来. 传输量子比特是由一个小的铝约瑟夫森结连接的两个超导电极构成的, 该结构不需要偏置电路, 而且对电荷以及磁通 $1/f$ 噪声不敏感. 忽略与环境的作用, 传输量子比特的哈密顿量为

$$H = 4E_C(n - n_0)^2 - E_J \cos \phi, \quad (13)$$

其中 n 和 ϕ 是电荷和相位的归一化算符, $E_J = \hbar I_c / 2e$ 和 $E_C = e^2 / 2C_\Sigma$ 分别是约瑟夫森能和充电能, I_c 是结的临界电流, C_Σ 是电极之间的总电容, n_0 是补偿电荷. 利用超导金属铝机械加工制成的 3D 谐振腔实现了对量子比特的隔离、耦合和测试, 如图 12(a) 和 12(b) 所示. 量子比特通过用来接收和发射光子的宽带偶极天线实现和腔的耦合. 图 12(b) 中的铝超导传输量子比特和偶极天线制备在蓝宝石衬底上, 芯片固定在腔的中心. 放大图是单结传输量子比特的光学显微镜照片, 偶极天线长度为 1 mm.

这种 3D 腔相较于之前 cQED 实验中用到的平面传输线谐振腔有如下优点: 首先, 3D 腔结构有更大的模式体积 (接近 3 cm^3 或一个立方波长的 $1/10$, 而平面传输线谐振腔是 10^{-6} 立方波长), 对介质表面损耗不敏感, 而这种损耗被认为是一维传输线谐振腔中的耗散来源^[41,42]. 其次, 该结构几何尺寸为量子比特提供了可控的电磁环境, 降低了与基模之外的其他多个模式之间的自发辐射的可能性, 而这在较为复杂结构的芯片以及连线中是有可能发生的. 最后, 量子比特用微加工技术实现, 而 3D 腔主要是通过精准的机械加工以及激光刻蚀等技

术实现, 所以量子比特和腔可以看作是独立的器件, 它们的性能、材料以及设计可以较为容易地分离而互不影响.

虽然 3D 腔的模式体积较大, 不易形成强耦合, 但在实验中通过对器件结构的改进还是实现了腔 QED 的强耦合机制, 真空拉比频率 $g/2\pi$ 大于 100 MHz^[40]. 如图 12(b) 所示, 图中量子比特的电极要比传统的传输量子比特的电极大得多 (~ 0.5 mm), 通过增加量子比特的偶极矩来补偿产生单光子的 3D 腔的电磁场强度的减小. 传输量子比特的电极并联了大电容 ($C_{\Sigma} \sim 70$ fF), 在保证

非谐性的前提下降低了充电能, 从而减小了对电荷噪声的敏感度. 整个系统工作在色散条件下, 量子比特使腔发生了与其状态相关的偏移, 而这是读出机制的基本条件. 3D 腔结构通过对量子比特与环境耦合的精确控制把量子比特的相干时间提高了一个量级, 这是通过标准的时域测量, 即对能量弛豫时间 T_1 的测试和 Ramsey 实验测试相位相干时间 T_2 得以验证的, 如图 13 所示. 实验中观察到量子比特的 T_1 可达 60 μ s, T_2 为 10—20 μ s. 以超导量子比特中较快的门时间 ($t_{\text{gate}} \sim 10$ ns) 计算, 误码率 t_{gate}/T_2 将接近 $\sim 5 \times 10^{-4}$.

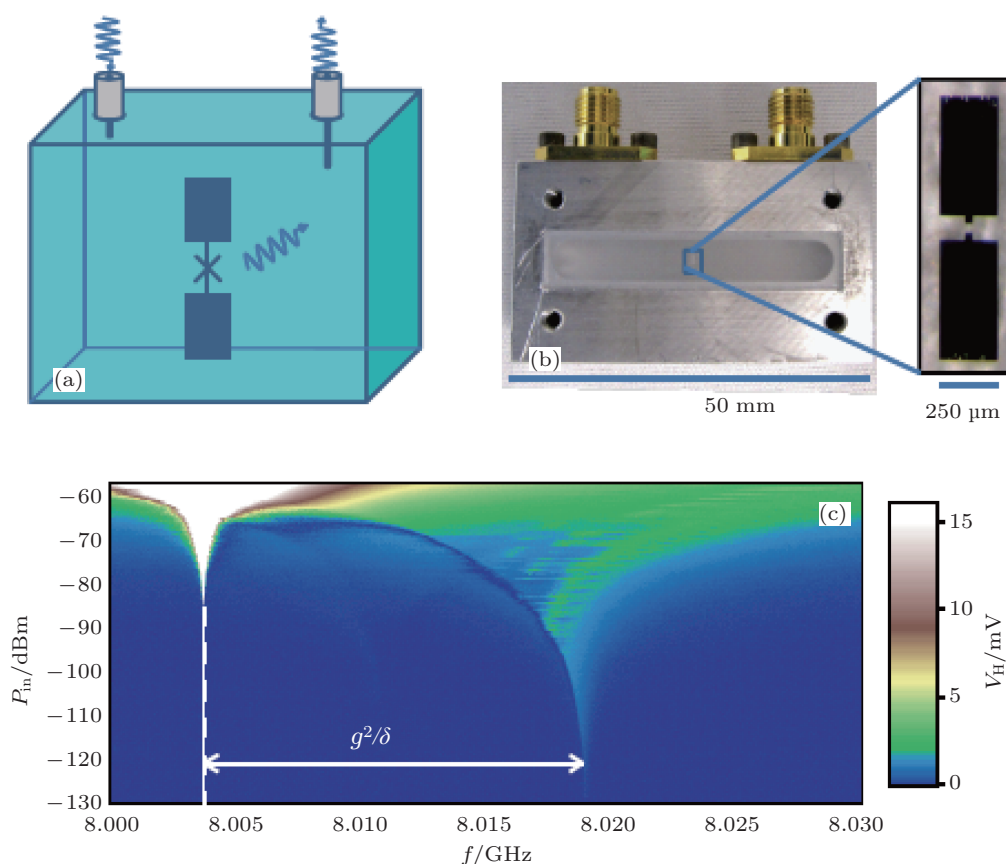


图 12 量子比特与 3D 腔的耦合^[33] (a) 3D 腔中传输量子比特的图示; (b) 3D 铝谐振腔照片; (c) 3D 腔和传输量子比特的耦合结构随功率和频率变化的传输曲线

Rigetti 等^[43] 随后在 3D 腔中将超导量子比特的相干时间提高到接近 0.1 ms 的量级. 他们在一个铜波导 3D 腔中耦合单结传输量子比特, 测得量子比特相位相干时间 $T_2 = 95$ μ s, 能量弛豫时间 $T_1 = 70$ μ s, 如图 14 所示. 而当相干时间达到 20—200 μ s 时, 量子寿命就可达到门操作时间和测量时间的一千倍, 从而可以实现长时间的量子比特操作. 相干时间得到进一步提高是因为在量子比特操作中更好地控制了由腔的光子数涨落引起的退

相位机制. 这是通过以下三点实现的: 首先, 选择合理的量子比特和 3D 腔参数来减小在腔基模下每个剩余光子有可能引起的量子比特的退相位率; 其次, 器件的设计可以限制量子比特和腔的高阶模式的耦合, 将腔设计成对称形状使得除基模之外的最邻近的模式为 24 GHz, 与量子比特的跃迁频率相差 20 GHz, 这种设计最大程度地减小了与高阶模式的耦合, 增强了腔基模的稳定性; 最后, 一个谐振模式的热光子温度, 不论是线性的还是非线性

的, 都受制于制约其品质因数的耗散源温度, 所以要尽量压缩腔内的剩余光子数. 腔的 Q 值受制于谐振腔外部的欧姆环境, 很难确定信号线的模式被热化后还能保持在极低的环境温度下. 故腔内壁采用理想冷电阻材料, 即无氧高电导率 (oxygen-free high-conductivity, OFHC) 的铜材料, 来解决主要耗散来源, 即缓和由腔内光子数引起的退相位^[43]. 铜腔可以使量子比特的衬底温度和制冷机内的基底温度有很好的一致性. 这种材料的腔结构相当于在谐振腔原电路上并联一个电阻来限制其 Q 值, 所以谐振腔处于欠耦合状态. 实现这一条件是有一定要求的, 由于增加的内部耗散, 使得腔内激发的每个光子需要进行放大才能和之前提到的超导金属 3D 腔中的光子一样进行测试, 这就对放大电路有更高的要求以达到很好的信噪比. 当然最终是希望控制冷耗散的设计来满足其要求, 同时得到更高 Q 值的 3D 腔, 这有可能通过在铜腔内附着一层薄铝来实现.

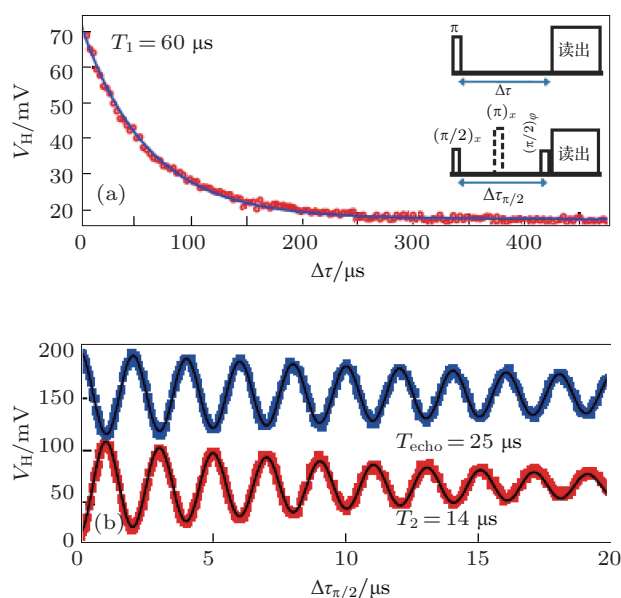


图 13 量子比特相干性的时域测量^[40] (a) 量子比特激发态 $|1\rangle$ 的 T_1 约为 $60 \mu\text{s}$; (b) Ramsey 实验测量 T_2

在 3D 腔 - 量子比特的耦合体系中, 相干性的提高并不以减小非谐性或降低腔与量子比特的耦合强度为代价, 而用这种结构来实现量子比特的扩展也并不比传统的一维超导电路复杂, 可以在一个 3D 腔中放置多个量子比特实现耦合. Riste 等^[44] 在铝 3D 腔中对两个超导传输量子比特基态的初始化进行了测量, 保真度可达 98.8%. 2012 年 3 月在美国物理学会年会上, 许多研究小组从各个角度对 3D 腔 - 超导量子比特结构进行了研究, 包括利用两

个 3D 腔与一个传输量子比特的耦合来研究谐振模式, 材料以及几何参数对 3D 腔 - 传输量子比特退相干机制的影响, 还有对 3D 微波腔本身损耗机制、噪声以及如何提高品质因数等问题的研究, 在 3D 腔中还可测量低损耗衬底的介质特性以及体超导材料和薄膜表面阻抗^[45]. 未来利用 3D 腔耦合超导量子比特的结构可以达到量子纠错阈值, 使其实现更大的纠缠态并利用超导量子电路演示更加复杂的算法.

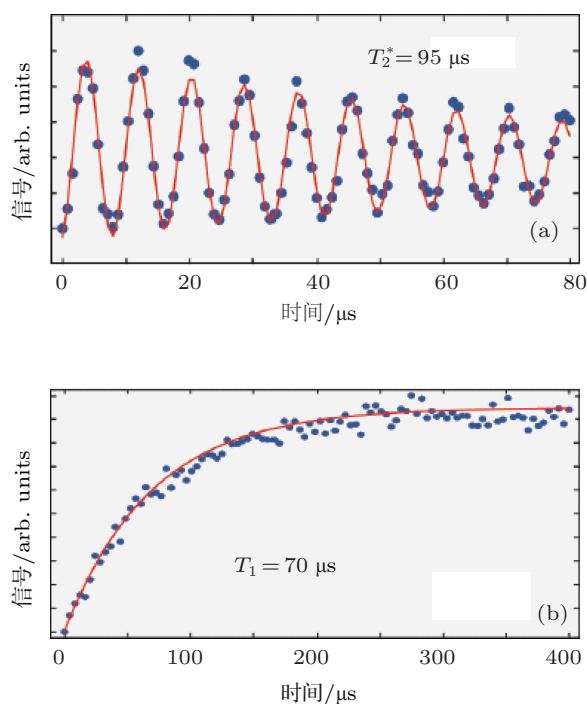


图 14 量子态寿命^[43] (a) 用 Ramsey 条纹实验测试相位相干时间 T_2 ; (b) 能量弛豫时间 T_1 的测量

7 总结

从超导量子比特的耦合进展来看, 整体趋势是希望能有效地将超导器件与外界电磁环境隔离, 同时实现量子比特之间的远程可控相干耦合. 表 1 是超导量子比特耦合的概况, 总结了包括多种量子比特的局域可控或非可控耦合以及远程可控耦合. 超导量子电路存在的主要问题是提高相干时间以及大规模集成多个量子比特. 而将腔量子电动力学引入超导量子电路在一定程度上针对这两个问题提出了解决方案, 为实现多量子比特之间的远程相干耦合打下了基础. 由于一维传输线谐振腔本身几何结构的优势, 使得该结构容易实现和超导量子比特的强耦合机制, 所以最初人们选择共面波导结构的谐振腔而不是 3D 腔作为量子总线进行量子比

特的控制.但也正是由于一维腔结构直接集成在芯片上,使得衬底损耗、TLS 缺陷等引起量子比特退相干机制的因素也同样影响腔的特性,所以在提高量子比特的相干时间的同时还要优化对谐振腔本身的设计,降低腔的衰减率.随着对 3D 腔在结构和材料上的改进,以及对量子比特结构的优化,使得 3D 腔 - 超导量子比特耦合结构也可以实现和一维腔可比的耦合强度,再加上 3D 腔主要通过精准的机械加工制作和量子比特的制备分离,因而对片上衬底损耗等问题不敏感,所以人们尝试将 3D 腔引入超导量子电路,并由实验证明该结构可以将超导

量子比特的相干时间提高到 0.1 ms 的量级.如果按比例放大这一耦合系统,就可能容纳更多的超导量子比特实现量子信息的传递.目前,利用 3D 腔耦合超导量子比特已经成为国际研究热点问题,人们试图从各个角度提高腔的特性和量子比特的性能以得到更长的相干时间,进而尝试多个超导量子比特在 3D 腔中的耦合.然而,要实现规模化的超导量子计算,相干时间需要达到毫秒量级.所以,人们肯定还会继续探索新的耦合机制来提高超导量子比特耦合系统的性能.

表 1 超导量子比特耦合概况

	电荷量子比特	相位量子比特	磁通量子比特	传输量子比特	一维腔
电荷量子比特	局域固定电容耦合 [7], 局域可控电容耦合 [14,16]				
相位量子比特		局域固定电容耦合 [8], 非局域可控电容耦合 [32]			
磁通量子比特			局域固定电感耦合 [9], 局域可控电感耦合 [11-13,15]		
传输量子比特				单个一维腔实现非局域可控电容耦合 [29,31,33]	
一维腔	非局域可控电容耦合 [22,26]	非局域可控电容耦合 [35,36]	非局域可控电感耦合 [28]	非局域可控电容耦合 [46-48]	相位量子比特耦合三个腔 [34], 传输量子比特耦合两个腔 [49]
三维腔				非局域可控电容耦合 [40,43]	

[1] Nielsen M A, Chuang I L 2002 *Quantum Computation and Quantum Information* (Cambridge: Cambridge Univ. Press) p 1

[2] Josephson B D 1962 *Phys. Lett.* **1** 251

[3] Nakamura Y, Pashkin Y A, Tsai J S 1999 *Nature* **398** 786

[4] Yu Y, Han S Y, Chu X, Chu S I, Wang Z 2002 *Science* **296** 889

[5] Chiorescu I, Nakamura Y, Harmans C J, Mooij J E 2003 *Science* **299** 1869

[6] Pashkin Y A, Yamamoto T, Astafiev O, Nakamura Y, Averin D V, Tsai J S 2003 *Nature* **421** 823

[7] Yamamoto T, Pashkin Y A, Astafiev O, Nakamura Y, Tsai J S 2003 *Nature* **425** 941

[8] Berkley A J, Xu H, Ramos R C, Gubrud M A, Strauch F W, Johnson P R, Anderson J R, Dragt A J, Lobb C J, Wellstood F C 2003 *Science* **300** 1548

[9] Majer J B, Paauf F G, ter Haar A, Harmans C, Mooij J E 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 090501

[10] Cory D G, Laflamme R, Knill E, Viola L, Havel T F, Boulant N, Boutis G, Fortunato E, Lloyd S, Martinez R, Negrevergne C, Pravia M, Sharf Y, Teklemariam G, Weinstein Y S, Zurek W H 2000 *Fortschr. Phys.* **48** 875

[11] Hime T, Reichardt P A, Plourde B L T, Robertson T L, Wu C E, Ustinov A V, Clarke J 2006 *Science* **314** 1427

[12] van der Ploeg S H W, Izmalkov A, van den Brink A M, Hubner U, Grajcar M, Il'ichev E, Meyer H G, Zagoskin A M 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 057004

[13] Harris R, Berkley A J, Johnson M W, Bunyk P, Govorkov S, Thom M C, Uchaikin S, Wilson A B, Chung J, Holtham E, Biamonte J D, Smirnov A Yu, Amin M H S, van den Brink A M 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 177001

[14] Fay A, Hoskinson E, Lecocq F, Levy L P, Hekking F W J, Guichard W, Buisson O 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 187003

[15] Niskanen A O, Harrabi K, Yoshihara F, Nakamura Y, Lloyd S, Tsai J S 2007 *Science* **316** 723

[16] You J Q, Tsai J S, Nori F 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 197902

[17] Blais A, Huang R S, Wallraff A, Girvin S M, Schoelkopf R J 2004 *Phys. Rev. A* **69** 062320

- [18] Schoelkopf R J, Girvin S M 2008 *Nature* **451** 664
- [19] Jaynes E T, Cummings F W 1963 *Proc. IEEE* **51** 89
- [20] Haroche S 1992 *Fundamental Systems in Quantum Optics* (New York: Elsevier) p 767
- [21] Raimond J, Brune M, Haroche S 2001 *Rev. Mod. Phys.* **73** 565
- [22] Schuster D I, Houck A A, Schreier J A, Wallraff A, Gambetta J M, Blais A, Frunzio L, Majer J, Johnson B, Devoret M H, Girvin S M, Schoelkopf R J 2007 *Nature* **445** 515
- [23] Wallraff A, Schuster D I, Blais A, Frunzio L, Majer J, Devoret M H, Girvin S M, Schoelkopf R J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 060501
- [24] Brune M, Nussenzveig P, Schmidt K F, Bernardot F, Maali A, Raimond J M, Haroche S 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 3339
- [25] Schuster D I, Wallraff A, Blais A, Frunzio L, Huang R S, Majer J, Girvin S M, Schoelkopf R J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 123602
- [26] Wallraff A, Schuster D I, Blais A, Frunzio L, Huang R S, Majer J, Kumar S, Girvin S M, Schoelkopf R J 2004 *Nature* **431** 162
- [27] Braginsky V B, Khalili F Y 1996 *Rev. Mod. Phys.* **68** 1
- [28] Abdumalikov A A, Astafiev O, Nakamura Y, Pashkin Y A, Tsai J S 2008 *Phys. Rev. B* **78** 180502
- [29] Majer J, Chow J M, Gambetta J M, Koch J, Johnson B R, Schreier J A, Frunzio L, Schuster D I, Houck A A, Wallraff A, Blais A, Devoret M H, Girvin S M, Schoelkopf R J 2007 *Nature* **449** 443
- [30] Blais A, Gambetta J, Wallraff A, Schuster D I, Girvin S M, Devoret M H, Schoelkopf R J 2007 *Phys. Rev. A* **75** 032329
- [31] DiCarlo L, Chow J M, Gambetta J M, Bishop L S, Johnson B R, Schuster D I, Majer J, Blais A, Frunzio L, Girvin S M, Schoelkopf R J 2009 *Nature* **460** 240
- [32] Sillanpaa M A, Park J I, Simmonds R W 2007 *Nature* **449** 438
- [33] DiCarlo L, Reed M D, Sun L, Johnson B R, Chow J M, Gambetta J M, Frunzio L, Girvin S M, Devoret M H, Schoelkopf R J 2010 *Nature* **467** 574
- [34] Mariantoni M, Wang H, Bialczak R C, Lenander M, Lucero E, Neeley M, O'Connell A D, Sank D, Weides M, Wenner J, Yamamoto T, Yin Y, Zhao J, Martinis J M, Cleland A N, 2011 *Nat. Phys.* **7** 287
- [35] Wang H, Hofheinz M, Ansmann M, Bialczak R C, Lucero E, Neeley M, O'Connell A D, Sank D, Wenner J, Cleland A N, Martinis J M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 240401
- [36] Hofheinz M, Wang H, Ansmann M, Bialczak R C, Lucero E, Neeley M, O'Connell A D, Sank D, Wenner J, Martinis J M, Cleland A N 2009 *Nature* **459** 546
- [37] Gao J S, Zmuidzinas J, Mazin B A, LeDuc H G, Day P K 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 102507
- [38] Chen W, Bennett D A, Patel V, Lukens J E 2008 *Supercond. Sci. Technol.* **21** 075013
- [39] Wang H, Hofheinz M, Wenner J, Ansmann M, Bialczak R C, Lenander M, Lucero E, Neeley M, O'Connell A D, Sank D, Weides M, Cleland A N, Martinis J M 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 233508
- [40] Paik H, Schuster D I, Bishop L S, Kirchmair G, Catelani G, Sears A P, Johnson B R, Reagor M J, Frunzio L, Glazman L I, Girvin S M, Devoret M H, Schoelkopf R J 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 240501
- [41] Gao J S, Daal M, Vayonakis A, Kumar S, Zmuidzinas J, Sadoulet B, Mazin B A, Day P K, Leduc H G 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 152505
- [42] O'Connell A D, Ansmann M, Bialczak R C, Hofheinz M, Katz N, Lucero E, McKenney C, Neeley M, Wang H, Weig E M, Cleland A N, Martinis J M 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 112903
- [43] Rigetti C, Poletto S, Gambetta J M, Plourde B, Chow J M, Corcoles A D, Smolin J A, Merkel S T, Rozen J R, Keefe G A, Rothwell M B, Ketchen M B, Steffen M 2012 *arXiv*: 1202. 5533v1 [quant-ph]
- [44] Riste D, Leeuwen J, Ku H S, Lehnert K W, DiCarlo L 2012 *arXiv*:1204. 2479v1 [cond-mat. mes-hall]
- [45] APS March Meeting 2012 <http://meetings.aps.org/Meeting/MAR12/Content/2295>
- [46] Houck A A, Schuster D I, Gambetta J M, Schreier J A, Johnson B R, Chow J M, Frunzio L, Majer J, Devoret M H, Girvin S M, Schoelkopf R J 2007 *Nature* **449** 328
- [47] Fragner A, Göppl M, Fink J M, Baur M, Bianchetti R, Leek P J, Blais A, Wallraff A 2008 *Science* **322** 1357
- [48] Fink J M, Göppl M, Baur M, Bianchetti R, Leek P J, Blais A, Wallraff A 2008 *Nature* **454** 315
- [49] Johnson B R, Reed M D, Houck A A, Schuster D I, Bishop L S, Ginosar E, Gambetta J M, DiCarlo L, Frunzio L, Girvin S M, Schoelkopf R J 2010 *Nat. Phys.* **6** 663

Progress of coupled superconducting qubits*

Zhao Na^{1)2)†} Liu Jian-She¹⁾²⁾ Li Tie-Fu¹⁾²⁾ Chen Wei¹⁾²⁾

1) (*Institute of Microelectronics, Tsinghua University, Beijing 100084, China*)

2) (*Tsinghua National Laboratory for Information Science and Technology (TNList), Tsinghua University, Beijing 100084, China*)

(Received 15 May 2012; revised manuscript received 30 July 2012)

Abstract

Quantum system based on superconducting circuit is considered as one of the most promising schemes to realize quantum computers due to its controllability, low dissipation and scalability. To implement large scale quantum computation, coherent coupling between qubits is crucial for controlling and transferring quantum states. In this review paper, we summarize the progress of coupled superconducting qubits, including local coupling via capacitance or inductance, multiple qubits coherent interaction through one-dimensional resonator as circuit quantum electrodynamics, and superconducting qubits in a three-dimensional waveguide cavity. Hamiltonians of various coupling schemes are analyzed and classification of these coupling structures is summarized based on the coupling range and tunability.

Keywords: quantum computation, superconducting qubit, cavity quantum electrodynamics, couple

PACS: 03.67.Lx, 85.25.-j, 42.50.Pq, 03.65.Yz

DOI: 10.7498/aps.62.010301

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2011CBA00304) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60836001).

† Corresponding author. E-mail: n-zhao07@mails.tsinghua.edu.cn