

新型超导量子比特及量子物理问题的研究

赵士平 刘玉玺 郑东宁

Novel superconducting qubits and quantum physics

Zhao Shi-Ping Liu Yu-Xi Zheng Dong-Ning

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 228501 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180845

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180845>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I22>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[金刚石氮空位中心自旋量子调控](#)

Quantum control of nitrogen-vacancy center in diamond

物理学报.2018, 67(12): 120302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180755>

[用于精密测量玻尔兹曼常数的量子电压噪声源芯片研制](#)

Development of quantum voltage noise source chip for precision measurement of Boltzmann constant

物理学报.2018, 67(10): 108501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172643>

[基于金刚石氮-空位色心自旋系综与超导量子电路混合系统的量子节点纠缠](#)

Entanglement of quantum node based on hybrid system of diamond nitrogen-vacancy center spin ensembles and superconducting quantum circuits

物理学报.2018, 67(7): 070302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172634>

[多量子比特核磁共振体系的实验操控技术](#)

Experimental technique for multi-qubit nuclear magnetic resonance system

物理学报.2017, 66(15): 150302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.150302>

[具有 Washer 型输入线圈的超导量子干涉放大器的制备与表征](#)

Fabrication and characterization of the superconducting quantum interference device amplifier with Washer type input coil

物理学报.2015, 64(12): 128501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.128501>

专题: 单量子态探测及其相互作用

新型超导量子比特及量子物理问题的研究*

赵士平^{1)3)†} 刘玉玺²⁾ 郑东宁¹⁾³⁾

1)(中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家研究中心, 北京 100190)

2)(清华大学微电子学研究所, 清华信息科学与技术国家实验室, 北京 100084)

3)(中国科学院大学, 物理科学学院, 北京 100049)

(2018年4月28日收到; 2018年5月14日收到修改稿)

近年来, 超导量子计算的研究有了很大的进展. 本文首先介绍了 nSQUID 新型超导量子比特的制备和研究进展, 包括器件的平面多层膜制备工艺和量子相干性的研究. 这类器件在量子态的传输速度和二维势系统的基础物理问题研究方面有着很大的优越性. 其次, 国际上新近发展的平面形式的 transmon 和 Xmon 超导量子比特具有更长的量子相干时间, 在器件的设计和耦合方面也有相当的灵活性. 本文介绍了我们和浙江大学与中国科学技术大学等单位合作逐步完善的这种形式的 Xmon 器件的制备工艺、制备出的多种耦合量子比特芯片, 以及参与合作, 在国际上首次完成的多达 10 个超导量子比特的量子态纠缠、线性方程组量子算法的实现和多体局域态等固体物理问题的量子模拟. 最后介绍了基于这些超导量子比特器件开展的大量的量子物理、非线性物理和量子光学方面的研究, 包括在 Autler-Townes 劈裂、电磁诱导透明、受激拉曼绝热通道、循环跃迁和关联激光等方面形成的一整套系统和独特的研究成果.

关键词: 超导量子比特, 量子计算, 量子模拟, 量子光学**PACS:** 85.25.Cp, 03.67.Lx, 42.50.Ct, 42.50.Pq**DOI:** 10.7498/aps.67.20180845

1 引言

超导量子电路具有损耗低, 量子态的制备、调控和读取灵活以及与现有成熟技术相兼容和容易集成化等诸多优点, 目前是实现固态量子计算和量子信息方面的有力竞争者^[1-3]. 近年来, 超导量子计算和量子比特的研究取得了巨大的进展, 尤其是在器件优化设计、量子相干时间和多比特耦合系统等方面, 但在通向实用化的道路上, 它们在量子退相干机理、器件的进一步扩展、耦合和量子态的快速传递等方面仍有许多亟待解决的问题^[4-6].

本文首先介绍了基于双轨排列的负电感超导量子干涉器 (nSQUID) 这类新型量子比特的研究, 它们在耦合器件的量子态传输速度和基础物理问题的研究上有着很大的优越性. 这类量子比特的

制备过程类似超导位相量子比特, 是沿用半导体的平面多层膜工艺. 在 2013 年初以前, 国际上除 3D 腔器件以外的平面器件的量子相干时间最好的在若干微秒, 而位相量子比特一般在数百纳秒, 因此我们预期 nSQUID 量子比特的量子相干时间应接近这一量级. 经过多年的努力, 我们成功完成了 nSQUID 这类新型量子比特 (包括位相量子比特) 的制备和器件量子相干性的测量, 发展出了一套成熟的超导量子比特制备的多层膜工艺, 填补了国内在这一研究领域的空白.

另一方面, 近年来国际上逐步发展出了平面 2D 形式的 transmon 和 Xmon 器件, 量子相干时间已逐步提高到数十微秒, 已证明这类新型器件在器件设计和耦合方面具有更大的优越性^[6]. 从 2015 年开始, 我们和浙江大学与中国科学技术大学合作, 逐步完善了 2D 形式的 Xmon 和 transmon 器

* 国家自然科学基金 (批准号: 91321208) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: spzhao@iphy.ac.cn

件的制备工艺, 制备出了耦合多量子比特芯片, 并参与了合作研究, 在国际上首次完成了多达10量子比特的量子态的纠缠, 同时实现了解线性方程组的量子算法和局域态等固体物理问题的量子模拟.

超导量子比特和谐振腔是典型的自旋1/2系统和玻色光子系统, 是腔量子电动力学和相关宏观量子现象研究的理想载体^[7]. 我们基于已有的超导量子比特器件, 从实验和理论两方面开展了有关量子耗散系统、量子光学和微波激光等方面的研究, 在Autler-Townes劈裂、电磁诱导透明、受激拉曼绝热通道、循环跃迁和关联激光等方面形成了一整套系统和独特的研究成果.

2 新型超导量子比特的制备和研究

2.1 位相和nSQUID型量子比特的制备和研究

位相型超导量子比特、平面波导谐振腔及其耦合系统采用了多层膜微纳制备工艺和电子束双倾角蒸发制备约瑟夫森结工艺. 图1(a)所示为最后完成的位相量子比特和平面波导谐振腔耦合系统显微镜照片的量子比特部分, 右侧中部的叉指电容连接到平面波导谐振腔; 图1(b)和图1(c)分别是电子束双倾角蒸发工艺制备完成的单个和两个串联的约瑟夫森结的电子显微镜照片; 图1(d)为器件设计图, 不同颜色表示不同图形的叠层结构(背景格点尺寸为10 μm), 它由6—7层膜通过制膜和

套刻完成: 首层Nb膜图形(灰色)由磁控溅射、光刻、反应离子刻蚀(RIE)制备; 第二层Al膜图形(绿色)由电子束套刻制备图形、电子束蒸发、剥离完成; 第三层Si膜图形(半透明的小长方形)由等离子增强化学气相沉积(PECVD)、电子束套刻制备图形、反应离子刻蚀制备; 第四层Al膜图形(蓝色)由电子束套刻制备图形、电子束蒸发、剥离完成; 第五和第六层Al膜图形(红色十字叉处的细条)由电子束套刻制备图形、双角度电子束蒸发(加原位氧化)成约瑟夫森结两电极并剥离完成. 另外, 部分样品还需由电子束套刻制备图形、电子束蒸发、剥离进行搭桥来避免电流调制时的发热问题^[8,9].

上述工艺, 即包括6—7次成膜及微纳图形的加工等, 也同样用来制备nSQUID超导量子比特和电感耦合系统^[10]. 图2所示的是最后完成的样品核心部分的显微镜照片, 右下方插图为器件的等效电路图. nSQUID超导量子比特是一个具有 θ 和 φ 双自由度的系统(即共模CM和差模DM), 图3所示为4种典型的势能形状, 其中图3(b)和图3(d)可分别作为磁通型和位相型量子比特来调控和工作. 在此基础上, 我们开展了对器件参数的表征和优化, 观测了量子比特在共模和差模偏置下的环流特性以及宏观量子隧穿随温度的变化, 并与系统二维势阱和能级的理论计算进行了比较. 对器件设计进行了改进后, 解决了器件设计中共模和差模偏置存在较大的crosstalk的问题, 器件性能有了进一步的改善.

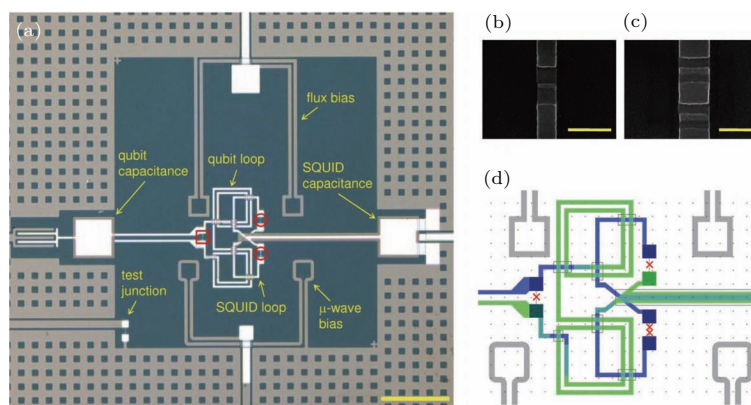


图1 多层膜工艺制备的超导位相量子比特^[8] (a) 器件的显微镜照片; (b), (c) 双倾角蒸发制备的约瑟夫森单结和双结; (d) 器件设计图, 不同颜色表示不同图形的7层膜的叠加结构(详见正文); 其中(a)—(c)图右下方的横杠分别表示100, 1, 1 μm 长度, (d)中网格背景的格点距离为10 μm

Fig. 1. Superconducting phase qubit fabricated by multilayer process^[8]. (a) Optical microscope image. (b) and (c) SEM images of the qubit junction and two junctions in one of the SQUID arms. (d) The design layout, in which the Nb (gray), the first Al (green), the Si (half transparent), the second Al (blue), and the shadow evaporated Al (light gray) films are shown. The horizontal bars at right-bottom corner in (a), (b), and (c) indicate lengths of 100, 1, and 1 μm , respectively. The grid cell dimension in (d) is 10 μm .

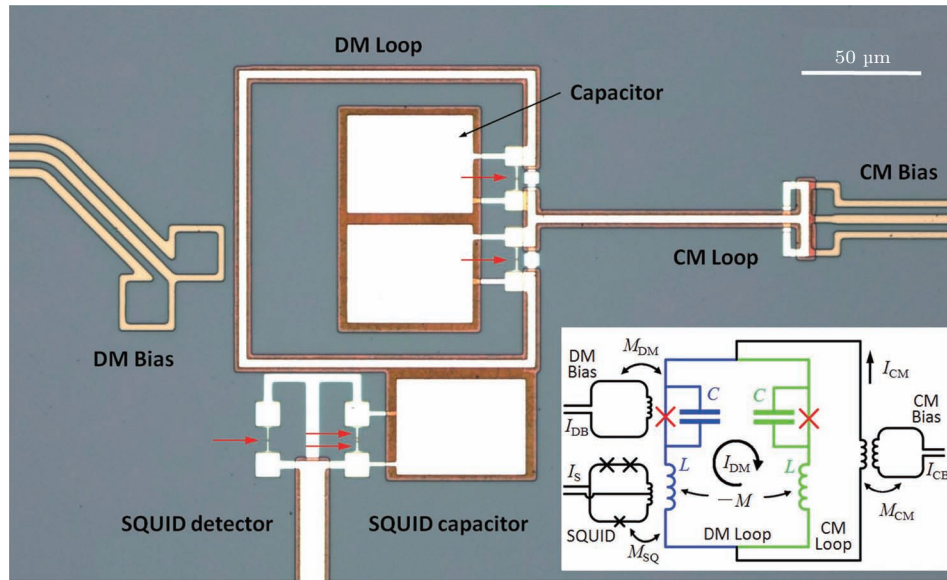


图2 多层膜工艺制备的超导 nSQUID 量子比特的显微镜照片, 插图为等效电路图, 图中 CM 和 DM 表示共模和差模^[10]
 Fig. 2. False-colored optical photograph of the nSQUID qubit. Inset shows the nSQUID qubit schematic. CM and DM stand for the common mode and differential mode, respectively^[10].

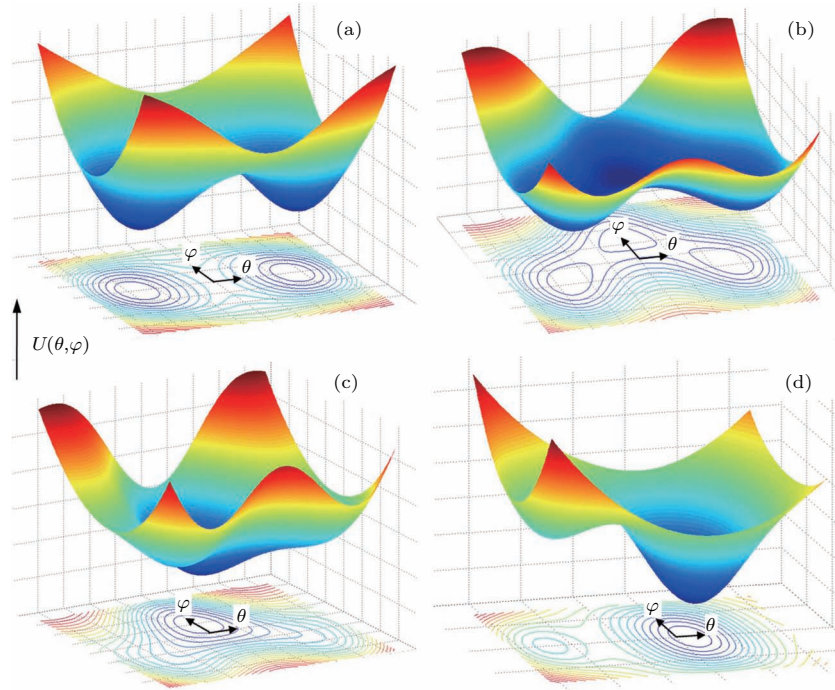


图3 超导 nSQUID 量子比特典型的二维势能结构^[10]
 Fig. 3. Typical 2D potential landscapes of the superconducting nSQUID qubit^[10].

负电感 SQUID 量子比特在耦合器件的量子态传输速度和基础物理问题研究方面有一定的优越性. 我们对该类器件的量子相干特性进行了系统的研究, 精确确定了器件的参数和势能形状, 并观测了 Rabi 振荡、Ramsey 干涉以及能量弛豫等超导量子器件的基本量子相干特性, 为耦合多比特间量子态的传输研究奠定了基础. 图 4(a) 为 nSQUID 量子比特的能谱; 图 4(b) 为微波激发下的激发态概

率随微波频率的关系; 图 4(c) 和图 4(d) 为对某一自由度积分后的另一自由度下的一维势阱、能级和波函数; 图 4(e) 为器件的二维波函数, 其中红色和蓝色表示波函数的正负^[10]. 研究表明, nSQUID 量子比特具有独特的二维势阱、可调的波函数对称性和跃迁矩阵元的大小, 它们可以作为基础物理问题的一个很好的研究平台, 详见参考文献^[10]中的引文和进一步讨论.

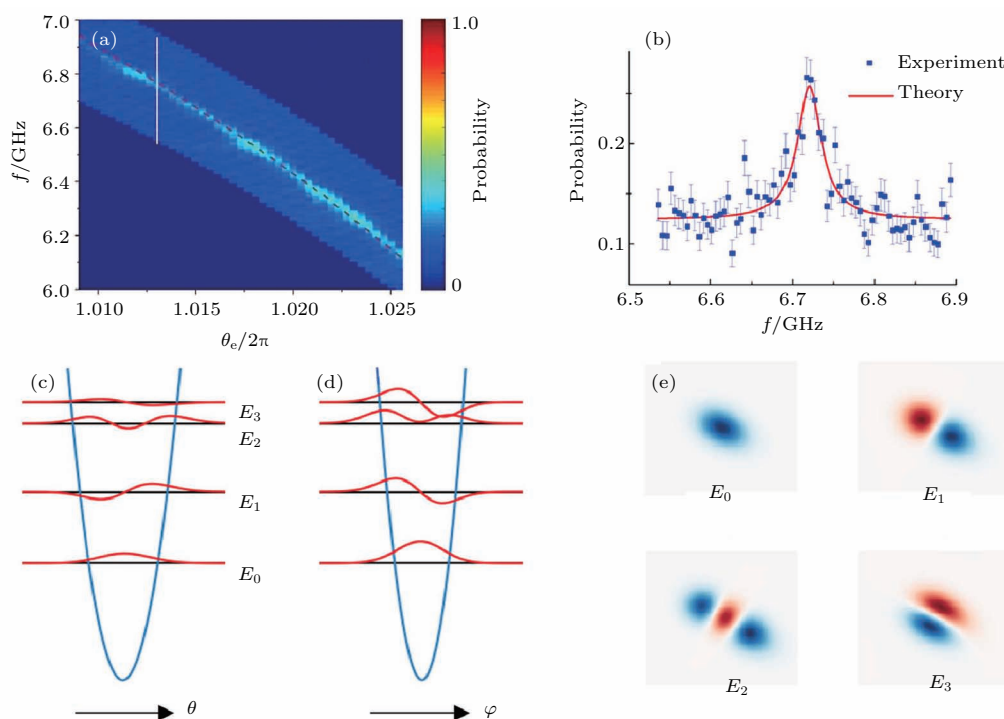


图4 超导 nSQUID 量子比特的 (a) 能谱, (b) 激发概率谱; (c), (d) 一维势阱、能级和波函数; (e) 二维波函数^[10]

Fig. 4. Experimental and calculated results for the nSQUID qubit^[10]. (a) Experimental energy spectrum. (b) Measured excited probability. (c) Calculated bottom four energy levels (black) and wave functions (red) along the θ axis after integrating over φ and (d) those along the φ axis after integrating over θ . (e) Calculated wave functions corresponding to the four energy levels, plotted in two dimensions (horizontal, θ ; vertical, φ) with plus (blue) and minus (red) signs.

2.2 超导谐振腔和量子非破坏性测量

超导谐振腔在超导量子比特的研究中扮演着重要的角色, 是超导量子电路的重要单元. 此外, 测量谐振腔在单光子功率下的品质因子, 可以方便地表征所制备薄膜材料的性能和加工工艺的影响, 最终达到提高性能的目的.

我们系统研究了在不同温度退火的蓝宝石基片上制备的 Al 膜超导共面波导谐振腔的性能^[11]. 结果显示 1200—1400 °C 高温下退火处理, 可以使基片表面形成原子平整台阶, 进一步采用电子束蒸发制备 Al 膜, 随后通过电子束曝光和湿法刻蚀 Al 制备出 1/4 波长超导共面波导谐振腔. 制备的 Al 膜共面波导谐振腔在极低温 (~ 20 mK) 单光子水平下测量得到的内部 Q 值可以达到 3×10^5 以上, 最高的超过 5×10^5 . 这一结果与文献报道的采用电子束蒸发制备的 Al 薄膜谐振腔的结果基本相当, 而且利用相同工艺制备的 Xmon 量子比特和读出谐振电路测量的退相干时间达到 30 μ s 以上, 表明制备工艺达到了较高水平.

为了达到减小谐振腔的尺寸, 增加芯片上器件

的集成度, 还制备了具有阶跃阻抗构型的超导共面波导谐振腔的品质因子 Q . 这种类型的谐振腔不但可以减小腔的程度 (减小 $\sim 30\%$), 还可以减小高频谐波的干扰. 实验结果显示, 利用生长在蓝宝石基片上的 Al 薄膜制备的阶跃阻抗谐振腔在极低温 (~ 20 mK) 和单光子功率下的本征 Q 值与常规共面波导谐振腔的结果相当, 显示了其用于量子电路中的可行性^[11].

超导量子比特和谐振腔构成的耦合系统, 即量子电动力学系统, 已成为超导量子计算研究的基本单元, 而一个超导多能级与谐振腔耦合的体系还尚未有系统的研究报道. 我们利用超导位相量子比特其能级间距容易在较大范围内调控的特点, 从实验上研究了一个超导四能级与谐振腔耦合系统的能谱 (图 5). 理论上我们构建了耦合系统的哈密顿量并考虑了各种量子弛豫过程, 通过本征值问题和主方程的求解, 很好地描述了实验测量的能谱和谱线的强度. 这些研究结果为利用超导多能级与谐振腔耦合系统进行的丰富的基础物理研究和量子计算应用研究都提供了很好的基础^[12].

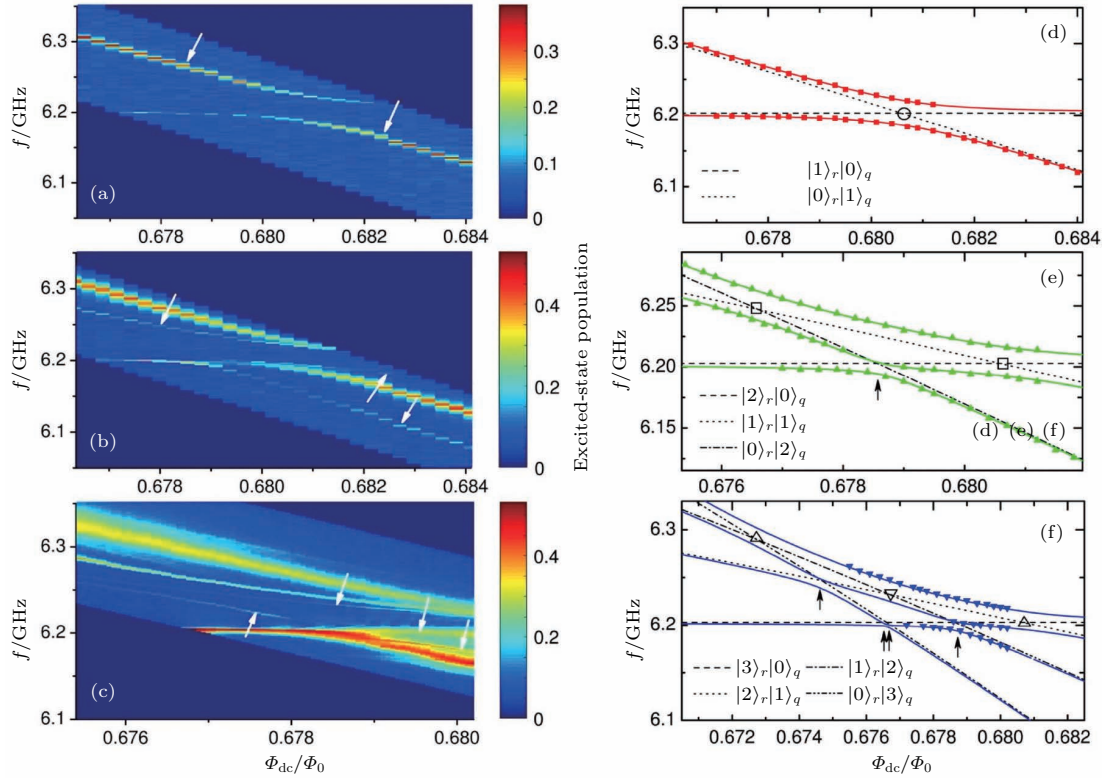


图5 超导四能级和谐振腔耦合系统能谱^[12] (a)–(c) 随微波功率增大时的依次测量结果; (d)–(f) 点为实验结果, 线为理论计算结果

Fig. 5. Energy spectra of the coupled superconducting qudit-resonator system^[12]. Left panels: Experimental results for three microwave powers, (a) –100 dBm, (b) –95 dBm, (c) –70 dBm. Right panels: Experimental (symbols) and theoretical (solid lines) spectral lines involving the first (d), the second (e), and the third (f) excited states.

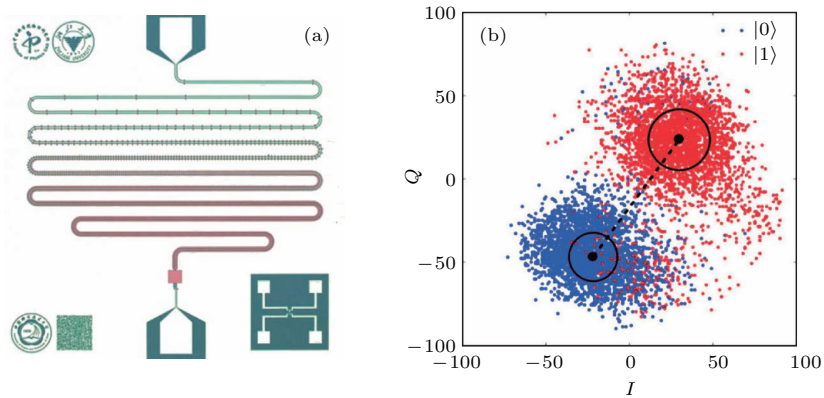


图6 参量放大器的显微镜照片 (a) 及测量结果 (b)^[13]

Fig. 6. (a) Microscope image of a Josephson parametric preamplifier and (b) the experimental results^[13].

在多比特器件的量子实验中, 一个重要的特征是对多比特的量子态的同时测量, 很多情况下还需要实现量子非破坏单发测量. 对于超导量子比特系统, 目前设计的器件的能级大小的典型值约为 5 GHz, 等效温度为 0.25 K, 如果量子态测量的微波光子的能量也是这个量级或稍大, 将远低于目前商用低温微波 HMET 放大器的噪声温度 (约 2 K).

因此, 为了达到单发测量目的, 需要更低噪声的前置放大器: 约瑟夫森参量放大器. 我们先后制备了窄带和宽带两种放大器. 测量结果显示放大器的噪声温度约为 0.4 K, 在几百 MHz 的范围内增益可达 14 dB. 这些放大器在上述实验中发挥了重要作用, 保证了对多至 10 比特的量子态同时实现单发非破坏量子测量^[13]. 图 6 为一个参量放大器的原

理图、显微镜照片及测量结果.

2.3 Xmon 型量子比特的研究

Xmon 型超导量子比特具有二维平面工艺器件的特征, 易于实现多比特的耦合, 而且显示出较长的退相干时间, 是实现多比特超导量子电路一个具有竞争力的方案, 目前国际上 Google/UCSB 以及 IBM 和 Intel/Delft 等主要研究团队都集中在这一方案上, 希望在包含约 50 个 Xmon 超导量子比特的量子芯片上实现特定算法或问题上超过经典计算机的优势. 近年来, 我们和浙江大学合作开始了 Xmon 型多比特器件的制备研究, 后又有中国科学技术大学研究团队一起加入.

为了获得高的退相干时间, 采用蓝宝石基片制备器件. 由于蓝宝石是绝缘体, 不像 Si 基片具有一定的导电性, 因此在电子束曝光过程中要避免电荷堆积的影响. 利用在 Si 衬底上积累的工艺经验, 比较快地摸索出一套工艺流程, 很快制备出 Xmon 型量子比特器件. 首批制备的包含三个量子比特器件测量的结果显示, 退相干时间均在 $3\ \mu\text{s}$ 左右, 表明器件的制备工艺具有较好的一致性. 但同时也注意到退相干时间还较短, 分析认为是薄膜制备过程中工艺的问题, 导致缺陷较多引起退相干. 通过测量相同工艺生长的薄膜制备的共面波导谐振腔, 其单光子水平下品质因子在 10^4 量级, 与文献报道的结果有差距, 说明谐振腔缺陷较多. 通过摸索改进工艺后, 性能有显著提高. 在随后制备的五个量子比特样品上测量的结果显示所有量子比特的退相干时间都达到了约 $15\ \mu\text{s}$, 最高在 $20\ \mu\text{s}$ 以上, 性能有了显著提高. 在此基础上先后制备了 5 比特、6 比特、9 比特、10 比特等多种形式的超导量子芯片.

在这些芯片上, 浙江大学、中国科学技术大学和中国科学院物理研究所以及福州大学等合作, 先后开展了一系列的量子实验. 例如利用 4 个一维排列的 Xmon 比特(图 7), 演示了用于解线性方程组的 HHL 量子算法. HHL 算法是 A. W. Harrow, A. Hassidim 和 S. Lloyd 在 2009 年提出的一个求解线性方程组的算法, 可以实现指数加速的求解速度. 由于线性方程组在科学研究和工程应用上有大量的应用, 这个算法有非常大的应用前景. 该算法经过数年的发展, 被证明有望应用于人工智能和大数据分析领域, 因此近年来受到很多关注. 该量子算法已经在光子和核磁共振系统中演示过, 这是首次在一个具有可扩展性的固态系统中演示. 由

于比特数有限, 使用其中的 1 个比特作附属比特, 1 个作输入比特, 剩下的 2 个比特作寄存器比特. 求解的是一个 2×2 的线性方程组, 并对算法步骤做了一些适当的简化. 整个求解线路包含 6 个单比特门和 9 个双比特门, 完成计算操作后, 采用 State Tomography 测量来检验结果, 最后测得整个量子过程的保真度为 83.7%^[14].

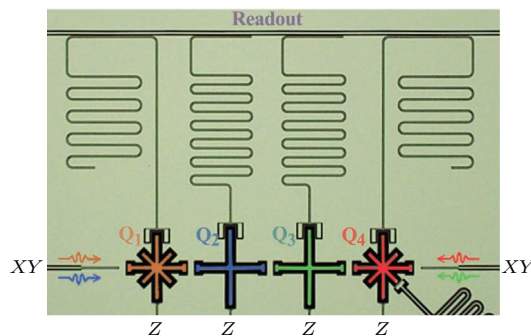


图 7 用于演示线性方程组算法的 Xmon 型耦合超导四量子比特系统^[14]

Fig. 7. Coupled four Xmon qubits for the demonstration of solving linear equation systems^[14].

通过上述四个单位的进一步合作, 为了实现多比特之间的任意耦合, 制备了多个 Xmon 比特和一个公共谐振腔耦合的器件, 其中谐振腔起到了连接每个 Xmon 比特的总线的作用. 每个 Xmon 比特采用能级可调的构型, 通过外加偏置实现对每个比特能级的独立调节. 在测量过程中可以实现任意两个 Xmon 比特之间的共振耦合或色散耦合. 在一个 10 比特的器件上(图 8)的测量结果显示, 可以同时 3 对比特之间分别实现耦合, 观察到 3 对中两个比特之间真空 Rabi 振荡. 进而还可制备 3 对中两比特之间的纠缠态. 最后, 在这个 10 比特器件上实现了 10 个比特之间的纠缠, 保真度达到 0.668^[15].

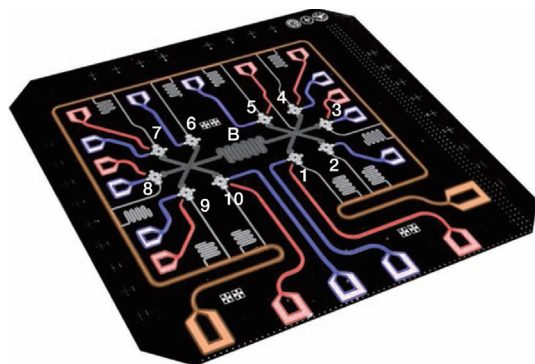


图 8 Xmon 型耦合超导十量子比特系统^[15]

Fig. 8. Coupled Xmon-type ten qubit systems^[15].

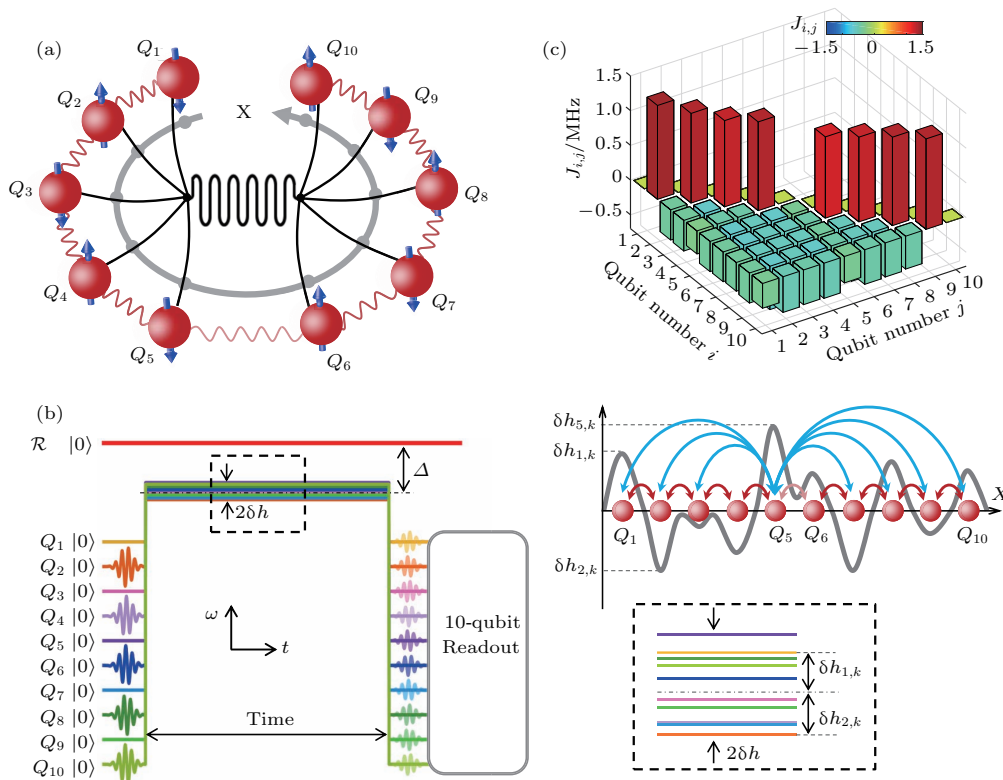


图9 用于局域化研究的耦合超导 10 量子比特测量的实验方案 [16]

Fig. 9. Experimental setup for emulating many body localization problem using coupled ten qubit system [16].

合作团队还利用该 10 比特的样品演示了多体局域化现象. 根据统计物理定律, 一个初始在非平衡态的系统会在其自身的动力学作用下热化. 局域化会破坏这一过程, 即所谓的 Anderson 局域化. 但是在 Anderson 的讨论中, 没有考虑粒子间相互作用, 而且只有低能激发. 但是在有相互作用和高能激发的量子多体系统中, Anderson 局域化的描述不再适用, 会出现称为多体局域化的情况, 也会破坏各态历经, 阻止系统的热化过程. 多体局域化的一个重要证据是长时间尺度上纠缠熵的对数增长. 对多体局域化的模拟受限于多比特系统的量子态的非破坏单发同时测量. 利用 10 比特样品如图 9 的实验设计, 成功显示了纠缠熵对数增长以及其他相关的多体局域化的证据 [16].

3 量子物理、量子光学和量子模拟研究

超导量子电路是以约瑟夫森结为基本组件并与其他微电子学元件共同构成的多能级量子系统, 这些能级可以通过外加的微波电磁场调控, 因此也

被称为超导人工原子 [7]. 二能级和三能级超导人工原子在被广泛地用于研究实现量子比特和量子信息处理的同时, 也被用来研究微波段的非线性物理、原子物理和量子光学现象. 这些研究不仅拓展了人们对物质与电磁场相互作用本质的理解, 同时也为操控量子比特状态提供了可靠的技术手段.

3.1 超导位相量子比特中的量子随机同步现象

同步 (synchronization) 是非线性系统中的一个普适概念, 它被广泛地应用于物理、生物、化学、电子、地质甚至与社会科学中. 随机同步 (stochastic synchronization) 是其重要的一类, 一个突出的例子是非线性系统的随机过程在噪声的影响下与周期性外力取得同步. 这种现象有意思的是噪声一般被认为是趋向于破坏物理过程的. 在过去的 20 多年中, 随机同步现象已经获得了广泛的关注和研究, 并在经典系统中观察到了丰富的现象. 然而在量子区域尚无实验报道.

在量子系统中, 粒子符合量子力学的运动规律, 它的一个最基本的原理就是量子态的相干叠

加, 并且粒子可以隧穿高于其能量的势垒. 此外, 系统受到噪声的影响与经典系统不同, 即使系统处于绝对零度下, 量子系统仍然会受到量子噪声的作用, 具有零点能, 使粒子有一定的概率隧穿过势垒. 在量子系统中会发生一些新奇的现象, 比如隧穿相干破坏、随温度升高的耗散相干稳定性、量子随机共振的线性响应和非线性响应.

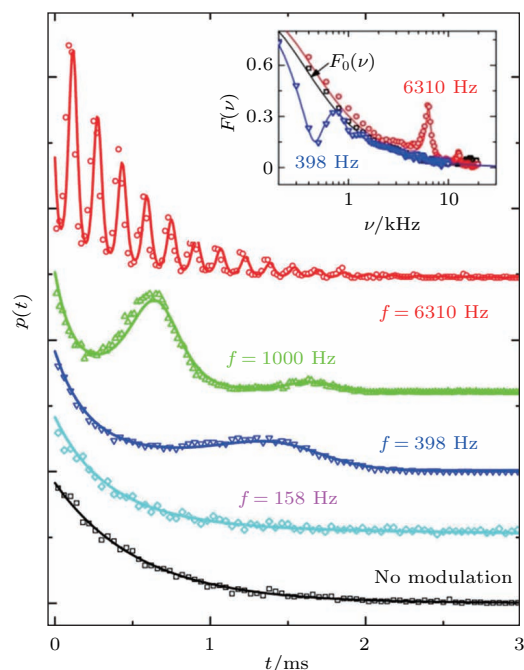


图 10 逃逸时间分布 $p(t)$ 及傅里叶变换 (插图), 点和线分别为测量和计算结果 [17]

Fig. 10. Escape time distribution $p(t)$. The symbols and lines are experimental and calculated results, respectively. Inset shows the Fourier transform $F(f)$ of $p(t)$ [17].

一个在直流 (dc) 电流偏置下的约瑟夫森结可以看作是一个粒子在一个搓衣板势中运动, 处于一个势阱中的粒子有一定几率的 Γ_q 隧穿出势阱, 粒子处于势阱中的概率随时间呈指数衰减, 隧穿出势阱的平均时间为 $1/\Gamma_q$. 在 dc 电流偏置中加入一个振幅很小的频率为 f 的周期性信号 (外力), 测量粒子隧穿出势阱的时间的分布, 即逃逸时间分布 $p(t)$, 我们发现其对外力的响应随 f 的增加出现丰富的变化 (见图 10), 由傅里叶频谱看出它在低频时有很大的抑制, 随着 f 的增加, 系统开始达到与外力的同步 (见图 10 插图). 如果定义同步性的强度 P_1 为在周期信号第一个峰中隧穿的概率之和, 则 P_1 在 f/Γ_q 约为 0.5 时达到最大, 见图 11 (a). 这些结果与数值计算的结果符合得非常好. 图 11 (b) 和图 11 (c) 分别为傅里叶变换差 $S_F = F(f) - F_0(f)$ 和平均居留时间 [17].

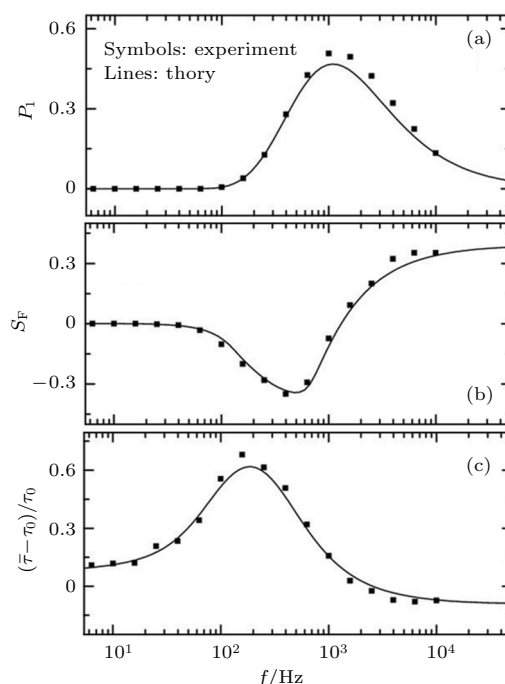


图 11 (a) 同步性强度 P_1 ; (b) 傅里叶变换差 $S_F = F(f) - F_0(f)$; (c) 平均居留时间; 点和线分别为测量和计算结果 [17]

Fig. 11. Comparison between experimental data (symbols) and numerical calculation (lines) of (a) synchronization strength P_1 , (b) $S_F = F(f) - F_0(f)$, and (c) averaged residence time [17].

3.2 超导三能级系统中的电磁诱导透明现象

在量子光学和原子物理的研究中, 人们发现一束被介质吸收的某一频率的光可以被另一束被介质吸收的不同频率的光调制, 从而使得介质不再对第一束特定频率的光吸收. 为了方便, 下面我们把第二束光称为驱动光, 前一束光称为探测光. 利用这一原理可以实现很多有趣的物理现象. 进而人们发现第二束光导致第一束光不吸收的基本物理机制有两种, 一种称为电磁诱导透明, 另一种称为 Autler-Townes 分裂. 前者是由量子干涉效应引起, 而后者是强光导致的能级分裂. 粗略地说, 这两个现象的主要区别是前者的第二束光是弱驱动光, 而后者是第二束光是强驱动光. 强弱驱动的零界阈值与三能级系统各能级的衰减率有关. 这些现象在超导量子电路中的研究可以为微波信号的调控提供坚实的理论和实验基础. 然而超导量子比特电路中电磁诱导透明一直难以得到实验的演示 [7]. 我们分析了一系列不同构型的超导量子电路的性质, 于 2014 年发现了 [18] 超导三能级系统中不能实现电磁

诱导透明的主要原因是三能级系统的衰减率不能满足电磁诱导透明的条件, 接着我们给出了在超导量子电路中实现电磁诱导透明的条件以及区分与其相类似的 Autler-Townes 分裂的阈值条件. 根据我们给出的条件, 人们通过工程三能级 transmon 超导量子比特电路, 演示了电磁诱导透明的特征. 然而由于样品的质量, 特征不是非常明显. 因此, 我们于 2016 年进一步从理论上设计了驱动大失谐下的超导二能级 (量子比特) 和单模微波场系统, 从而由量子比特和微波腔场构成了能级可调的混合系统, 如图 12 所示. 我们发现此混合系统能级的衰减率也可以通过经典驱动场的频率和强度进行调制, 从而较为容易地满足电磁诱导透明的条件^[19]. 美国实验物理学家与我们合作, 根据我们的这一理论设计方案, 于 2017 年用实验演示了电磁诱导透明现象^[20]. 与此同时, 美国马里兰大学也用腔量子电动力学的方法演示了电磁诱导的透明现象. 然而在他们的实验中抽运光是通过双光子过程施加于 transmon 量子比特和微波腔场构成的三能级系统, 探测光是施加在受激发的第二与第三能级之间. 因此, 为了观测到电磁诱导透明, 第二能级必须保存激发状态. 另外, 此三能级系统的衰减率是不可调的. 然而我们的理论^[19]和实验^[20]中抽运和探测全部是单光子过程, 且混合三能级系统的衰减率可以通过经典电磁场进行调控.

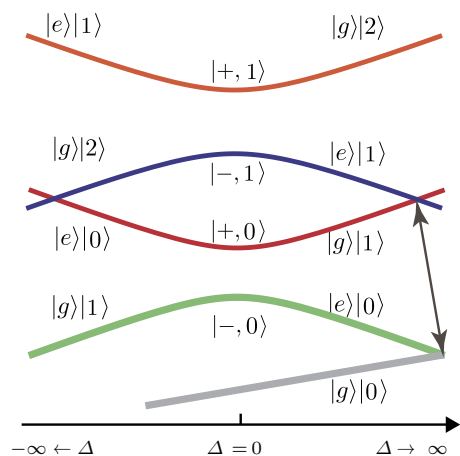


图 12 JC 模型下的量子比特-谐振腔耦合系统的能级随两者失谐量的变化^[19]

Fig. 12. Qubit-resonator energy spectra versus detuning in the JC model^[19].

综上, 我们简述了在经典场抽运下我们对电磁诱导透明的研究. 我们知道, 超导量子电路与单模微波腔的耦合从强到超强都可以实现, 因此可以通过把三能级系统放在微波腔中, 从而用量子微

波场作为抽运来代替电磁诱导透明系统中的经典抽运场, 从而用三能级超导量子电路研究真空诱导的透明. 我们给出了在超导三能级系统中区分真空诱导透明和真空诱导 Autler-Townes 分裂这两个现象的阈值条件. 进一步, 我们发现当量子化抽运场中包含有限个光子时, 也可以出现有限光子诱导的透明以及 Autler-Townes 分裂^[21]. 有限光子与经典或真空抽运的最大区别在于后两者不管是电磁诱导透明还是 Autler-Townes 分裂, 在吸收谱中只会出现两个峰值和一个低谷. 但是对前者而言, 在电磁诱导透明参数区域内的吸收谱中会只出现两个峰值和一个低谷, 但是在 Autler-Townes 分裂中如果量子化的微波腔场和三能级系统的耦合达到很强的情况下, 可以观测到光子数依赖的吸收谱. 在电磁诱导透明参数区域, 由于驱动场中光子数的不同, 从而导致群速度的不同, 因此可以用此现象做光子过滤器. 而在强耦合区域, 由于光子数的可分辨性, 可以用它来实现光子的探测等. 近来, 我们与日本理化学研究所等实验组合作, 用超导三能级系统与微波腔的耦合演示了真空诱导的 Autler-Townes 分裂^[22]以及驱动从量子到经典转变过程中的 Autler-Townes 分裂, 更详细的研究可参见^[21, 22]. 我们也发现超导量子系统可以用来实现从单光子阻塞到透明的转变, 从而实现微波单光子开关和隧穿量子器件^[23]等.

3.3 受激拉曼绝热通道现象

受激拉曼绝热通道 (STIRAP) 是原子物理和量子光学中进行量子调控的有效手段. 我们首次具有阶梯型跃迁结构的三能级超导量子电路中实现了通过 STIRAP 的量子态相干转移. 通过一对仔细调制的微波脉冲, 成功地在耦合非常弱的基态与第二激发态之间实现了量子态的相干转移, 如图 13 所示.

目前最常见的位相型和 Xmon 型超导三能级量子系统均具有阶梯型跃迁结构, 它们的基态和第二激发态间的耦合十分微弱或为零. 以前在此情况下量子态的转移通常是通过连续的两个脉冲来完成, 但这种操作对脉冲参数的设置要求十分严格. 我们证明了通过 STIRAP 过程的量子态相干转移对频率和脉冲参数的要求十分宽松, 量子态转移效率在位相型和 Xmon 型超导量子比特中分别达到 72% 和 97% 以上. 进一步对共振亮态和共振暗态

的测量结果(图 14)也在频率域上证实了 STIRAP 过程. 这种量子调控手段具有极佳的鲁棒性, 因此

在量子计算中可以用来实现精确度极高的量子门操作 [24].

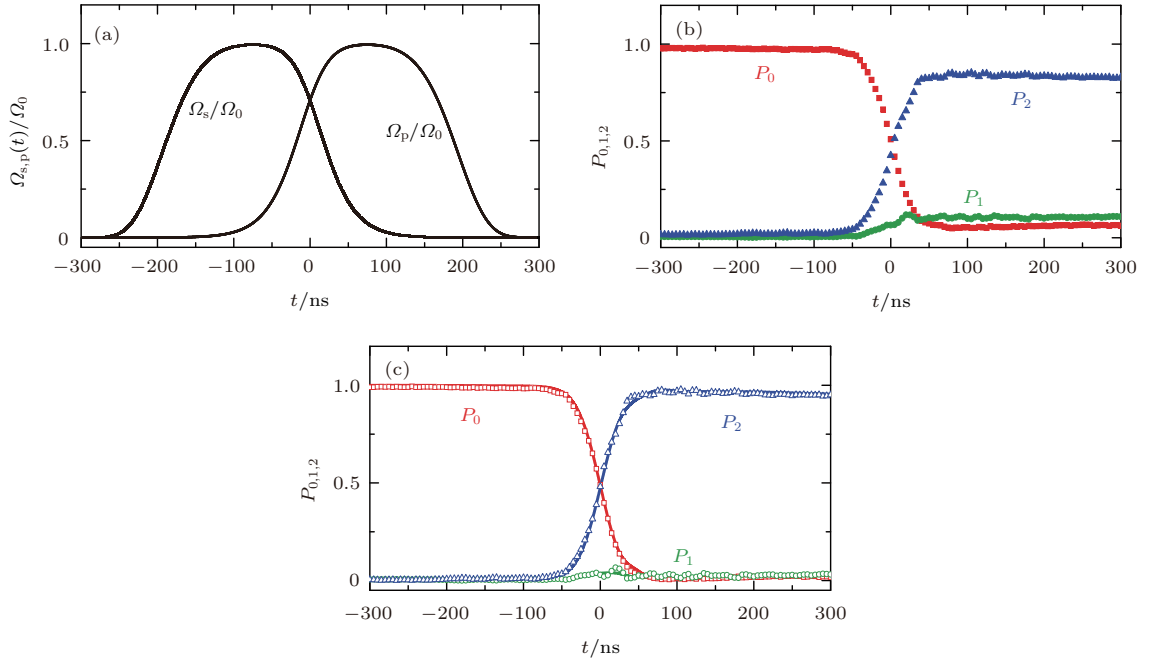


图 13 (a) 实验中用到的两个微波脉冲的强度 (Rabi 频率) 在二者重叠区的变化; (b) 三个能级上的占据数随时间的演化, 其中点线为实验数据, 细实线是理论计算的结果; (c) 标定后的结果 [24]

Fig. 13. Coherent population transfer via STIRAP in the superconducting Xmon qutrit: (a) Stokes and pump microwave pulses; (b) measured level populations P_0 , P_1 and P_2 versus time; (c) experimental level populations after correction; lines in (b) and (c) are the calculated results [24].

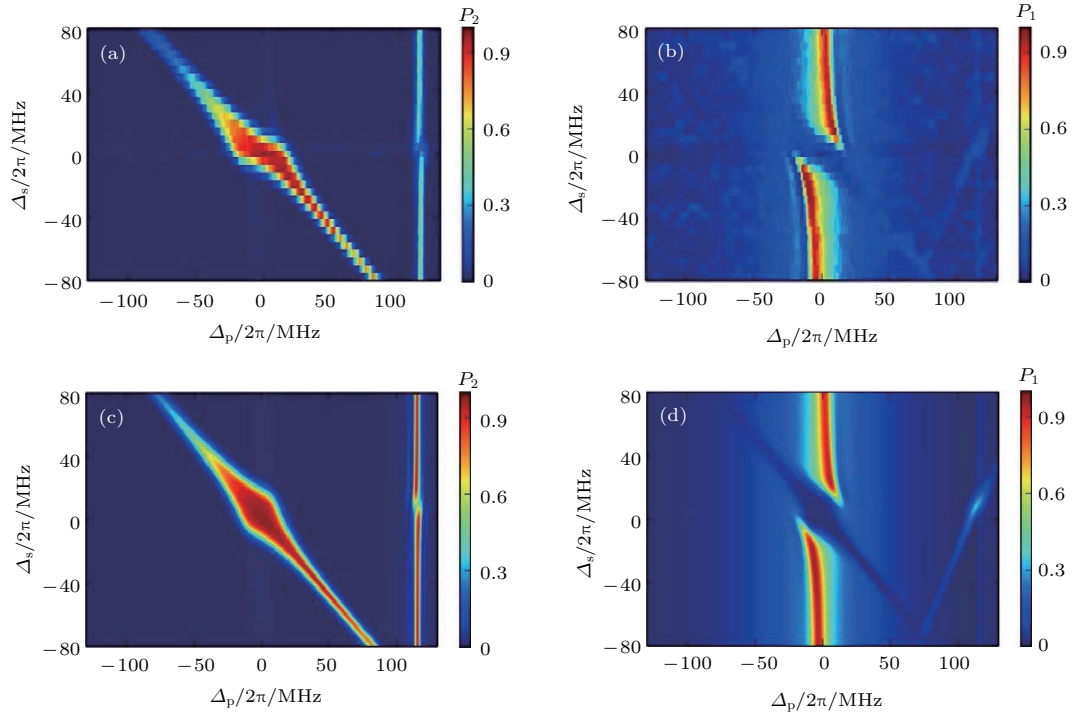


图 14 (a), (c) 共振亮态; (b), (d) 共振暗态; 其中 (a), (b) 为实验结果, (c), (d) 为理论计算结果 [24]

Fig. 14. Bright and dark resonances: (a), (b) Experimental; (c), (d) theoretical. Bright and dark resonances can be seen clearly in (a), (c) and (b), (d), respectively [24].

3.4 循环跃迁和关联激光

从量子光学和原子物理的研究中我们知道, 三能级天然原子具有如图 15 所示的 V 型、 Λ 型、梯子或 Ξ 型的跃迁结构, 没有可循环跃迁的 Δ 型结构. 然而在超导量子电路中, 由于其可控特性, 可以通过改变外界的调控参数或样品设计的构型来改变超导三能级系统中的跃迁选择定则, 近似或精确地得到图 15 所示的跃迁构型中的任意一个. 特别是可以通过人工调控超导量子电路的势能, 从而得到三能级天然原子中不存在的 Δ 型跃迁结构. 人们已对超导三能级量子电路做了大量的研究, 比如在具有 Λ 型跃迁的超导三能级系统中, 理论上研究了用暗态绝热传输量子信息和产生量子纠缠的可行性. 利用第三个能级作为辅助与构成量子比特的两个能级形成 Λ 型跃迁, 实现了对量子比特的冷却. 进一步, 人们发现利用 Δ 型跃迁, 量子比特的环境也可以得到有效的冷却, 而冷却的逆过程可以用来产生单光子态和微波激光. 利用梯子型的跃迁, 量子态的绝热转移也得到了实验的演示等. 利用超导人工原子二能级系统与电磁场的横纵耦合, 我们提出纵场开关并且得到实验的证实 [25]. 这些耦合也可以用来实现量子 Zeno 效应、非经典量子态的快速制备 [20,26,27] 等.

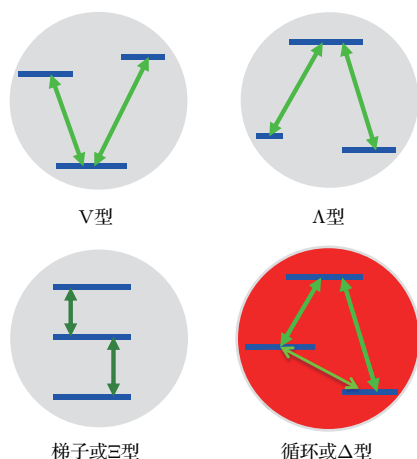


图 15 三能级系统中可能的跃迁示意图

Fig. 15. Schematic of possible transitions in different qutrit systems.

三能级超导人工原子独特的循环跃迁性质能够导致许多奇特的物理效应, 比如三能级系统中单双光子共存的跃迁, 即从基态到第二激发态的跃迁既可以通过单光子过程直接激发, 又可以通过从基态到第一激发态再到第二激发态的双光子过程激

发, 这种在天然三能级原子中不存在的循环跃迁导致的单双光子共存首次在超导磁通量子比特电路中提出并被实验证实. 循环跃迁不仅可以导致单双光子共存, 而且还可用来产生关联激光.

激光通常是通过非相干抽运把原子从基态激发到第二个高能激发态, 然后再通过无辐射跃迁迅速把粒子数转移到第一激发态. 当第一激发态的粒子数大于基态粒子数时形成粒子数反转, 那么原子由于受到入射光的激发而发出与入射光相同的光子, 从而实现光放大而产生激光, 因此激光源于受激辐射. 而原子自发辐射出的光子具有无规则的相位, 因此自发辐射导致激光的线宽. 如果从两个独立的激光器发出的两束激光叠加在一起, 那么两束激光总强度中的干涉项线宽大约是两束激光各自线宽的总和. 然而人们发现, 当把原子制备在一个相干叠加态时, 激光线宽的量子噪音可以压制在标准的 Schawlow-Townes 极限之下. 因此当两束激光的自发辐射噪音具有关联时, 它们相干叠加后干涉项的总线宽由于两束激光自发辐射噪音的关联而被消除. 这种关联激光已在 He-Ne 激光器的两个极化模式中得到了实验验证. 近来已经利用单个超导三能级人工原子产生经典微波激光, 实验已证实关联激光可以通过具有循环跃迁的单个超导三能级原子产生 [28].

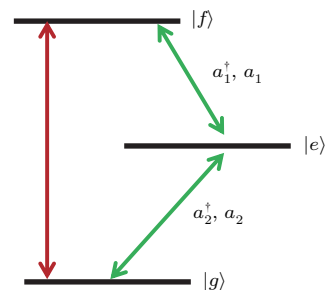


图 16 微波关联激光器示意图

Fig. 16. Schematic of microwave correlated laser.

微波关联激光器的原理简述如下. 图 16 是超导微波关联辐射激光器示意图, 两个量子化的单模微波场被耦合到受驱动的具有循环跃迁的超导三能级磁通量子比特电路中. 其中频率为 ω_1 的量子化微波场耦合在能级 $|e\rangle$ 和 $|f\rangle$ 上, 频率为 ω_2 的量子化微波场耦合在能级 $|e\rangle$ 和 $|g\rangle$ 上, 而频率为 ω_p 的经典微波场被施加在能级 $|g\rangle$ 和 $|f\rangle$ 上从而形成相干抽运. 此系统的哈密顿量可以写为 [28]

$$H = \hbar\omega_1 a_1^\dagger a_1 + \hbar\omega_2 a_2^\dagger a_2 + \hbar\omega_{gf} |f\rangle\langle f| + \hbar\omega_{ge} |e\rangle\langle e| + \hbar g_1 (a_1^\dagger |e\rangle\langle f| + a_1 |f\rangle\langle e|) + \hbar g_2 (a_2^\dagger |g\rangle\langle e|$$

$$+ a_2|e\rangle\langle g| + 2\hbar(|g\rangle\langle f| + |f\rangle\langle g|) \cos(\omega_p t),$$

其中 $a_1^\dagger$ 和 a_1 是频率为 ω_1 的量子化微波场的产生和消灭算符, $a_2^\dagger$ 和 a_2 是频率为 ω_2 的量子化微波场的产生和消灭算符; g_1 和 g_2 分别为两个量子化微波场与三能级系统的耦合常数; Ω 为经典微波场与三能级系统的耦合常数. 整个系统的耗散动力学可以通过主方程来描述. 在实验中, 超导三能级系统的衰减远大于两个激光微波场, 因此可以绝热地消去三能级系统的变量, 得到描写关联激光器状态 ρ 的主方程. 为了研究激光的性能, 利用 P -表示, 把微波量子场算符通过下面的对应转化成相应的经典复数, 即

$$\begin{aligned} a_i^\dagger \rho &\leftrightarrow \left(q_i^* - \frac{\partial}{\partial q_i} \right) P, \quad \rho a_i^\dagger \leftrightarrow q_i^* P, \\ \rho a_i &\leftrightarrow \left(q_i - \frac{\partial}{\partial q_i^*} \right) P, \quad a_i \rho \leftrightarrow q_i P. \end{aligned}$$

这样就把全量子的激光方程等价地转换成在 P -表示下的经典 Fokker-Planck 方程. 为了研究噪声对位相的影响, 进一步把激光强度通过设 $q_l = l_i \exp(i\theta_l)$ ($l = 1, 2$) 在极坐标下表示出来. 假设在激光条件下, 两个激光模式中的光子数几乎不变. 这样通过简化可以得到激光位相满足的 Fokker-Planck 方程为 [28]

$$\begin{aligned} \frac{dP}{dt} = & \left[\frac{\partial}{\partial \theta} D_\theta + \frac{\partial}{\partial \eta} D_\eta + \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} D_{\theta\theta} \right. \\ & \left. + \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} D_{\eta\eta} - \frac{\partial^2}{\partial \theta \partial \eta} D_{\theta\eta} \right] P, \end{aligned}$$

这里 $\theta = \theta_1 - \theta_2$, $\eta = (\theta_1 + \theta_2)/2$. 上述方程中各个系数的定义及表达参阅文献 [28] 的附录部分. 需要指出的是, 上述 Fokker-Planck 方程中的系数是由三能级系统的衰减、所受驱动强度以及它与腔的耦合强度等决定的. 如果调节系统的参数使得 $D_{\theta\theta} < 0$ 或 $D_{\eta\eta} < 0$, 那么位相差或和的噪声由于相干驱动就可得到压制. 在我们使用的实验系统中得到 $D_{\eta\eta} < 0$, 因此位相和的噪声得到有效的压制.

在如图 17 所示的实验中, 两个激光模式的频率为 $\omega_1/2\pi = 6.0016$ GHz 和 $\omega_2/2\pi = 11.9979$ GHz, 相应的线宽分别为 $\kappa_1/2\pi = 0.63$ MHz 和 $\kappa_2/2\pi = 1.94$ MHz. 为了使得两个激光模式与三能级原子相互耦合, 实验中加在超导线圈中的总偏置磁通与半个磁通量子的差为 $\delta\Phi = -18 \times 10^{-3}\Phi_0$. 在这种情况下三能级系统的跃迁频率可以满足条件 $\omega_2 \approx \omega_{eg}$, $\omega_1 \approx \omega_{ef}$, 激光模式与三能级系统的耦合常数大约为 $g_1/2\pi = 90$ MHz, $g_2/2\pi \approx 78$ MHz.

共振驱动场 ($\omega_p \approx \omega_{gf}$) 与三能级系统的耦合强度为 $\Omega/2\pi \approx 900$ MHz. 两个激光模式由于相干驱动使得它们各自的线宽由原来的数值变为 0.8 MHz. 而两个模式通过混合后产生频率为 $\omega_2 + \omega_1$ 的信号, 线宽大约为 9.4 Hz, 而不是两个激光模式线宽的和 2.57 MHz. 线宽变得如此窄的原因就是由于两个激光模式的位相在相干驱动下具有关联性. 理论上而言, 在理想情况下, 和频模式的线宽可以压制到零, 然而由于实验中其他不可控噪音源的存在, 因此线宽压制到 9.4 Hz, 更详细的解释可以查阅文献 [28].

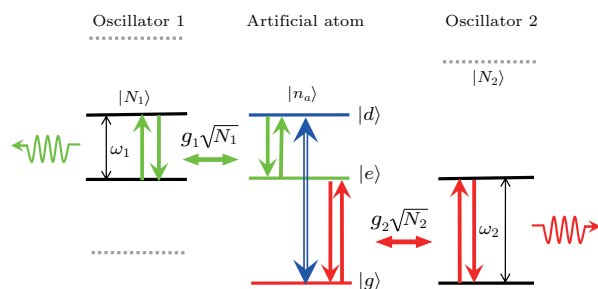


图 17 微波关联激光器运行原理图 [28]

Fig. 17. Operation principle of microwave correlated laser [28].

3.5 循环跃迁和非线性效应

循环跃迁的三能级超导人工原子还可以用来产生微波段的非线性效应. 我们知道, 非线性光学效应在量子电子学、原子物理、通信、化学、量子信息等很多方面有广阔的应用前景. 三波和四波混频是研究非线性现象的重要手段. 原子系统由于电偶极跃迁选择定则, 其只能呈现三阶非线性效应而不能呈现二阶非线性效应, 因此不能用来产生三波混频等非线性光学现象, 高阶非线性效应在原子系统中的产生需要多个能级的参与, 因此非线性很弱, 很难观测到希望看到的经典乃至量子非线性效应. 我们发现, 超导磁通量子比特等工原子可以被用来产生三波混频、经典或单光子水准的频率转换 [29–31]; 而且发现外加的偏置磁通处在优化点时, 三波混频等就会被关掉, 这样磁通量子比特可以用来对微波段的非线性行为进行调控.

超导磁通量子比特产生和频或差频的三波混频原理如图 18 所示. 假设超导磁通量子比特电路被含有频率为 ω_1 和 ω_2 的弱磁通 (对应于磁场) $\Phi(t) = \sum_{l=1,2} \Phi(\omega_l) \exp(-i\omega_l t)$ 所驱动. 在三能级近似下, 系统的哈密顿量可以写成 [29]

$$H_T = \sum_{i=1}^3 E_i |i\rangle \langle i| + \left[\sum_{i=1, i < j}^3 I_{ij} \langle f|i\rangle \langle j| + \text{H.C.} \right] \Phi(t),$$

这里 $I_{ij}(f)$ 通过计算前面磁通量子比特电路中电流算符的矩阵元给出; E_i 是对应于三个能量本征态 $|i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$) 的本征值. 在上面的哈密顿量中, 我们已经忽略了三能级系统与磁场的纵向耦合.

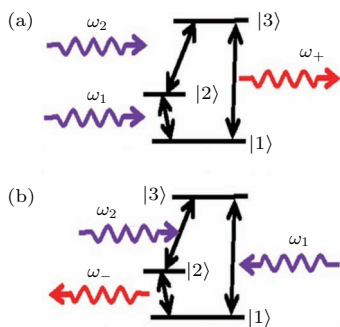


图 18 三能级系统和频 (a) 与差频 (b) 产生示意图 [29]
Fig. 18. Schematic of the generations of (a) sum frequency and (b) difference frequency in qutrit [29].

当系统的耗散被包括进去时, 而且假设三能级系统的约化密度矩阵为 $\mathbf{e}(t)$, 其动力学行为可以通过下面密度矩阵元 ρ_{ij} 满足的运动方程来描述, 即 [29]

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_{ij}}{dt} &= \frac{1}{i\hbar} [H_T, \mathbf{e}(t)]_{ij} - \frac{1}{2} \Gamma_{ij} \tilde{\rho}_{ij}(t), \quad i \neq j, \\ \frac{d\rho_{11}}{dt} &= \frac{1}{i\hbar} [H_T, \mathbf{e}(t)]_{11} + \gamma_{12} \tilde{\rho}_{22}(t) + \gamma_{13} \tilde{\rho}_{33}(t), \\ \frac{d\rho_{22}}{dt} &= \frac{1}{i\hbar} [H_T, \mathbf{e}(t)]_{22} - \gamma_{12} \tilde{\rho}_{22}(t) + \gamma_{23} \tilde{\rho}_{33}(t), \\ \frac{d\rho_{33}}{dt} &= \frac{1}{i\hbar} [H_T, \mathbf{e}(t)]_{33} - (\gamma_{13} + \gamma_{23}) \tilde{\rho}_{33}(t). \end{aligned}$$

这里我们设 $\Gamma_{12} = \gamma_{12}$, $\Gamma_{13} = \gamma_{13} + \gamma_{23} + \gamma_{33}$, $\Gamma_{23} = \gamma_{12} + \gamma_{13} + \gamma_{23} + \gamma_{22} + \gamma_{33}$, $\Gamma_{1j} = \Gamma_{ji}$, $\tilde{\rho}_{33}(t) = \rho_{ij}(t) - \tilde{\rho}_{ij}$, $\tilde{\rho}_{ij}$ 是在没有外加驱动情况下系统达到平衡时的密度矩阵元. 我们假设外加的驱动磁通很弱, 因此三能级系统与磁通的耦合强度也很弱, 在此情况下系统的约化密度矩阵 $\rho(t)$ 可以通过对含有 $\Phi(t)$ 的项进行展开并且代入上面的运动方程进行逐级微扰求解. 设

$$\rho(t) = \rho_0 + \rho_1(t) + \rho_2(t) + \cdots,$$

这里零级近似满足 $\rho_0 = \bar{\rho}$. 由于外场引起的极化 $P(t)$ 可以定义为 $P(t) = \text{Tr}[\rho(t)I]$, 二级极化可以

表述为 $P^{(2)}(t) = \text{Tr}[\rho_2(t)I]$, 因此二级磁化系数为

$$\chi^{(2)}(\omega) = \frac{P_2(\omega)}{\Phi(\omega_1)\Phi(\omega_2)}.$$

如图 18(a) 所示, 如果外加的具有频率为 ω_1 和 ω_2 的磁通正好可以诱导能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 以及能级 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 之间的跃迁, 那么对应于产生和频 $\omega_+ = \omega_1 + \omega_2$ 的二级磁化系数通过围绕求解 $\rho_2(t)$ 和 $P^{(2)}(t)$ 最后得到

$$\chi^{(2)}(\omega_+) = \frac{I_{12}(f)I_{23}(f)I_{31}(f)}{(i\omega_1 - i\omega_{21} + \Gamma_{21})(i\omega_+ - i\omega_{31} + \Gamma_{31})},$$

这里 $\omega_{ij} = (E_i - E_j)/\hbar$ ($i > j$). 上式表明二级磁化系数正比于三个跃迁矩阵元 $I_{12}(f)$, $I_{23}(f)$ 和 $I_{31}(f)$ 的乘积, 因此它的大小可以通过调节约化磁通 f 进而调节三个矩阵元的大小来控制. 即当 $f = 0.5$ 时, 由于选择定则的存在使得 $I_{31}(f) = 0$, 因此没有和频的产生, 这与天然原子系统中不能产生三波混频的物理现象相一致. 对于一个给定的 f , 二级磁化系数在 $\omega_1 = \omega_{21}$ 和 $\omega_+ = \omega_{31}$ 的条件下达到最大. 如图 18(b) 所示, 如果外加的具有频率为 ω_1 和 ω_2 的磁通正好可以诱导能级 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 以及能级 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 之间的跃迁, 那么对应于产生差频 $\omega_- = \omega_1 - \omega_2$ 的二级磁化系数同样可以求解得到

$$\chi^{(2)}(\omega_-) = \frac{I_{12}(f)I_{23}(f)I_{31}(f)}{(i\omega_1 - i\omega_{31} + \Gamma_{31})(i\omega_- - i\omega_{21} + \Gamma_{21})}.$$

对于给定的约化磁通 f , 二级磁化系数的最大值为 $\chi^{(2)}(\omega_-) = I_{12}(f)I_{23}(f)I_{31}(f)/\Gamma_{31}\Gamma_{21}$, 也就是说差频在共振条件 $\omega_1 = \omega_{31}$ 和 $\omega_- = \omega_{21}$ 下当 $f \neq 0.5$ 时产生的信号最大. 进一步的细节及其测量方案可以查阅文献 [28].

上面我们讨论了超导三能级系统中产生和频或差频磁通的原理, 如果假设上述双频驱动磁通中关于某一频率的驱动强度远大于另一频率的磁通, 那么在混频过程中产生的和频或差频磁通的最大功率受原来弱磁通功率的限制, 非线性光学中把强的驱动称为抽运, 而弱的驱动称为信号. 这种情况下和频或差频信号的产生对应于弱磁通信号而言称为参量上或下转换. 通过研究, 我们发现利用循环跃迁的三能级超导磁通量子比特电路, 不仅可以实现参量的上下转换, 而且还可以对原来的弱信号进行放大或衰减 [20]. 这里注意循环跃迁三能级系统在非线性过程中能级参与能量的交换, 而通常量子光学系统中介质实际不参与能量的交换. 参量上下转换理论研究的基本步骤和三波混合类似, 主要区别在于强场不能作为微扰, 只能以弱信号与三能

级系统的耦合作为微扰进行展开. 更为详细的研究可参阅文献[20]. 另外我们发现, 如果把此三能级系统作为一个量子发射器置于半无限的波导中, 当给波导中注入一个单光子的波包时, 散射的单光子就会实现频率的转换, 因此循环跃迁的三能级系统给我们提供了一个微波单光子频率有效转换的良好平台[30].

3.6 超导量子模拟

超导量子电动力学系统最初是以一个超导量子比特与一个超导谐振腔耦合的简单系统为对象, 如今已经被扩展到更复杂的情况, 如多个无相互作用的量子比特与同一个谐振腔耦合(Dicke模型与Tavis-Cummings模型)或一个量子比特与多个谐振腔耦合等系统. 这些系统的灵活性和可控性为我们提供了一个很好的研究量子模拟的平台. 研究表明, 超导量子比特阵列可以模拟量子自旋系统, 超导谐振腔阵列的激发元可以用来研究莫特绝缘体相变, 而由超导量子比特连接起来的超导谐振腔则可以用来研究拓扑相位等. 最近也有人研究了Holstein-polaron模型, 表明无论是费米子还是玻色子系统都可以用超导量子电路来模拟.

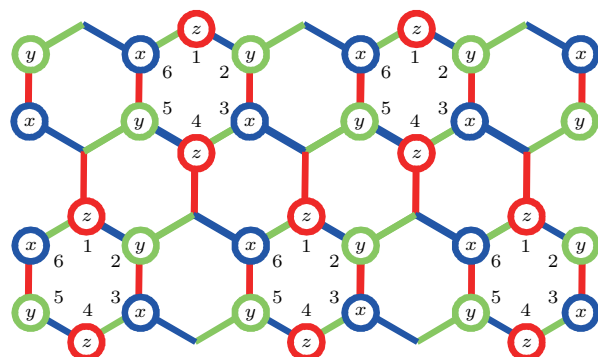


图19 通过电路控制实现 Heisenberg 到 Kitaev 模型的转变, 从而获得拓扑保护的系统基态[32]

Fig. 19. Efficient method to dynamically produce a Kitaev Hamiltonian from the Heisenberg model via circuit control, thus obtaining the topologically protected ground state of the system[32].

研究表明拓扑量子计算具有较好的抵抗量子错误的性能, 因此产生具有拓扑意义的哈密顿量是拓扑量子计算的基础, 目前大多数的理论研究是利用人工结构构筑拓扑哈密顿系统. 我们提出利用已有的可控超导或其他固体量子电路, 通过两体作用的动力学演化产生拓扑哈密顿量从而构筑拓扑量子计算的理论新方法, 对拓扑量子信息处理给

出了一种有益的尝试, 如图19所示[32]. 进一步地, 利用大规模的超导量子器件可以实现拓扑量子仿真[32,33]、量子多体协作效应[34]等.

4 结论与展望

超导量子比特和量子计算在最近的几年内取得了令人瞩目的进展, 器件的设计、制备、耦合以及量子态的操控更为简捷、合理, 并有利于向更大规模的集成化发展, 同时器件的量子相干时间也增加到了10—100 μ s量级. 本文系统介绍了我们在位相、nSQUID和Xmon型量子比特方面的研究进展, 包括这些器件的设计和制备以及在这些器件基础上开展的量子计算、量子模拟、量子光学和量子物理方面的研究. 我们成功发展了这些不同器件的平面多层膜制备工艺, 制备了不同形式和不同量子比特数及构型的量子芯片, 填补了国内在这一领域的若干空白. 研究表明transmon及Xmon型超导量子比特是有利于向实用超导量子计算发展的器件类型, 但仍有许多规模化方面的器件设计和制备的技术问题需要解决, 并且也依赖于器件量子相干时间的进一步提高. 本文在现有器件的基础上介绍了一些量子算法、量子纠缠和量子模拟的研究结果, 同时展示了以这些器件为研究平台, 在量子耗散、非线性物理、Autler-Townes劈裂、受激拉曼绝热通道、电磁诱导透明、循环跃迁和关联激光等量子物理和量子光学方面研究成果. 可以预期, 在实用超导量子计算正式面世之前, 这些领域还将出现更为丰富的研究成果.

感谢美国Kansas大学Siyuan Han教授、日本理化学研究所蔡兆申教授、湖南师范大学彭智慧教授和英国伦敦大学O. Astafiev教授的合作与讨论, 同时也感谢浙江大学王浩华教授、中国科学技术大学朱晓波教授、中国科学院物理研究所吕力研究员、范桁研究员和金贻荣博士的合作与帮助.

参考文献

- [1] Makhlin Y, Schon G, Shnirman A 2001 *Rev. Mod. Phys.* **73** 357
- [2] Wendin G, Shumeiko V S 2006 in Rieth M, Schommers W eds. *Handbook of Theoretical and Computational Nanotechnology* (American Scientific Publishers)
- [3] Clarke J, Wilhelm F K 2008 *Nature* **453** 1031

- [4] Devoret M H, Schoelkopf R J 2013 *Science* **339** 1169
- [5] Wendin G 2016 arXiv: 161002208 [quant-ph] [2018-4-28]
- [6] Liu W Y, Zheng D N, Zhao S P 2018 *Chin. Phys. B* **27** 027401
- [7] Gu X, Kockum A F, Miranowicz A, Liu Y X, Nori F 2017 *Phys. Rep.* **718–719** 1
- [8] Su F F, Liu W Y, Xu H K, Deng H, Li Z Y, Tian Ye, Zhu X B, Zheng D N, Lu Li, Zhao S P 2017 *Chin. Phys. B* **26** 060308
- [9] Xue G M, Deng H, Tian Ye, Liu W Y, Xu H K, Zheng D N, Zhao S P Chinese Patent Z L 2017 201410475485X (in Chinese) [薛光明, 邓辉, 田野, 刘伟洋, 徐晖凯, 郑东宁, 赵士平 2017 中国专利 ZL 201410475485X]
- [10] Liu W Y, Su F F, Xu H K, Li Z Y, Tian Ye, Zhu X B, Lu Li, Han S, Zhao S P 2018 *Supercond. Sci. Technol.* **31** 045003
- [11] Jin Y R, Deng H, Guo X Y, Zheng Y R, Huang K Q, Ning L H, Zheng D N 2017 *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **27** 1501904
- [12] Liu W Y, Xu H K, Su F F, Li Z Y, Tian Ye, Han S, Zhao S P 2018 *Phys. Rev. B* **97** 094513
- [13] Huang K Q, Guo Q J, Song C, Zheng Y R, Deng H, Wu Y L, Jin Y R, Zhu X B, Zheng D N 2017 *Chin. Phys. B* **26** 094203
- [14] Zheng Y R, Song C, Chen M C, Xia B X, Liu W X, Guo Q J, Zhang L B, Xu D, Deng H, Huang K Q, Wu Y L, Yan Z G, Zheng D N, Lu Li, Pan J W, Wang H, Lu C Y, Zhu X B 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 210504
- [15] Song C, Xu K, Liu W X, Yang C P, Zheng S B, Deng H, Xie Q W, Huang K Q, Guo Q J, Zhang L B, Zhang P F, Xu D, Zheng D N, Zhu X B, Wang H, Chen Y A, Lu C Y, Han S, Pan J W 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 180511
- [16] Xu K, Chen J J, Zeng Y, Zhang Y R, Song C, Liu W X, Guo Q J, Zhang P F, Xu D, Deng H, Huang K Q, Wang H, Zhu X B, Zheng D N, Fan H 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 050507
- [17] Xue G M, Gong M, Xu H K, Liu W Y, Deng H, Tian Ye, Yu H F, Yu Y, Zheng D N, Zhao S P, Han S 2014 *Phys. Rev. B* **90** 224505
- [18] Sun H C, Liu Y X, Ian H, You J Q, Il'ichev E, Nori F 2014 *Phys. Rev. A* **89** 063822
- [19] Gu X, Huai S N, Nori F, Liu Y X 2016 *Phys. Rev. A* **93** 063827
- [20] Long J L, Ku H S, Wu X, Gu X, Lake R E, Bal M, Liu Y X, Pappas D P 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 083602
- [21] Ding J H, Huai S N, Ian H, Liu Y X 2018 *Sci. Rep.* **8** 4507
- [22] Peng Z H, Ding J H, Zhou Y, Ying L L, Wang Z, Zhou L, Kuang L M, Liu Y X, Astfiev O, Tsai J S 2017 arXiv:170511118 [quant-ph] [2018-4-28]
- [23] Liu Y X, Xu X W, Miranowicz A, Nori F 2014 *Phys. Rev. A* **89** 043818
- [24] Xu H K, Song C, Liu W Y, Xue G M, Su F F, Deng H, Tian Ye, Zheng D N, Han S, Zhong Y P, Wang H, Liu Y X, Zhao S P 2016 *Nat. Commun.* **7** 11018
- [25] Wu Y L, Yang L P, Zheng Y R, Deng H, Yan Z G, Zhao Y J, Huang K Q, Munro W J, Nemoto K, Zheng D N, Sun C P, Liu Y X, Zhu X B, Lu Li 2018 *npj Quantum Information* **4** 50
- [26] Zhao Y J, Liu Y L, Liu Y X, Nori F 2015 *Phys. Rev. A* **91** 053820
- [27] Zhao Y J, Wang C Q, Zhu X B, Liu Y X 2016 *Sci. Rep.* **6** 23646
- [28] Peng Z H, Liu Y X, Peltonen J T, Yamamoto T, Tsai J S, Astafiev O 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 223603
- [29] Liu Y X, Sun H C, Peng Z H, Miranowicz A, Tsai J S, Nori F 2014 *Sci. Rep.* **4** 7289
- [30] Jia W Z, Wang Y W, Liu Y X 2017 *Phys. Rev. A* **96** 053832
- [31] Zhao Y J, Ding J H, Peng Z H, Liu Y X 2017 *Phys. Rev. A* **95** 043806
- [32] Tanamoto T, Ono K, Liu Y X, Nori F 2015 *Sci. Rep.* **5** 10076
- [33] Gu X, Chen S, Liu Y X 2017 arXiv:171106829 [quant-ph] [2018-4-28]
- [34] Ian H, Liu Y X 2014 *Phys. Rev. A* **89** 043804

SPECIAL TOPIC — Quantum states generation, manipulation and detection

Novel superconducting qubits and quantum physics*

Zhao Shi-Ping^{1)3)†} Liu Yu-Xi²⁾ Zheng Dong-Ning¹⁾³⁾

1) (*Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

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

3) (*School of Physical Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 28 April 2018; revised manuscript received 14 May 2018)

Abstract

In the past years, superconducting quantum computation has received much attention and significant progress of the device design and fabrication has been made, which leads qubit coherence times to be improved greatly. Recently, we have successfully designed, fabricated, and tested the superconducting qubits based on the negative-inductance superconducting quantum interference devices (nSQUIDs), which are expected to have the advantages for the fast quantum information transfer and macroscopic quantum phenomenon study with a two-dimensional potential landscape. Their quantum coherence and basic physical properties have been demonstrated and systematically investigated. On the other hand, a new type of superconducting qubit, called transmon and Xmon qubit, has been developed in the meantime by the international community, whose coherence time has been gradually increased to the present scale of tens of microseconds. These devices are demonstrated to have many advantages in the sample design and fabrication, and multi-qubit coupling and manipulation. We have also studied this type of superconducting qubit. In collaboration with Zhejiang University and the University of Science and Technology of China, we have successfully fabricated various types of the coupled Xmon devices having the qubit numbers ranging from 4 to 10. Quantum entanglement, quantum algorithm of solving coupled linear equations, and quantum simulation of the many-body localization problem in solid-state physics have been demonstrated by using these devices. Also, we have made significant achievements in the studies of the macroscopic quantum phenomena, quantum dissipation, quantum microwave lasing, and some other quantum optics problems. In particular, Autler-Townes splitting under strong microwave drive, electromagnetically induced transparency, stimulated Raman adiabatic passage, microwave mixing, correlated emission lasing, and microwave frequency up-and-down conversion have been successfully studied, both experimentally and theoretically.

Keywords: superconducting qubit, quantum computation, quantum simulation, quantum optics

PACS: 85.25.Cp, 03.67.Lx, 42.50.Ct, 42.50.Pq

DOI: 10.7498/aps.67.20180845

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 91321208).

† Corresponding author. E-mail: spzhao@iphy.ac.cn