



超导量子电路材料

熊康林^{1,2*}, 冯加贵^{1,2*}, 郑亚锐³, 崔江煜⁴, 翁文康⁴, 张胜誉³, 李顺峰¹, 杨辉^{1,2}

1. 材料科学姑苏实验室, 苏州 215123;

2. 中国科学院苏州纳米技术与纳米仿生研究所, 苏州 215123;

3. 腾讯量子实验室, 深圳 518000;

4. 华为技术有限公司中央研究院, 深圳 518129

* 联系人, E-mail: klxiong2008@sinano.ac.cn; jgfeng2017@sinano.ac.cn

2021-05-20 收稿, 2021-07-16 修回, 2021-07-19 接受, 2021-07-20 网络版发表

江苏省自然科学基金(BK20180255)、中国科学院青年创新促进会项目(2019319)和中国科学院苏州纳米技术与纳米仿生研究所自有项目(Y9AAD110)资助

摘要 超导量子电路由超导的电容、电感、约瑟夫森结、传输线构成, 在超低温下表现出宏观量子效应. 由于超导体自身的耗散极低, 超导量子电路的一个重要应用研究方向是具有长相干时间的超导量子比特. 超导量子电路沿用了传统集成电路的微纳米制造工艺, 包含多个超导量子比特的芯片也能进行规模化加工和封装. 但是, 在超导量子电路的结构设计、材料制备、芯片制造、工作环境等各个环节都会引入耗散通道, 限制了超导量子比特的相干性. 从微观机理上分析, 这其中大部分通道都与量子电路材料及表界面相关, 因此从材料和工艺出发, 全方位探索高质量超导量子电路的制备是进一步推进其应用的必然趋势.

关键词 超导量子比特, 退相干, 二能级系统, 准粒子, 约瑟夫森结

理想超导体的一个典型特征是体相电阻率为零, 同时体内磁场强度也为零^[1]. 低温实验已经证实, 超导体的电阻率极小, 远低于常规导体在低温下的电阻率, 因此由超导体构成的电路通常被认为是无耗散的^[2]. 在超低温下, 超导材料中的电子有序化, 呈现出宏观量子效应, 取电路中各个节点的磁通(电压的时间积分)和电荷(电流的时间积分)为共轭变量, 可以对电路正则量子化^[3]. 例如, 超导LC谐振器量子化后, 可以用量子谐振子模型描述.

过去, 超导量子电路在高灵敏度探测^[4]、低噪信号放大^[5]等方面有广泛的应用, 而近期其最大的吸引力来自量子计算^[6]. 20世纪70年代, 理论计算机科学及计算物理学等领域已经认识到, 在经典电子计算机上模拟大型量子系统受到量子系统模拟问题本身的难度、计

算机内存和处理器运算速度等因素的限制. 20世纪80年代初, Feynman^[7]提出利用量子系统来模拟真实量子系统, 也就是量子计算机的设想. 1996年, Lloyd^[8]在理论上证实了用量子系统来模拟真实量子系统比使用传统经典计算机更为有效. 经过多年的研究, 量子计算已经从纯理论发展到了实验阶段, 演示了囚禁离子、光子、超导电路等多种物理实现方法^[9]. 实现通用量子计算机, 要求量子比特具有相干时间长、可初始化、可扩展等特点^[10]. 超导量子电路作为量子比特具有天然优势. (1) 在线性元件基础上, 利用非线性的约瑟夫森结, 可构建多种性质不同的量子非线性振子, 作为超导量子比特, 具有极大的设计自由度^[11]. (2) 超导量子电路采用集成电路加工技术, 易于在衬底上批量制造. (3) 超导材料自身耗散极低, 使用高质量的单晶衬底和

引用格式: 熊康林, 冯加贵, 郑亚锐, 等. 超导量子电路材料. 科学通报, 2022, 67: 143–162

Xiong K L, Feng J G, Zheng Y R, et al. Materials in superconducting quantum circuits (in Chinese). Chin Sci Bull, 2022, 67: 143–162, doi: [10.1360/TB-2021-0479](https://doi.org/10.1360/TB-2021-0479)

加工工艺, 超导量子比特有较长的相干时间^[12](相干时间的历史发展见图S1). (4) 采用成熟的微波技术, 还可以对超导量子比特进行高精度的初始化、操作、读取、反馈. (5) 超导比特之间、比特和谐振器之间、谐振器和信号线之间的耦合强度可以进行预先设计, 也可以实时通过电信号调整^[13].

作为量子计算的一种物理实现方法, 在近20多年, 超导量子电路取得了理论和实验上的进步. (1) 在理论上发展了电路量子电动力学, 描述超导量子比特和微波光子的相互作用^[14], 采用了基于斯塔克效应的色散测量方法^[15], 分析了退相干机理^[16]. (2) 在材料方面, 测量了一系列材料的正切损耗^[17], 系统性地探索了多种超导材料和介质的制备方法、器件加工工艺, 极大地降低了超导量子比特和谐振器的损耗^[18]. (3) 在器件方面, 研制出了约瑟夫森结放大器^[19]、行波参量放大器^[5]、光子计数器^[20]、高品质因子谐振器, 以及Flux、Transmon(电容短接的Charge比特)、Phase、Fluxonium等各种比特, 扩充了超导量子器件的种类和应用范围. (4) 测量上, 通过对磁场、红外、辐射等因素进行屏蔽^[21,22], 提高微波调制方法和精度, 获得的单比特门和双比特门的操作保真度超过99.9%和99%^[23], 利用退相干因素的时域或频谱特征, 初步分解了退相干的来源^[24]. (5) 基于超导量子电路的量子计算, 演示了随机数采样、变分量子本征算法^[25]、解线性方程组^[26]、随机行走、量子傅里叶变换等算法.

从芯片角度考虑, 要使超导量子电路走出实验室, 成为实用性的计算工具, 还需要结合量子计算的发展特点, 进一步提高电路质量(比特相干时间)、集成度(芯片上比特的数量)、连通性(比特之间的连接)^[27].

1 发展趋势

量子计算有一系列特质决定其发展路线^[28]. 量子并行(量子力学假设, 波函数可以处于叠加态)和量子加速(量子力学假设, 复合系统希尔伯特空间维数随比特数量指数增加)是量子系统难以被经典计算机模拟的根本原因, 也是量子计算机强大计算能力的物理基础. 为了充分利用并行和加速, 需要扩大芯片规模, 增加连通的量子比特数量, 改善操控精度. 超导量子电路状态演化符合么正变换(量子力学假设, 封闭系统波函数演化), 量子门可以是没有能量耗散的, 如果量子电路与不可控的系统耦合, 则会发生信息丢失, 包括能量损耗和相位退相干, 表现为量子态易于受到噪声干扰. 量子

计算可能需要重复进行多次计算和测量, 得出统计结果(量子力学假设, 波函数是几率波), 因此需要减少系统参数漂移, 并进行精确的校准. 量子比特的状态不可克隆(量子力学假设, 测量坍塌), 量子芯片上的信息无法复制备份, 也无法直接采用经典数字电路的编码技术, 需要相对复杂的量子纠错. 简而言之, 超导量子芯片的强大计算能力和脆弱性是紧密相连的, 其总体性能同时取决于比特数量、比特连通性、操作保真度^[29]. 如图1所示, 超导量子电路作为一种实现方式, 发展目标是解决实际问题(蓝线)和实现容错量子计算(红线)^[30]. 在达成目标之前, 会经历一系列发展阶段, 其间需要量子比特的数量和质量都进行几个量级的提升.

早期基于超导电路的量子计算研究主要是提高对宏观量子系统的认知和操控^[31], 从不同方面提升单个量子比特的性能, 包括设计不同结构的器件、使用低损耗的材料、探索可靠制备方法、优化操控时序和波形等. 针对双比特耦合方式的研究, 以及双比特控制门

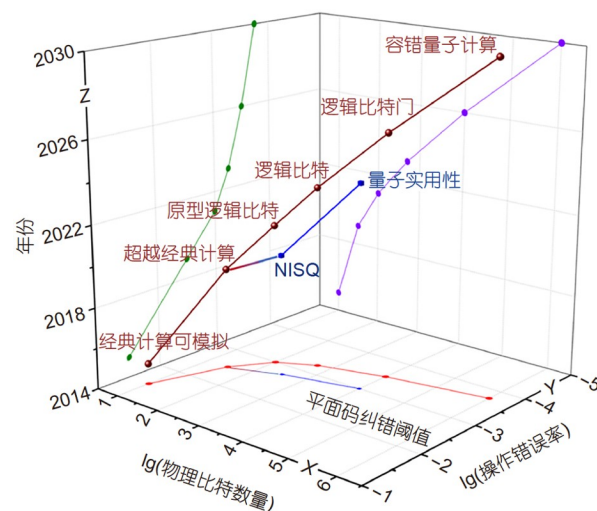


图1 超导量子计算发展趋势预测. 数据点仅代表大致范围. 深红色曲线为时间相关的通往容错量子计算的路线, 蓝色为利用带噪声的中等规模量子计算系统实现量子实用性的路线. 投影到XZ平面的紫色曲线为量子“摩尔定律”, 投影到YZ平面的绿色曲线为操作误差发展路线. XY平面上的投影为与时间无关的发展路线. 达到容错量子计算方向是比特数量的增加和保真度的同时提高

Figure 1 The estimated roadmap of superconducting quantum computing. Data points only represent the approximate ranges. The dark red curve is the time-dependent road to the fault-tolerant quantum computing, while the blue to quantum practicality through using noisy intermediate scale quantum system. The purple curve projected on the XZ plane is the quantum “Moore’s Law”, and the green projected on the YZ plane is the development route of operation error. The projection on the XY plane is a time-independent development route. The direction of fault-tolerant quantum computing is to increase of the number of qubits and fidelity at the same time

的出现,使得构建完备的量子门成为可能,揭开了多比特芯片的发展序幕^[32]。一系列量子算法也在硬件上开展了验证实验,但仅是可以被常规计算机模拟的演示性工作。伴随着硬件研究,超导量子电路的理论工具也逐渐扩充。随着工业界的介入,超导量子电路在集成技术和大规模操控技术上取得了较大的发展,单个芯片上比特的数量也达到两位数(rigetti.com、quantum-computing.ibm.com、quantumai.google)。不考虑实用性,在某些特定算法上,对比超导量子计算机和超级计算机完成运算所需的时间,利用53个量子比特的系统实现了“量子优势”,超越了经典计算机的能力^[33]。常规计算机的硬件架构和软件算法都在不断革新,超导量子计算仍然需要解决比特数量、保真度、连通性问题,才能保持相对优势。超导量子芯片采用平面工艺加工,由于布线资源限制,物理比特之间的相互作用局限于近邻之间;物理量子比特的相干时间有限,因此在限制保真度的情况下,进行操作的次数有限。进行运算时,虽然希尔伯特空间非常大,表示量子状态的矢量在空间的传播仅仅局限于一个光锥之中,无法充分发挥量子加速^[34]。

一些特定问题与经典计算相比是衡量计算能力的一种方法,实用性才是超导量子计算的本质目标。早在2018年,Preskill^[27]提出了开展带噪声的中等规模量子计算(noisy intermediate scale quantum, NISQ)的概念,充分利用有限的硬件资源,开展可能具有实用价值的算法研究,包括量子优化、量子退火、深度学习、量子模拟等^[27]。NISQ量子算法与硬件架构及性能深度相关。如果量子计算机能够更快地处理量子多体问题等特定任务,或者处理相同的任务,量子计算机比超算消耗的能量更低,都将帮助量子计算机从实验室研究对象变成实用的工具。

超导量子计算的最终目标是容错量子计算,以运行Grover搜索算法、Shor大数分解算法等与量子硬件无关的算法,需要采用编码的方法,利用多个物理比特构建一个具有纠错功能的逻辑比特,利用多次物理比特操作构建一次具有纠错功能的逻辑比特操作^[35]。不同的编码方法对物理比特的数量和质量要求不同,二维表面码只需物理比特的操作保真度优于99%,但是为了构建一个逻辑比特,需要大量的物理比特^[36]。若超导量子电路的集成度遵循摩尔定律提高,则在可预见的将来,比特的数量将在未来10年到达100万([www.ibm.com/blogs/research/2021/02/quantum-development-](http://www.ibm.com/blogs/research/2021/02/quantum-development-roadmap)

[roadmap、quantumai.google/research/conferences](http://roadmap.quantumai.google/research/conferences))。由于芯片结构复杂后,寄生模式、电路串扰等问题也会显著增加,因此比特的质量会随集成度的增加而下降。另外,作为固态电子系统,超导量子电路的质量还受到器件构成材料的限制,材料体内、表面、界面的缺陷、杂质,非平衡的准粒子等都会降低相干时间^[37]。无论是提高集成度还是降低错误率,还有许多技术问题尚待解决,需要在材料制备和芯片加工方面深入研究。材料相关的研究一直是超导量子电路领域关注的重点,一方面需要探索新材料,改进材料生长、器件加工方法,减少缺陷产生和杂质并入^[37],另一方面也需要从微观上探索退相干的物理机制,找到退相干源对应的原子结构和电子结构,从材料微结构上探寻抑制或避免退相干通道的方法^[38]。

2 超导量子电路系统结构

从Schrödinger关于猫的思维实验开始,到认识超导体的宏观量子效应,最后控制超导电路按照指定的时序演化进行计算,是认知、科学、工程的巨大跨越^[39]。为了对超导量子芯片上的多个比特进行高保真度操作,需要一个复杂又高度精密、隔绝又可控开放的系统。从属性上划分,超导量子系统可分为属于经典范畴的控制系统、量子操控直接相关的量子硬件、屏蔽辐射的低温运行环境,分别对应思维实验中的观察者、猫、封闭容器。稍有不同的是,这里控制系统不仅充当观察者,而且需要在设定的时刻,对量子系统的演化进行干涉,进行特定的幺正操作。图2选择性地列出了超导量子系统中的构成部件和分类关系。

2.1 量子硬件

超导量子系统的核心部分量子硬件可以进一步分为量子芯片和低温线路两部分,分别起到进行量子运算及与经典世界对接的作用。与传统半导体处理器类似,量子芯片是完成封装、定了标准接口、可即插即用的高频率小信号电子模块,其中包含了堆叠芯片、电路板、样品盒。多层堆叠芯片由半导体兼容的工艺材料制造,芯片的正反面利用通孔实现电学连接。不同芯片之间通过冷压焊超导金属实现联通,或者通过互容或互感耦合。平面芯片上有量子比特和谐振器,以及它们的控制和读取线路。布线芯片提供额外的布线图层以增加比特的连通性和比特的空间密度。堆叠芯片上的信号采用倒装焊的方式,通过电路板引出,最后连

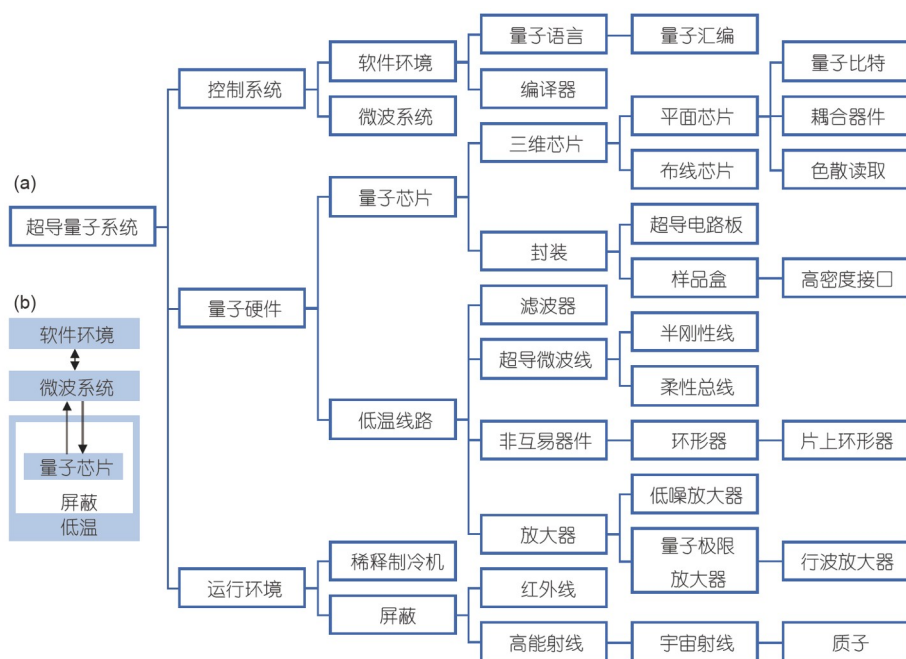


图2 超导量子系统的构成。(a) 系统结构分解图。结构控制系统主要为室温微波系统和与应用相关的软件。量子硬件包含超导量子电路芯片, 以及连接微波系统和芯片的低温微波线路。运行环境提供低温和屏蔽, 使超导电路的状态不受外界影响。(b) 主要部分的关系图

Figure 2 The structure of a superconducting quantum system. (a) System breakdown diagram. The control system is mainly microwave system and application related software working at room temperature. Quantum hardware includes superconducting quantum circuit chips and low-temperature microwave cables connecting the microwave systems and superconducting quantum circuit chips. The operating environment provides low temperature and shielding, so that the superconducting circuit is not affected by the outside world. (b) The relationship of the major parts

接到样品盒的接口上。通常, 量子芯片接口上输入和输出的是微波或直流信号, 通过低温线路, 与室温下的电路模块相连接。量子芯片的工作温度接近绝对零度, 接收和发出的信号功率非常小。温度和信号功率上的极大差异要求低温线路必须考虑微波损耗、热负载、热噪声、信号隔离、信号放大等因素。低温线路分为输入和输出两类, 除了常见的同轴线, 输入线路上一般配置衰减器和滤波器, 输出线路的组成部件一般有量子极限放大器、环形器、半导体低噪放大器等。

2.2 运行环境

超导量子系统的另一个组成部分是运行环境。只有封闭系统的演化才符合幺正变换, 作为核心处理单元的超导量子芯片, 需要长时间工作在毫开尔文低温下, 不受热噪声的影响, 同时也需要屏蔽地磁场、高能粒子、各个波段的电磁波, 使量子态的演化不受不可控因素的干扰, 这正是运行环境的功能。此外, 运行环境还需给低温线路提供低温环境, 冷却同轴线和衰减器, 降低线路上的热噪声, 冷却半导体放大器, 降低噪声温度, 使量子极限放大器冷却到毫开尔文, 热噪声接

近量子极限^[40]。运行环境分制冷模块和屏蔽模块, 制冷目前主要是基于氦混合液的稀释制冷方法^[41], 屏蔽则根据噪声源物理性质, 采用不同的方法。例如, 地磁场屏蔽主要采用高磁导率的材料, 高能带电粒子屏蔽则需要使用含铅的材料, 或者将制冷机放置在地下室。

2.3 测控系统

控制系统是用户和量子芯片交互的界面, 是超导量子系统的重要组成部分, 分为软件环境和微波系统。给量子计算机进行编程, 当前还是一个非常专门的学科, 使用的往往是“量子汇编”等硬件相关的编程语言(github.com/IBM/qiskit-openqasm)。量子过程经常是反直觉的, 因此编程难度非常大。如果建立了高级编程语言和编译软件环境, 普通人就可以使用高级语言, 将超导量子系统当作一个黑盒, 输入要执行的任务, 等待系统执行并给出结果(有时需要重复执行多次, 然后给出统计结果)。量子算法的实际执行过程中, 第一步是将量子算法编译成为量子操作序列, 然后发送给微波系统; 微波系统按照操作序列, 逐个生成特定波形的操控脉冲, 通过低温线路发送给量子芯片, 将返回的脉冲信

号翻译成用户能理解的信息^[42]。

随着超导量子系统的进一步发展, 如何增加集成度, 同时又将比特的质量进一步提高, 是当下需要考虑的问题。在制冷机空间和制冷量有限的情况下, 量子芯片和低温线路小型化是比较理性的选择。采用多层芯片技术, 在单个封装内, 量子芯片的集成度或可达到上千比特, 而将数量庞大的微波线引出, 需要采用新的接口技术和信号总线^[43]。由于缺少可用的集成化微波线路复用技术, 低温线路的小型化需求更加紧迫。环形器的体积和质量都较大, 若能采用新材料和设计将环形器集成到芯片上, 将极大缓解制冷机的拥挤和承重^[44]。另外, 采用杂化系统, 例如将微波系统和光纤结合^[45], 也有望解决线路损耗和散热等问题。提高比特质量, 除了在设计上降低对噪声的敏感度、减小串扰, 还需进一步从材料和加工上, 降低芯片中材料相关的损耗。控制系统方面, 当比特数量进一步增大, 需要考虑电路的校准、信号稳定性、多路信号同步、实时反馈处理^[46]。这里将介绍退相干机理, 重点讨论从材料制备和器件工艺出发, 探索高质量超导量子芯片的制备。

3 材料退相干机理分析

退相干时间是制约量子芯片性能的关键因素, 从物理机制上探索比特退相干机理极为重要。如上所述, 超导量子电路一般由无损耗或损耗较低的超导元件构成, 运行温度接近绝对零度, 可近似等效为一个二能级系统, 通过电容或电感与周围器件或环境耦合, 利用微波信号进行操控, 通过谐振器进行色散读取。在这些环节中, 超导量子比特和芯片上及环境中不可控的自由度耦合, 就会发生退相干。在超导量子计算领域, 对退相干机制的研究是一个长期任务, 实验上已经取得了一定成效。图3(a)列出了主要退相干因素, 大致可以分为4类^[47]。(1) 比特上的电场与电偶极矩或电荷等相互作用, 电路模型上表现为电容耦合, 常见的介电损耗可以归到这类^[48,49]。(2) 通过电感和环境中的磁偶极矩耦合, 如磁性杂质、磁通漩涡、磁场噪声等^[24,50], 例如在超导环路中的磁通噪声会引起比特能级浮动而发生相位退相干。(3) 由于屏蔽不充分, 宇宙射线、红外光照射到量子芯片, 会破坏超导材料中库珀对, 形成非平衡态粒子^[51], 通常为电子型和空穴型Bogoliubov准粒子^[52]。准粒子在约瑟夫森结隧穿, 会导致能量退相干。除了高能粒子, 芯片上声子、微波也可能产生准粒子^[53,54]。(4) 芯片或者封装^[55]产生的寄生模式^[56]、谐振

器的自发辐射增强^[57], 会引起能量退相干, 例如槽线模式会引起辐射损耗^[58]。虽然各种退相干因素同时发挥影响, 利用量子比特对不同噪声在时域或频域的响应差异, 也可以追溯部分退相干通道, 并采取相应的应对措施。例如, 芯片上的寄生模式可以通过空气桥减少, 外界磁场噪声可以通过加装磁屏蔽罩来消减, 红外线可以通过滤波器降低^[59]。而一些退相干通道和材料微观结构有关, 包括材料缺陷、杂质原子、准粒子等, 仅能利用二能级或谐振子模型进行现象分析, 具体的原子结构或电子结构还需结合不同的材料表征方法进一步探索。

3.1 二能级缺陷

如图4(a)所示, 在超导量子比特上, 有大量非晶介质存在于约瑟夫森结势垒层、超导材料的表面、各种材料之间的界面。这些非晶层中的悬挂键、表面小分子吸附、加工引入的残胶、衬底上的损伤和吸附等, 会引入与电场相关的退相干^[48,60,61]。这种损耗通道宏观上表现为介质材料的正切损耗^[62], 微观上可抽象为二能级缺陷或系统^[18]。其量子态处于图4(b)所示的势阱中, 两个相似局域势阱分别对应一种可能的微观结构, 耦合后的基态和第一激发态能构成一个双能级结构^[48]。利用量子比特对二能级缺陷的敏感性, 实验上已经测量到二能级缺陷的频谱分布。调节量子比特的频率, 当一个二能级缺陷和量子比特共振时, 频谱上观察到一个反交叉, 也就能直接算出共振缺陷的数量。对于共振的二能级缺陷, 甚至可以通过比特对其进行操控, 观察其量子动力学行为^[63]。非共振的二能级缺陷, 会引起比特能级浮动^[64]。当前二能级缺陷的微观结构尚不确定, 其空间分布也就无法精确探测。研究人员通过设计不同几何形状的谐振腔, 改变电磁场在不同材料中的能量分布比例(参与率)^[65], 测量谐振器本征品质因子, 可以大致得到二能级缺陷的空间分布。由于二能级缺陷的能级差取决于双势阱的对称性和隧穿势垒, 还可以通过电场和应力对双势阱的对称性进行调控^[48]。对量子芯片施加应力或空间分辨的电场, 同时利用比特进行频谱扫描, 可以得出更准确的二能级缺陷空间分布。非晶的介电损耗比晶体大几个量级, 现在的量子芯片制造中, 已经极力避免使用非晶和缺陷材料^[17], 包括使用本征硅衬底、平面电容替代平板电容、湿法刻蚀替代干法刻蚀、测量前去除氧化层等。但是超导金属和衬底之间、超导金属表面的氧化层、衬底表面,

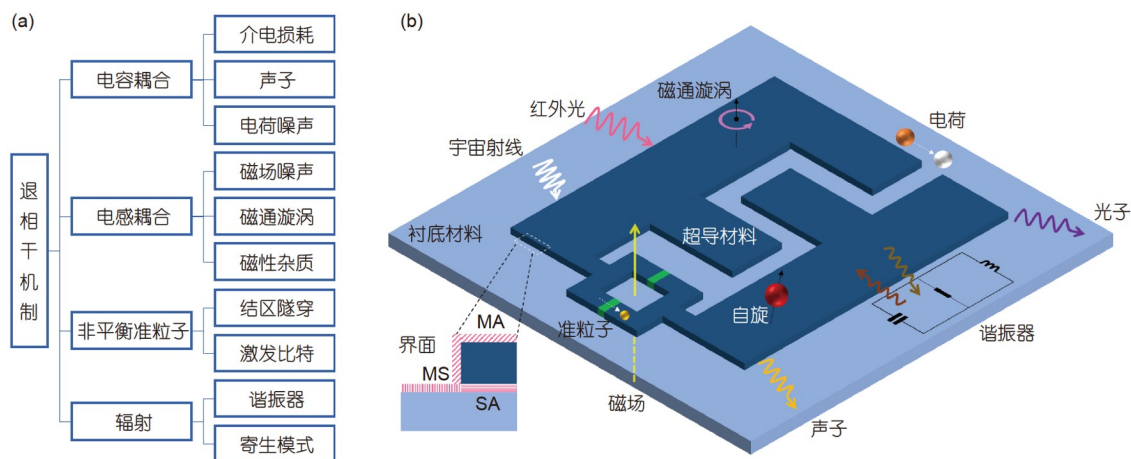


图3 超导量子比特退相干机制。(a) 耗散通道的类别。(b) 主要退相干机制物理图

Figure 3 Decoherence mechanisms of superconducting qubits. (a) Categories of the dissipative channels. (b) Physics diagram of the main decoherence mechanisms

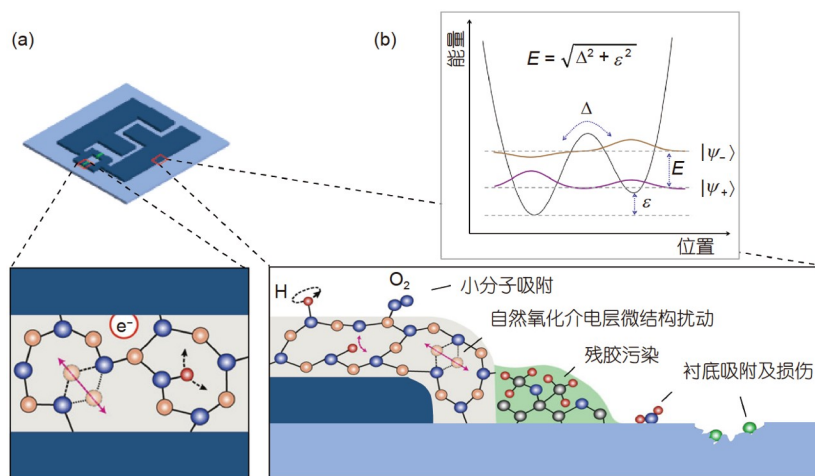


图4 二能级缺陷。(a) 超导量子比特芯片中二能级缺陷的微观结构示意图^[66]。(b) 二能级缺陷的能级模型, 能级差取决于局域势垒高度差和耦合强度

Figure 4 Two-level defects. (a) The structure diagram of two-level defects in a superconducting qubit^[66]. (b) The energy level model of two-level defects. The energy level difference depends on the local barrier height difference and the coupling strength

都难以避免存在氧化层或者吸附分子, 当前流行的约瑟夫森结也基于非晶介质, 这些都影响了超导量子芯片的质量和可靠性^[66]。如果能观测到二能级缺陷的微观结构, 或可在芯片制备过程将其抑制或钝化。

3.2 磁性杂质

磁通量子比特中经常观察到 $1/f$ 磁通噪声^[24], 在包含超导量子干涉器件(superconducting quantum interference device, SQUID)回路的Transmon比特中, 比特的能级也随着磁通浮动, 可能引起比特相位退相干^[67]。宏观的地磁场和空间电磁场可以用 μ 金属等材料屏蔽, 也可

以在超导薄膜上引入孔洞, 降温过程中将磁场困住, 形成磁通钉扎。磁噪声的微观来源研究采用较为间接的方法, 使用比特或谐振器作为磁噪声传感器, 结合X光吸收谱、X光磁圆二色性谱、芯片电子自旋共振等方法发现, 磁性杂质的主要来源如图5(a)所示, 是芯片表面悬挂键、表面吸附氢氧小分子、氧化层缺陷的电子自旋^[50,68~70]。衬底中同位素核自旋磁矩相对电子自旋磁矩小一些, 但如果磁性原子核数量较多, 耦合强度也不能忽略^[71], 在超导量子比特的相干时间到达毫秒量级时可能会有显著影响, 与钻石中氮-空位色心的退相干类似。磁性杂质主要作用的区域为超导量子比特上

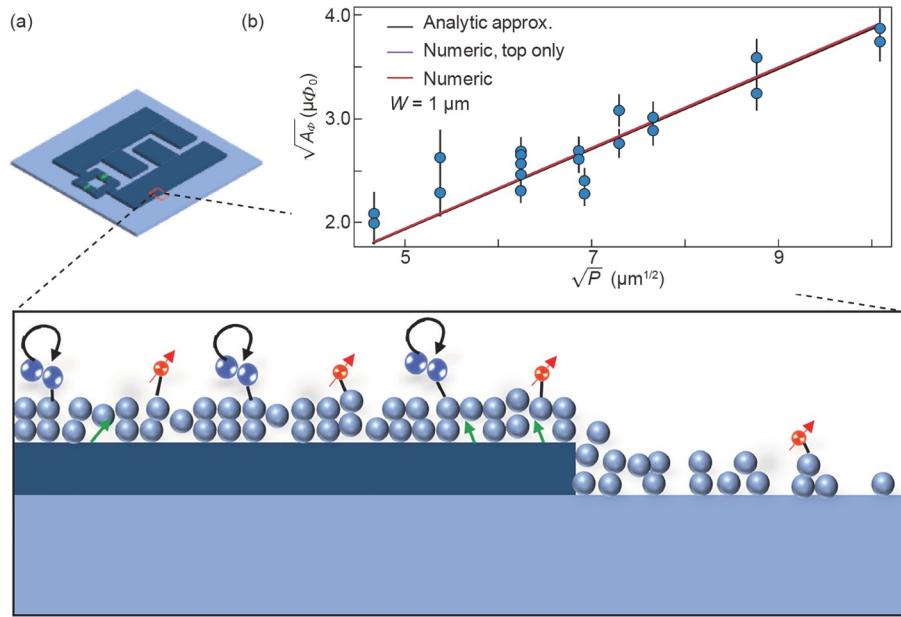


图5 磁性杂质. (a) 超导量子比特芯片中磁性杂质的分布和原子结构示意图. (b) 磁通量子比特的磁通噪声和其超导环路周长成正比^[72]. Reprinted with permission, Copyright (2020) by the American Physical Society

Figure 5 Magnetic impurities. (a) Diagram of the distribution and the atomic structure of magnetic impurities in a superconducting qubit chip. (b) Flux noise of a flux qubit is proportional to the perimeter of the superconducting loop^[72]. Reprinted with permission, Copyright (2020) by the American Physical Society

磁场较强的SQUID环路附近,如图5(b)所示,磁通比特的磁通噪声幅度正比环路的周长^[72].这些基于宏观表征方法的研究在一定程度上为降低磁性杂质影响指明了方向,例如真空封装减少表面吸附物,采用超高真空互联的量子材料生长设备降低磁性原子进入.而从材料角度探索磁性杂质的微观结构,还需要更高空间分辨率的磁性探测手段,如扫描钻石色心探针显微镜^[73],以及更高空间分辨率的化学元素分析设备,结合磁场和元素空间分布,直接给出超导量子芯片上磁性杂质的原子结构.

3.3 准粒子

根据BCS超导理论,在环境温度远低于超导临界温度时,超导材料中大部分电子通过声子结合为库珀对,热平衡下准粒子(正常态电子或空穴)的含量是极低且可忽略的^[2].在实际工作环境中,进入稀释制冷机,到达量子芯片上的宇宙射线、红外光会破坏库珀对形成准粒子^[21,74].准粒子浓度相对库珀对浓度的比值上升到百万分之一量级^[75].按照这个比例,常用百纳米尺寸的约瑟夫森结上就会出现准粒子.如图6(a)所示,准粒子在结区附近的行为是比较复杂的,可能发生高阶量

子过程,吸收或放出光子或声子,造成能量损耗,最终以热的形式被热沉吸收或释放到低温测试环境中^[54].准粒子有关的退相干机制较多,最广为人知的是准粒子参与约瑟夫森结的隧穿过程引入耗散,比特上表现为能量退相干.量子芯片工作的低温环境需要做好电磁波、高能带电粒子屏蔽,尽可能地减少外界引起的准粒子.在超导比特器件层面上,可以用泵浦的方式减少结区的准粒子数量^[75],也可以如图6(b)所示,通过调节相位来抑制准粒子隧穿过程^[47].由于超导材料中由电子型和空穴型两种准粒子参与隧穿,当约瑟夫森结两端的超导相位差为 π 时,得到准粒子隧穿的总几率为零,从而极大提高比特的能量相干时间^[47].此外,还可以如图6(c)所示,通过在芯片上使用正常金属或能隙较小的超导金属,引入能隙梯度势场,将准粒子囚禁在超导量子器件的非核心区域^[53,76,77];或使用磁通、局域缺陷态捕获准粒子,使其不能参与约瑟夫结隧穿过程^[78].准粒子带有电荷,响应电场和磁场,因此需要从器件层面观察囚禁和捕获的效果.最近有研究表明,来自宇宙的 γ 射线和中微子,在量子芯片上造成会使量子纠错失效的空间关联退相干过程,涉及芯片区域达到毫米级别^[51].目前尚无有效的方法屏蔽中微子,但是可以重新

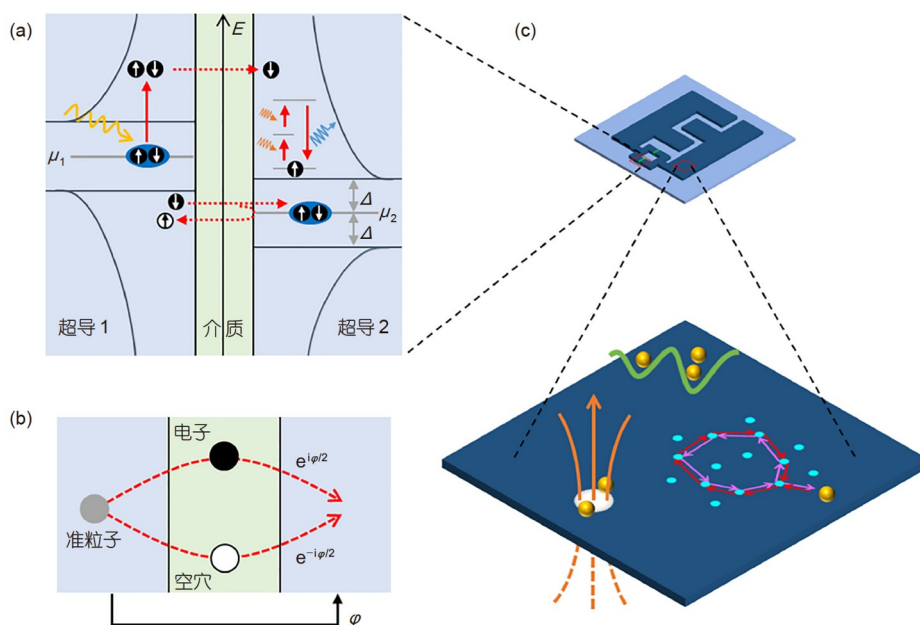


图6 超导量子芯片中的准粒子。(a) 超导约瑟夫森结上的准粒子部分行为示意图。(b) 当跨越约瑟夫森结的相位差为 π 时, 准粒子隧穿被抑制。(c) 能隙梯度势、磁通涡流、局域缺陷捕获准粒子的示意图
Figure 6 Quasiparticles in the superconducting quantum chip. (a) Diagram of the behaviors of quasiparticles in a superconducting Josephson junction. (b) Quasiparticle tunneling is suppressed when the phase difference across the Josephson junction is π . (c) Diagram of quasiparticles trapped by energy gap gradient, magnetic flux vortice, and local defects

设计量子芯片, 减小空间关联准粒子的影响。

4 芯片制备技术

超导量子芯片的制备沿用了半导体产业的制造技术, 图S2列出了部分制造步骤。半导体集成电路经过60多年的发展, 设计和制造分离。在制造领域, 原材料、设备和工厂形成了深厚的技术积累。超导量子电路对材料缺陷敏感, 提高集成度和质量, 需要结合设计, 深入研究材料和加工。

材料是超导量子电路的核心, 制造超导量子芯片的第一步是在衬底沉积超导薄膜, 用于制备波导、谐振器、电容、电感等平面结构器件。虽然沿用了半导体领域的分子束外延^[79]、磁控溅射^[80]等生长方法, 由于工作在单光子能量范畴, 超导量子芯片对材料的要求更为特殊。薄膜杂质和缺陷的含量影响材料转变温度和剩余电阻, 不仅会降低器件的重复性, 还会引入损耗; 衬底、超导材料界面和表面的缺陷态、氧化层中的能隙态、吸附杂质自旋, 都能与量子比特及谐振器耦合, 造成能量损耗和相位退相干。提高原材料纯度、采用衬底表面处理、选择合适的薄膜生长方法、优化生长工艺, 对提高比特的质量都是非常必要的。材料技

术的优劣, 最终都是通过器件性能体现出来, 中间经历了器件加工环节, 往往难以找到具体的损耗机制, 且反馈回路较长, 因此直接分析材料在低温下的微波响应是非常有帮助的。例如, Martinis和Megrant^[17]系统研究了超导量子电路常用材料的微波损耗, 说明从设计之初就应该避免引入非晶材料。

鉴于组成超导量子电路的材料都会引入不可控的自由度, 带来损耗和退相干, 超导量子芯片的加工相对于半导体工艺有许多独特之处。等离子刻蚀会对衬底造成损伤, 降低超导微波谐振器的品质因子, 应避免使用粒子轰击衬底^[61]。样品表面的残余有机物介电损耗较大, 应该采用温和的方法充分去除表面残胶。超导材料表面粗糙度增大, 表面氧化层的体积也会随着增大, 因此刻蚀过程应该尽量得到平滑侧壁^[80]。此外, 流行的约瑟夫森结的制备方法, 采用变角度蒸镀, 利用铝在室温下自限性热氧化生成的氧化铝作为势垒, 这与传统半导体平面工艺并不兼容。由于结制备的温度较低, 后续工艺温度也受到限制, 如无法兼容回流焊等工艺。

在通往通用量子计算的路上, 超导量子电路的设计目标, 一方面是提高芯片的规模, 同时也要减少串扰^[81], 另一方面要改进电路的拓扑或者物理结构, 降低

其对材料损耗和噪声敏感度^[82,83]。从技术上,包含电磁场相关的仿真,主要采用有限元进行数值分析,提取电容矩阵等参数;也包含电路分析,可以是常规的集总电路仿真,也可以是量子化电路,用求解薛定谔方程的方法推算耦合强度等参量。需要注意的是,电路设计也有局限性,寄生模式等可以考虑到,但材料生长和芯片加工引入的缺陷态,如果不知道其在空间和频域的分布,往往无法事先考虑进去,最后只能通过测控实际器件,推测损耗来源。

如上所述,随着对集成度和比特性能需求的提高,要求超导芯片制造工艺兼具一致性、重复性、无损伤、无污染。在充分挖掘和利用成熟半导体技术的基础上,还需考虑自身材料的物理化学属性,开发新的加工方法和工艺设备,才能同时满足量子芯片高密度、高质量的制造需求。因此,需要从芯片设计、材料选择、材料制备、平面及集成工艺探索等方面全方位讨论超导量子电路的制造。

4.1 比特结构

超导量子电路是电路的量子化形式。给定的物理结构通常采用数值求解麦克斯韦方程组和Ginzburg-Landau方程,提取电学参数。然后,将电路作为集总电路进行量子化,得到电路的哈密顿量。利用半经典或者线路量子电路动力学工具,进行理论或者数值分析。设计的考虑主要是提高比特的性能和易于集成,多采用改变电路拓扑结构的方法,如果事先知道退相干机制,也可相应地改变器件的物理结构^[84]。

量子比特是量子芯片的核心,实验上将超导电路作为量子比特已经有20多年的历史,实现了多种不同的超导量子比特,包括Charge^[85]、Flux^[86]、Phase^[87]、Transmon^[82]、Fluxonium^[83]、 $0-\pi$ ^[88]、电容并联的磁通比特(capacitive shunt flux qubit, CSFQ)^[89]、Quar-ton^[90]、Bifluxon^[91]等。大部分比特的结构都可以简化为一个电容、电感、约瑟夫森结并联的非谐振电路模型^[92]。电路有两个节点,其中一个为自由节点,若选取节点的磁通为自变量,该电路相当于一个粒子(电容等效为其质量)在约瑟夫森结和电感形成的一维势场中运动(图S3(a))。由于操控比特的微波频率范围一般在4~8 GHz,每种比特都有大致的参数空间。采用不同的比特设计,主要出发点是减少比特对噪声的敏感性,提高比特相干时间。Transmon相对于Charge比特,由于增加了并联电容,对电荷噪声不敏感。需要注意,Trans-

mon的非谐性较小,存在量子态泄漏到高能级的概率^[93]。CSFQ相对于Flux比特的改进也是同样的考虑。Fluxonium相对于Flux并联了一个大电感,减少了电荷噪声的影响。 $0-\pi$ 比特的设计初衷是将能量分散、对局域噪声不敏感。比特有4个节点(3个自由节点),并有3种不同的振动模式,分别对应Transmon、Fluxonium、谐振腔,每种模式下有不同的本征态,不符合上述电路模型。选用比特进行量子计算,也有出于加工、操作和读写保真度的考虑。Phase比特通常采用破坏式读取方式,已经较少用于计算,其读取原理可用于光子倍增探测^[20]。

由于不同结构、不同加工,超导量子比特相干时间差异较大。即使采取同一实验室、相同设计的比特,也有一定的差别^[94];甚至是同一个比特,工作在不同谐振频率下,相干时间也会发生变化,且会随时间变化^[64]。不考虑芯片上是否有多个比特、测量环境、测量方式、实验重复性等因素的影响,各种比特性能上总体存在一种趋势,共振频率较高的比特,相干时间较小(图S3(b))。如果只存在介电损耗,考虑谐振器模型,不同本征品质因子的谐振器,能量相干时间是共振频率的倒数,因此比较相干时间,还需要在同样的频率下进行。有限的相干时间会限制操作保真度,若比特的门操作时间为50 ns,相干时间为100 μ s,则门操作的保真度上限为99.95%。在比特操作时间优化空间有限的前提下,要实现通用量子计算,还需大幅度提高相干时间。

4.2 材料选择

由以上分析可知,超导量子比特的退相干通道以及应对措施大多与组成超导量子电路材料的微观结构相关,研究材料的微观物性对比特的设计和制造至关重要。超导量子比特组成部分的主要材料为介质,具体为衬底、电容层、钝化层、超导材料表面氧化层等。由于工作在超低温单光子领域,介质的微波损耗是关键指标。测量不同结构谐振器的品质因子,结合电磁场仿真计算不同介质的参与率,可以得到各种介质材料的具体损耗数值^[18]。表1和2分别给出了超导量子系统中常见薄膜介质和衬底材料的介电损耗^[17]。单晶衬底的微波损耗普遍低于非晶薄膜,不难理解,非晶介质中原子排列杂乱无章,非常有利于形成各种二能级缺陷^[60]。对同一种非晶材料,使用不同的制备方法,损耗相差较大。通常认为,致密性越好、缺陷越少、晶粒越大,则微波损耗越小,如使用氢原子钝化非晶硅材料中

表 1 超导量子电路常用薄膜介质及其微波损耗因子**Table 1** Conventional dielectric films for superconducting quantum circuits and their microwave dissipation factor

非晶介质	薄膜制备方法	损耗(10^{-6})
Teflon	Spin-coating	160
Teflon	N.A.	1
MgO	N.A.	6500
a-Si:H	Plasma-enhanced chemical vapor deposition (PECVD)	70
a-Si	PECVD	320
a-Si	Sputtering	1750
SiO ₂	Thermal oxidation	310
SiO ₂	PECVD	2300
SiN _x	PECVD	150
a-SiN	Inductively coupled plasma chemical vapour deposition	600
Al ₂ O ₃	Pulsed laser deposition	40
Al ₂ O ₃	Molecular beam epitaxy	60
AlO _x	Thermal oxidation	1600
AlN	N.A.	1450
Nb ₂ O ₅	Anodic oxidation	2500

表 2 超导量子电路常用晶体衬底及其微波损耗因子**Table 2** Conventional crystalline substrates for superconducting quantum circuits and their dissipation factor

单晶衬底	损耗(10^{-6})
Yttria stabilized zirconia	450
(LaAlO ₃) _{0.3} (Sr ₂ TaAlO ₆) _{0.7}	80
Monoamine oxides	15
LaSrAlO ₄	21
Y ₃ Al ₅ O ₁₂	<10
YAlO ₃	<10
LaAlO ₃	<10
GaAs	<50
Si	<0.15
Al ₂ O ₃	<0.02

的悬挂键可以有效减小介电损耗^[62]。尽管如此,在当前的材料和工艺水平下,常用的Transmon等类型的比特中,除了约瑟夫森结中热氧化的氧化铝,其他部分已经基本避免使用介质薄膜。单晶材料中蓝宝石和本征硅的微波损耗最小,因此超导量子电路的衬底主要是阻值较大的本征硅(>20000 Ω cm)和蓝宝石。当超导量子比特的退相干时间达到毫秒量级时,衬底同位素提纯

会是进一步优化超导量子芯片性能的一个重要方向。传统半导体行业中常用的介质种类较多,物性研究大多比较透彻,制备工艺相对成熟,超导量子电路介质材料的选取将长期从中获益。在超导量子电路工作的温度区间里,大部分半导体都已经是绝缘体,因此还需考虑各种半导体作为介质的可能性。需要注意的是,超导量子比特工作在单个光子状态,对材料损耗的要求与传统半导体的不一样。一种材料是否适合使用在超导量子电路中,还需要通过器件的验证。从损耗机制上考虑,用于超导量子电路的介质应该尽量避免极性材料、压电材料、热力学不稳定的材料。近些年,一些新型二维材料层出不穷^[95],理论上二维材料不存在悬挂键,如果能大面积大规模生产,也许能够减少超导量子芯片上的二能级缺陷。

超导量子电路的信息存储在超导材料的宏观量子状态中。对于超导材料的选择,考虑超导转变温度只是一个方面,更要关注超导材料相关的损耗和可加工性。超导量子比特的驱动微波通常在4~8 GHz,工作温度约为20 mK,因此超导转变温度并不是限制因素。高温超导材料的临界温度较高,但是制备工艺复杂,相干长度较小,晶界往往寄生约瑟夫森结,使得器件难以重复制备^[96]。因此,当前常用的超导材料还是传统金属超导体。即便是使用金属超导薄膜,同一种材料制备出来的谐振器的总体损耗相差较大,不同材料之间的比较更加困难。如果只关注已报道的最佳器件,铝和氮化钛都是较好的选择(图S4)。考虑到所用的衬底材料不同,测量方式有差异,数据量较少,还不足以作为超导量子芯片选择超导薄膜的依据。下面诸多方面可作为选择超导薄膜的参考:薄膜易于生长和加工(芯片具有可制造性)、超导材料和衬底的界面可控(界面洁净且陡峭)、表面氧化层致密(在加工过程中稳定且微波损耗低)^[97]、超导材料动态电感小且工艺一致性好。对比同为金属的铝和钽,通常铝膜用分子束外延生长,晶粒尺寸大,表面平整,钽用磁控溅射的方法沉积,晶粒较小,而且表面较为粗糙。然而最近有实验结果表明,用钽膜制备的Transmon,其品质因子更高^[80],相干时间超过0.5 ms^[98]。这说明超导薄膜材料的选择还是一个有待深入研究的问题。

4.3 材料制备

铝是超导电路中常用的材料,在蓝宝石衬底上外延铝膜,不同的衬底处理方式对薄膜表面平整度以及

器件的性能有显著的影响^[79]。从超导器件的工作原理上看, 超导薄膜表面的电流最大, 表面的磁场和电场最强, 损耗也主要来自材料的表面和界面^[65]。表面相关的损耗可来自污染物、分子吸附、刻蚀损伤、非晶氧化层、互扩散层等。因此在器件加工过程中, 不仅要优选洁净、温和的工艺, 还要采用衬底处理、离子刻蚀、表面钝化、湿法氧化层刻蚀等方法主动修改表面结构(图S5)。洁净原子级平整的单晶衬底是生长界面陡峭的金属薄膜的先决条件。常用衬底处理步骤通常为, 首先, 用超净环境下的化学清洗^[80]除去表面的有机物、无机污染及自然氧化层等。其次, 在气氛可控环境下, 除去衬底暴露大气而吸附的碳、氢、氧等杂质原子^[79]。最后, 在超高真空下重构处理表面^[99], 改变表面晶格对称性, 避免薄膜沉积过程中形成孪晶(图S5(a))。得到超导薄膜后制备器件, 不同工艺步骤之间需用准原位的等离子刻蚀, 去掉材料工艺工程中因暴露大气而形成的氧化层以及残余光刻胶等污染, 保证器件的连通性并减小损耗^[100](图S5(b))。为提高工艺重复性, 也需要在新材料表面暴露于大气环境之前, 进行准原位的表面钝化^[101,102], 常用的方法有热氧化和沉积保护材料(图S5(c))。在测试铌谐振器之前, 用氢氟酸刻蚀掉铌表面的氧化物(图S5(d)), 也能非常有效地提高品质因子^[103]。金属或金属氮化物超导材料在空气中会逐渐氧化, 真空封装或许可以解决样品随时间退化的问题, 后文将详细介绍。除了这些方法, 加热除气、臭氧处理、激光退火等也是比较流行的表面洁净方法^[104]。控制表面的元素和原子结构, 大多涉及真空工艺, 不同表面处理设备、材料生长设备、原位表面检测设备之间的大型真空互联装置(nanox.sinano.ac.cn), 或许是超导量子电路核心表界面问题的最终解决方案。

超导量子电路中的材料生长方法, 基本都能在半

导体领域找到起源, 甚至直接使用半导体设备生长。表3列出了薄膜生长的主要方法, 由于生长特点不同, 这些生长方法在超导量子芯片制造中发挥不同的作用。在量子芯片上, 尺寸较大的电容、共面波导、电感等器件, 都是通过刻蚀大面积超导薄膜制备的, 以提高薄膜质量, 并减小衬底和超导界面的损耗。在各种超导材料中, Nb、Ta等熔点较高, 磁控溅射可制备大面积致密的薄膜^[80,103]; 对于Al等低熔点材料, 在与衬底晶格失配较小的情况下, 分子束外延可以制备出单晶结构、纯度更高、界面更陡峭的薄膜^[79,99]。量子比特中的约瑟夫森结通常使用衬底角度可控的电子束蒸镀铝, 结合铝表面氧化工艺得到Al/AlO_x/Al三明治结构。芯片上的空气桥使用电子束或者等离子增强化学气相沉积的二氧化硅作为牺牲层, 可以与倒装焊工艺兼容^[105]。在芯片层叠过程中, 高深宽比的硅通孔内需要沉积超导材料, 可以通过原子层沉积或磁控溅射等方法^[106], 实现曲面的覆盖。虽然这些方法出自半导体领域, 在集成度和相干时间的驱使下, 超导量子电路材料的制备也将逐渐演变出独特之处。在生长多层膜结构过程中, 真空互联对控制界面十分必要, 用于制备约瑟夫森结的多个腔体设备近年来被广泛采用, 其中的电子束蒸发腔体的背景真空度相对于常规设备高出两个量级以上^[107], 可以极大降低杂质原子的并入。超导量子芯片的面积相对于传统半导体芯片大, 真空下大面积薄膜生长是一个发展趋势。无论生长方法如何变化, 如果要具备半导体领域的制造性, 还需符合平面工艺的要求。

4.4 超导隧穿结

作为超导量子电路中唯一的无损耗非线性电子元件, 超导结是包括超导量子比特在内的几乎所有非线性器件的核心部分。超导结工作基于库珀对的隧穿效

表3 超导量子电路常用的材料生长方法

Table 3 Conventional material growth methods for superconducting quantum circuits

生长方法	工作气压(Torr, 1 Torr≈133 Pa)	材料 纯度 ^{a)}	沉积速率 (Å/s)	粒子能量 (eV)	衬底 损伤	生长温度 相对熔点	晶粒大小 (nm)	包覆性	主要用途
分子束外延	10 ⁻¹⁰ ~10 ⁻⁶	6N	0.01~1	<1	小	高	>500	无	单晶薄膜
电子束蒸镀	10 ⁻⁷ ~10 ⁻⁵	4N	0.1~100	<1	小	低	>50	无	金属和介质
磁控溅射	10 ⁻³ ~10 ⁻²	2N	1~100	10~100	大	低	>10	有	高熔点材料
原子层沉积	10 ⁻² ~1	1N	0.01~0.1	<1	小	低	>0.1	好	包覆性薄膜
等离子体增强化学气相沉积	10 ⁻² ~1	1N	10~100	10~100	大	低	>10	有	介质

a) N表示材料纯度

应, 有很多种不同的结构, 大多可简化为两个独立超导体通过体相非超导的材料建立弱连接. 按照连接材料进行分类, 常见的结构如图7(a)~(c), 为超导/绝缘/超导(superconductor-insulator-superconductor, SIS)结、超导/常规金属或半导体/超导(superconductor-normal-superconductor, SNS), 以及超导/超导近邻效应和自旋轨道耦合半导体纳米线/超导结. 如果不作说明, 约瑟夫森结特指其中的SIS结. 基于铝的Al/AIO_x/Al对称结是超导量子电路中使用最广泛的约瑟夫森结, 其结构简单, 势垒厚度易于控制^[108]. 约瑟夫森临界电流可通过室温下的电阻算出, 易于进行快速器件检测^[109], 也可激光退火改变结区的电阻, 按需改变临界电流^[110]. 无论是使用单个结的频率固定的Transmon比特, 还是使用SQUID的频率和耦合强度可调的量子比特, 都采用铝结, 实现了几十个比特的量子芯片. SNS的超导连接是基于常规金属或者半导体, 如果为二维材料等半导体, 则势垒区的高度和态密度可通过栅极电压进行控制^[95], 可用于制备频率可控的比特和谐振器^[111], 或用于制作电荷量子干涉器件^[112]. 如果结区为金属, 由于电流密度较大, 有可能出现新的物理现象^[2]. 这类结的制造兼容平面工艺, 但是对图形线宽精度以及材料本身的制备要求比较严格, 实现低损耗的超导量子电路制备也比较有挑战性^[113]. 图7(c)中的半导体纳米线结

利用近邻效应和半导体的自旋轨道耦合效应, 一度用来寻找马约拉纳费米子^[114], 也可以利用其中的Andreev自旋态作为一种新的量子比特^[115], 其比特的频率也是电压可控的. 不过这种结构涉及不同体系材料的生长, 需要在纳米线侧面选区镀膜, 工艺复杂, 不具备扩展性. 实验室基于纳米线隧穿结的Transmon已经实现电压调控频率, 相干时间还有待提升^[116].

比特中的约瑟夫森结大多采用双倾角蒸镀法制备. 在衬底上制备好悬空桥后^[117], 在某一角度(衬底法线和束源炉口法线的夹角)蒸镀第一层超导膜, 通过可控氧化在膜表面形成绝缘层. 然后在另一角度蒸镀第二层超导膜, 形成如图7(d)的结构, 其中寄生有大面积的瑟夫森结, 需要增加额外的工艺步骤消除寄生结的影响^[118]. 用目前已经优化的双倾角蒸镀方法(如T型结工艺和曼哈顿结工艺)制备的约瑟夫森结, 在很大程度上提升了结区面积的均一性, 其临界电流波动主要来自倾斜蒸镀中膜的不均匀性. 图7(e)所示的两步法是平面工艺, 先沉积并将第一层超导材料进行图形化, 再次进行光刻后带胶放入蒸镀设备, 利用准原位离子刻蚀去除表面氧化层, 然后可控氧化形成绝缘层, 最后沉积第二层超导材料^[119,120]. 这种方法很好地避开了倾斜蒸镀工艺, 但是引入了离子刻蚀氧化层工艺, 带来两个新的问题: 一是离子刻蚀损伤和污染可能会产生二能级缺

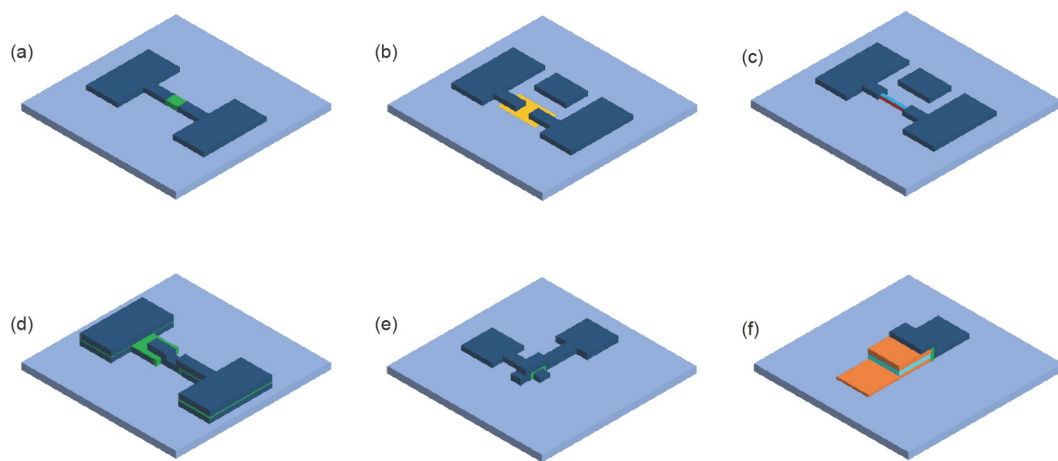


图7 超导隧穿结. 常见类型的超导结示意图: (a) 势垒为绝缘层的常规约瑟夫森结; (b) 基于常规金属或半导体的结; (c) 基于自旋轨道耦合和近邻效应的纳米线结. 不同方法制备的约瑟夫森结示意图: (d) 双倾角蒸镀法; (e) 平面工艺两步法; (f) 外延刻蚀法. 深蓝色、水蓝色、橙色为超导体, 绿色和青色为绝缘层, 黄色为二维半导体, 紫色代表电子强关联纳米线

Figure 7 Superconducting tunneling junctions. Diagram of common types of superconducting junctions: (a) Conventional Josephson junction with an insulating barrier; (b) junctions based on conventional metals or semiconductors; (c) nanowire junction with spin-orbit coupling and proximity effect. Different fabrication methods for Josephson junctions: (d) Double-angle evaporation; (e) planar two-step method; (f) epitaxy-etching method. Dark blue, water blue, and orange are superconductors, green and cyan are insulators, yellow is the 2D semiconductor, and purple is the nanowire with strongly correlated electrons

陷；二是刻蚀表面的粗糙度和深度都难以有较好的均匀性。图7(f)中的外延刻蚀法沿用半导体平面工艺，其三明治结构在不出真空的情形下一次性完成生长，然后再进行图形化、选择性刻蚀、钝化，定义出约瑟夫森结，最后引出电极到电容等结构上^[121~123]。这种方法不但避免了倾斜蒸镀工艺，而且保证了约瑟夫森结中材料和核心表界面的干净程度，甚至可以实现单晶绝缘层约瑟夫森结的制备。其代价是需要互联的真空生长方法、低损伤的刻蚀技术。因此，选择约瑟夫森结的结构和材料体系时，不仅要考虑降低上文提到的准粒子和二能级相关的损耗，还需从材料生长和芯片工艺的可行性出发。

4.5 集成封装

执行NISQ算法需要量子芯片上集成了一定数量的物理比特，而容错量子计算则需要数量庞大的物理比特来实现一个逻辑比特，所需要的芯片集成度更高。超导量子芯片是通过微波信号测控的，随着物理比特的增多，如果单个芯片上布线密度增加，信号串扰增强，会降低比特的相干性。目前还没有适合的集成微波线路复用技术。为了降低微波信号的串扰，通常将比特、布线、测控等功能结构分别制作在不同的芯片上，再用传统半导体的封装工艺，进行多层芯片堆叠^[124](图S6(a))。相邻功能芯片上的器件可通过电容电感耦合或通过钢连接^[124,125]。多层芯片堆叠的方法不仅降低了因芯片扩展带来布线的拥挤度，也缩小了芯片的横向尺度，还为比特关联提供了额外的维度。通过在芯片比特、馈线、谐振器等元件周边布局高密度的钢柱，能有效压制寄生模式，降低量子器件之间的串扰。此外，还可以将微波损耗极低的三维微腔整合到芯片中，进一步提高相干性和读写精度^[126](图S6(b))。多层芯片堆叠的工艺流程沿袭传统半导体，又有自身特点。芯片间黏合和电学导通使用柔韧性较好的超导材料钢，不需要高温，且与极低温环境兼容^[127]。为避免Al-In合金层的形成，钢与芯片上铝等其他金属不直接接触，而使用氮化钛等作为阻挡层。高深宽比的硅通孔使用干法刻蚀获得，内部用原子层沉积或化学气相沉积方法生长氮化钛等超导材料以保证芯片上下表面导通。各层材料的氧化层都需要真空原位去除，以保证超导性联通。芯片加工完成后，超导材料、衬底表面在空气中会逐渐加深氧化，增加微波损耗体积，影响芯片的稳定性，真空封装可以很好地解决这一问题^[128]。在真空中去除

芯片表面的小分子吸附甚至整个氧化层后，封装进一个内壁沉积了吸附材料(例如Ti、Al等)的小型真空样品盒中，如图S6(c)所示，使超导量子芯片在较长时间内保持性能稳定。

4.6 量子极限放大器

信号放大在微弱信号探测、量子态读取中十分关键。超导量子比特有多种不同的读出方法，例如电荷测量、磁通量测量、电感量测量、微波光子数测量等，其中色散读出是最常见的非破坏读出方式。当比特与谐振腔的色散耦合时，比特对腔谐振频率的微扰取决于比特的状态，由谐振腔的透射谱可得出比特的状态^[14]。为了减小测量脉冲对芯片的干扰，微波脉冲仅为包含少数微波光子的微弱信号，需要经过二到三级放大才能被室温电子系统处理。第一级放大器的噪声系数对最终的信噪比影响最大^[129]，相较于工作在4 K的半导体放大器，基于约瑟夫森结非线性效应的量子极限放大器工作在20 mK，其噪声理论上可接近海森堡测不准原理的极限，可大幅度提高测量保真度。常见的量子极限放大器有约瑟夫森结参量放大器^[19]、阻抗匹配参量放大器、行波参量放大器^[5]等，其中行波参量放大器因为具有较大的带宽(表S1)，在多比特芯片的测量上具有优势。

行波参量放大器的电路结构如图8(a)上图所示，是由放大单元构成的非线性传输线^[130]。放大单元利用约瑟夫森结的非线性效应，将泵浦波转换成信号波和闲频波，实现对信号波的放大，但是由于色散不同，三列波的相速度并不匹配。为了充分利用传输过程进行信号放大，需要在传输线上插入相位匹配单元进行相位调制。相位匹配单元利用谐振器共振频率附近的色散效应，对不同频率的微波进行相位调制，因此传输线上相位匹配单元的密度，及谐振器、耦合电容的一致性，对行波放大器的增益都是非常重要的。如图8(b)所示，随着相位匹配单元的不一致性增加，增益下降，且相位匹配单元数量少时，对不均匀性更敏感。制备行波参量放大器，要求相位匹配单元各个元器件的工艺一致性较好。另外，约瑟夫森结和接地电容的不一致性也可能引入相位调制，其均一性也需要加以控制，这就需要对材料制备和工艺方法进行研究。相对于使用PECVD沉积平板电容介质，使用原子层沉积得到的电容均一性更好^[131]，具体表现为电容值的标准偏差随电容面积增大迅速减小，在电容面积大于6000 μm^2 时，标准偏差小于2%。

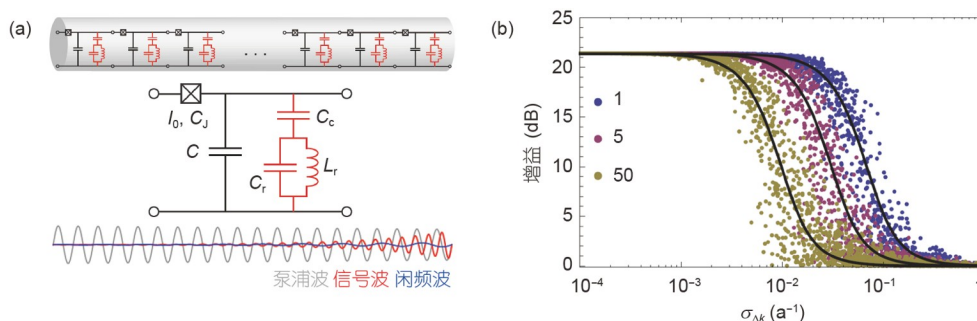


图8 行波参量放大器^[130]. (a) 电路示意图. 放大单元(黑色)包含一个约瑟夫森结和一个接地电容, 相位匹配单元(红色)包含一个LC谐振器和一个耦合电容. 由于约瑟夫森结的三阶效应, 传播中两个泵浦光子会转换为一个信号波光子和一个闲频波光子. (b) 相位匹配单元的不一致对增益的影响. 增益随着相位匹配单元相位的标准差增大而降低, 不同曲线表示每1、5、50个放大单元使用一个相位匹配单元的情况. Reprinted with permission, Copyright (2014) by the American Physical Society

Figure 8 Traveling wave parametric amplifier^[130]. (a) Circuit diagram. The black is an amplifying unit composed of a Josephson junction and a grounding capacitor. Red is a phase matching unit of a LC resonator and a coupling capacitor. During propagation, two pumping photons will be converted to a signal photon and an idle photon due to the third-order effect of Josephson junctions. (b) Influences of nonuniformity of the phase matching unit on the gain. The gain drops as the standard deviation of the phase of phase matching unit rises. The different curves indicate the situation that one phase matching unit is used for every 1, 5, and 50 amplifying units. Reprinted with permission, Copyright (2014) by the American Physical Society

5 量子算法

超导量子电路用于计算并解决实际问题, 需要依赖量子算法. 常见的算法大部分可分为代数和数论相关算法、基于黑盒的算法、近似和模拟算法等, 具体的量子加速程度因具体问题、量子算法, 及其运行的数据实例而异(quantumalgorithmzoo.org). 例如Shor算法, 可以对大数进行质因数分解, 相对于已知的最好的经典算法有超多项式加速. 大部分量子算法的构建都是基于数学理论, 运行起来往往需要大量的逻辑比特, 目前的超导量子电路无论从集成规模还是比特质量, 都不足以构建具有容错功能的逻辑比特和门操作^[36], 也就无法实现容错计算, 仅限于进行算法演示. 在物理比特数量和保真度有限的现状下, 如果能找到一种具有实用价值的算法, 充分利用现有的量子硬件资源, 达到经典计算无法企及的算力, 将对超导量子电路的实用具有里程碑意义^[27]. 如果完成一个有用的任务, 量子方法所需的时间和经典方法相当, 但是能量消耗可以大幅度减少, 也是具有应用价值的.

如图S7(a)所示, 随着计算时间增加, 超导量子系统的计算能力逐渐上升, 到达峰值, 随后由于相干时间的限制, 持续下降. 经典计算机的计算能力则由内存和处理器决定, 不随时间变化. 如果量子计算的峰值在经典计算之上, 则在靠近峰值的时间段内, 量子系统能够执行经典计算机难以执行的计算; 限定量子系统的计算时间, 不断初始化、计算、读取, 量子系统有可能超越

经典计算机, 完成具有实用价值的任务. 对于一些规模更大的任务, 如果算法允许, 例如变分量子算法, 则可以如图S7(b), (c)所示, 将任务分配到不同的量子芯片上, 并行进行计算^[132]. 理论研究表明, 现有的量子硬件中, 由于比特的数量、保真度、关联度有限, 也就是计算的广度和深度有限, 经典计算机往往是有算法可以进行有效模拟的, 因此需要从材料和工艺等方面, 进一步提高超导量子电路的集成度和质量, 使计算能力峰值超过经典计算. 针对近期集成了数百个物理量子比特、带噪声的超导量子芯片, 可专门进行应用算法和编译算法研究, 将其应用到量子化学模拟、量子组合优化、量子机器学习等方面^[27]. 目前国内外已经有很多研究机构开展量子算法和软件框架研究(quantum.tencent.com、hiq.huaweicloud.com), 探索其在神经网络的训练和推理等方面的应用^[133]. 编译算法还可以从硬件层面考虑量子系统的架构, 进行脉冲生成和时序优化, 使量子算法运行在不同的超导量子芯片上.

从长远来看, 由于通用量子计算所要求的量子测控精度非常高, 利用容错量子计算提升量子处理器的测控精度, 是实现通用量子计算的另一关键技术. 在经典通信领域, 人们经常采用冗余编码的方式在带噪声信道传递信息. 最简单的方式是采用重复编码, 如果发现个别比特发生了错误, 可以对信息进行修正, 或者重新发送信息. 在量子计算中, 由于量子不可克隆原理, 不能简单地采用重复编码方案, 通常采用多比特纠缠编码的方式来对量子信息进行编码. 在单比特或少数

比特发生错误时, 系统的量子态可以在不同的编码子空间中切换, 而不会破坏对应的量子信息. 需要注意的是, 物理比特的测控需要达到一定的精度, 量子纠错才能发挥作用, 实现逻辑测控精度的提升. 表面码方案是目前最有可能在超导量子比特系统中实现的纠错方案之一, 其纠错保真度阈值至少需要达到99%^[36]. 更高的比特测控精度可以进一步提高量子纠错的效果, 减少编码需要的比特数量, 若采用表面码, 为了达到较好的纠错效果, 通常双比特门的保真度需要达到99.9%, 或者更高. 随着量子材料、超导量子电路的不断深入研究, 近期已有保真度超过99.9%双比特门的报道^[134], 有望在不久的将来实现量子纠错.

6 结论与讨论

超导量子电路是一门跨领域学科, 材料科学在其中扮演着核心角色. 回顾历史, 超导量子电路早期主要用于研究宏观量子过程, 沿用了超导电子学的材料体系, 使用铌、氮化钛等溅射沉积的超导薄膜、双倾角方法制备的铝基约瑟夫森结. 进入量子计算领域后, 超导量子比特的退相干机制一直是研究的重心, 磁性杂质和二能级缺陷等材料相关的因素都受到了关注. 从微波工程的角度考虑, 为了提高相干时间, 一方面要避免使用损耗较大的材料, 另一方面要降低电磁场在有损耗材料中的比例. 在材料的选择上, 使用高纯度蓝宝石

石和本征硅衬底. 在工艺上更加重视表面和界面, 采用分子束外延和各种表面处理方法, 减少金属/衬底、衬底/空气、金属/空气的杂质和无序结构的影响. 超导材料的选择需要考虑能否形成低损耗的界面. 约瑟夫森结的制备经历了多种方法和材料体系的反复尝试, 都还不能媲美传统的铝基约瑟夫森结. 材料及核心表面界面直接决定器件的最终性能, 随着超导量子电路集成规模的提高, 现有的材料体系需要不断更新. 在实现近期带噪声的计算及长期的容错量子计算目标过程中, 还需进一步集中研究材料制备和器件工艺对物理比特性能的影响, 包括探索不同的材料体系、分析退相干机理、开发集成工艺, 在提高量子芯片规模的同时, 维持比特的相干时间, 并兼顾比特之间的连通性. 材料探索一方面要尝试新材料和新结构, 另一方面还需考虑材料工艺和加工设备的改进. 退相干机理的研究需要在原子结构和电子结构上找到损耗的微观来源, 建立快速的损耗检测方法, 同时还要研究其抑制方法并指出材料改进的方向. 在集成工艺上, 除了封装工艺本身的研究, 还要考虑将读取电路集成到计算芯片上. 最后, 超导量子计算系统涉及低温、凝聚态物理、微波工程、微电子、算法、软件编程等多个学科领域, 需要来自不同领域、众多研究机构的研究人员集体贡献, 同时也需要培养综合型的量子器件人才.

参考文献

- 1 Tinkham M. Introduction to Superconductivity. 2nd ed. Mineola: Dover Publications, 2004
- 2 Zhang Y H. Superconducting Physics (in Chinese). 3rd ed. Hefei: The University of Science and Technology of China Press, 2009 [张裕恒. 超导物理. 第3版. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 2009]
- 3 Devoret M H. Quantum fluctuations in electrical circuits. In: Reynaud S, Giacobino E, Zinn-Justin J, eds. Quantum Fluctuations. Amsterdam: Elsevier, 1995
- 4 Kirtley J R, Wikswo Jr J P. Scanning squid microscopy. *Annu Rev Mater Sci*, 1999, 29: 117–148
- 5 Macklin C, O'Brien K, Hover D, et al. A near-quantum-limited Josephson traveling-wave parametric amplifier. *Science*, 2015, 350: 307–310
- 6 Schoelkopf R J, Girvin S M. Wiring up quantum systems. *Nature*, 2008, 451: 664–669
- 7 Feynman R P. Simulating physics with computers. *Int J Theor Phys*, 1982, 21: 467–488
- 8 Lloyd S. Universal quantum simulators. *Science*, 1996, 273: 1073–1078
- 9 Ladd T D, Jelezko F, Laflamme R, et al. Quantum computers. *Nature*, 2010, 464: 45–53
- 10 DiVincenzo D P. The physical implementation of quantum computation. *Fortschr Phys*, 2000, 48: 771–783
- 11 Krantz P, Kjaergaard M, Yan F, et al. A quantum engineer's guide to superconducting qubits. *Appl Phys Rev*, 2019, 6: 021318
- 12 Nguyen L B, Lin Y H, Somoroff A, et al. High-coherence fluxonium qubit. *Phys Rev X*, 2019, 9: 041041
- 13 Chen Y, Neill C, Roushan P, et al. Qubit architecture with high coherence and fast tunable coupling. *Phys Rev Lett*, 2014, 113: 220502
- 14 Blais A, Huang R S, Wallraff A, et al. Cavity quantum electrodynamics for superconducting electrical circuits: An architecture for quantum computation. *Phys Rev A*, 2004, 69: 062320
- 15 Wallraff A, Schuster D I, Blais A, et al. Strong coupling of a single photon to a superconducting qubit using circuit quantum electrodynamics.

- Nature, 2004, 431: 162–167
- 16 Ithier G, Collin E, Joyez P, et al. Decoherence in a superconducting quantum bit circuit. *Phys Rev B*, 2005, 72: 134519
- 17 Martinis J M, Megrant A. UCSB final report for the CSQ program: Review of decoherence and materials physics for superconducting. 2014, arXiv: [1410.5793](#)
- 18 McRae C R H, Wang H, Gao J, et al. Materials loss measurements using superconducting microwave resonators. *Rev Sci Instrum*, 2020, 91: 091101
- 19 Siddiqi I, Vijay R, Pierre F, et al. RF-driven Josephson bifurcation amplifier for quantum measurement. *Phys Rev Lett*, 2004, 93: 207002
- 20 Opremcak A, Pechenezhskiy I V, Howington C, et al. Measurement of a superconducting qubit with a microwave photon counter. *Science*, 2018, 361: 1239–1242
- 21 Barends R, Wenner J, Lenander M, et al. Minimizing quasiparticle generation from stray infrared light in superconducting quantum circuits. *Appl Phys Lett*, 2011, 99: 113507
- 22 Hajr A, Banerjee A, Berk C, et al. Characterization of magnetic and infrared radiation shielding with high quality superconducting microwave resonators. In: APS March Meeting 2021. Bulletin of American Physical Society, 2021
- 23 Barends R, Kelly J, Megrant A, et al. Superconducting quantum circuits at the surface code threshold for fault tolerance. *Nature*, 2014, 508: 500–503
- 24 Bylander J, Gustavsson S, Yan F, et al. Noise spectroscopy through dynamical decoupling with a superconducting flux qubit. *Nat Phys*, 2011, 7: 565–570
- 25 Kandala A, Mezzacapo A, Temme K, et al. Hardware-efficient variational quantum eigensolver for small molecules and quantum magnets. *Nature*, 2017, 549: 242–246
- 26 Zheng Y, Song C, Chen M C, et al. Solving systems of linear equations with a superconducting quantum processor. *Phys Rev Lett*, 2017, 118: 210504
- 27 Preskill J. Quantum computing in the NISQ era and beyond. *Quantum*, 2018, 2: 79
- 28 Nielsen M A, Chuang I L. Quantum Computation and Quantum Information: 10th Anniversary Edition. New York: Cambridge University Press, 2010
- 29 Cross A W, Bishop L S, Sheldon S, et al. Validating quantum computers using randomized model circuits. *Phys Rev A*, 2019, 100: 032328
- 30 National Academies of Sciences, Engineering, and Medicine. Quantum Computing: Progress and Prospects. Washington DC: The National Academies Press, 2019
- 31 Bouchiat V, Vion D, Joyez P, et al. Quantum coherence with a single Cooper pair. *Phys Scr*, 1998, 1998: 165
- 32 DiCarlo L, Chow J M, Gambetta J M, et al. Demonstration of two-qubit algorithms with a superconducting quantum processor. *Nature*, 2009, 460: 240–244
- 33 Arute F, Arya K, Babbush R, et al. Quantum supremacy using a programmable superconducting processor. *Nature*, 2019, 574: 505–510
- 34 Bravyi S, Gosset D, Movassagh R. Classical algorithms for quantum mean values. *Nat Phys*, 2021, 17: 337–341
- 35 Van Meter R, Horsman C. A blueprint for building a quantum computer. *Commun ACM*, 2013, 56: 84–93
- 36 Fowler A G, Mariantoni M, Martinis J M, et al. Surface codes: Towards practical large-scale quantum computation. *Phys Rev A*, 2012, 86: 032324
- 37 Oliver W D, Welander P B. Materials in superconducting quantum bits. *MRS Bull*, 2013, 38: 816–825
- 38 McDermott R. Materials origins of decoherence in superconducting qubits. *IEEE Trans Appl Supercond*, 2009, 19: 2–13
- 39 Anlage S M. Microwave superconductivity. *IEEE J Microw*, 2021, 1: 389–402
- 40 Krinner S, Storz S, Kurpiers P, et al. Engineering cryogenic setups for 100-qubit scale superconducting circuit systems. *EPJ Quantum Technol*, 2019, 6: 2
- 41 Uhlig K. $^3\text{He}/^4\text{He}$ dilution refrigerator with pulse-tube refrigerator precooling. *Cryogenics*, 2002, 42: 73–77
- 42 Fu X, Rol M A, Bultink C C, et al. An experimental microarchitecture for a superconducting quantum processor. In: Proceedings of the 50th Annual IEEE/ACM International Symposium on Microarchitecture. New York: Association for Computing Machinery, 2017. 813–825
- 43 Deshpande S, Paquette J, Vahidpour M, et al. Integrating high-density microwave signalling and packaging with superconducting qubits. In: 2019 IEEE MTT-S International Microwave Symposium (IMS). Boston: IEEE, 2019
- 44 Le D T, Muller C, Navarathna R, et al. Operating a passive on-chip superconducting circulator: Device control and quasiparticle effects. 2021, arXiv: [2103.02759](#)
- 45 Lecocq F, Quinlan F, Cicak K, et al. Control and readout of a superconducting qubit using a photonic link. *Nature*, 2021, 591: 575–579
- 46 Kelly J, Barends R, Fowler A G, et al. Scalable *in situ* qubit calibration during repetitive error detection. *Phys Rev A*, 2016, 94: 032321
- 47 Pop I M, Geerlings K, Catelani G, et al. Coherent suppression of electromagnetic dissipation due to superconducting quasiparticles. *Nature*, 2014, 508: 369–372

- 48 Müller C, Cole J H, Lisenfeld J. Towards understanding two-level-systems in amorphous solids: Insights from quantum circuits. *Rep Prog Phys*, 2019, 82: 124501
- 49 Ioffe L B, Geshkenbein V B, Helm C, et al. Decoherence in superconducting quantum bits by phonon radiation. *Phys Rev Lett*, 2004, 93: 057001
- 50 Kumar P, Sendelbach S, Beck M A, et al. Origin and reduction of $1/f$ magnetic flux noise in superconducting devices. *Phys Rev Appl*, 2016, 6: 041001
- 51 Wilen C D, Abdullah S, Kurinsky N A, et al. Correlated charge noise and relaxation errors in superconducting qubits. *Nature*, 2021, 594: 369–373
- 52 Bogoliubov N. On the theory of superfluidity. *J Phys*, 1947, XI: 10
- 53 Lang K M, Nam S, Aumentado J, et al. Banishing quasiparticles from Josephson-junction qubits: Why and how to do it. *IEEE Trans Appl Supercond*, 2003, 13: 989–993
- 54 Martinis J. Saving superconducting quantum processors from decay and correlated errors generated by gamma and cosmic rays. *npj Quantum Inf*, 2021, 7: 1–9
- 55 Huang S, Lienhard B, Calusine G, et al. Microwave package design for superconducting quantum processors. *PRX Quantum*, 2021, 2: 020306
- 56 Wenner J, Neeley M, Bialczak R C, et al. Wirebond crosstalk and cavity modes in large chip mounts for superconducting qubits. *Supercond Sci Technol*, 2011, 24: 065001
- 57 Houck A A, Schreier J A, Johnson B R, et al. Controlling the spontaneous emission of a superconducting transmon qubit. *Phys Rev Lett*, 2008, 101: 080502
- 58 Chen Z, Megrant A, Kelly J, et al. Fabrication and characterization of aluminum airbridges for superconducting microwave circuits. *Appl Phys Lett*, 2014, 104: 052602
- 59 Santavica D F, Prober D E. Impedance-matched low-pass stripline filters. *Meas Sci Technol*, 2008, 19: 087001
- 60 Phillips W A. Two-level states in glasses. *Rep Prog Phys*, 1987, 50: 1657–1708
- 61 Quintana C M, Megrant A, Chen Z, et al. Characterization and reduction of microfabrication-induced decoherence in superconducting quantum circuits. *Appl Phys Lett*, 2014, 105: 062601
- 62 O'Connell A D, Ansmann M, Bialczak R C, et al. Microwave dielectric loss at single photon energies and millikelvin temperatures. *Appl Phys Lett*, 2008, 92: 112903
- 63 Shalibo Y, Rofe Y A, Shwa D, et al. Lifetime and coherence of two-level defects in a Josephson junction. *Phys Rev Lett*, 2010, 105: 177001
- 64 Klimov P V, Kelly J, Chen Z, et al. Fluctuations of energy-relaxation times in superconducting qubits. *Phys Rev Lett*, 2018, 121: 090502
- 65 Wang C, Axline C, Gao Y Y, et al. Surface participation and dielectric loss in superconducting qubits. *Appl Phys Lett*, 2015, 107: 162601
- 66 Lisenfeld J, Bilmes A, Megrant A, et al. Electric field spectroscopy of material defects in transmon qubits. *npj Quantum Inf*, 2019, 5: 1–6
- 67 Stehlik J, Zajac D M, Underwood D L, et al. Tunable coupling architecture for fixed-frequency transmons. 2021, arXiv: [2101.07746](https://arxiv.org/abs/2101.07746)
- 68 de Graaf S E, Adamyan A A, Lindström T, et al. Direct identification of dilute surface spins on Al_2O_3 : Origin of flux noise in quantum circuits. *Phys Rev Lett*, 2017, 118: 057703
- 69 de Graaf S E, Davidovikj D, Adamyan A, et al. Galvanically split superconducting microwave resonators for introducing internal voltage bias. *Appl Phys Lett*, 2014, 104: 052601
- 70 Ray K, Tamm A, Rosen Y J, et al. Flux noise and spin dynamics of multiple interacting adsorbates on superconducting qubits. In: APS March Meeting 2020. Bulletin of the American Physical Society, 2020
- 71 Zhou J, Huang P, Zhang Q, et al. Observation of time-domain rabi oscillations in the Landau-Zener regime with a single electronic spin. *Phys Rev Lett*, 2014, 112: 010503
- 72 Braumüller J, Ding L, Vepsäläinen A P, et al. Characterizing and optimizing qubit coherence based on squid geometry. *Phys Rev Appl*, 2020, 13: 054079
- 73 Shi F, Zhang Q, Wang P, et al. Single-protein spin resonance spectroscopy under ambient conditions. *Science*, 2015, 347: 1135–1138
- 74 Vepsäläinen A P, Karamlou A H, Orrell J L, et al. Impact of ionizing radiation on superconducting qubit coherence. *Nature*, 2020, 584: 551–556
- 75 Gustavsson S, Yan F, Catelani G, et al. Suppressing relaxation in superconducting qubits by quasiparticle pumping. *Science*, 2016, 354: 1573–1577
- 76 Riwar R P, Hosseinkhani A, Burkhart L D, et al. Normal-metal quasiparticle traps for superconducting qubits. *Phys Rev B*, 2016, 94: 104516
- 77 Steffen Z, Li K, Dutta S, et al. Quasiparticle transport in asymmetric Josephson junctions. In: APS March Meeting 2021. Bulletin of the American Physical Society, 2021
- 78 de Graaf S E, Faoro L, Ioffe L B, et al. Two-level systems in superconducting quantum devices due to trapped quasiparticles. *Sci Adv*, 2020, 6: eabc5055
- 79 Megrant A, Neill C, Barends R, et al. Planar superconducting resonators with internal quality factors above one million. *Appl Phys Lett*, 2012, 100: 113510
- 80 Place A P M, Rodgers L V H, Mundada P, et al. New material platform for superconducting transmon qubits with coherence times exceeding 0.3

- milliseconds. *Nat Commun*, 2021, 12: 1779
- 81 Rosenberg D, Weber S J, Conway D, et al. Solid-state qubits: 3D integration and packaging. *IEEE Microw*, 2020, 21: 72–85
 - 82 Koch J, Yu T M, Gambetta J, et al. Charge-insensitive qubit design derived from the Cooper pair box. *Phys Rev A*, 2007, 76: 042319
 - 83 Manucharyan V E, Koch J, Glazman L I, et al. Fluxonium: Single Cooper-pair circuit free of charge offsets. *Science*, 2009, 326: 113–116
 - 84 Jin Y R, Zheng D N. The road to long coherence time superconducting quantum bits (in Chinese). *Chin Sci Bull*, 2017, 62: 3935–3946 [金贻荣, 郑东宁. 超导量子计算: 长退相干量子比特发展之路. 科学通报, 2017, 62: 3935–3946]
 - 85 Nakamura Y, Pashkin Y A, Tsai J S. Coherent control of macroscopic quantum states in a single-Cooper-pair box. *Nature*, 1999, 398: 786–788
 - 86 Mooij J E, Orlando T P, Levitov L, et al. Josephson persistent-current qubit. *Science*, 1999, 285: 1036–1039
 - 87 Martinis J M, Nam S, Aumentado J, et al. Rabi oscillations in a large Josephson-junction qubit. *Phys Rev Lett*, 2002, 89: 117901
 - 88 Brooks P, Kitaev A, Preskill J. Protected gates for superconducting qubits. *Phys Rev A*, 2013, 87: 052306
 - 89 You J Q, Hu X, Ashhab S, et al. Low-decoherence flux qubit. *Phys Rev B*, 2007, 75: 140515
 - 90 Yan F, Sung Y, Krantz P, et al. Engineering framework for optimizing superconducting qubit designs. 2020, arXiv: 2006.04130
 - 91 Kalashnikov K, Hsieh W T, Zhang W, et al. Bifluxon: Fluxon-parity-protected superconducting qubit. *PRX Quantum*, 2020, 1: 010307
 - 92 Devoret M H, Schoelkopf R J. Superconducting circuits for quantum information: An outlook. *Science*, 2013, 339: 1169–1174
 - 93 McEwen M, Kafri D, Chen Z, et al. Removing leakage-induced correlated errors in superconducting quantum error correction. *Nat Commun*, 2021, 12: 1761
 - 94 Kreikebaum J M, O'Brien K P, Morvan A, et al. Improving wafer-scale Josephson junction resistance variation in superconducting quantum coherent circuits. *Supercond Sci Technol*, 2020, 33: 06LT02
 - 95 Wang J I J, Rodan-Legrain D, Bretheau L, et al. Coherent control of a hybrid superconducting circuit made with graphene-based van der Waals heterostructures. *Nat Nanotechnol*, 2019, 14: 120–125
 - 96 Cybart S A, Cho E Y, Wong T J, et al. Nano Josephson superconducting tunnel junctions in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ directly patterned with a focused helium ion beam. *Nat Nanotechnol*, 2015, 10: 598–602
 - 97 Premkumar A, Weiland C, Hwang S, et al. Microscopic relaxation channels in materials for superconducting qubits. 2020, arXiv: 2004.02908
 - 98 Wang C, Li X, Xu H, et al. Transmon qubit with relaxation time exceeding 0.5 milliseconds. 2021, arXiv: 2105.09890
 - 99 Earnest C T, Béjanin J H, McConkey T G, et al. Substrate surface engineering for high-quality silicon/aluminum superconducting resonators. *Supercond Sci Technol*, 2018, 31: 125013
 - 100 Foxen B, Mutus J Y, Lucero E, et al. Qubit compatible superconducting interconnects. *Quantum Sci Technol*, 2017, 3: 014005
 - 101 Ghadeer M A, Hajr A, Banerjee A, et al. Improving quality factors of superconducting coplanar wave guide resonators by surface passivation with self-assembled monolayer. In: APS March Meeting 2021. Bulletin of the American Physical Society, 2021
 - 102 Berk C, Banerjee A, Hajr A, et al. Improvement in superconducting resonator quality factor through surface passivation. In: APS March Meeting 2021. Bulletin of the American Physical Society, 2021
 - 103 Altoé M V P, Banerjee A, Berk C, et al. Localization and reduction of superconducting quantum coherent circuit losses. 2020, arXiv: 2012.07604
 - 104 Mergenthaler M, Müller C, Ganzhorn M, et al. Effects of surface treatments on flux tunable transmon qubits. 2021, arXiv: 2103.07970
 - 105 Dunsworth A, Barends R, Chen Y, et al. A method for building low loss multi-layer wiring for superconducting microwave devices. *Appl Phys Lett*, 2018, 112: 063502
 - 106 Alfaro-Barrantes J A, Mastrangeli M, Thoen D J, et al. Superconducting high-aspect ratio through-silicon vias with DC-sputtered Al for quantum 3D integration. *IEEE Electron Dev Lett*, 2020, 41: 1114–1117
 - 107 Barends R, Kelly J, Megrant A, et al. Coherent Josephson qubit suitable for scalable quantum integrated circuits. *Phys Rev Lett*, 2013, 111: 080502
 - 108 Nguyen L, Hashimoto T, Zakharov D N, et al. Atomic-scale insights into the oxidation of aluminum. *ACS Appl Mater Interfaces*, 2018, 10: 2230–2235
 - 109 Ambegaokar V, Baratoff A. Tunneling between superconductors. *Phys Rev Lett*, 1963, 10: 486–489
 - 110 Hertzberg J B, Zhang E J, Rosenblatt S, et al. Laser-annealing Josephson junctions for yielding scaled-up superconducting quantum processors. 2020, arXiv: 2009.00781
 - 111 Sardashti K, Dartailh M C, Yuan J, et al. Voltage-tunable superconducting resonators: A platform for random access quantum memory. *IEEE Trans Quantum Eng*, 2020, 1: 1–7
 - 112 de Graaf S E, Skacel S T, Hönig-DeCrinis T, et al. Charge quantum interference device. *Nat Phys*, 2018, 14: 590–594
 - 113 Weber S J. Gatemons get serious. *Nat Nanotechnol*, 2018, 13: 877–878
 - 114 Zhang H, de Moor M W A, Bommer J D S, et al. Large zero-bias peaks in InSb-Al hybrid semiconductor-superconductor nanowire devices. 2021, arXiv: 2101.11456
 - 115 Hays M, Fatemi V, Bouman D, et al. Coherent manipulation of an Andreev spin qubit. 2021, arXiv: 2101.06701

- 116 Larsen T W, Petersson K D, Kuemmeth F, et al. Semiconductor-nanowire-based superconducting qubit. *Phys Rev Lett*, 2015, 115: 127001
- 117 Dolan G J. Offset masks for lift-off photoprocessing. *Appl Phys Lett*, 1977, 31: 337–339
- 118 Dunsworth A, Megrant A, Quintana C, et al. Characterization and reduction of capacitive loss induced by sub-micron Josephson junction fabrication in superconducting qubits. *Appl Phys Lett*, 2017, 111: 022601
- 119 Grünhaupt L, von Lüpke U, Gusenkova D, et al. An argon ion beam milling process for native AlO_x layers enabling coherent superconducting contacts. *Appl Phys Lett*, 2017, 111: 072601
- 120 Bal M, Long J, Zhao R, et al. Overlap junctions for superconducting quantum electronics and amplifiers. *Appl Phys Lett*, 2021, 118: 112601
- 121 Nakamura Y, Terai H, Inomata K, et al. Superconducting qubits consisting of epitaxially grown NbN/AlN/NbN Josephson junctions. *Appl Phys Lett*, 2011, 99: 212502
- 122 McRae C R H, McFadden A, Zhao R, et al. Cryogenic microwave loss in epitaxial Al/GaAs/Al trilayers for superconducting circuits. *J Appl Phys*, 2021, 129: 025109
- 123 Mamin H, Huang E, Carnevale S, et al. Design and characterization of a functional merged element transmon. In: APS March Meeting 2021. Bulletin of the American Physical Society, 2021
- 124 Yost D R W, Schwartz M E, Mallek J, et al. Solid-state qubits integrated with superconducting through-silicon vias. *npj Quantum Inf*, 2020, 6: 1–7
- 125 Rosenberg D, Kim D, Das R, et al. 3D integrated superconducting qubits. *npj Quantum Inf*, 2017, 3: 1–5
- 126 Brecht T, Pfaff W, Wang C, et al. Multilayer microwave integrated quantum circuits for scalable quantum computing. *npj Quantum Inf*, 2016, 2: 1–4
- 127 Lei C U, Krayzman L, Ganjam S, et al. High coherence superconducting microwave cavities with indium bump bonding. *Appl Phys Lett*, 2020, 116: 154002
- 128 Mergenthaler M, Paredes S, Müller P, et al. Ultrahigh vacuum packaging and surface cleaning for quantum devices. *Rev Sci Instrum*, 2021, 92: 025121
- 129 Pozar D M. Microwave Engineering. 4th ed. Hoboken: Wiley, 2011
- 130 O'Brien K, Macklin C, Siddiqi I, et al. Resonant phase matching of Josephson junction traveling wave parametric amplifiers. *Phys Rev Lett*, 2014, 113: 157001
- 131 Feng D, Vahidpour M, Mohan Y, et al. Fabrication tolerances for traveling wave parametric amplifiers. In: APS March Meeting 2020. Bulletin of the American Physical Society, 2020
- 132 Peruzzo A, McClean J, Shadbolt P, et al. A variational eigenvalue solver on a photonic quantum processor. *Nat Commun*, 2014, 5: 4213
- 133 Allcock J, Hsieh C Y, Kerenidis I, et al. Quantum algorithms for feedforward neural networks. *ACM Trans Comput*, 2020, 1: 6
- 134 Negirneac V, Ali H, Muthusubramanian N, et al. High-fidelity controlled-Z gate with maximal intermediate leakage operating at the speed limit in a superconducting quantum processor. *Phys Rev Lett*, 2021, 126: 220502

补充材料

图S1 超导量子比特相干时间的时间线

图S2 超导量子芯片制备相关的技术

图S3 量子比特结构

图S4 基于常用超导薄膜的不同沟道宽度的谐振器的总体微波损耗

图S5 超导量子芯片加工中常用的表面处理方法

图S6 封装方法

图S7 基于物理比特的有噪声的中等规模量子计算

表S1 3种基于约瑟夫森结的放大器的比较

本文以上补充材料见网络版csb.scichina.com. 补充材料为作者提供的原始数据, 作者对其学术质量和内容负责.

Summary for “超导量子电路材料”

Materials in superconducting quantum circuits

Kanglin Xiong^{1,2*}, Jiagui Feng^{1,2*}, Yarui Zheng³, Jiangyu Cui⁴, Manhong Yung⁴, Shengyu Zhang³, Shunfeng Li¹ & Hui Yang^{1,2}¹ Gusu Laboratory of Materials, Suzhou 215123, China;² Suzhou Institute of Nano-Tech and Nano-Bionics, Chinese Academy of Sciences, Suzhou 215123, China;³ Tencent Quantum Laboratory, Shenzhen 518000, China;⁴ Huawei Central Research Institute, Shenzhen 518129, China* Corresponding authors, E-mail: klxiong2008@sinano.ac.cn; jgfeng2017@sinano.ac.cn

Superconducting quantum circuits (SQCs), composed of superconducting capacitors, inductances, Josephson junctions, and transmission lines, exhibit macroscopic quantum effects at ultra-low temperatures. Due to the extremely low dissipation of superconductors, an important application of SQCs is superconducting qubits with long coherence time. Quantum computing based on superconducting qubits is a leading physical realization method of quantum computing, which is theoretically capable of accelerating many computational problems including quantum simulation, database searching, and optimization. In the long run, to use the power of quantum computing to its full extent, universal quantum computers should be constructed with quantum error correction. In the short term, one of the most pressing targets of the superconducting quantum computing community is to demonstrate quantum advantage using noisy intermediate-scale quantum chips. Both goals rely on the increasing of the number of coupled qubits in a quantum circuit and the quality of these qubits, which dictate the breadth and the depth of a problem it can solve, respectively. The fabrication of SQCs has adopted a few manufacturing processes from conventional integrated circuits. Quantum chips containing multiple superconducting qubits can be made and packaged on a large scale. “Quantum supremacy” has been demonstrated on a quantum chip with fifty-three qubits fabricated using the flip-chip bonding technology. However, to demonstrate quantum advantage, the quality and quantity of qubits need to increase simultaneously. Dissipative channels emerge in circuit design, material preparation, chip fabrication, and working environment, limiting the lifetime of superconducting qubits. For quantum chips with tens to hundreds of qubits, the integration will also introduce extra processing steps which may degrade the qubits, and unwanted coupling to loss channels. Most of these channels are microscopically related to materials constructing the quantum chips, chip surfaces, and material interfaces. Thus, it is important to investigate the material growth and device fabrication of SQCs, and to understand the material related loss mechanisms. This review paper investigates the material related topics in superconducting quantum circuits pertinent to the quantum computing application from a comprehensive perspective. The history of SQCs is briefly mentioned, followed by the peculiar characteristics as an engineerable quantum system, and a roadmap to quantum advantage and universal quantum computing in the next few years. Technically, the superconducting quantum computer is compared to a Schrödinger’s cat, and can be boiled down into three parts, i.e., quantum chips, the environment, and the operating system, corresponding to the cat, the box, and the observer, respectively. The material related decoherence channels of the SQCs can be sorted into four categories; each will be discussed in details. To fabricate SQCs with minimal loss, the processing technologies are elaborated, including qubit design, material selection, surface treatments, film growth, and Josephson junction, etc. Though there are general guidelines that amorphous materials should be avoided and processing-induced damage should be minimized, more is to be investigated due to the emerging of new materials and new fabrication methods. The last part presents the potential application of the superconducting quantum computer and its current state of play. SQC for quantum computing is a multi-discipline research topic, demanding joint efforts from different scientific and technical areas. Materials science and device processing will play important roles along the way to quantum practicality.

superconducting qubit, decoherence, two-level system, quasiparticle, Josephson junctiondoi: [10.1360/TB-2021-0479](https://doi.org/10.1360/TB-2021-0479)