

超导微波量子光学研究简介

李金朋 潘佳政 王华兵 吴培亨

(紫金山实验室 211111; 南京大学超导电子学研究所 210023)

一、引言

微波量子光学(Microwave Quantum Optics, MQO)是研究微波波段电磁波和物质的量子特性以及它们之间相互作用的学科,其属于量子光学研究范畴^[1-3],量子光学中的基本概念和物理原理均适用于MQO。微波的频率处于300 MHz至300 GHz范围,能级结构覆盖该频段的物质可与微波发生吸收、辐射、散射等相互作用。当微波电磁场和物质的量子特性凸显时,对系统的描述模型需从传统电磁理论进入到MQO研究的范畴,可用半经典或全量子理论来描述它们之间的相互作用^[1],实验上可对微波电磁场和物质的量子态进行操控并加以应用。比如在微波腔中研究具有微观量子特性的原子、离子等与微波光子相互作用的腔量子电动力学(Cavity Quantum Electrodynamics, Cavity-QED)^[4-6],以及研究具有宏观量子力学效应的冷原子玻色爱因斯坦凝聚^[7]、超导约瑟夫森结与微波相互作用等。

超导微波量子光学(Superconducting Microwave Quantum Optics, SMQO),旨在研究基于超导材料构建的电路系统中的MQO现象,其融合了超导性、量子光学和微波工程的多学科知识,是超导量子计算的物理基础,又可被称为电路量子电动力学(Circuits Quantum Electrodynamics, c-QED)^[8-11]。由于超导体中的电子超导态是宏观量子态^[12,13],基于超导约瑟夫森结构建的超低损耗、强非线性电路,可以很好地保持宏观量子特性,具有和自然原子类似的离散、非简谐的能级结构,故可称为超导人工原子(Superconducting Artificial Atom, SAA)^[14]或超导量子电路(Superconducting Quantum Circuits,

SQC)^[8,15]。广义的SQC亦可包括微波谐振腔/器、片上传输线、动态电感等,取决于处理问题时是否需要对各器件进行量子化描述。设计在微波波段的SQC电路元件,其典型尺寸在数十纳米至数十微米,样品可用与传统半导体工艺兼容的方式制备^[16,17],电路参数可根据需要灵活设计^[18,19],与微波相互作用的方式和参数区间灵活多样^[8,20,21],使得SQC非常适合系统地开展MQO研究。

早在20世纪80年代人们就开始在超导电路中观测宏观量子力学效应,促使了超导人工原子的发明^[14,22]。到20世纪末,在量子信息技术蓬勃发展的大背景下^[23],超导量子计算研究开始引领SMQO领域迅速发展^[24]。经过20多年积累,SMQO的理论和实验研究已十分丰富。基于SQC的腔量子电动力学(Cavity-QED)^[4,25]、波导量子电动力学(Waveguide-QED)^[26,27]、原子光学^[28]、微波非线性光学^[15,29]现象被广泛研究。奠定了超导量子计算技术迅速发展^[8,30-33]的物理基础,更促使了在微波波段开展量子光源^[34-36]和微波单光子探测器^[37,38]的研制及应用,以及微波量子通信^[39,40]相关研究。除此之外,SQC丰富的耦合、调控和按需设计能力,使其成为开展与其他物理系统混合的优质平台^[21,41]。

本文将简述SMQO研究的基本概念和物理原理,并分别介绍主要研究方向的典型进展,旨在给读者呈现该领域的研究概貌。最后我们在更广阔的超导电子学视角下,对SMQO的可能发展做一些探讨和展望。由于SMQO的研究内容十分丰富,本文不打算综述所有研究脉络和相关文献,感兴趣者请进一步参阅相关综述文章^[8,15,20,33,42-45]和书籍^[46]。

二、超导微波量子光学研究

量子光学是用量子力学原理描述电磁场的量子特性,以及电磁场和物质间相互作用规律^[1-3],一般不涉及对原子、分子等物质的能量量子化过程。相互作用的场景会涉及自由空间、谐振腔(Cavity)、波导(Waveguide)、电磁束缚势阱和非线性晶体等不同环境。在超导微波量子光学(SMQO)研究中,对应的电磁场和物质分别为微波波段的电磁波和超导量子电路(SQC),涉及综合运用量子力学原理、超导特性和微波工程知识,实现对超导电路和微波场的能量量子化描述,以及它们在不同环境场景中的相互作用规律研究。结合样品设计优化、微纳加工工艺、芯片封装和室温-低温电子学测控技术等,可实现SMQO原理在真实物理系统中的演示和应用,诸如基于SQC的量子信息技术。

由于量子光学的研究内容会与原子光学、非线性光学^[47]、量子电动力学、量子信息物理学^[48]等有重叠,因此在约定基于SQC的量子光学研究时,不同的文献会有差异^[8,15,28]。为了避免命名歧义,我们从量子光学的核心本质是研究电磁场与物质相互作用中的量子效应的角度出发,选择把SMQO定义为SQC与微波相互作用的最大学科范畴,包含其他所有重叠部分的内容。本节先从宏观量子力学效应观测讲起,引出对开展SMQO研究的基本元素SQC和微波的量子化描述,随后简介SMQO中的Cavity-QED、Waveguide-QED、非线性光学、混合物理系统研究,最后介绍基于SQC的量子信息技术。

2.1 超导量子电路—宏观量子力学效应、超导人工原子、谐振腔

2.1.1 宏观量子力学效应

由于量子力学(Quantum Mechanics, QM)在推动人类科技变革方面的巨大影响,联合国将2025年定义为“国际量子科学与技术年”^[49],以此纪念100年前QM的诞生^[50-52]。在这100年间,以QM原理为基础的科技发展方向繁多,而对其中两个动机的研

究奠定了现代量子信息技术的发展。第一个动机是,人们希望从“纯净”的微观系统中验证并操控诸如量子状态叠加、量子化能级、量子隧穿、量子纠缠、量子测量和量子隐形传态等QM原理允许的违反直觉的现象^[48]。这个动机导致了量子物理实验从早期基于大量原子系综开展的核磁共振、微波激光器、光抽运等,过渡到现在能对单光子和单原子、离子进行量子态操控和测量^[4,53-55]。第二个动机是,人们好奇宏观尺度的物体能否像微观粒子一样按照QM原理运动(或者微观和宏观世界的边界在哪里),即所谓的宏观量子效应(Macroscopic Quantum Effect, MQE)^[56]。在MQE中,单个宏观系统的状态像单个微观粒子一样具有量子隧穿和叠加特性^[56],而多个宏观系统可以像多个微观粒子一样形成多体纠缠态,并用于量子隐形传态等效应。从早期的思想实验“薛定谔的猫”,到在实验上制备出大量光子的猫态(Cat state)^[5]、毫米至厘米尺寸的SQC的叠加态和宏观质量机械振子^[58,59]的纠缠和叠加态等,对第二个动机的探索给予人们很多幻想。当20世纪80年代量子计算和模拟的概念被提出时^[23,60],对上述两个动机的研究积累开始汇聚在一起,成为了量子信息技术发展的核心基础。现今发展迅速的超导量子计算研究,正是沿着第二个动机,从对超导电路的宏观量子力学效应观测发展而来^[14,22,56,61,62]。

超导体中的电子超导态属于宏观量子态,它赋予了超导材料零电阻特性、迈斯纳效应、约瑟夫森效应和磁通量子化效应^[12,64],使得超导电路具有超低损耗、强非线性和快速调节特性,易于在SQC中观测宏观量子效应^[56]。1911年发现的超导零电阻现象^[65],后来被解释为由大量配对电子(Cooper pair)相干凝聚而形成的宏观量子态——超导态^[12]。超导态中所有Cooper对的同步运动,可用一个宏观波函数 $\psi = \sqrt{\rho} e^{i\theta}$ 描述。 ρ 和 θ 分别对应Cooper对密度和波函数的相位,它们都是时空坐标的函数^[64]。如图1(a)所示,当把两块超导体通过薄层绝缘体(几纳米厚)连结在一起时,由于Cooper对的量子隧穿效应,两边超体会相互耦合而构成约瑟夫森结

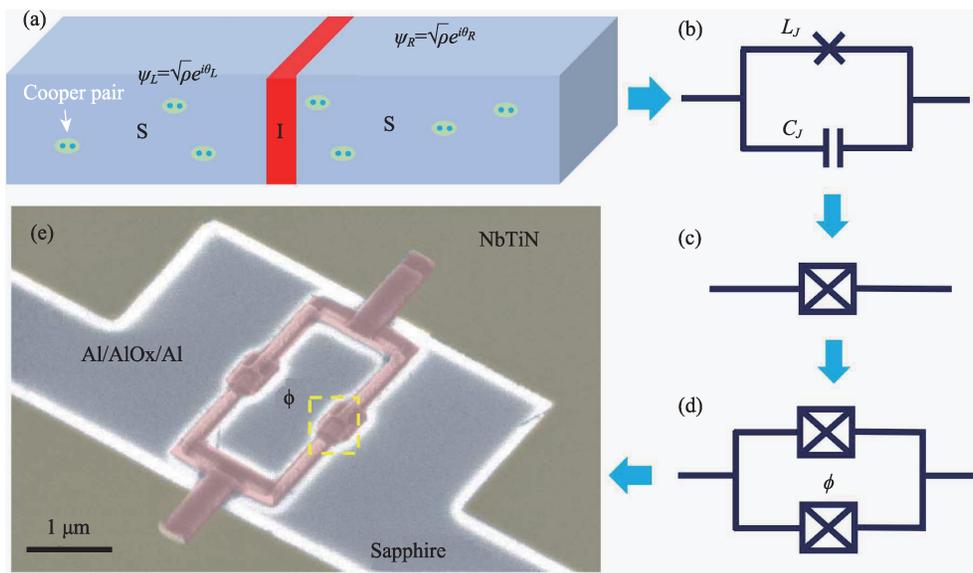


图1 约瑟夫森结及DC-SQUID的等效电路图及样品图。(a)两块超导体通过中间薄层绝缘体(1~3 nm)联接在一起形成约瑟夫森结(JJ); (b)处于零电压态的JJ可等效为一个非线性电感 L_J 和结电容 C_J 并联的振荡电路; (c) JJ等效电路的简写符号; (d)两个JJ并联形成DC-SQUID, ϕ 为JJ两端的超导体相位差; (e)制备在蓝宝石衬底上的DC-SQUID样品图^[63], 黄框内为JJ。磁通量子化条件允许通过改变加在超导环路中的外部磁通量(图中未标出), 快速调节DC-SQUID的等效临界电流和等效电感

(Josephson Junction, JJ)^[66]。JJ的I-V特性满足约瑟夫森第一和第二方程: $I = I_c \sin\phi$, $\dot{\phi} = 2eV/h$, 其中 I_c 、 I 、 ϕ 分别代表JJ的临界电流、流经JJ的宏观电流和构成JJ的两边超导体宏观波函数的相位差($\theta_R - \theta_L$), $\dot{\phi}$ 为相位差的时间微分, V 为JJ两端的电压降, h 、 e 分别为约化普朗克常数和电子电荷量。结合两个方程表明, 当流经JJ的稳定电流 $I < I_c$ 时, JJ的两端没有电压, 此时电阻为零, 此即直流约瑟夫森效应^[12]。此外, 结合电感的定义, 利用约瑟夫森方程可推导出当流经JJ的电流 $I < I_c$ 时, JJ的等效电感和电感能分别为 $|L_J| = \Phi_0 / (2\pi I_c \cos\phi) = \Phi_0 / (2\pi \sqrt{I_c^2 - I^2})$ 和 $E_J \cos\phi$ ^{[-1][8,61]}, 其中 $\Phi_0 = h/2e$ 为超导磁通量子, $E_J = I_c \Phi_0 / 2\pi$ 为约瑟夫森能, 代表单个Cooper对从JJ隧穿需要的能量。上式表明, JJ的电感会随着偏置电流而非线性改变, 因此, JJ可视为超低损耗、强非线性、参数可变的电感元件。当把JJ的两端超导体连成一个环, 或用两个JJ并联成一个接入外电路的环, 便构成了交流和直流超导量子干涉器件(rf-SQUID和DC-SQUID)^[12,13]。由于超导宏观波函数的单值性要求, 沿着超导环路一周积累的相位需等

于 2π 的整数倍^[64], 因此超导环内只能具有 Φ_0 整数倍的量子化磁通(外加磁通加环路电流产生的磁通之和), 这赋予了超导电路参数的快速调节能力。基于JJ构建的超导电路潜在地具有长时间保持量子态的能力, 而强非线性将使超导电路具有与自然原子类似的非简谐能级结构, 有利于对每个本征态独立识别、操控和测量。因此, 超导电路适宜观测宏观量子效应。

按照现代QM的观点, 由满足QM原理的电子、光子、核子等基本粒子构成的物理系统, 无论尺度大小, 本质上都具有量子力学特性, 而能否观测到宏观尺度的量子特性取决于外界环境对系统的退相干效应和测量方法^[56,57,67]。然而宏观量子效应(MQE)的观测, 需要宏观系统整体表现得像单个微观粒子, 而不用考虑构成系统的众多微观粒子的自由度, 因此其可观测量也不同于描述其微观组成所用的力学量。例如用QM原理描述一个刚性小球的质心运动时, 不用考虑构成小球的各原子是如何构造和运动, 而只需把小球当作一个有质量的粒子在时空中以量子波函数的方式运动。当外界环境对小球系统的退相干效应足够弱, 又采用合适的观

测方法时,原则上便可看到小球发生诸如量子态叠加、纠缠和量子隧穿等现象。然而能与超导态中 Cooper 对集体运动相关的、描述宏观超导电路状态的可观测力学量又是什么呢?按照 QM 原理,在对超导电路的量子化描述中这些力学量将变为力学量算符,而电路的量子态可用它们的本征态的叠加来表示,因此找到这样的力学量(或者自由度)是观测和描述超导电路宏观量子效应的第一步。约瑟夫森方程给出了一个重要信号,即 JJ 两边超导体的相位差 ϕ 及其微分 $\dot{\phi}$ 和电路的宏观可观测量 I 和 V 对应。更重要的是约瑟夫森第二方程的形式和电磁学中的电磁感应定律 $\dot{\Phi} = -V$ 一致,预示在超导电路中, $\phi\Phi_0/2\pi$ 和电路中的磁通 Φ 可以等价,这是一个很重要的联系!这个联系源自于磁通 Φ 对应的磁矢势沿着 JJ 或超导体的积分,会引起超导宏观波函数相位的变化^[64]。而传统描述电路的 I 和 V 可以转换为磁通 Φ 和电荷 Q ^[68,69],它们均代表大量电子集体运动的宏观可观测量。如果直接通过正则量子化过程对任意电路(还可包括含有电阻的经典电路)进行量子化描述^[68-71],将会发现 Φ 和 Q 是一对宏观可观测量,它们将变为力学量算符 $\hat{\Phi}$ 和 \hat{Q} ,满足对易关系 $[\hat{\Phi}, \hat{Q}] = i\hbar$,并且 $\hat{Q} = -i\hbar \partial/\partial \Phi$,电路的量子态可以用算符 $\hat{\Phi}$ 或 \hat{Q} 的本征态的叠加来表示。在超导电路中,相应的 $\phi\Phi_0/2\pi$ 与 Q 也会是一对共轭物理量,进一步可改为相位算符 $\hat{\phi} = 2\pi\hat{\Phi}/\Phi_0$ 和 Cooper 对数算符 $\hat{n} = \hat{Q}/2e$,满足 $[\hat{\phi}, \hat{n}] = i$ 的对易关系。可以利用算符 $\hat{\phi}$ 或 \hat{n} 的本征态来描述超导电路的状态,并从相位差和 Cooper 对数目自由度对 SQC 的量子行为进行观测,诸如宏观量子隧穿和宏观量子态叠加等^[56]。此外,超导环路(诸如 rf-SQUID 和 DC-SQUID)的量子化磁通特性,使得环路中的总磁通量 Flux 也是一个观测 MQE 的系统自由度^[56]。

2.1.2. 超导人工原子和谐振腔/器

采用 QM 中正则量子化方式,可以得到包含 JJ

的超导电路具有类自然原子的离散、非谐振能级结构,这种宏观量子特性使得 SQC 可以用作超导量子比特(Superconducting qubit, Squbit)。如图 2(a)所示,利用电路节点分析方法^[8,20,68,69]可写出集总型超导 LC 振荡器的哈密顿量 $\mathcal{H}_{LC} = C_r \dot{\Phi}^2/2 + \Phi^2/2L_r = Q^2/2C_r + \Phi^2/2L_r$,其为电容 C_r 和电感 L_r 存储的能量相加,其中 $Q = C_r \dot{\Phi}$ 。观察可知, \mathcal{H}_{LC} 的形式和一维线性机械振子的哈密顿量 $\mathcal{H}_{HO} = p^2/2m + m\omega^2 x^2/2$ 相似^[50,72],其中 m 、 ω 、 x 和 $p=m\dot{x}$ 分别为振子的质量、振荡角频率、坐标和动量。故 LC 谐振子可看作质量为 C_r 、振荡频率为 $\omega_{LC} = 1/\sqrt{L_r C_r}$ 、 Φ 和 Q 为等效坐标和动量的“一维线性电磁振子”。对 LC 振荡器的能量量子化过程、本征能级、本征态和随时间演化状态的求解可以完全参照一维线性谐振子的处理^[50,72]。引入算符 $\hat{\phi}$ 和 \hat{n} 后,哈密顿算符变为 $\hat{H}_{LC} = 4E_C \hat{n}^2 + E_L \hat{\phi}^2/2$,其中 $E_C = e^2/2C_r$ 代表超导电容器充电单位电荷需要的能量, $E_L = (\Phi_0/2\pi)^2/L_r$ 代表超导电感中增加一个单位磁通需要的电感能。由于系统的势能函数为二次函数的抛物线形式,其本征能量呈等间隔分布为 $\hbar\omega_{LC}(m + 1/2)$,其中 m 为非

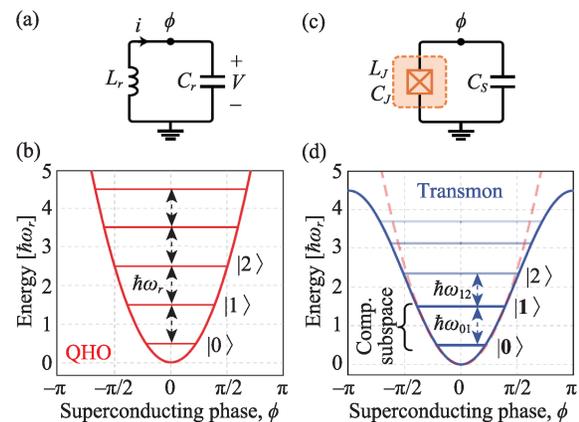


图 2 集总型超导线性谐振和非线性谐振电路示意图和能级结构^[20]。(a) 由一个超导线性电容和超导线性电感组成的量子振荡器(QHO),按照量子力学方式进行能量量子化后,得到 (b) 所示的等间隔本征能级结构;(c) 利用约瑟夫森结代替超导线性电感,得到一个超导非线性谐振电路。对应非谐振能级结构如 (d) 所示,通常设计 E_J/E_C 在 20-80 时^[8],使其工作为 Transmon 型超导量子比特

负整数。此外,系统基态不“绝对安静”,而是具有半个激发能量的真空涨落($m=0$ 对应于基态)。由于JJ的非线性电感特性,如图2(c)所示,当把JJ和超导电容 C_s 并联时,便构成了一个“一维非线性电磁振子”NLC。对此电路进行类似的量子化处理,得其哈密顿算符为 $\hat{H}_{NLC} = 4E_C\hat{n}^2 - E_J\cos\hat{\phi}$,此处 $E_C = e^2/2(C_s + C_J)$,其意义和前述LC谐振子的 E_C 一致,只是同时将JJ的结电容 C_J 包括进来。由于势能函数 $-E_J\cos\phi$ 偏离二次函数形式,NLC具有和自然原子类似的非等间隔能级结构,已构成超导人工原子(SAA)。当挑选其中任意两个(多个)能级用作信息编码的比特时,便构成Squibit(Superconducting qubit)。利用与Squibit能级差共振频率的微波脉冲可精确操控Squibit的量子态,而非谐能级的特点确保了Squibit向其他能级泄漏的概率可控。值得提及的是,上述在求解哈密顿量算符 \hat{H}_{LC} 和 \hat{H}_{NLC} 本征能态时,类似于在一维线性机械振子^[50,72],通过算符 \hat{n} 和 $\hat{\phi}$ 引入相应的产生算符 \hat{b}^\dagger 和湮灭算符 \hat{b} 是方便的,详情请参阅文献^[8,20]。

在20多年的超导量子计算发展历程中,为了不断提高Squibit的性能,人们发明了多种Squibit^[19,20,61,73],然而它们的结构都发端于早期用于在SQC中观测

宏观量子特性的相位^[74]、电荷^[75]、磁通型SAA^[61,76]。早在20世纪80年代初,A. J. Leggett等人已开始讨论在超导电路中观测宏观量子效应^[56,62],随后Michel H. Devoret, John M. Martinis,和John Clarke等人在电流偏置接近临界电流时的JJ中,观测到了宏观量子隧穿效应和量子化能级结构^[77-79]。电流偏置JJ的等效电路如图3(c)所示,用坐标 ϕ 表示的势能函数 $-I\phi\Phi_0/2\pi - E_J\cos\phi$ 为下降趋势中夹杂着局部的势阱。当系统足够冷却,JJ会在势阱中振荡,此时可看作为一个质量为 C_s+C_J ,在“坐标”空间的一维非线性振子。按照量子力学的描述,由于右边的势垒有限,振子总有一定概率从右边隧穿出去后一路加速,最终失超成为电阻态。这个隧穿过程与量子力学中粒子从坐标空间 x 表示的势垒隧穿出去类似。而且随着振子所处状态的能量越高,其对应势垒宽度下降,隧穿概率会指数增加。实验人员通过主动降低振子右边的势垒高度或提高振子所处能级观测到了隧穿概率的巨大变化,从而证明了电流偏置JJ的宏观量子隧穿特性以及量子化的能级结构^[56,79]。电流偏置的JJ是从相位差 ϕ 自由度观测SAA的宏观量子特性,而随后在实验上通过观测SAA处于宏观量子叠加态或相干操控等方法,证明

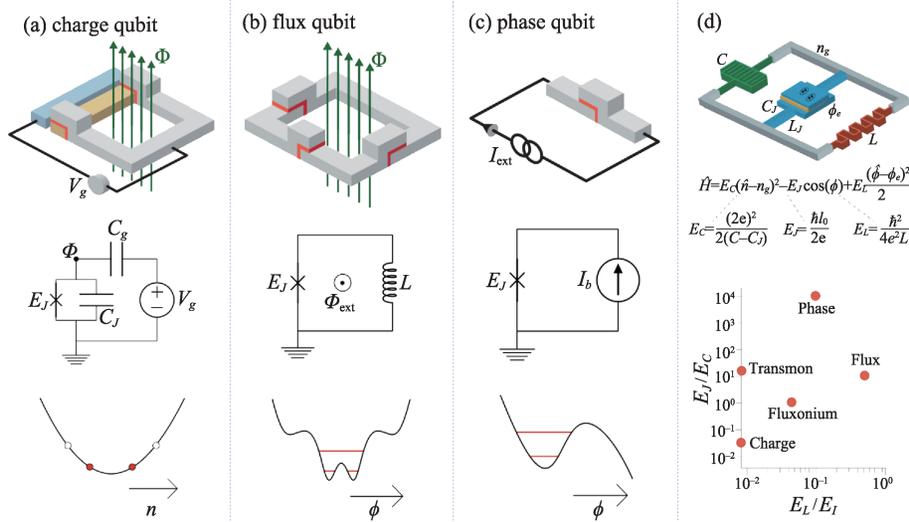


图3 基于超导电路的三种不同宏观自由度构建的(a)电荷、(b)磁通和(c)相位型超导量子比特(Squibit)的(上)立体电路图^[87]、(中)等效电路图和(下)势能曲线图^[45],以及(d)对3种Squibit及其部分变种的统一形式的描述和参数分类^[19]。其中图(a-c)的上图和(中)下图不完全对应,但均为可能的设计结构。上图中的台阶区域即代表片上超导薄膜制备的SIS型约瑟夫森结

Cooper对数目^[75, 80]和环路磁通Flux^[81]也属于宏观可观测量。对上述三个自由度进行宏观量子效应观测的电路后来演化为相位Phase、电荷Charge和磁通Flux Squbit^[14,61,62,74-76]。随着超导量子计算对Squbit性能要求不断提高,人们发明了很多种Squbit,但均可认为是对3种基本Squbit研究的基础上进行的改进、综合和创新,它们中的绝大多数可利用如图3(d)所示的电容、电感和JJ的并联模型来统一描述^[19]。诸如现今在SMQO中被广泛使用的Transmon Squbit,是为了解决Charge qubit对电荷噪声很敏感而将其中JJ并联一个大电容而成^[8,82]。另一种被广泛研究的Fluxonium qubit则是为了解决Transmon qubit小的能级非简谐度,进一步给Transmon并联一个大电感而成^[83,84]。值得提及的是,超导电路的灵活设计^[18,19,85,86]与加工能力,使得人们可以通过优化哈密顿量中的 E_C 、 E_J 和 E_L 组合,并配合电感与JJ形成的环路以及SQUID赋予的通过外部磁通(快速)调节SAA能级结构的能力^[20],甚至电路的拓扑结构^[19],不断提升Squbit在相干性、可扩展性、测控能力等方面的品质^[18,19,43,45],最终使得基于SQC的各种基础和应用研究繁荣发展^[8,15,46]。

电磁波与原子间的相互作用是调控原子和电磁波状态的核心方法。由于电磁波的行波和衍射特性,在自由空间中,电磁波与原子间的相互作用

强度和有限。因此人们发明了谐振腔、波导等结构提高在时间和空间上对电磁波的束缚能力,用于在单光子水平上实现对电磁场和原子间的状态操控^[5]。描述电磁波在谐振腔内被束缚的时间长短和空间大小的参数是腔的品质因子(对应到谐振腔的线宽)和模式体积,原子处于越高品质因子和越小模式体积的腔内时,可达到与腔内场越长时间和越大耦合强度的相互作用过程。此外,谐振腔的频率选择特性,使得腔内的真空涨落电磁场的频谱密度也被修改,原子的自发辐射特性会随着与谐振腔共振频率的失谐度而变化,可实现对原子相干性的保护。

在超导电路中,谐振腔被设计在微波波段,包括2D片上超导薄膜谐振器、三维金属空腔(3D cavity)和3D同轴线腔等。如图4(a),4(b)所示,2D片上谐振器多基于共面波导传输线(Coplanar waveguide transmission line, CPW),利用不同的边界条件构成二分(四分)之一波长谐振器^[88,89]。由于微波在共面波导中的等效波长(毫米至厘米量级)比真空中短一个数量级以上,其可以很好地被束缚在模式体积很小的谐振器中,同时达到 10^6 以上的品质因子。3D腔可以用铝或无氧铜等来加工,经过打磨、抛光和镀层后,其品质因子可以高达 10^7 以上,能够将微波光子存储在腔中长达数十毫秒^[90,91]甚至数秒量级^[92]。图4(c),4(d)展示了包含一个输入端口和一个输出

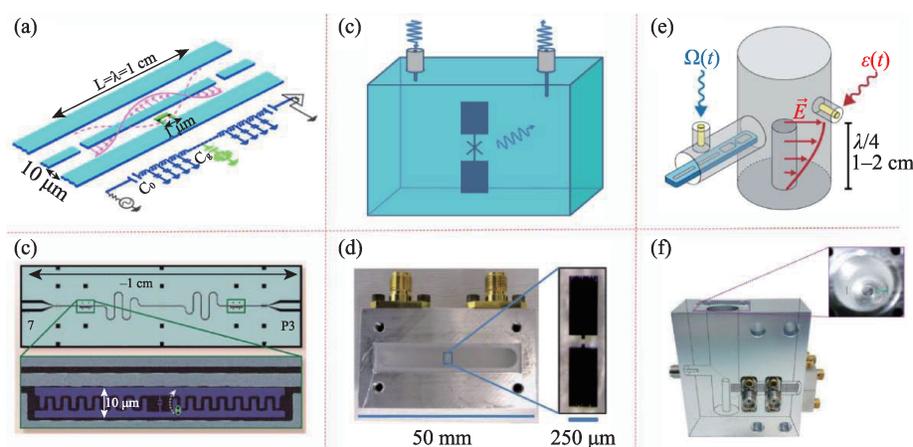


图4 超导量子电路中典型的(a),(b)2D平面谐振器;(c),(d)3D金属谐振腔和(e),(f)同轴线腔与超导体人工原子耦合的示意图和实物图。2D平面谐振器相较于同轴线腔,其尺寸小、易于规模化扩展,而品质因子低一些。因此它们分别成为现今规模化超导量子计算和玻色编码方案主要采用的系统。全图根据文献[10,90,97-99]重新绘制

端口的3D腔,中心位置处放置了一个Transmon类型的Squibit^[90],通过芯片上的大电容极板与3D腔耦合。由于3D腔可在三个空间维度对量子比特所处环境频谱密度进行选择,有利于提高Squibit的相干性能。但是,真空中4~10 GHz微波的波长约在3~7.5 cm之间,3D腔的三个维度也在厘米量级,比较占空间,不利于SQC的大规模集成。此外,为了提高谐振腔的品质因子,同时兼顾对谐振腔和Squibit的操控能力,各种3D和2D混合集成的微波谐振腔被开发出来^[93,94]。高品质因子微波谐振腔(器),也被用作微波存储器^[95]和基于腔内场态编码的玻色量子比特^[44,96],尤以美国耶鲁大学应用物理系R. J. Schoelkopf和M. H. Devoret研究团队引领该方向。如图4(e),4(f)所示,利用与同轴线腔耦合的超导人工原子,可对腔微波场态进行制备、操控和测量,对微波损耗等错误实现纠错^[44,96,97]。

虽然超导材料有很多种,但受限于超导量子计算对SQC相干性的高要求,目前SQC主要由常规超导体薄膜(Al、Nb、Ta、NbN膜等)及晶粒超导材料构建^[87,100],薄膜典型厚度在几十至数百纳米。利用微加工工艺制备的SQC样品,不可避免地会引入诸如界面和表面的介电损耗,以及二能级缺陷等^[101],这些效应会给Squibit的相干时间设定上限。因此不断优化样品结构设计和制备工艺,以及采用性能优异的超导材料是稳步提升Squibit相干时间的主要路径^[19,102,103]。由高于超导带隙的光子和高能粒子辐照超导薄膜产生的准粒子效应,也会限制Squibit相干时间,需要通过准粒子工程设计和屏蔽系统来缓解^[104,105]。考虑到传统微波设备的成熟度和成本,目前Squibit主要被设计在4~10 GHz范围使用^[8]。为了确保材料进入较好的超导态,同时减少环境热噪声对SQC的热激发,SQC一般都放置于温度为10 mK左右的稀释制冷机中。为进一步降低制冷机内部电磁噪声对SQC的影响,超导量子芯片需要封装在精心设计的铜、铝和高磁导率金属做的样品盒中。用于操控和读出SQC的室温和低温线路^[106],也需要仔细考虑阻抗条件,并加入滤波器、环形器

和衰减器等器件压低线路噪声。

2.2 量子化描述的微波电磁场

在超导人工原子与微波电磁场相互作用中,必然会涉及在微波单光子水平上的能量和状态交换过程。因此,此节将阐述从微波光量子的角度对微波场量子态的描述方法,并从微波场的光子数统计特性和正交分量的压缩特性对微波场进行分类。量子光学中对单模电磁场进行量子化后^[1,3],其哈密顿算符为 $\hat{H}_{EM} = \hbar\omega(\hat{a}^+\hat{a} + 1/2)$,其中 \hat{a}^+ 、 \hat{a} 、 $\hat{a}^+\hat{a}$ 和 ω 分别为电磁场的产生算符、湮灭算符、粒子数算符和角频率, $\hbar = h/2\pi$ 为约化普朗克常数。求解 \hat{H}_{EM} 的本征方程,可得电磁场的本征态是用光子数 n 标记的FOCK态 $|n\rangle$ ($|n\rangle$ 为狄拉克符号表示的 n 光子态),本征能为 $\hbar\omega(n + 1/2)$,表示电磁场中有 n 个能量为 $E_p = \hbar\omega$ 的光量子(简称光子),其基态是能量为 $\hbar\omega/2$ 的真空态 $|0\rangle$ 。由此可得电磁场的能量是量子化的,最小能量单元是光量子,光子数是电磁场的一个可观测量,具有完备的FOCK态基矢组,通过光子数自由度可以对任意电磁场的状态进行表示。

对于FOCK态电磁场 $|0\rangle, |1\rangle, |2\rangle, |3\rangle, \dots$,分别表示电磁场处于有0个,1个,2个,3个,……光子的状态,若对FOCK态能量进行测量,理想情况下会相应得到0倍,1倍,2倍,3倍,…… E_p 的能量。量子态叠加原理告诉我们,电磁场可以处于各个光子数态的叠加态,诸如 $(|0\rangle + |1\rangle)/\sqrt{2}, (|2\rangle + |4\rangle + |6\rangle)/\sqrt{3}$ 等。量子纠缠现象告诉我们不同电磁场模式间可发生状态纠缠,如 $(|0\rangle_{\omega_1}|0\rangle_{\omega_2} + |1\rangle_{\omega_1}|1\rangle_{\omega_2} + |2\rangle_{\omega_1}|2\rangle_{\omega_2})/\sqrt{3}$ 表示频率为 ω_1 和 ω_2 的两个电磁场纠缠在一起。当对它们的光子数进行测量, ω_1 电磁场随机塌缩到光子数为0,1,2的状态时, ω_2 电磁场也关联塌缩到光子数为0,1,2的对应状态,意即这两个场的状态呈现了强相关^[54]。上述的叠加态和纠缠态的组合有无穷多种,而各电磁场态的性质也不同,对它们进行光子数测量时的状态随机塌缩,

会导致电磁场具有不同的光子数涨落特性。

通过统计电磁场中光子数的分布规律,比较光子数涨落和平均光子数的大小,可将电磁场分为超泊松、泊松、亚泊松分布^[1,2],不同光子数分布对应于不同的电磁场二阶相干函数^[1,2,107]。例如实验室日常用的单色连续激光或微波源所处的状态叫相干态,它用 FOCK 态基矢表示为 $|\alpha\rangle = e^{-|\alpha|^2/2} \sum_0^\infty \frac{\alpha^n |n\rangle}{\sqrt{n!}}$,其中 α 是复数,对应光场的复振幅。相干态电磁场中各光子数分布概率为 $P_{\alpha,n} = |\langle n|\alpha\rangle|^2 = e^{-|\alpha|^2} \frac{|\alpha|^{2n}}{n!}$,其光子数涨落方差等于平均光子数 $|\alpha|^2$,属于泊松分布。而诸如灯泡、太阳发光和热微波源属于混态热光场,其不能用纯态波函数描述。如通过滤波片滤出单频电磁波,对其光子数进行多次测量统计,会发现满足玻色-爱因斯坦分布 $P_{i,n} = e^{-nh\nu/k_B T} (1 - e^{-h\nu/k_B T})^{n+1}$ ^[1],其光子数涨落方差比平均光子数大,属于超泊松分布。处于 FOCK 态的电磁场有确定的光子数,理论上涨落方差为零,小于平均光子数,属于典型的非经典亚泊松分布电磁场^[1,2]。

电磁场的 $|0\rangle$ 态表示电磁场处于量子真空态,即没有光子的状态,是电磁场能量最低的状态。然而“空并不等于无”,量子真空场中具有各种随机电磁波模式,其电场和磁场在不断涨落起伏(真空涨落)。虽然真空涨落中的电场和磁场的平均值为零,但它们的方差却不为零,对应于半个光子的能量。真空涨落会导致诸如原子的自发辐射、原子能级的兰姆移位、(动态)卡西米尔效应、自发参量过程等现象^[1,108]。量子光学实验研究已经证明了真空涨落的存在,然而其概念只能在对电磁场的量子化描述中出现,因此描述电磁场与物质相互作用的全量子化模型是必不可少的^[1]。

另一类重要的非经典电磁场态—压缩态,从电磁场的正交幅度 I (In phase) 和 Q (Quadrature) 分量的相对涨落大小来体现。在量子光学中,电磁场的 I 和 Q 分量是一对非对易可观测量,类似于—维机械振子的坐标 x 和动量 p ,按照量子测不准原理,它

们的标准差乘积 $\Delta I \cdot \Delta Q \geq 1/4$ ^[1,3,109]。前述相干光满足 $\Delta I = \Delta Q = 1/2$,而只要有一个正交分量的标准差小于 $1/4$ 便是压缩光。特殊的压缩真空态和压缩相干态或相干压缩态^[1,3],除了满足压缩态的定义外,还需满足 $\Delta I \cdot \Delta Q = 1/4$ 。这些电磁场态也同样可以用 FOCK 态基矢(I 或 Q 的本征态基矢亦可)写出它们的电磁场波函数^[109,110],且会随着压缩参数的不同呈现出前述的亚泊松或超泊松特性。压缩态在量子精密测量中有重要应用,诸如单模压缩真空光场态已被用于引力波探测^[111],而双模压缩真空态也是重要的连续变量纠缠资源^[110],在量子照明和量子雷达中广泛采用^[112,113]。

2.3 基于超导量子电路的 Cavity-QED

Cavity-QED 旨在谐振腔内研究电磁场与物质的相互作用,也通常被认为是腔与原子间的相互作用,但本质上是腔的本征模式的电磁场与原子间的相互作用。随着激光的发明,使得 Cavity-QED 的实验可在单原子、单离子和单光子层面开展^[4,5,53]。在 20 世纪 60 年代激光(Laser)被发明以前,Cavity 被用在原子系综与大量光子相互作用研究中,诸如核磁共振中的 Purcell 效应^[114],在随后的 Laser 发明中也扮演了重要角色^[115]。随着 20 世纪 70 年代激光冷却技术被发明,以及原子、粒子的囚禁技术进步,使得研究单个原子或离子与单光子间的相互作用成为可能,以 Serge Haroche, David J. Wineland 和 H. J. Kimble 等人为主的 Cavity-QED 研究开始兴起。经过 40 多年的研究,Serge Haroche 教授组基于法布里-珀罗腔(F-P 腔)和里德堡原子平台,在微波波段系统演示了 Purcell 效应、腔场与原子的坠饰态和纠缠等典型 Cavity-QED 现象^[4,5]。结合里德堡原子干涉仪技术,实现了对腔内微波场状态的系统操控和非破坏测量,看到了腔内微波光子的“生和死”^[116]。而 David J. Wineland 教授组同期在离子阱内用激光来冷却和操控离子,也在单个离子水平上演示了光与物质相互作用^[53]。因为对微波 Cavity-QED 的系统研究和离子状态的精确操控等,Serge Haroche 和 David J.

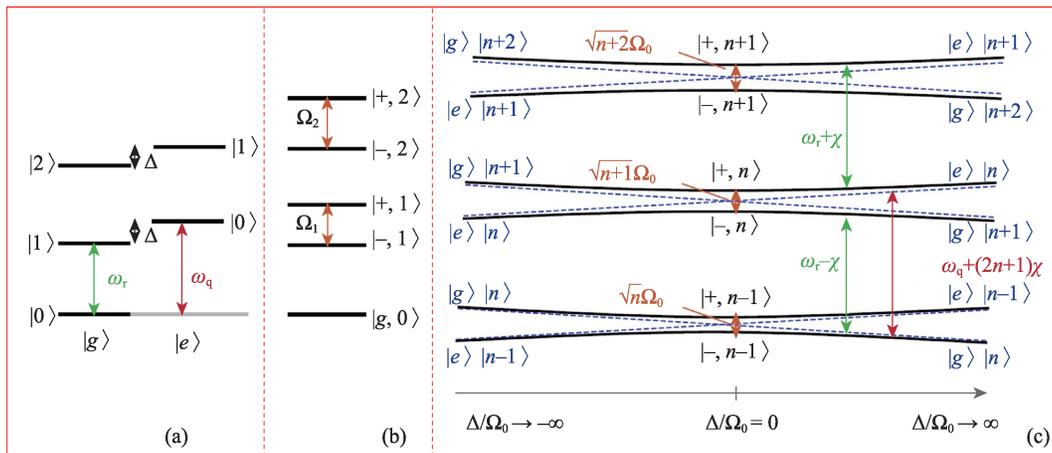


图5 用 Jaynes-Cummings 模型描述二能级原子与单模电磁场相互作用的能级结构图^[15]。(a)表示二能级原子与电磁场耦合为0时的裸态能级结构,此时 $|g\rangle|n+1\rangle$ 与 $|e\rangle|n\rangle$ 态之间不发生相互转换;(b)当原子与电磁场之间存在耦合时形成的缀饰态能级结构,此时 $|\pm, n\rangle$ 态间的能级差为 $\sqrt{\Delta^2 + (n+1)\Omega_0^2}$, Ω_0 为真空拉比频率;(c)表示缀饰态能级随 Δ/Ω_0 比值趋近 $\pm\infty$ 时,系统的本征态越来越靠近蓝色虚线的轨迹,最终成为和(a)图一样的零耦合裸态

Wineland共同获得了2012年的诺贝尔物理学奖^[4,53]。

超导量子电路(SQC)的固态特性,以及电路参数的灵活设计及制备能力,使得 Cavity-QED 的研究可以在微波单光子和单超导人工原子(SAA)层面被稳定研究,可实现的参数空间也超越了其他物理系统^[8,15]。腔与原子间相互作用,会随着它们之间的能量交换速率 g (耦合强度)、失谐量 $\Delta=\omega_q-\omega_c$ 、腔与外界环境耦合导致的衰退速率 κ 、原子自发辐射至非腔本征模式的速率 γ 的相对大小而不同,其中 ω_c 和 ω_q 分别为谐振腔和二能级原子(Squbit)的谐振角频率。当腔与原子近共振时, g 大于(小于) κ 和 γ 中较大者时,就达到了强耦合(弱耦合)区间,意味着腔与原子间的能量交换强于(弱于)腔和原子向外界环境的耗散。如图5(b)和(c)所示,系统联合的本征态是一系列 J-C ladder 型的纠缠态(坠饰态)^[15,117],可观察到诸如真空拉比劈裂和拉比振荡、J-C ladder 的爬升^[118]、边带跃迁等现象。得益于 SQC 中 2D 谐振器的高品质因子和小的模式体积,以及 SAA 大的电或磁偶极矩,2004 年便在电荷型 Squbit 和谐振器间的强耦合观察到了高达 10 倍于平均线宽的真空拉比劈裂^[11],随后进一步在 Transmon 和谐振器的耦合中观察到了高达 350 MHz,数百倍于系统平均线宽的

真空拉比劈裂^[98],这在 S. Haronch 团队采用的系统中并不容易实现。同年,基于 SQC 的 Cavity-QED 研究的理论框架被提出^[10],宣告电路量子电动力学(Circuit-QED)研究诞生。随后利用 J-C ladder 结构,制备腔内的任意微波场态技术被实现^[119]。超导电路的强大设计和制备能力,还可实现耦合强度 g 达到与腔频和原子频率可比拟的超强耦合和深强耦合区间^[8,15,120],这在其他物理系统很难实现,尤其是在单个原子与谐振腔耦合的场景^[98]。描述其相互作用的模型也需从 J-C 模型变为量子 Rabi 模型,理论研究显示许多不同现象将会发生^[8,15,121],诸如系统的基态将由真空态变为压缩态,以及一个光子可同时激发两个原子等,实验家们也正在向深强耦合区间前进。

此外,当腔与原子失谐量 Δ 远小于耦合强度 g 时,便进入了色散,甚至强色散相互作用区间,此时谐振腔和原子之间只能通过交换虚光子实现相互作用^[8,15]。在色散区间,SQC 的强非线性耦合能力,使得原子的频率(谐振腔的频率)会随着腔内光子数(原子的状态)而发生变化,甚至超过原子能级线宽 γ (腔的线宽 κ)。这产生了诸如通过对原子状态的读取实现对腔内微波场的光子数分布的探测^[122],以及

通过测量腔的散射参数实现对 qubit 的状态读取^[8,123]。选择合适的系统参数,还可实现原子和微波光子间的确定性 C-Phase 门操作,实现微波单光子的非破坏探测^[37]、任意相干态叠加态的制备、腔内微波场宇称的实时监测^[124],以及实现微波光子间的通用逻辑门操作^[125]等。在实际的应用研究中,诸如现今广泛使用的通过谐振腔对 Sqbuit 的状态进行的色散读取^[8,123],往往需要选择合适的耦合强度和失谐量,使得谐振腔对 Sqbuit 的影响尽可能小的同时还能对 Sqbuit 进行高速率、高保真的状态读取。除了利用大的失谐量 Δ 来避免 Sqbuit 通过弱耦合区间的“Bad cavity”情况($\kappa > g \gg \gamma$)快速自发弛豫外,通过微波工程实现的 Purcell 滤波器可进一步降低同频噪声对 Sqbuit 的影响^[8,126]。此外, SQC 丰富的耦合方式和电路参数的快速调节能力,使得腔与 SAA、SAA 与 SAA 间的耦合可以在样品制备好后还能在不同的耦合区间^[127]和失谐区间^[128]按需调整,赋予了实验诸多灵活性。经过 20 多年发展,可以说基于 SQC 的 Cavity-QED 研究几乎完整地复现了其他系统中的现象,并在耦合强度和参数调节的灵活性上超越了其他系统。使其成为了保护 Sqbuit 相干性、对 Sqbuit 高保真读取,以及介导 Sqbuit 间耦合的有利工具^[8]。

2.4 基于超导量子电路的 Waveguide-QED

Waveguide-QED 旨在波导中研究电磁波与原子间相互作用的量子特性^[15,27,129],典型研究场景包括原子对电磁波的散射而产生非经典电磁场态、多原子量子态制备、多体物理模拟、原子间远程纠缠产生、手性传输等。高性能的 SAA 与超低损耗的超导波导,以及宏观尺寸的 SAA 与波导间的多节点、高耦合效率,灵活可控的耦合方式和强度,使得基于 SQC 的 Waveguide-QED 研究有独特的优势^[8,26,27]。相较于 Cavity 对电磁波的驻波模式束缚,波导 (Waveguide) 只能将电磁波限制在其允许的行波模式上,频谱上通常是连续的宽带。典型的波导包括光纤、串联的多个谐振器、片上光波导和微波 CPW

等^[27]。原则上可以无限长的波导,可使大量的原子间通过与同一波导耦合而相互作用,形成多原子的超辐射和亚辐射等非经典态^[27]。由于 SAA 的宏观尺寸通常在数十微米量级,很难让大量 SAA 与单个谐振器相耦合,因此在超导量子电路 (SQC) 中开展 Waveguide-QED 非常有必要。另一方面,正是因为 SAA 的宏观尺寸,其可与波导通过多点耦合形成巨原子^[26,130],超越传统量子光学中不考虑原子大小的电偶极近似。此外,得益于 SAA 的高相干性,以及与波导间可设计的强耦合,使得 SAA 与波导间的耦合效率可接近于 1^[27],即 SAA 只会向波导模式发生电磁辐射,也会对波导中的行波产生强散射。通过 SAA 的作用,波导中的微波光子可形成束缚态 (Bound States),并在透射和反射的电磁波中形成单光子^[35,36]、光子数加或减等非经典微波场^[131]。进一步可在微波单光子水平上实现单光子量子开关、量子存储和量子门操作^[27,129]。2010 年日本 NEC 的 Tsai, J. S. 团队首先在与波导耦合的磁通量子比特中,用测量散射参数的方式,观测到了 SAA 的共振荧光现象^[132],拉开了相关研究的序幕。

当把 SAA 放置在接地(端接 SQUID)的半无线长波导附近时,如图 6(a), 6(b)所示,由于阻抗不匹配, SAA 辐射的微波光子会在接地端(SQUID 端)反射回来再次被 SAA 吸收。通过调节 Sqbuit 的频率(调节 SQUID 的等效电感)会改变 SAA 辐射的微波光子再反射回来的等效光程与 Sqbuit 频率对应波长的比值,继而观测到 SAA 自发辐射的抑制或增强,这等效于放置在镜子前的 SAA 与自己的镜像 SAA 发生自发辐射干涉^[133]。在多个 SAA 与波导的耦合时,如图 6(c), 6(d)所示,可通过调节频率共振的 SAA 数量,可实现对弱输入信号的不同散射特性,形成亚辐射态,并可进一步发展成超导量子超材料^[134,135],用于片上微波功能器件开发。如果两个 Sqbuit 相距较远,借用波导的行波模式,可实现 Sqbuit 间的量子态转移和纠缠,助力超导量子芯片互联^[136],甚至实现不同稀释制冷机间的芯片互联^[40],为可扩展超导量子计算提供技术路径。除此之外,对 Squ-

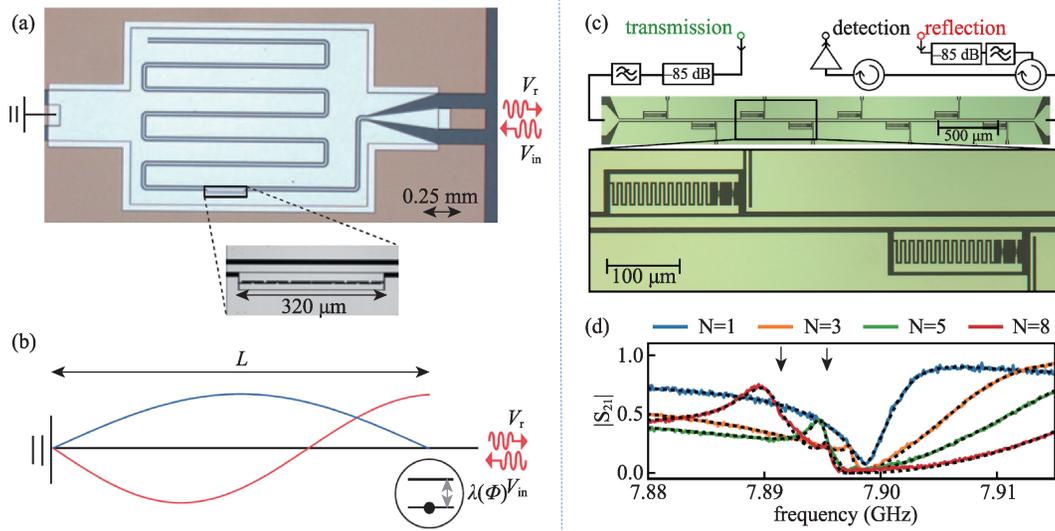


图6 基于波导和超导人工原子(SAA)的(a, b)单SAA与通过波导接地端反射形成的自身镜像间的干涉^[133],以及(c, d)8个SAA与同一波导耦合,通过改变频率共振的SAA的数目,实现对微弱波信号的不同传输特性和亚辐射效应^[134]

bit的XY控制线、多路复用的输入输出读出线,以及在含噪声中等规模的超导量子芯片(NISQ)上开展的各种量子模拟研究,也可看成是一维和二维Waveguide-QED应用的体现^[8,27]。

2.5 基于超导量子电路的非线性光学

超导体中约瑟夫森结(JJ)的约瑟夫森电感^[12]和动态电感^[137]都是非线性电感,即电感值会随着电路中的超流改变而呈现非线性变化规律。类似于非线性光学中^[47],光学晶体的折射率随入射光场强度而非线性改变导致的各种非线性光学参量过程,超导体中的非线性电感也会在超导电路中导致各种微波的参量过程^[29,138]。微波参量过程已被广泛用于微波参量放大器、振荡器、混频器、微波压缩光源制备等方面^[15,29]。

超导体的零电阻特性,使得Cooper电子对能在超导体内毫无阻力的运动,因此其运动惯性会很明显,表现为超电流不容易被改变,等效于电路中具有很强的电感,被称为超导动态电感,其对偏置电流的依赖关系与JJ类似^[137]。当JJ的偏置电流小于其临界电流时, JJ的非线性电感满足 $|L_J| = \Phi_0 / (2\pi \sqrt{I_c^2 - I^2})$ ^[61],对 $|L_J|$ 按照电流 I 进行泰勒展

开,可得到对应的不同阶非线性系数,类似于非线性光学中晶体的电极化矢量在外部电磁场激发下的规律。所不同的是,在非线性光学中,非线性系数和晶体的空间对称性息息相关,因此在参量过程时,光子的极化(偏振态)和频率自由度都会参与其中^[47,54]。而在超导电路中,其非线性系数和超导薄膜的空间对称性目前未见报道有明显关系,所以微波光子的极化自由度通常不参与参量过程。

超导量子电路的非线性电感可用于三波和四波混频等参量过程^[15,29,47],包括典型的参量放大和自发参量下转换过程。超导参量放大器可用于放大极弱信号^[108,137-139],其添加的噪声低至量子极限,即单位带宽内只增加真空涨落的半个光子到被放大的信号中,甚至只放大单个正交分量时理论上不添加任何噪声^[108,140],因此可用于单光子量级的信号放大。如图7(c)所示,自发参量下转换是在满足动量和能量守恒的条件下,高能Pump光子劈裂成Signal和Idler低频率光子的过程,本质上是强Pump光与Signal和Idler模式的真空涨落电磁场同时作用的结果^[29,108]。由于转换过程中并不需要超导电路中存在生成Signal和Idler光子的真实中间能级,因此每一个Signal和Idler光子都只能概率性地同时

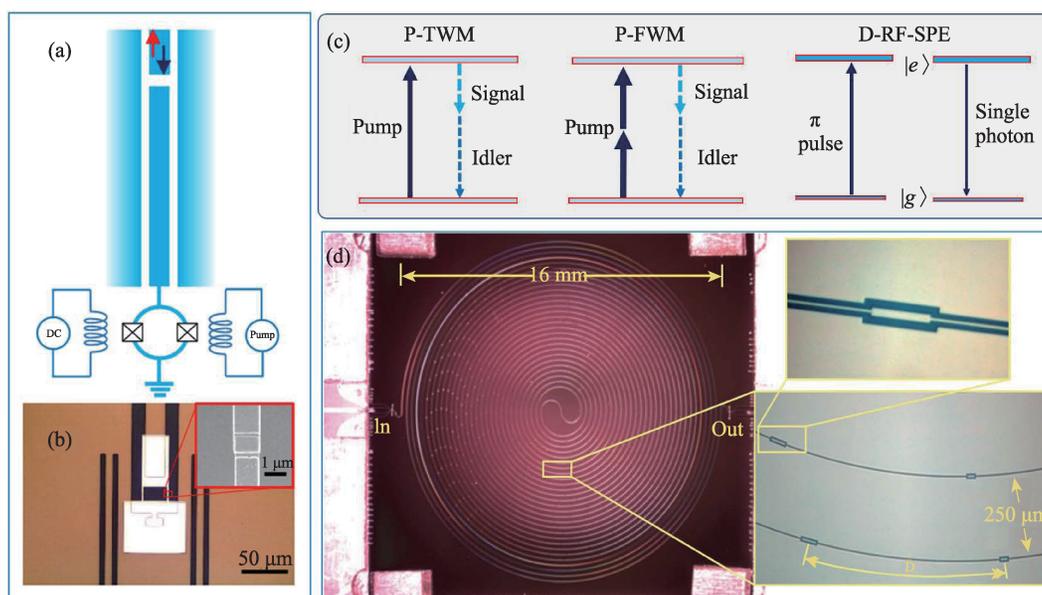


图7 基于JJ的约瑟夫森非线性电感(a, b)^[139]和共面波导非线性动态电感(d)^[137]构建的超导参量放大器; (c)所示典型的概率性的三波混频(P-TWM)和四波混频(P-FWM)过程,以及二能级原子通过真实的能级被确定性激发后,再自发辐射单光子的共振荧光过程(Deterministic Resonate Fluorescence Single photon Emission, D-RF-SPE)。其中P-TMW和P-FMW(D-RF-SPE)是实现参量放大和连续变量非经典光源^[29](单光子源^[34])的主要物理过程

产生或湮灭,相应消耗或生成一个或两个 Pump 光子,可对应地称为概率性三波混频和四波混频过程(Probabilistic Three Wave Mixing, P-TWM 和 P-FWM)。由于两个低频光子是同时产生的,故两个下转换模式的光子数始终相等,这导致了两个低频光场模式具有连续变量形式的纠缠^[110],即两个电磁场模式的正交幅度分量间满足 EPR 对的形式。此种纠缠光源可用于微波量子雷达^[113]等量子精密测量中,亦可用于连续变量量子计算研究^[110]。除此之外,参量过程在超导量子计算中也发挥着重要作用,可用于两比特间的参量耦合门操作等^[8]。

2.6 基于超导量子电路的混合物理系统

经过 40 多年的发展,量子信息技术已在多种物理系统中被充分研究^[23,141-143],各量子系统特点不同,赋予了它们面向应用的不同优点和缺点。将各物理系统混合起来相互取长补短,实现更丰富的功能和物理现象,是当下量子信息领域的重要发展方向^[98,144]。如图 8 所示,超导量子电路因其丰富完整的量子态制备、操控和测量能力、强非线性、固态稳定和宏观

的尺寸,以及与微波和光机械振子强耦合能力,易于与其他量子系统在片上集成,实现强耦合和量子信息转移,成为了开展混合量子系统研究的主要载体^[21,41]。

超导量子电路可通过电偶极、磁偶极和非线性参量耦合等方式^[21],灵活地与多种量子系统实现混合,将其丰富的量子测控能力赋予其他系统,同时也扩展自身在量子存储和量子芯片互联等方面能力(图 8)。比如,在片上 CPW 谐振腔的电场和磁场波腹处(场强最大处)分别放置具有电偶极矩和磁偶极矩的原子、离子、金刚石纳米颗粒、Magnon、悬浮在固态氦或氖表面的电子^[145],以及半导体量子点等^[21,41],即可实现谐振腔内的电磁场与它们直接耦合。得益于 CPW 谐振器的模式体积可远小于其他微波谐振腔,混合系统与腔内电磁场的耦合强度被极大增强^[25],Circuit-QED 中对超导量子比特的状态操控和测量手段^[8]可直接应用到混合系统。若同时将超导 qubit,比如 Transmon qubit 和 Flux qubit,放置在 CPW 谐振器的电场或磁场波腹处,通过谐振器媒介,便可实现超导 qubit 与前述量子系统的间接耦合(超导 qubit 亦可与上述系统直接耦合)^[41],在它们

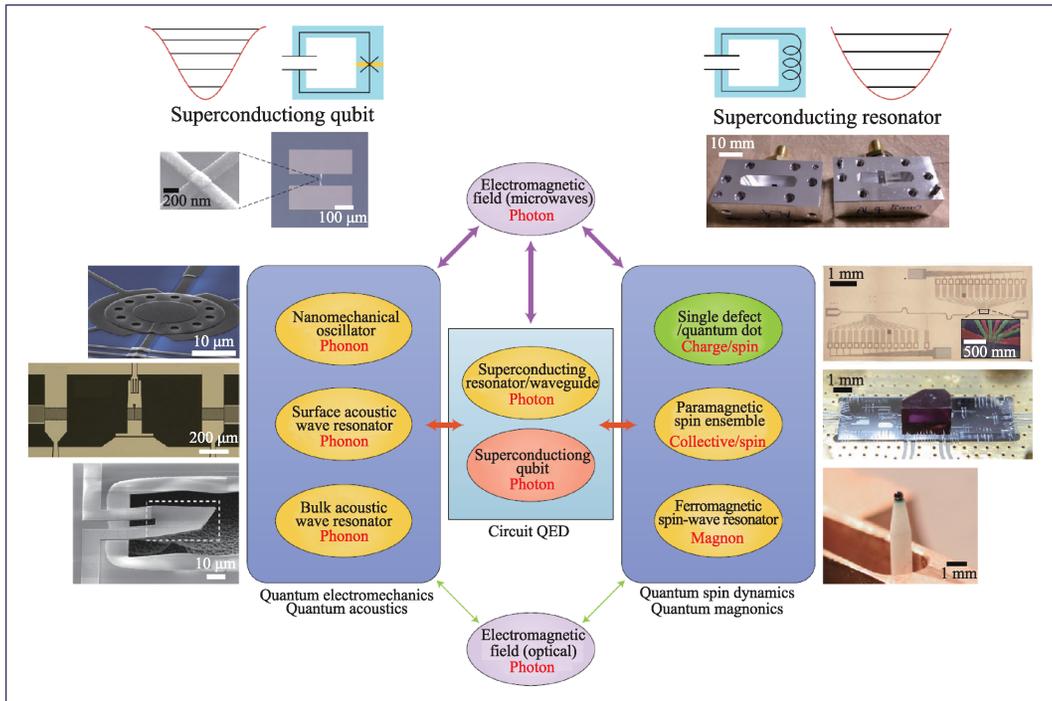


图8 超导量子电路(SQL)与其他量子系统组成的混合物理系统^[21]。得益于 Circuit-QED 的丰富功能, SQC 在对其他量子系统的量子态制备、操控和测量中扮演着重要角色。同时可借用其他系统, 丰富 SQC 自身的量子存储和光学接口等能力

间实现量子纠缠和量子态转移等。譬如, 将超导 qubit 的量子态转移至稀土离子或金刚石 NV 色心上, 便可长时间保存超导 qubit 的量子态信息。

此外, 将微机械振子和超导量子比特的可变电容连起来, 光的力学效应会诱导电容极板振动, 便可实现机械振子和超导 qubit 直接耦合。该混合系统一方面可利用 qubit 对机械振子的状态实现操控和测量, 制备出非经典的声子量子态等^[58,59]。另一方面, 机械振子同时与光波和微波耦合, 便可利用此混合系统实现微波和光波间能量转换和量子态相干转移^[146,147]。前者可用于通过光载微波技术扩大超导量子计算规模^[148], 而后者结合光子在光纤和自由空间中的低损耗传输特性, 可用于超导量子系统与远距离量子系统间相干互联, 这是将超导量子系统接入广域量子网络的核心技术^[142]。

2.7 基于超导量子电路的量子信息技术

广义的超导量子信息技术可定义为基于超导材料形成的量子信息技术, 包括超导量子计算与模

拟、微波量子通信与网络、微波量子光源及微波量子极限放大、探测、传感和应用、超导纳米线单光子探测器及超导单磁通量子(SFQ)数字逻辑电路^[149]等。该小节我们仅概述基于超导人工原子开展的相关量子信息技术研究。

在超导量子计算方面, 主流的研究路线是基于超导量子比特的门操控序列来实现量子算法(量子线路模型), 最终实现具有容错能力的通用量子计算机, 解决用经典计算机难以处理的复杂问题^[23,33,141], 而这对 Squbit 的数量、测控质量和纠错编码方案都有很高的要求。随着 2007 年 Transmon qubit 的发明^[82], 在 Circuit-QED^[8] 的架构内实现 Squbit 的初始化、单/双比特逻辑门操作^[127]、Squbit 的状态测量^[123] 方面便很快满足了 DiVincenzo 关于通用量子计算机的判据^[141,150]。通过不断优化 Squbit 的结构参数、制备工艺和薄膜材料^[19], Transmon 的相干时间不断提升至现今的毫秒量级^[102,103]。超导量子芯片制备工艺与传统半导体工艺兼容^[17], 在 Squbit 数目上天生具有可扩展优势。然而, 要实现实用的通用容错

量子计算,按目前的估计来看,需要解决的问题是在 Sqbbit 数目增至百万量级的同时^[151],还需保证对 Sqbbit 测量和门操控保真度超过纠错阈值要求^[32],并满足在现实中超导量子芯片上执行量子算法时对测控环境和软硬件需求^[151,152]。

目前通用容错量子计算还远未实现,但是,由 Google 公司超导量子计算团队和中科大研制的祖冲之系列超导量子计算机,在量子随机线路采样问题上不断提升量子优越性优势^[30,31]。目前均达到了 100 比特规模的高保真门操控,实现了 Surface code 纠错编码的正收益水平^[32],同时其他各种具有更高效率的纠错编码方案^[153]和误差缓解技术^[154]正在被人们广泛研究。此外,全世界有多家科研单位报道了 100 比特规模的超导量子芯片,但它们都暂处于含噪声的中等规模超导量子计算机阶段(NISQ),难以有实质性的用途,而在诸如量子模拟方面以“沿途下蛋”的模式积极开发现阶段的可能应用场景^[152]。目前,有 IBM 公司^[155]、科大国盾和谷歌公司等声称实现了或即将实现 1000 个 Sqbbit 规模的超导量子计算机,然而是否能同时实现纠错编码正收益是需要考虑的重要问题。在通向通用容错量子计算的研究中,进一步扩大 Sqbbit 规模的同时,需同步提高超导量子芯片集成度,解决为超导量子芯片测试提供低温环境的稀释制冷机在样品空间和制冷量方面的限制,以及用于测控 Sqbbit 的规模化电子学模块和芯片中的 Sqbbit 测控信号串扰等问题^[8,33,151,152]。超导量子电路的小型化^[156]、多层结构,超导量子芯片或稀释制冷机间的低温互连研究^[40,136],以及基于 SFQ^[149]、低温 CMOS^[157]和光载微波^[148]的测控电子学等技术有助于解决超导量子计算机可扩展性问题。

量子模拟是费曼等人于 20 世纪 80 年代初^[60]提出来的最早的量子信息技术应用场景之一,它可以包含在或者等价于通用量子计算的量子线路模型中^[23]。作为最早基于量子退火模型实现商用超导量子模拟机的 D-Wave 公司,近期发布多达 5000 个磁通型 Sqbbit 的量子计算机在自旋玻璃的 3D 优化

问题上展示了量子计算优越性^[158],是目前最大规模的可编程专用超导量子模拟器。然而,它对 Sqbbit 的门操控精度要求不高,所能模拟的问题类型有限,不属于通用型量子计算机。另一种超导量子模拟的路线是,充分利用 SQC 的灵活耦合、测控能力,将 Sqbbit 作为基本元件自下而上构建多体相互作用模型和新奇的光子材料^[159-161]等。随着 Sqbbit 的质量和规模的提升,量子模拟也有望在通用量子计算实现之前,先达到早期容错量子计算阶段(EFTQC),对一些有实用价值的问题取得突破。

在微波量子通信和网络方面,由于现今 Sqbbit 工作在 4~10 GHz 范围,该波段的单微波光子信号如直接输入自由空间或室温线缆,将被严重淹没在背景噪声中。因此,现今基于 SQC 的微波量子通信研究主要在极低温(数十 mK)通过低温线缆进行量子态传输和转移^[40,136]。通过极低损耗的铝同轴线,在单台稀释制冷机内南科大团队已实现 68 米远两个超导量子芯片间纠缠生成^[136],而 ETH 的 Andreas Wallraff 团队通过低温管道将放置在相距 30 米远的两台稀释制冷机内的超导量子芯片纠缠起来,并演示了无漏洞的贝尔不等式的检验^[40]。一个很有意思的工作是,南科大团队结合辐射冷却和传输线介导方案,在单台制冷机内演示了两个超导量子芯片跨越 4K 温区的纠缠生成^[162],有望缓解基于微波单光子量子通信对极低温环境的要求。也有理论方案报道,可通过将 qubit 状态或微波单光子状态编码成可纠错的多光子状态进行传输^[163],有望高保真地跨越 4K 温区进行量子通信。另一个路线是,利用微波量子非线性器件(诸如微波参量放大器)制备的平均光子数较多的微波单模压缩和双模纠缠光源,在样品温区实现连续变量的量子隐形传态^[164]、纠缠分发和量子密钥分发^[165]等研究^[39]。该方案还期望将微波压缩光源输出到室温,开展自由空间的微波连续变量量子密钥分发和纠缠网络建立^[39,166],目前还只有理论分析工作报告。第三个路线是,在微波和光波间实现高保真的量子态转移或纠缠^[167],借助光子的强抗噪声能力,实现超导量子计算机与各物理系统间

的相干互联组网。由于微波和光波间的能量相差5个数量级,尽管科学家不断努力,目前还没有实现超越经典极限的微波单光子级量子相干转换^[146,147]。

在微波量子精密测量方面,SQC已被用于微波量子光源制备和微波单光子探测,并在微波波段的暗物质粒子探测中发挥重要作用。微波量子光源包括离散变量的行波微波单光子源^[35,36,168]和多微波光子纠缠态等^[169],以及连续变量单模压缩态和双模纠缠光源^[39,164],还有谐振腔内的各微波场态^[119]。微波单光子探测器则是通过探测微波单光子对Squibit的状态^[37,38]或频率引起的变化实现^[122],或是通过探测偏置在临界电流附近的JJ的状态跳变来判断^[170],而后者很像SNSPD对光波单光子的探测。微波单光子探测器除可用在超导量子计算中对Squibit的状态测量外^[171],还可用在多微波光子干涉实验中的投影测量,诸如通过对微波光子的Bell态投影测量制备远程节点间的纠缠,以及微波量子光源相干函数的测量和单电子的荧光拉比振荡^[172]等。暗物质粒子探测作为当下物理学的研究热点^[173],微波非经典光源、微波参量放大器和微波单光子探测器均被用于提高探测灵敏度和探测速度^[174,175]。此外,微波双模纠缠光源和微波单光子探测器也在微波量子照明和雷达^[112,113]、微波量子密钥分发^[39,165]和Squibit间的纠缠建立方面^[176]有应用前景。

三、总结和展望

得益于超导器件的极低损耗、强非线性、灵活参数设计和片上易集成特性,在过去四十年间,从早期的宏观量子效应的观测,到现在发展迅速的超导量子计算,使得对超导量子电路(SQC)的量子特性及其与微波间的相互作用规律得到了系统的研究,最终形成了广阔而活跃的超导微波量子光学(SMQO)领域。本文通过介绍超导量子电路中的Cavity-QED、Waveguide-QED、微波非线性光学和混合物理系统的研究,概述了SMQO的研究方向,并对其在超导量子信息技术中的应用研究进行了讨论。然而各研究领域的发展都同时在进行并不

断交叉融合,诸如基于SQC的量子热力学、微波量子辐射计^[178]、微波隐蔽量子通信^[179]等限于篇幅都未提及。未来,随着诸如超导二极管^[180,181]、片上微波源^[63,182]、微波频率梳^[183]和二维材料超导体^[184]等新型超导功能器件的加入,SMQO的研究内容可进一步扩大。由于维持SQC低噪声工作通常需要数十mK的低温环境,为了降低对制冷温度的需求,更高频率的超导人工原子^[185]和更高转变温度、更高带隙超导材料^[186,187]正在被引入SMQO的研究中,未来有可能扩展到对数百GHz和太赫兹波段的量子效应的研究。近年多次发生的室温超导乌龙事件引起人们广泛关注^[188],与超导材料研究领域类似,SMQO领域也期待着更高超导转变温度材料的引入。回望过去,纯粹的对宏观量子效应的好奇,促使了人们对超导人工原子(SAA)的认知和发明,以至于近期在多达95个Transmon型超导量子比特(Squibit)的宏观尺度实现了量子纠缠^[189]。时代的潮流,使古老的超导物理现象^[65]和量子信息技术^[60,141]交叉融合,已给予人们很多的潜在科技应用。在科技向前的洪流中,未来还有无限可能等着人类去发现和创造。

致谢

感谢国家自然科学基金委青年基金(12204354)、中国博士后科学基金(2022M712341)、江苏省电磁波先进调控技术省高校重点实验室和江苏省卓越博士后资助计划的支持。

参考文献

- [1] Scully, Marlan O. and M. Suhail Zubairy, *Quantum Optics*. 1997, Cambridge: Cambridge University Press.
- [2] Fox, Mark, *Quantum Optics: An Introduction*. 2006: Oxford University Press.
- [3] 郭光灿,周祥发, *量子光学*. 2022: 科学出版社.
- [4] Haroche, Serge, *Reviews of Modern Physics*, 2013. **85**(3): p. 1083-1102.
- [5] Haroche, S. and J.M. Raimond, *Exploring the Quantum: Atoms, Cavities, and Photons*. 2006: OUP Oxford.
- [6] Haroche, Serge, *光的探索:从伽利略望远镜到奇异量子世界*. 2024: 世界图书出版公司.

- [7] Pitaevskii, Lev and Sandro Stringari, *Bose-Einstein Condensation and Superfluidity*. 2016: Oxford University Press.
- [8] Blais, Alexandre, Arne L. Grimsmo, S. M Girvin, et al., *Reviews of Modern Physics*, 2021. **93**(2): p. 025005.
- [9] Blais, Alexandre, Jay Gambetta, A. Wallraff, et al., *Physical Review A*, 2007. **75**(3): p. 032329.
- [10] Blais, Alexandre, Ren-Shou Huang, Andreas Wallraff, et al., *Physical Review A*, 2004. **69**(6): p. 062320.
- [11] Wallraff, A., D. I. Schuster, A. Blais, et al., *Nature*, 2004. **431**(7005): p. 162-167.
- [12] Tinkham, Michael, *Introduction to Superconductivity: Second Edition* 2004.
- [13] 张裕恒, *超导物理(第3版)*. 2009: 中国科学技术大学出版社. 527.
- [14] Martinis, John M., Michel H. Devoret, and John Clarke, *Nature Physics*, 2020. **16**(3): p. 234-237.
- [15] Gu, Xiu, Anton Frisk Kockum, Adam Miranowicz, et al., *Physics Reports*, 2017. **718-719**: p. 1-102.
- [16] Frunzio, L., A. Wallraff, D. Schuster, et al., *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2005. **15**(2): p. 860-863.
- [17] Van Damme, J., S. Massar, R. Acharya, et al., *Nature*, 2024. **634**(8032): p. 74-79.
- [18] Levenson-Falk, Eli M. and Sadman Ahmed Shanto, arXiv.2411.16967, 2025.
- [19] Siddiqi, Irfan, *Nature Reviews Materials*, 2021. **6**(10): p. 875-891.
- [20] Krantz, P., M. Kjaergaard, F. Yan, et al., *Applied Physics Reviews*, 2019. **6**(2).
- [21] Clerk, A. A., K. W. Lehnert, P. Bertet, et al., *Nature Physics*, 2020. **16**(3): p. 257-267.
- [22] Makhlin, Yuriy, Gerd Schön, and Alexander Shnirman, *Reviews of Modern Physics*, 2001. **73**(2): p. 357-400.
- [23] Nielsen, Michael A. and Isaac L. Chuang, *Quantum Computation and Quantum Information: 10th Anniversary Edition*. 2010, Cambridge: Cambridge University Press.
- [24] Devoret, M. H. and R. J. Schoelkopf, *Science*, 2013. **339**(6124): p. 1169-1174.
- [25] Haroche, S., M. Brune, and J. M. Raimond, *Nature Physics*, 2020. **16**(3): p. 243-246.
- [26] Kannan, Bharath, Waveguide Quantum Electrodynamics with Superconducting Qubits, in *Department of Electrical Engineering and Computer Science*. 2022: Massachusetts Institute of Technology.
- [27] Sheremet, Alexandra S., Mihail I. Petrov, Ivan V. Iorsh, et al., *Reviews of Modern Physics*, 2023. **95**(1): p. 015002.
- [28] You, J. Q. and Franco Nori, *Nature*, 2011. **474**(7353): p. 589-597.
- [29] Wustmann, Waltraut and Vitaly Shumeiko, *Low Temperature Physics*, 2019. **45**(8): p. 848-869.
- [30] Arute, Frank, Kunal Arya, Ryan Babbush, et al., *Nature*, 2019. **574**(7779): p. 505-510.
- [31] Gao, Dongxin, Daojin Fan, Chen Zha, et al., *Physical Review Letters*, 2025. **134**(9): p. 090601.
- [32] Acharya, Rajeev, Dmitry A. Abanin, Laleh Aghababaie-Beni, et al., *Nature*, 2024.
- [33] Huang, He-Liang, Dachao Wu, Daojin Fan, et al., *Science China Information Sciences*, 2020. **63**(8): p. 180501.
- [34] Houck, A. A., D. I. Schuster, J. M. Gambetta, et al., *Nature*, 2007. **449**(7160): p. 328-331.
- [35] Zhou, Yu, Zhihui Peng, Yuta Horiuchi, et al., *Physical Review Applied*, 2020. **13**(3): p. 034007.
- [36] Kannan, Bharath, Aziza Almanakly, Youngkyu Sung, et al., *Nature Physics*, 2023. **19**(3): p. 394-400.
- [37] Kono, S., K. Koshino, Y. Tabuchi, et al., *Nature Physics*, 2018. **14**(6): p. 546-549.
- [38] Lescanne, Raphaël, Samuel Deléglise, Emanuele Albertinale, et al., *Physical Review X*, 2020. **10**(2): p. 021038.
- [39] Casariego, Mateo, Emmanuel Zambrini Cruzeiro, Stefano Gherardini, et al., *Quantum Science and Technology*, 2023. **8**(2): p. 023001.
- [40] Storz, Simon, Josua Schär, Anatoly Kulikov, et al., *Nature*, 2023. **617**(7960): p. 265-270.
- [41] Xiang, Ze-Liang, Sahel Ashhab, J. Q. You, et al., *Reviews of Modern Physics*, 2013. **85**(2): p. 623-653.
- [42] Kjaergaard, Morten, Mollie E. Schwartz, Jochen Braumüller, et al., *Annual Review of Condensed Matter Physics*, 2020. **11**: p. 369-395.
- [43] 郑文 and 于扬, *物理*, 2023. **52**(11): p. 731-743.
- [44] Cai, Weizhou, Yuwei Ma, Weiting Wang, et al., *Fundamental Research*, 2021. **1**(1): p. 50-67.
- [45] Kockum, Anton Frisk and Franco Nori, *Quantum Bits with Josephson Junctions, in Fundamentals and Frontiers of the Josephson Effect*, F. Tafuri, Editor. 2019, Springer International Publishing: Cham. p. 703-741.
- [46] Ripoll, García and Juan José, *Quantum Information and Quantum Optics with Superconducting Circuits*. 2022: Cambridge University Press.
- [47] Boyd, Robert W., *Nonlinear Optics*. Second ed. 2003.
- [48] 张永德, *量子信息物理原理*. 2006, 北京: 科学出版社: 北京: 科学出版社.
- [49] Unesco. *国际量子科学技术年*. 2025; Available from: <https://www.unesco.org/zh/years/quantum-science-technology>.
- [50] Dirac, P. A. M., *THE PRINCIPLES OF QUANTUM MECHANICS*. 1th Edition ed. 1930: Oxford: Clarendon Press.

- [51] [美] Laurie, M Brown, [美] Abraham Pais, [英] Brian Pippard 编 / 聂玉昕, 刘寄星译, 20 世纪物理学. 2018: 科学出版社.
- [52] 曹天元, 上帝掷骰子吗? 量子物理史话. 2019: 北京联合出版公司.
- [53] Wineland, David J., Reviews of Modern Physics, 2013. **85**(3): p. 1103-1114.
- [54] Pan, Jian-Wei, Zeng-Bing Chen, Chao-Yang Lu, et al., Reviews of Modern Physics, 2012. **84**(2): p. 777-838.
- [55] *Nobel Prize in Physics 2022*. Available from: <https://www.nobel-prize.org/prizes/physics/2022/press-release/>.
- [56] Yu. KAGAN, A.J. LEGGETT, *Quantum Tunnelling in Condensed Media*. Modern Problems in Condensed Matter Sciences. Vol. 34. 1992. 495.
- [57] Fröwis, Florian, Pavel Sekatski, Wolfgang Dür, et al., Reviews of Modern Physics, 2018. **90**(2): p. 025004.
- [58] Bild, Marius, Matteo Fadel, Yu Yang, et al., Science, 2023. **380** (6642): p. 274-278.
- [59] Kotler, Shlomi, Gabriel A. Peterson, Ezad Shojaei, et al., Science, 2021. **372**(6542): p. 622-625.
- [60] Feynman, Richard P., International Journal of Theoretical Physics, 1982. **21**(6): p. 467-488.
- [61] Clarke, John and Frank K. Wilhelm, Nature, 2008. **453**(7198): p. 1031-1042.
- [62] 于扬, 物理, 2005. **34**(08): p. 578-582.
- [63] Cassidy, M. C., A. Bruno, S. Rubbert, et al., Science, 2017. **355** (6328): p. 939-942.
- [64] Rp, Feynman, 费曼物理学讲义: 新千年版. Volume 3, Chapter 21. 2020, 上海: 上海科学技术出版社.
- [65] Onnes, H Kamerlingh, Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden, 1911. **122**: p. 124.
- [66] Josephson, B. D., Physics Letters, 1962. **1**(7): p. 251-253.
- [67] Zurek, Wojciech Hubert, Reviews of Modern Physics, 2003. **75** (3): p. 715-775.
- [68] Devoret, Michel H. *Quantum Fluctuations in Electrical Circuits*. 1997.
- [69] Vool, Uri and Michel Devoret, International Journal of Circuit Theory and Applications, 2017. **45**(7): p. 897-934.
- [70] Yurke, Bernard and John S. Denker, Physical Review A, 1984. **29** (3): p. 1419-1437.
- [71] Widom, Allan, Journal of Low Temperature Physics, 1979. **37**(3): p. 449-460.
- [72] Cohen-Tannoudji, Claude, Bernard Diu, and Frank Laloë, *Quantum Mechanics, Volume 1*, ed. Wiley-VCH. 2019.
- [73] Ezratty, Olivier, The European Physical Journal A, 2023. **59**(5): p. 94.
- [74] Martinis, John M., Quantum Information Processing, 2009. **8**(2): p. 81-103.
- [75] Pashkin, Yu A., O. Astafiev, T. Yamamoto, et al., Quantum Information Processing, 2009. **8**(2): p. 55-80.
- [76] devoret, Michel H. and John M. Martinis, Quantum Information Processing, 2004. **3**(1): p. 163-203.
- [77] Devoret, Michel H., John M. Martinis, and John Clarke, Physical Review Letters, 1985. **55**(18): p. 1908-1911.
- [78] Martinis, John M., Michel H. Devoret, and John Clarke, Physical Review Letters, 1985. **55**(15): p. 1543-1546.
- [79] Clarke, John, Andrew N. Cleland, Michel H. Devoret, et al., Science, 1988. **239**(4843): p. 992-997.
- [80] Bouchiat, V., D. Vion, P. Joyez, et al., Physica Scripta, 1998. **1998** (T76): p. 165.
- [81] Friedman, Jonathan R., Vijay Patel, W. Chen, et al., Nature, 2000. **406**(6791): p. 43-46.
- [82] Koch, Jens, Terri M. Yu, Jay Gambetta, et al., Physical Review A, 2007. **76**(4): p. 042319.
- [83] Manucharyan, Vladimir E., Jens Koch, Leonid I. Glazman, et al., Science, 2009. **326**(5949): p. 113-116.
- [84] Nguyen, Long B., Gerwin Koolstra, Yosep Kim, et al., PRX Quantum, 2022. **3**(3): p. 037001.
- [85] *scQubits*. 2025; Available from: <https://scqubits.readthedocs.io/en/latest/index.html>.
- [86] *QuTiP*. 2025; Available from: <https://qutip.org/index.html>.
- [87] Oliver, William D. and Paul B. Welander, MRS Bulletin, 2013. **38** (10): p. 816-825.
- [88] Göppl, M., A. Fragner, M. Baur, et al., Journal of Applied Physics, 2008. **104**(11).
- [89] Pozar, David M, *Microwave engineering: theory and techniques*. 2021: John wiley & sons.
- [90] Paik, Hanhee, D. I. Schuster, Lev S. Bishop, et al., Physical Review Letters, 2011. **107**(24): p. 240501.
- [91] Milul, Ofir, Barkay Guttel, Uri Goldblatt, et al., PRX Quantum, 2023. **4**(3): p. 030336.
- [92] Romanenko, A., R. Pilipenko, S. Zorzetti, et al., Physical Review Applied, 2020. **13**(3): p. 034032.
- [93] Krasnok, Alex, Pashupati Dhakal, Arkady Fedorov, et al., Applied Physics Reviews, 2024. **11**(1).
- [94] Ganjam, Suhas, Yanhao Wang, Yao Lu, et al., Nature Communications, 2024. **15**(1): p. 3687.
- [95] Weiss, D. K., Shruti Puri, and S. M. Girvin, PRX Quantum, 2024. **5**(2): p. 020312.
- [96] Ma, Wen-Long, Shruti Puri, Robert J. Schoelkopf, et al., Science Bulletin, 2021. **66**(17): p. 1789-1805.
- [97] Eickbusch, Alec William, Quantum Control and Error Correction

- of Grid States in a Superconducting Oscillator, in *Yale Graduate School of Arts and Sciences Dissertations*. 2024, Yale University Graduate School of Arts and Sciences Follow.
- [98] Schoelkopf, R. J. and S. M. Girvin, *Nature*, 2008. **451**(7179): p. 664-669.
- [99] Pfaff, Wolfgang, Christopher J. Axline, Luke D. Burkhardt, et al., *Nature Physics*, 2017. **13**(9): p. 882-887.
- [100] Rieger, D., S. Günzler, M. Spiecker, et al., *Nature Materials*, 2023. **22**(2): p. 194-199.
- [101] Murray, Conal E., *Materials Science and Engineering: R: Reports*, 2021. **146**: p. 100646.
- [102] Wang, Chenlu, Xuegang Li, Huikai Xu, et al., *npj Quantum Information*, 2022. **8**(1): p. 3.
- [103] Bland, Matthew P., Faranak Bahrami, Jeronimo G. C. Martinez, et al., arXiv.2503.14798, 2025.
- [104] Pan, Xianchuang, Yuxuan Zhou, Haolan Yuan, et al., *Nature Communications*, 2022. **13**(1): p. 7196.
- [105] McEwen, Matt, Kevin C. Miao, Juan Atalaya, et al., *Physical Review Letters*, 2024. **133**(24): p. 240601.
- [106] Kurpiers, Philipp, Theodore Walter, Paul Magnard, et al., *EPJ Quantum Technology*, 2017. **4**(1): p. 8.
- [107] Glauber, Roy J., *Physical Review*, 1963. **131**(6): p. 2766-2788.
- [108] Nation, P. D., J. R. Johansson, M. P. Blencowe, et al., *Reviews of Modern Physics*, 2012. **84**(1): p. 1-24.
- [109] Drummond, P.D. and Z. Ficek, *Quantum Squeezing*. 2013: Springer Berlin Heidelberg.
- [110] Braunstein, Samuel L. and Peter van Loock, *Reviews of Modern Physics*, 2005. **77**(2): p. 513-577.
- [111] Abadie, J., B. P. Abbott, R. Abbott, et al., *Nature Physics*, 2011. **7**(12): p. 962-965.
- [112] Barzanjeh, S., S. Pirandola, D. Vitali, et al., *Science Advances*, 2020. **6**(19): p. eabb0451.
- [113] Assouly, R., R. Dassonneville, T. Peronin, et al., *Nature Physics*, 2023. **19**(10): p. 1418-1422.
- [114] Purcell, E. M., H. C. Torrey, and R. V. Pound, *Physical Review*, 1946. **69**(1-2): p. 37-38.
- [115] Haroche, Serge, *PRX Quantum*, 2025. **6**(1): p. 010102.
- [116] Gleyzes, Sébastien, Stefan Kuhr, Christine Guerlin, et al., *Nature*, 2007. **446**(7133): p. 297-300.
- [117] Jaynes, E. T. and F. W. Cummings, *Proceedings of the IEEE*, 1963. **51**(1): p. 89-109.
- [118] Fink, J. M., M. Göppl, M. Baur, et al., *Nature*, 2008. **454**(7202): p. 315-318.
- [119] Hofheinz, Max, H. Wang, M. Ansmann, et al., *Nature*, 2009. **459**(7246): p. 546-549.
- [120] Niemczyk, T., F. Deppe, H. Huebl, et al., *Nature Physics*, 2010. **6**(10): p. 772-776.
- [121] Forn-Díaz, P., L. Lamata, E. Rico, et al., *Reviews of Modern Physics*, 2019. **91**(2): p. 025005.
- [122] Schuster, D. I., A. A. Houck, J. A. Schreier, et al., *Nature*, 2007. **445**(7127): p. 515-518.
- [123] Walter, T., P. Kurpiers, S. Gasparinetti, et al., *Physical Review Applied*, 2017. **7**(5): p. 054020.
- [124] Sun, L., A. Petrenko, Z. Leghtas, et al., *Nature*, 2014. **511**(7510): p. 444-448.
- [125] Reuer, Kevin, Jean-Claude Besse, Lucien Wernli, et al., *Physical Review X*, 2022. **12**(1): p. 011008.
- [126] Reed, M. D., B. R. Johnson, A. A. Houck, et al., *Applied Physics Letters*, 2010. **96**(20).
- [127] Yan, Fei, Philip Krantz, Youngkyu Sung, et al., *Physical Review Applied*, 2018. **10**(5): p. 054062.
- [128] Valadares, Fernando, Ni-Ni Huang, Kyle Timothy Ng Chu, et al., *Nature Communications*, 2024. **15**(1): p. 5816.
- [129] Roy, Dibyendu, C. M. Wilson, and Ofer Firstenberg, *Reviews of Modern Physics*, 2017. **89**(2): p. 021001.
- [130] Kannan, Bharath, Max J. Ruckriegel, Daniel L. Campbell, et al., *Nature*, 2020. **583**(7818): p. 775-779.
- [131] Lund, Mads M., Fan Yang, Victor Rueskov Christiansen, et al., *Physical Review Letters*, 2024. **133**(10): p. 103601.
- [132] Astafiev, O., A. M. Zagoskin, A. A. Abdumalikov, et al., *Science*, 2010. **327**(5967): p. 840-843.
- [133] Hoi, I. C., A. F. Kockum, L. Tornberg, et al., *Nature Physics*, 2015. **11**(12): p. 1045-1049.
- [134] Brehm, Jan David, Alexander N. Poddubny, Alexander Stehli, et al., *npj Quantum Materials*, 2021. **6**(1): p. 10.
- [135] Mirhosseini, Mohammad, Eunjong Kim, Vinicius S. Ferreira, et al., *Nature Communications*, 2018. **9**(1): p. 3706.
- [136] Qiu, Jiawei, Yang Liu, Ling Hu, et al., *Science Bulletin*, 2025. **70**(3): p. 351-358.
- [137] Ho Eom, Byeong, Peter K. Day, Henry G. LeDuc, et al., *Nature Physics*, 2012. **8**(8): p. 623-627.
- [138] Eichler, Christopher and Andreas Wallraff, *EPJ Quantum Technology*, 2014. **1**(1): p. 2.
- [139] Lu, Ya-peng, Jia-zheng Pan, Xing-yu Wei, et al., *AIP Advances*, 2020. **10**(2).
- [140] Caves, Carlton M., *Physical Review D*, 1982. **26**(8): p. 1817-1839.
- [141] Ladd, T. D., F. Jelezko, R. Laflamme, et al., *Nature*, 2010. **464**(7285): p. 45-53.
- [142] Kimble, H. J., *Nature*, 2008. **453**(7198): p. 1023-1030.
- [143] Degen, C. L., F. Reinhard, and P. Cappellaro, *Reviews of Mod-*

- ern Physics, 2017. **89**(3): p. 035002.
- [144] Kurizki, Gershon, Patrice Bertet, Yuimaru Kubo, et al., Proceedings of the National Academy of Sciences, 2015. **112**(13): p. 3866-3873.
- [145] Zhou, Xianjing, Gerwin Koolstra, Xufeng Zhang, et al., Nature, 2022. **605**(7908): p. 46-50.
- [146] Lambert, Nicholas J., Alfredo Rueda, Florian Sedlmeir, et al., Advanced Quantum Technologies, 2020. **3**(1): p. 1900077.
- [147] Han, Xu, Wei Fu, Chang-Ling Zou, et al., Optica, 2021. **8**(8): p. 1050-1064.
- [148] Lecocq, F., F. Quinlan, K. Cicak, et al., Nature, 2021. **591**(7851): p. 575-579.
- [149] Liu, C. H., A. Ballard, D. Olaya, et al., PRX Quantum, 2023. **4**(3): p. 030310.
- [150] DiVincenzo, David P., Fortschritte der Physik, 2000. **48**(9-11): p. 771-783.
- [151] Mohseni, Masoud, Artur Scherer, K. Grace Johnson, et al., arXiv.2411.10406, 2025.
- [152] Bravyi, Sergey, Oliver Dial, Jay M. Gambetta, et al., Journal of Applied Physics, 2022. **132**(16).
- [153] Campbell, Earl T., Barbara M. Terhal, and Christophe Vuillot, Nature, 2017. **549**(7671): p. 172-179.
- [154] Cai, Zhenyu, Ryan Babbush, Simon C. Benjamin, et al., Reviews of Modern Physics, 2023. **95**(4): p. 045005.
- [155] IBM. *Our roadmap to advance useful quantum computing*. 2025; Available from: <https://www.ibm.com/quantum/technology>.
- [156] Jiang, Junliang, Zishuo Li, Tingting Guo, et al., Applied Physics Letters, 2022. **121**(25).
- [157] Acharya, R., S. Brebels, A. Grill, et al., Nature Electronics, 2023. **6**(11): p. 900-909.
- [158] King, Andrew D., Alberto Nocera, Marek M. Rams, et al., Science, 2025. **388**(6743): p. 199-204.
- [159] Houck, Andrew A., Hakan E. Türeci, and Jens Koch, Nature Physics, 2012. **8**(4): p. 292-299.
- [160] Carusotto, Iacopo, Andrew A. Houck, Alicia J. Kollár, et al., Nature Physics, 2020. **16**(3): p. 268-279.
- [161] Wang, Can, Feng-Ming Liu, Ming-Cheng Chen, et al., Science, 2024. **384**(6695): p. 579-584.
- [162] Qiu, Jiawei, Zihao Zhang, Zilin Wang, et al., arXiv.2503.01133, 2025.
- [163] Xiang, Ze-Liang, Mengzhen Zhang, Liang Jiang, et al., Physical Review X, 2017. **7**(1): p. 011035.
- [164] Fedorov, Kirill G., Michael Renger, Stefan Pogorzalek, et al., Science Advances, 2021. **7**(52): p. eabk0891.
- [165] Fesquet, Florian, Fabian Kronowetter, Michael Renger, et al., Nature Communications, 2024. **15**(1): p. 7544.
- [166] Fesquet, F., F. Kronowetter, M. Renger, et al., Physical Review A, 2023. **108**(3): p. 032607.
- [167] Krastanov, Stefan, Hamza Raniwala, Jeffrey Holzgrafe, et al., Physical Review Letters, 2021. **127**(4): p. 040503.
- [168] Lang, C., C. Eichler, L. Steffen, et al., Nature Physics, 2013. **9**(6): p. 345-348.
- [169] O'Sullivan, James, Kevin Reuer, Aleksandr Grigorev, et al., arXiv.2409.06623, 2024.
- [170] Chen, Y. F., D. Hover, S. Sendelbach, et al., Physical Review Letters, 2011. **107**(21): p. 217401.
- [171] Opremcak, A., I. V. Pechenezhskiy, C. Howington, et al., Science, 2018. **361**(6408): p. 1239-1242.
- [172] Wang, Z., L. Balembois, M. Rančić, et al., Nature, 2023. **619**(7969): p. 276-281.
- [173] Sikivie, Pierre, Reviews of Modern Physics, 2021. **93**(1): p. 015004.
- [174] Backes, K. M., D. A. Palken, S. Al Kenany, et al., Nature, 2021. **590**(7845): p. 238-242.
- [175] Braggio, C., L. Balembois, R. Di Vora, et al., Physical Review X, 2025. **15**(2): p. 021031.
- [176] Agustí, J., Y. Minoguchi, J. M. Fink, et al., Physical Review A, 2022. **105**(6): p. 062454.
- [177] Campaioli, Francesco, Stefano Gherardini, James Q. Quach, et al., Reviews of Modern Physics, 2024. **96**(3): p. 031001.
- [178] Wang, Zhixin, Mingrui Xu, Xu Han, et al., Physical Review Letters, 2021. **126**(18): p. 180501.
- [179] Di Candia, R., H. Yigitler, G. S. Paraoanu, et al., PRX Quantum, 2021. **2**(2): p. 020316.
- [180] Nadeem, Muhammad, Michael S. Fuhrer, and Xiaolin Wang, Nature Reviews Physics, 2023. **5**(10): p. 558-577.
- [181] Ghosh, Sanat, Vilas Patil, Amit Basu, et al., Nature Materials, 2024. **23**(5): p. 612-618.
- [182] Bao, Zenghui, Yan Li, Zhiling Wang, et al., Nature Communications, 2024. **15**(1): p. 5958.
- [183] Wang, Chen-Guang, Wuyue Xu, Chong Li, et al., Nature Communications, 2024. **15**(1): p. 4009.
- [184] Bi, Xiangyu, Ganyu Chen, Zeya Li, et al., Quantum Frontiers, 2024. **3**(1): p. 6.
- [185] Anferov, Alexander, Fanghui Wan, Shannon P. Harvey, et al., PRX Quantum, 2025. **6**(2): p. 020336.
- [186] Brosco, Valentina, Giuseppe Serpico, Valerii Vinokur, et al., Physical Review Letters, 2024. **132**(1): p. 017003.
- [187] Patel, Hrishikesh, Vedangi Pathak, Oguzhan Can, et al., Physical Review Letters, 2024. **132**(1): p. 017002.
- [188] 罗会仟, 物理, 2025. **54**(4): p. 223-236.
- [189] Jiang, Tao, Jianbin Cai, Junxiang Huang, et al., arXiv.2505.01978, 2025.