半导体量子点与谐振腔杂化系统的强耦合

陈明博¹, 徐永强¹, 曹刚^{1,2*}, 郭国平^{1,2,3*}

1. 中国科学技术大学, 中国科学院量子信息重点实验室, 合肥 230026;
2. 中国科学技术大学, 中国科学院量子信息与量子科技创新研究院, 合肥 230026;
3. 合肥本源量子计算科技有限责任公司, 合肥 230026

* 联系人, E-mail: gcao@ustc.edu.cn; gpguo@ustc.edu.cn

2020-03-10 收稿, 2020-04-23 修回, 2020-04-23 接受, 2020-04-24 网络版发表

国家重点研发计划(2016YFA0301700)和国家自然科学基金(61922074, 11674300, 11625419)资助

摘要 量子比特的可扩展性是实实用量子计算机的前提. 利用微波谐振腔中的光子作为媒介实现非局域量子比特间的长程耦合与信息交换, 为固态量子计算提供了一种重要的大规模扩展方案. 然而由于外界噪声大、耦合强度弱等各种因素限制, 在前期实验中半导体量子比特一直未能实现与微波光子间的有效信息交换, 亦即未能实现比特与光子间的强耦合. 近年来, 随着实验上半导体量子比特的性能优化及高阻抗微波谐振腔的应用, 利用微波谐振腔耦合半导体量子比特取得一系列重要突破, 电荷和自旋量子比特与腔的强耦合均已实现, 量子比特间的耦合距离也得到极大扩展. 本文围绕半导体量子点-微波谐振腔杂化系统, 简要介绍实现量子比特与微波光子强耦合的原理、实验实现及进展.

关键词 量子点, 量子计算, 量子比特, 电路量子电动力学, 强耦合

量子计算作为一种可能超越经典计算机的候选方案, 目前正处于快速发展阶段. 2000年, Divincenzo^[1]总结了实现量子计算机的5条基本判据. 其中, 量子比特的可扩展性作为基本判据之一, 是实实用量子计算机的前提, 因为只有当量子比特的数目达到足够多时, 量子计算才能体现出超越经典计算的优势.

半导体量子点由于具有集成性和扩展性良好^[2]、与传统半导体制造工艺兼容^[3]等众多优点, 因而成为目前量子计算的主要研究平台之一^[4-7]. 在半导体量子点系统中, 人们通常利用库仑相互作用或交换相互作用实现近邻量子比特间的耦合, 但由于相互作用距离较短, 这两种方法的拓展效率低, 限制了比特的大规模扩展. 腔量子电动力学(cavity quantum electrodynamics, cavity QED)提供了一种新的耦合途径, 能够以光子为媒介实现比特间长程相互作用, 是实现量子比特扩展

的一种重要思路^[8-10]. Cavity QED在固态体系中被成为电路量子电动力学(circuit QED, 以下简称cQED)^[11,12]. 研究者一般利用超导电路制作的微波谐振腔与二能级系统构成的“人造原子”的相互作用, 通过微波光子与不同位置比特的耦合间接实现比特之间的耦合, 充分发挥集成优势. 探索cQED中的强耦合对量子信息和量子计算的研究具有重要意义, 在实现比特扩展方面受到广泛关注^[13,14]. 此外, cQED系统也可以作为一个研究光和物质相互作用及量子力学基本原理的平台^[15].

量子比特和腔内光子之间的信息交换速率被称为耦合强度. 理想情况下, 如果系统中没有任何衰减, 可以观察到量子比特的激发态和腔内光子自由地交换能量产生振荡, 这种现象被称为真空拉比振荡^[16]. 然而, 由于腔内光子衰减速率 κ 和量子比特衰减速率 γ 的影响,

引用格式: 陈明博, 徐永强, 曹刚, 等. 半导体量子点与谐振腔杂化系统的强耦合. 科学通报, 2020, 65: 2427-2438

Chen M B, Xu Y Q, Cao G, et al. Strong coupling of hybrid system between semiconductor quantum dots and superconducting resonator (in Chinese). Chin Sci Bull, 2020, 65: 2427-2438, doi: [10.1360/TB-2020-0253](https://doi.org/10.1360/TB-2020-0253)

真空拉比振荡可能会迅速消失,无法实现信息的有效交换.当腔和量子比特的耦合强度 $g \gg \kappa, \gamma$ 时,量子比特和光子在衰减之前可以完成多次振荡,即实现了强耦合.

人们在半导体量子点体系中也开展了一系列卓有成效的研究,多个课题组在不同的半导体材料体系上探索半导体量子比特与微波谐振腔的耦合,如纳米管量子点^[17~20]、InAs纳米线量子点^[21~23]、石墨烯^[24~26]、GaAs/AlGaAs异质结量子点^[27~31]和Si/SiGe异质结量子点^[2,32~35]等.然而在半导体量子点和谐振腔的耦合系统中,实现半导体量子点系统与腔光子的强耦合一直面临着较大的挑战,主要表现在比特受外界噪声影响导致退相干速率过快^[6,21,27,36~39]、比特与微波谐振腔耦合强度较弱^[40]、半导体比特工作所需的强磁场环境造成微波损耗等方面^[41].通过表1的对比可以看出,在前期所有未达到强耦合的先驱性实验中,比特和谐振腔杂化系统的耦合强度与噪声引起的快速退相干速率相比过小.因此,实现系统强耦合的关键是增大耦合强度和减小系统的退相干速率.

近年来,随着半导体量子比特性能的提高,特别是

高阻抗微波谐振腔的应用,该领域取得一系列突破,半导体量子比特与微波光子间的强耦合被攻克.我们将围绕这些重要进展,首先介绍半导体量子点-微波谐振腔杂化系统,然后从比特与光子相互作用模型出发分析如何实现半导体量子比特与谐振腔强耦合,并展示最新的强耦合实验进展,进一步介绍比特间实现长程相互作用的方案与实验,最后对强耦合在未来可能的应用进行展望和探讨.

1 物理体系

半导体量子点-微波谐振腔杂化系统主要由量子点和谐振腔两部分组成.

1.1 半导体量子点与量子比特

量子点是一种三维受限的半导体纳米结构.两种特殊设计的半导体材料的交界面处,由于能带失配出现弯曲,在异质结界面处产生势阱,电子被束缚并聚集在势阱里从而形成在Z方向受限的二维电子气.通过对表面的微纳电极施加电压(图1(a)),就能将二维电子气中的电子约束在纳米尺度上,形成“准零维”结构的量

表1 前期部分实验结果

Table 1 A part of preliminary experimental results

单位	年份	材料	体系	$g / 2\pi(\text{MHz})$	$\gamma / 2\pi(\text{MHz})$	$\kappa / 2\pi(\text{MHz})$
普林斯顿大学Petta课题组 ^[21]	2012	InAs纳米线	自旋	0.2	约1	3.1
苏黎世联邦理工学院Wallraff课题组 ^[27]	2012	GaAs双量子点	电荷	50	950	2.6
中国科学技术大学郭国平课题组 ^[25]	2015	石墨烯双量子点	电荷	12	300	2.1
苏黎世联邦理工学院Ensslin课题组 ^[31]	2015	GaAs双量子点	电荷	11	200~300	约25
法国皮埃尔和玛丽居里大学Kontos课题组 ^[18]	2015	碳纳米管	自旋	1.3	2.5	0.61~1

图1 (网络版彩色)电荷量子比特样品结构及能级图. (a) 双量子点及内部纳米电极结构图; (b) 电荷比特随失谐 ϵ 变化的能级图^[45]

Figure 1 (Color online) Sample structure and energy level diagram of a charge qubit. (a) Scanning electron micrograph of a double quantum dot and internal nano-electrodes; (b) energy level diagram of the DQD charge qubit as a function of detuning ϵ ^[45]

量子点. 量子点内的电子具有离散的能谱, 物理性质类似于单个原子, 因此通常也被称为“人造原子”^[42]. 利用量子点中电子的电荷态和自旋态, 可以分别编码电荷量子比特和自旋量子比特.

为了便于调控量子点的参数, 在实验中电荷量子比特一般采用双量子点结构. 在图1(a)中, L、R分别对应双量子点中左右两个量子点, 双点间的隧穿耦合速率为 Δ . 通过调节金属栅极上的电压, 可以改变双量子点的失谐量 ε , 即改变左右两点之间的能级差 $\sqrt{\varepsilon^2 + 4\Delta^2}$, 从而控制量子点中电子态的分布^[43]. 单电子在双量子点内的能级如图1(b)所示, 当失谐量 ε 较大时, 电子被束缚在双量子点一侧, 编码为 $|L\rangle$ 、 $|R\rangle$, 分别代表单电子在量子点左侧和右侧; 在0失谐量附近, 隧穿耦合速率 Δ 使 $|L\rangle$ 、 $|R\rangle$ 发生杂化, 形成成键态与反键态 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$. 由于电荷态中成键态与反键态的波函数在空间分布上有较大不同, 因此电荷量子比特具有较大的电偶极矩, 容易与微波谐振腔进行耦合.

利用电子自旋, 同样可以对自旋量子比特进行编码^[44]. 与电荷量子比特相比, 自旋量子比特受外界噪声影响较小, 具有更长的相干时间. 当对量子点施加平行磁场时, 原本简并的单电子自旋态将劈裂成 $|\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle$, 在自旋 $|\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle$ 构成的二能级体系上能够实现自旋比特的编码. 但这两个自旋态的磁偶极矩非常小, 难以直接与微波谐振腔耦合.

1.2 超导微波谐振腔

结构合适的传输线可以形成微波谐振腔, 高频电磁波在腔内会持续振荡, 形成特定频率的驻波. 在cQED中, 微波光子被束缚在准一维的超导传输线谐振腔中, 这种谐振腔一般为共平面波导谐振腔, 类似于二维同轴电缆, 结构如图2所示, 箭头代表了腔内形成的驻波振幅大小.

图2 (网络版彩色)共平面波导谐振腔结构示意图

Figure 2 (Color online) Structure diagram of a coplanar waveguide cavity

这种超导微波谐振腔具有特定的谐振频率, 改变腔长就可以大范围地调整谐振频率, 从而与量子比特的能级匹配. 相比于光学腔, 这种结构能量密度大, 具有较高的零点涨落幅值, 对谐振腔电场与量子比特间的耦合起到了重要作用^[46]. 此外, 由于传输线谐振腔的几何结构简单, 制作工艺也不复杂, 因此在实验中可以十分方便地控制与调整传输线谐振腔参数^[12].

2 量子点-微波谐振腔耦合系统的哈密顿量

量子点作为一个简单的二能级系统, 与微波谐振腔的耦合可以用Jaynes-Cummings(J-C)模型描述^[47], 系统的哈密顿量表示为

$$H = H_{\text{TLS}} + H_{\text{cavity}} + H_{\text{I}}. \quad (1)$$

式(1)中的第一项是量子点的哈密顿量, 一般表示为

$$H_{\text{TLS}} = \frac{\hbar\omega_{\text{TLC}}}{2}\sigma_z, \quad (2)$$

其中, $\hbar$ 是约化普朗克常量, $\hbar\omega_{\text{TLC}}$ 是量子比特 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 间的能级差, σ_z 是沿Z方向上的泡利矩阵.

式(1)中的第二项为微波谐振腔的哈密顿量:

$$H_{\text{cavity}} = \hbar\omega_r \left(a^\dagger a + \frac{1}{2} \right), \quad (3)$$

其中, ω_r 是腔的谐振频率, $a^\dagger$ 和 a 分别为光子的产生、湮灭算符. 定义 $n = a^\dagger a$ 为光子数算符. 谐振腔的哈密顿量表示电磁场的总能量为腔中所有能量大小是 $\hbar\omega_r$ 的光子与零点能 $\frac{1}{2}\hbar\omega_r$ 的总和.

H_{I} 描述了量子点中电子与腔光子之间的偶极相互作用, 用哈密顿量表示为

$$H_{\text{I}} = \hbar g (a^\dagger \sigma^- + a \sigma^+), \quad (4)$$

式中 σ^+ 、 σ^- 分别对应比特的升降算符, g 为比特-光子的耦合强度, $a\sigma^+(a^\dagger\sigma^-)$ 表示量子点可以以速率 g 吸收(发射)一个腔光子, 使电子从基态(激发态)跃迁到激发态(基态).

如果考虑环境噪声的影响, 还需要加入两个耗散项. 第一项是腔内光子的耗散, 其速率为 κ . 第二项是量子比特的退相干项, 其速率为 γ .

3 腔光子与电荷比特的强耦合

双量子点中电子的电荷态可以通过电偶极相互作用

用与谐振腔中的电场实现耦合. 对于表1中介绍的前期先驱性实验, 耦合强度与退相干速率相比太小是其未能实现强耦合的直接原因. 为了达到强耦合的要求, 可以从减小系统耗散速率和提高系统耦合强度两方面入手.

3.1 减小系统耗散速率

环境噪声一直是限制量子系统的主要因素. 在电荷量子比特与微波腔的杂化系统中, 系统耗散包括腔光子的损耗和比特的退相干, 而导致电荷量子比特退相干时间较短的电荷噪声及电声相互作用等噪声(尤其是电荷噪声), 是实现比特与微波腔强耦合的主要障碍^[48].

实验证明, 结合采用高质量Si/SiGe异质结结构与新的栅极互搭方法, 可以有效降低系统中的电荷噪声, 抑制比特的退相干^[2,49,50]. 通过进一步结合良好的线上滤波来抑制腔中微波信号的泄露^[32~34], 普林斯顿大学Petta课题组^[33]在2017年实现了硅基双量子点中的单个电荷量子比特与微波腔光子的强耦合. 样品结构如图3(a)所示, 图中从左到右的狭长图形为微波谐振腔结构, 方框区域为量子点, 其放大结构为图3(b). 在图3(b)中, 量子点通过栅极P2直接连接到微波谐振腔上并置于电

场波腹处, 以实现耦合强度的最大化^[27,31]. 当腔光子与量子比特共振时, 比特与微波光子的耦合强度为 $2g_c/2\pi=13.4$ MHz. 通过有效抑制电荷噪声和微波泄漏, 量子比特的衰减速率和腔的衰减速率均大大降低, 分别达到 $\gamma/2\pi=2.6$ MHz和 $\kappa/2\pi=1.0$ MHz. 图3(c)显示的真空拉比劈裂图像直接证明了比特与微波光子达到强耦合区间($g>\kappa, \gamma$).

除了以上方法之外, 法国皮埃尔和玛丽居里大学的Kontos课题组^[51]考虑到退相干速率可以写成按充电能级展开的形式, 提出了通过降低量子点的充电能减小退相干速率的方案, 降低电荷量子比特对二阶电荷噪声的敏感性. 在该工作中, 研究人员通过制作新型的叉状顶部电极来增强基片的电容, 从而降低量子点的充电能. 实验中耦合强度 $g_c/2\pi=4.6$ MHz, 量子比特的衰减速率 $\gamma/2\pi=2$ MHz, 腔的衰减速率 $\kappa/2\pi=0.57$ MHz, 实现了碳纳米管双量子点与微波光子的强耦合.

3.2 增强耦合强度

电荷量子比特与腔的相干耦合强度 g_c 与两能级系统的偶极矩和谐振腔真空涨落电场的乘积成正比相关, 其中腔的真空涨落电场分量正比于 $\sqrt{Z_r}$, Z_r 是腔的特征

图3 (网络版彩色)Si/SiGe电荷量子比特与腔光子强耦合. (a) 超导腔和硅双量子点在光学显微镜下的样品结构图; (b) 量子点结构的扫描电子显微镜图像; (c) 表征微波腔和量子点强耦合的真空拉比劈裂图像^[33]

Figure 3 (Color online) Strong coupling of Si/SiGe charge qubits to a microwave photon. (a) Optical image of a superconducting cavity containing a Si DQD; (b) scanning electron microscope image of the DQD; (c) vacuum Rabi splitting of the hybrid Si DQD-cQED device^[33]

阻抗, 所以提高谐振腔的特征阻抗是增强耦合强度的有效途径^[43,52]。通常超导电路中的共面波导谐振腔标准特征阻抗只有 $Z_0 \sim 50 \Omega$, 所以这促使研究人员尝试制作更高阻抗的谐振腔来获得更大的耦合强度, 进而实现cQED系统中的强耦合。

微波谐振腔的特征阻抗为 $Z_r = \sqrt{L/C}$, 其中 L 和 C 分别是准一维谐振腔单位长度的电感和电容, 因此如果能增大电感就可以有效提高阻抗, 利用约瑟夫森结的非线性制成的超导量子干涉器件(SQUID)阵列便是一种可行的方法。

图 4 (网络版彩色)高阻抗谐振腔与电荷量子比特强耦合。(a) 谐振腔上的3个SQUID环;(b) 谐振腔反射光谱随探测频率和磁通变化的扫描图像;(c) 光学显微镜下的样品结构图;(d) 光学显微镜下SQUID阵列谐振腔结构;(e) 谐振腔反射率随探测频率和失谐变化及真空拉比劈裂图^[43]

Figure 4 (Color online) Strong coupling between a high impedance resonator and a DQD charge qubit. (a) Scanning electron micrograph of three SQUID loops of the resonator; (b) reflectance spectrum of the resonator as a function of probe frequency and applied magnetic flux; (c) optical micrograph of sample structure; (d) optical micrograph displaying a SQUID array resonator; (e) resonator reflectance as a function of probe frequency and DQD detuning and a vacuum Rabi mode splitting^[43]

如图4(a)所示, 单个SQUID由两个并联的约瑟夫森结组成, 其有效临界电流 I_c 为^[53]

$$I_c = I_c^0 \left| \cos \left(\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \right|, \quad (5)$$

其中, Φ / Φ_0 是SQUID环包围的磁通量除以量子磁通.

约瑟夫森结的电感与经过它的电流 I 呈非线性关系:

$$L_J(I) = \frac{\hbar}{2eI_c} \frac{\arcsin(I/I_c)}{I/I_c}. \quad (6)$$

因此, 由SQUID结阵列组成微波谐振腔时, 可以通过控制磁通量 Φ , 改变SQUID阵列每单位长度的电感, 从而改变谐振频率和特征阻抗. 2017年, Stockklauser等人^[43]利用SQUID阵列制作了四分之一波长的反射式高电感、高阻抗微波谐振腔. 在他们的实验中, SQUID阵列的谐振频率可在4.5~6.0 GHz之间连续可调, 对应的特征阻抗为1.3~1.8 k Ω , 成功实现了栅极束缚的GaAs双量子点中电荷态和SQUID阵列谐振腔中光子之间的强耦合. 图4(c)给出了谐振腔和双量子点的耦合结构, 图4(d)放大显示出谐振腔的中心传输线由32个SQUID组成, 一端接地, 另一端与耦合到驱动端口上的小岛连接. 金属电极从小岛上一直延伸到其中一个量子点上方. 在谐振状态下能够观察到图4(e)所示清晰的真空拉比劈裂, 耦合强度 $2g_c / 2\pi = 238$ MHz, 远大于谐振腔展宽 $\kappa / 2\pi = 12.3$ MHz及双量子点电荷量子比特的退相干速率 $\gamma / 2\pi = 40$ MHz, 达到了强耦合区间.

4 腔光子与自旋比特的强耦合

电荷量子比特利用电荷量子态编码, 编码的电荷态易与外界耦合, 因此与微波谐振腔的耦合强度较大, 但其电荷噪声也较大, 因此退相干时间很短. 自旋比特与电荷量子比特相反, 一方面, 自旋与电场之间没有直接的相互作用, 极大地抑制了电荷噪声的影响, 因而自旋量子比特与电荷量子比特相比具有更长的相干时间^[54,55]. 另一方面, 由于单个自旋的磁偶极矩很小, 与微波腔的耦合强度小于1 kHz, 远低于电荷量子比特的耦合强度, 在实验上实现自旋-光子间的强耦合有很大的挑战性^[29,56].

为了解决这一难题, 人们提出了量子点电子的自旋和电荷态相干杂化的方案, 通过杂化引入电荷态的大电偶极矩特性, 从而实现腔光子与量子自旋态的强耦合. 2012年, Hu等人^[57]首先提出了在双量子点中实

现微波谐振腔和自旋态耦合的方法, 估计了不同体系(Si, GaAs, InAs)上cQED系统的耦合强度和退相干速率, 并提出在非均匀磁场中, 硅基双量子点是实现该方案的最佳体系. 2015年, Kontos课题组^[18]通过自旋轨道耦合实现了耦合强度为 $g / 2\pi = 1.3$ MHz的自旋-光子耦合实验, 当电子的轨道位置发生改变时, 电子的自旋状态会随之改变. 他们观察到了量子点跃迁与腔光子共振时透射光谱上腔频信号的显著偏移, 但实验中由于退相干时间($\gamma / 2\pi \sim 2.5$ MHz)很短, 距离强耦合阈值仍有一步之遥. 2017年, Benito等人^[58]对SiGe双量子点系统提出了优化方案, 如图5(a)所示, 双量子点位于两端口的谐振腔内, 腔场在端口处通过 $a_{in,1}$ 和 $a_{in,2}$ 进行激发, 在 $a_{out,1}$ 和 $a_{out,2}$ 处进行测量. 外加的面内均匀磁场 B_z 与芯片上微磁子形成的非均匀磁场使双量子点形成的二能级电荷态劈裂成如图5(b), (c)所示的包含自旋信息的四能级态, 当两倍的隧穿耦合速率 t_c 小于均匀磁场 B_z 时($2t_c < B_z$), 在 $\varepsilon = \sqrt{B_z^2 - 4t_c^2}$ 处会出现能级的反交叉现象. 图5(d), (e)表示进一步通过微磁子产生的非均匀垂直梯度磁场使自旋态与电荷态在失谐量 $\varepsilon = 0$ 附近杂化, 自旋-光子的有效耦合强度 g_s 即与电荷-光子耦合强度 g_c 成正比($g_s \propto g_c \propto \sqrt{Z_r}$). 由于电子电荷态具有相对较大的电极化率, 根据从实验中提取的参数, 他们预测在足够低的自旋退相干速率情况下, 有效自旋-光子耦合强度 g_s 可超过10 MHz, 能够达到实现自旋-光子强耦合的条件.

由于这种方案中引入了电荷态, 量子比特的退相干时间不可避免地缩短. 为了尽可能减小电荷噪声对比特退相干时间的影响, 可以提高耦合强度, 进而减少电荷态的占比, 因此需要利用可以提高耦合强度的高阻抗腔^[59,60]. 另一方面, 由于自旋比特需要工作在磁场环境下, 上文提到的SQUID谐振腔由铝材料制成, 在较高磁场下会出现失超现象^[41,61]. 因此, 对材料的选择(如Nb^[62]、NbN^[63]、NbTiN^[40]或其他耐磁场超导材料^[64])和微波腔的结构等方面都需要进行仔细考虑和改进.

2016年, 荷兰代尔夫特理工大学Vandersypen研究组^[40]利用NbTiN的高动态电感、高临界超导磁场特性, 成功制备了高阻抗、耐磁场的微波谐振腔. 这种NbTiN的腔尺寸小, 在磁场中能够有效抑制涡流的产生和能量的耗散. 由于NbTiN单位长度的动态电感

$L_k = \frac{1}{wd} \frac{m_e}{n_c e^2}$ 与膜厚 d 和中心导体宽度 w 密切相关, 通过

图5 (网络版彩色)通过自旋-电荷杂化的自旋-光子耦合能级图。(a) Si双量子点受均匀外部磁场 B_z 和非均匀垂直磁场 $\pm B_x$ 影响示意图; (b), (c) 施加均匀磁场后能级随失谐量 ε 变化关系图, 分别对应 $2t_c > B_z$ 和 $2t_c < B_z$; (d), (e) 分别对应(b), (c)在梯度磁场影响下 $|-, \uparrow\rangle$ 和 $|+, \downarrow\rangle$ 态杂化能级图^[58]

Figure 5 (Color online) Energy level diagrams of spin-photon coupling via spin-charge hybridization. (a) Schematic illustration of the Si gate-defined DQD influenced by an homogeneous external magnetic field B_z , and the inhomogeneous perpendicular magnetic field $\pm B_x$; (b), (c) energy levels as a function of the DQD detuning parameter ε after applying a uniform magnetic field, corresponding to $2t_c > B_z$ and $2t_c < B_z$; (d), (e) energy level diagrams of hybrid states of $|-, \uparrow\rangle$ and $|+, \downarrow\rangle$ under the gradient magnetic field corresponding to (b) and (c)^[58]

减小膜厚和中心导体宽度使动态电感显著增大, 可以使该谐振腔具有很高的动态电感 $\sim 35 \text{ pH}/\square$, 对于长度为 2.9 mm 的谐振腔, 总电感约为 $1 \text{ } \mu\text{H}$ 。量子点附近放置两个钴微磁子, 产生局域的横向梯度磁场, 使自旋和电荷杂化, 从而实现电场与自旋的耦合。当水平磁场大小超过 6 T 时, 谐振腔对水平磁场仍然具有良好抗性, 腔的内在品质因数 Q_i 超过 2×10^5 ; 当施加的垂直磁场 $B_\perp \approx 350 \text{ mT}$ 时, 品质因子 Q_i 超过 3×10^4 , 其阻抗更是高达 $\sim 4 \text{ k}\Omega$ 。他们提取到了 $g_s/2\pi = 10 \text{ MHz}$ 大小的自旋-光子耦合强度, 其中腔的衰减速率和自旋退相干速率分别为 $\kappa/2\pi = 4.1 \text{ MHz}$ 和 $\gamma_s/2\pi = 1.8 \text{ MHz}$ ^[2]。

类似地, 利用此类超导材料“纳米线”结构的高动态电感特性, 2018年Petta课题组^[34]也实现了自旋-光子

的强耦合。实验中的超导“纳米线”腔用铌膜刻蚀而成, 电子被束缚在Si/SiGe异质结构成的双量子点内。在微磁子产生的磁场梯度下, 电子自旋通过自旋轨道相互作用以及电偶极作用与腔实现耦合, 其中左、右两个双量子点的耦合强度分别达到 5.5 和 5.3 MHz , 超过光子的衰减速率 $\kappa/2\pi = 1.8 \text{ MHz}$ 和自旋退相干速率 $\gamma_s/2\pi = 2.4 \text{ MHz}$ 。在他们最近的工作中, 单自旋-光子的耦合强度得到进一步提高, 耦合强度 $g_s/2\pi$ 高达 10.7 MHz , 远大于衰减速率 $\kappa/2\pi = 1.98 \text{ MHz}$ 和自旋退相干速率 $\gamma_s/2\pi = 4.7 \text{ MHz}$ ^[65]。

随后, 2018年苏黎世联邦理工大学Ihn课题组^[66]报道了在三量子点中编码的自旋交换量子比特(exchange qubit)与微波谐振腔强耦合的证据。实验采用了GaAs/

AlGaAs异质结的三量子点结构,与NbTiN高阻抗微波谐振腔中的单光子实现耦合.与利用微磁子产生非均匀磁场进而实现自旋态与电荷态杂化不同,在三量子点结构中,自旋基态 $|0\rangle = (|\uparrow, \uparrow, \downarrow\rangle - |\downarrow, \uparrow, \uparrow\rangle) / \sqrt{2}$ 和激发态 $|1\rangle = (2|\uparrow, \downarrow, \uparrow\rangle - |\uparrow, \uparrow, \downarrow\rangle - |\downarrow, \uparrow, \uparrow\rangle) / \sqrt{6}$ 具有相同的电子电荷数以及相同的总自旋,利用自旋交换相互作用,将电偶极矩引入自旋态中,克服了自旋量子比特的耦合强度较弱的困难.实验中他们观察到谐振腔内产生较大的真空拉比劈裂,测得的耦合强度 $g_s / 2\pi$ 高达

31.4 MHz, 光子衰减速率 $\kappa / 2\pi = 47.1$ MHz, 自旋退相干速率 $\gamma_s / 2\pi = 19.6$ MHz.

5 量子比特长程耦合

微波腔光子与量子点内比特强耦合的一个重要目的是实现比特与比特之间的非局域长程耦合.在实现电荷量子比特强耦合的基础上,2018年Wallraff课题组^[67]进行了长程量子比特耦合的尝试.如图6所示,在他们的实验中,两个GaAs/AlGaAs异质结制作的双量

图6 (网络版彩色)双量子点长程比特耦合. (a) 量子点和谐振腔杂化系统简化电路图; (b) 系统的光学显微图像; (c), (d) 分别对应耦合强度两点耦合强度 $g_1 \sim g_2$ 的光子共振以及 $2g_1 \sim g_2$ 的虚光子交换的量子比特光谱图^[67]

Figure 6 (Color online) Long-range coupling between DQD qubits. (a) Simplified circuit diagram of quantum dot and resonant cavity; (b) optical micrograph of the hybrid system; (c), (d) qubit spectroscopy of the photon resonance and the virtual photon exchange corresponding to the coupling $g_1 \sim g_2$ and $2g_1 \sim g_2$ of the two quantum dots^[67]

表 2 实现强耦合的实验

Table 2 Strong coupling experiments which have been achieved

单位	年份	材料	体系	$g / 2\pi(\text{MHz})$	$\gamma / 2\pi(\text{MHz})$	$\kappa / 2\pi(\text{MHz})$
普林斯顿大学Petta课题组 ^[33]	2017	Si双量子点	电荷	6.7	2.6	1.0
苏黎世联邦理工学院Wallraff课题组 ^[43]	2017	GaAs双量子点	电荷	119	40	12.3
荷兰代尔夫特理工大学Vandersypen课题组 ^[2]	2018	Si双量子点	自旋	10	1.8	4.1
普林斯顿大学Petta课题组 ^[34]	2018	Si双量子点	自旋	5.5	2.4	1.8
苏黎世联邦理工学院Ihn课题组 ^[66]	2018	GaAs三量子点	自旋	31.4	19.6	47.1
普林斯顿大学Petta课题组 ^[65]	2020	Si双量子点	自旋	10.7	4.7	2.0
中国科学技术大学郭国平课题组 ^[68]	2020	GaAs双量子点	电荷	75	50	35.06

子点通过阻抗约为1 k Ω 的SQUID高阻抗腔作为总线连接,实现了双量子点之间的长程耦合,间隔距离达到42 μm ,远远大于传统的双量子点架构.图6(c)表示当两个量子点与腔同时共振,两个比特之间的耦合强度为 $g_{12} = \sqrt{g_1^2 + g_2^2}$.图6(d)表明在量子点共振而与腔失谐的状态下,可以通过虚光子交换实现比特间长程耦合.最近,中国科学技术大学郭国平课题组^[68]同样利用SQUID谐振腔实现了两比特长程耦合,并系统表征了比特与微波腔在不同耦合区间下的两比特图谱演化.

在自旋比特方面, Petta课题组^[65]最近实现了两比特电子自旋之间的长程耦合,两个自旋比特之间距离超过4 mm.为了解决小磁子产生的磁场对不同比特的影响不同而难以将各个比特调到共振耦合的问题,在制作钴微磁子时将两个比特分别对应的微磁子设计成倾斜15°角不对称的形式.由于能级劈裂与外加有效磁场(均匀磁场和微磁子提供的局域磁场合成的矢量磁场)有关,这种倾斜设计提供了一个同时调节两比特与腔共振的自由度,微磁子旋转一定角度就可以让左右两个双量子点附近的有效磁场对外加磁场方向的改变反应不同,通过调节外加磁场的方向和大小可使自旋

态、腔频相交成一点,从而实现两比特和腔同时达到共振耦合.该实验中,当外磁场角度 $\varphi = 5.6^\circ$ 、 $B_{\text{ext}} = 106.3 \text{ mT}$ 时,两比特与腔同时共振,比特间的有效耦合强度达到 $2g_{\text{s,LR}} / 2\pi = 32.1 \text{ MHz}$,观察到两点自旋与腔的共振耦合.

6 总结与展望

如表2所示,在最近的实验中,借助于高阻抗谐振腔、低通LC滤波器和巧妙设计的栅极结构等方法,在电荷和自旋量子比特中,均已实现了半导体量子点cQED的强耦合,并进一步实现了双量子比特的长程耦合,这是半导体量子计算领域的重要突破和进展.未来半导体量子计算领域将在此基础上进一步探索,利用谐振腔实现对量子比特读取、操控及长程耦合等^[12,69].与此同时,微波谐振腔为半导体多量子比特的互连提供了灵活的布线结构,随着半导体量子比特质量的进一步提高,可以增加量子比特数目并设计相应结构,构建量子模拟实验平台^[70,71].另外,随着高阻抗、耐磁场微波谐振腔的发展,一方面人们可以实现半导体量子比特与其他量子比特系统集成^[34],另一方面也可以应用于凝聚态物理研究^[72,73].

参考文献

- DiVincenzo D P. The physical implementation of quantum computation. *Fortschr Phys*, 2000, 48: 771–783
- Samkharadze N, Zheng G, Kalhor N, et al. Strong spin-photon coupling in silicon. *Science*, 2018, 359: 1123–1127
- Zajac D, Hazard T, Mi X, et al. Scalable gate architecture for a one-dimensional array of semiconductor spin qubits. *Phys Rev Appl*, 2016, 6: 054013
- Maurand R, Jehl X, Kotekar-Patil D, et al. A CMOS silicon spin qubit. *Nat Commun*, 2016, 7: 13575
- Bluhm H, Foletti S, Neder I, et al. Dephasing time of GaAs electron-spin qubits coupled to a nuclear bath exceeding 200 μs . *Nat Phys*, 2011, 7: 109–113
- Petta J R. Coherent manipulation of coupled electron spins in semiconductor quantum dots. *Science*, 2005, 309: 2180–2184

- 7 Koppens F H L, Nowack K C, Vandersypen L M K. Spin echo of a single electron spin in a quantum dot. *Phys Rev Lett*, 2008, 100: 236802
- 8 Guo G P, Zhang H, Hu Y, et al. Dispersive coupling between the superconducting transmission line resonator and the double quantum dots. *Phys Rev A*, 2008, 78: 020302
- 9 Berman P R. *Cavity Quantum Electrodynamics*. Boston: Academic Press, Inc.; 1994. 467
- 10 Haroche S, Raimond J M. *Exploring the Quantum: Atoms, Cavities, and Photons*. Oxford: Oxford University Press, 2006
- 11 Haroche S. Fundamental Systems in Quantum Optics. In: *Les Houches Summer School Session Session LIII*, North Holland, Amsterdam, 1992. 52
- 12 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
- 13 Delbecq M R, Bruhat L E, Viennot J J, et al. Photon-mediated interaction between distant quantum dot circuits. *Nat Commun*, 2013, 4: 1400
- 14 Majer J, Chow J M, Gambetta J M, et al. Coupling superconducting qubits via a cavity bus. *Nature*, 2007, 449: 443–447
- 15 Cottet A, Dartiailh M C, Desjardins M M, et al. Cavity QED with hybrid nanocircuits: From atomic-like physics to condensed matter phenomena. *J Phys-Condens Matter*, 2017, 29: 433002
- 16 Walls D F, Milburn G J. *Quantum Optics*. Berlin: Springer, 2007
- 17 Delbecq M R, Schmitt V, Parmentier F D, et al. Coupling a quantum dot, fermionic leads, and a microwave cavity on a chip. *Phys Rev Lett*, 2011, 107: 256804
- 18 Viennot J J, Dartiailh M C, Cottet A, et al. Coherent coupling of a single spin to microwave cavity photons. *Science*, 2015, 349: 408–411
- 19 Cottet A, Kontos T. Spin quantum bit with ferromagnetic contacts for circuit QED. *Phys Rev Lett*, 2010, 105: 160502
- 20 Ranjan V, Puebla-Hellmann G, Jung M, et al. Clean carbon nanotubes coupled to superconducting impedance-matching circuits. *Nat Commun*, 2015, 6: 7165
- 21 Petersson K D, McFaul L W, Schroer M D, et al. Circuit quantum electrodynamics with a spin qubit. *Nature*, 2012, 490: 380–383
- 22 Trif M, Golovach V N, Loss D. Spin dynamics in InAs nanowire quantum dots coupled to a transmission line. *Phys Rev B*, 2008, 77: 045434
- 23 de Lange G, van Heck B, Bruno A, et al. Realization of microwave quantum circuits using hybrid superconducting-semiconducting nanowire Josephson elements. *Phys Rev Lett*, 2015, 115: 127002
- 24 Zhang M L, Wei D, Deng G W, et al. Measuring the complex admittance of a nearly isolated graphene quantum dot. *Appl Phys Lett*, 2014, 105: 073510
- 25 Deng G W, Wei D, Johansson J, et al. Charge number dependence of the dephasing rates of a graphene double quantum dot in a circuit QED architecture. *Phys Rev Lett*, 2015, 115: 126804
- 26 Deng G W, Wei D, Li S X, et al. Coupling two distant double quantum dots with a microwave resonator. *Nano Lett*, 2015, 15: 6620–6625
- 27 Frey T, Leek P J, Beck M, et al. Dipole coupling of a double quantum dot to a microwave resonator. *Phys Rev Lett*, 2012, 108: 046807
- 28 Toida H, Nakajima T, Komiyama S. Vacuum Rabi splitting in a semiconductor circuit QED system. *Phys Rev Lett*, 2013, 110: 066802
- 29 Childress L, Sørensen A S, Lukin M D. Mesoscopic cavity quantum electrodynamics with quantum dots. *Phys Rev A*, 2004, 69: 042302
- 30 Burkard G, Imamoglu A. Ultra-long-distance interaction between spin qubits. *Phys Rev B*, 2006, 74: 041307
- 31 Stockklauser A, Maisi V, Basset J, et al. Microwave emission from hybridized states in a semiconductor charge qubit. *Phys Rev Lett*, 2015, 115: 046802
- 32 Mi X, Cady J V, Zajac D M, et al. Circuit quantum electrodynamics architecture for gate-defined quantum dots in silicon. *Appl Phys Lett*, 2017, 110: 043502
- 33 Mi X, Cady J V, Zajac D M, et al. Strong coupling of a single electron in silicon to a microwave photon. *Science*, 2017, 355: 156–158
- 34 Mi X, Benito M, Putz S, et al. A coherent spin-photon interface in silicon. *Nature*, 2018, 555: 599–603
- 35 Kloeffer C, Trif M, Stano P, et al. Circuit QED with hole-spin qubits in Ge/Si nanowire quantum dots. *Phys Rev B*, 2013, 88: 241405
- 36 Morello A, Pla J J, Zwanenburg F A, et al. Single-shot readout of an electron spin in silicon. *Nature*, 2010, 467: 687–691
- 37 Hayashi T, Fujisawa T, Cheong H D, et al. Coherent manipulation of electronic states in a double quantum dot. *Phys Rev Lett*, 2003, 91: 226804
- 38 Dial O E, Shulman M D, Harvey S P, et al. Charge noise spectroscopy using coherent exchange oscillations in a singlet-triplet qubit. *Phys Rev Lett*, 2013, 110: 146804
- 39 Cottet A, Kontos T, Douçot B. Electron-photon coupling in mesoscopic quantum electrodynamics. *Phys Rev B*, 2015, 91: 205417
- 40 Samkharadze N, Bruno A, Scarlino P, et al. High-kinetic-inductance superconducting nanowire resonators for circuit QED in a magnetic field. *Phys Rev Appl*, 2016, 5: 044004
- 41 Song C, Heitmann T W, DeFeo M P, et al. Microwave response of vortices in superconducting thin films of Re and Al. *Phys Rev B*, 2009, 79: 174512
- 42 Kastner M A. Artificial atoms. *Phys Today*, 1993, 46: 24
- 43 Stockklauser A, Scarlino P, Koski J V, et al. Strong coupling cavity QED with gate-defined double quantum dots enabled by a high impedance resonator. *Phys Rev X*, 2017, 7: 011030

- 44 Loss D, DiVincenzo D P. Quantum computation with quantum dots. *Phys Rev A*, 1998, 57: 120–126
- 45 Cao G, Li H O, Tu T, et al. Ultrafast universal quantum control of a quantum-dot charge qubit using Landau-Zener-Stückelberg interference. *Nat Commun*, 2013, 4: 1401
- 46 Brune M, Hagley E, Maltre X, et al. Manipulating entanglement with atoms and photons in a cavity. In: Summaries of Papers Presented at the International Quantum Electronics Conference. Technical Digest Series, Vol. 7. IEEE Cat. No. 98CH36236, 1998
- 47 Xiang Z L, Ashhab S, You J Q, et al. Hybrid quantum circuits: Superconducting circuits interacting with other quantum systems. *Rev Mod Phys*, 2013, 85: 623–653
- 48 Reed M, Maune B, Andrews R, et al. Reduced sensitivity to charge noise in semiconductor spin qubits via symmetric operation. *Phys Rev Lett*, 2016, 116: 110402
- 49 Schuster D I, Wallraff A, Blais A, et al. ac stark shift and dephasing of a superconducting qubit strongly coupled to a cavity field. *Phys Rev Lett*, 2005, 94: 123602
- 50 Viennot J J, Delbecq M R, Dartiailh M C, et al. Out-of-equilibrium charge dynamics in a hybrid circuit quantum electrodynamics architecture. *Phys Rev B*, 2014, 89: 165404
- 51 Bruhat L E, Cubaynes T, Viennot J J, et al. Circuit QED with a quantum-dot charge qubit dressed by Cooper pairs. *Phys Rev B*, 2018, 98: 155313
- 52 Devoret M H, Girvin S, Schoelkopf R. Circuit-QED: How strong can the coupling between a Josephson junction atom and a transmission line resonator be? *Annalen Phys*, 2007, 16: 767–779
- 53 Castellanos-Beltran M A, Lehnert K W. Widely tunable parametric amplifier based on a superconducting quantum interference device array resonator. *Appl Phys Lett*, 2007, 91: 083509
- 54 Hanson R, Kouwenhoven L P, Petta J R, et al. Spins in few-electron quantum dots. *Rev Mod Phys*, 2007, 79: 1217–1265
- 55 Zwanenburg F A, Dzurak A S, Morello A, et al. Silicon quantum electronics. *Rev Mod Phys*, 2013, 85: 961–1019
- 56 Schuster D I, Sears A P, Ginossar E, et al. High-cooperativity coupling of electron-spin ensembles to superconducting cavities. *Phys Rev Lett*, 2010, 105: 140501
- 57 Hu X, Liu Y, Nori F. Strong coupling of a spin qubit to a superconducting stripline cavity. *Phys Rev B*, 2012, 86: 035314
- 58 Benito M, Mi X, Taylor J M, et al. Input-output theory for spin-photon coupling in Si double quantum dots. *Phys Rev B*, 2017, 96: 235434
- 59 Annunziata A J, Santavica D F, Frunzio L, et al. Tunable superconducting nanoinductors. *Nanotechnology*, 2010, 21: 445202
- 60 Luomahaara J, Vesterinen V, Grönberg L, et al. Kinetic inductance magnetometer. *Nat Commun*, 2014, 5: 4872
- 61 Bothner D, Gaber T, Kemmler M, et al. Magnetic hysteresis effects in superconducting coplanar microwave resonators. *Phys Rev B*, 2012, 86: 014517
- 62 Graaf S E, Danilov A V, Adamyan A, et al. Magnetic field resilient superconducting fractal resonators for coupling to free spins. *J Appl Phys*, 2012, 112: 123905
- 63 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
- 64 Ghirri A, Bonizzoni C, Gerace D, et al. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ microwave resonators for strong collective coupling with spin ensembles. *Appl Phys Lett*, 2015, 106: 184101
- 65 Borjans F, Croot X G, Mi X, et al. Resonant microwave-mediated interactions between distant electron spins. *Nature*, 2020, 577: 195–198
- 66 Landig A J, Koski J V, Scarlino P, et al. Coherent spin-photon coupling using a resonant exchange qubit. *Nature*, 2018, 560: 179–184
- 67 van Woerkom D J, Scarlino P, Ungerer J H, et al. Microwave photon-mediated interactions between semiconductor qubits. *Phys Rev X*, 2018, 8: 041018
- 68 Wang B C, Lin T, Li H O, et al. Correlated spectrum of distant semiconductor qubits coupled by microwave photons. 2020, arXiv: 2001.11303
- 69 McKay D C, Filipp S, Mezzacapo A, et al. Universal gate for fixed-frequency qubits via a tunable bus. *Phys Rev Appl*, 2016, 6: 064007
- 70 Georgescu I, Ashhab S, Nori F. Quantum simulation. *Rev Mod Phys*, 2014, 86: 153–185
- 71 Hensgens T, Fujita T, Janssen L, et al. Quantum simulation of a Fermi-Hubbard model using a semiconductor quantum dot array. *Nature*, 2017, 548: 70–73
- 72 Cottet A, Kontos T, Yeyati A L. Subradiant split cooper pairs. *Phys Rev Lett*, 2012, 108: 166803
- 73 Cottet A, Kontos T, Douçot B. Squeezing light with Majorana fermions. *Phys Rev B*, 2013, 88: 195415

Summary for “半导体量子点与谐振腔杂化系统的强耦合”

Strong coupling of hybrid system between semiconductor quantum dots and superconducting resonator

Mingbo Chen¹, Yongqiang Xu¹, Gang Cao^{1,2*} & Guoping Guo^{1,2,3*}¹ CAS Key Laboratory of Quantum Information, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China;² CAS Center for Excellence in Quantum Information and Quantum Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China;³ Origin Quantum Computing Company Limited, Hefei 230026, China* Corresponding authors, E-mail: gcao@ustc.edu.cn; gpguo@ustc.edu.cn

Quantum computing is a powerful way of improving computing efficiency. For some specific problems, quantum processor can exponentially reduce computation time compared to the classical computer. Cavity quantum electrodynamics, which studies the coherent interaction between photons in an optical cavity and atoms or other two-level systems, is of enormous significance to quantum computing and quantum information processing. The strong coupling regime where a cavity photon mode and an atom exchange a single quantum energy coherently has attracted extensive interest in varied experimental platforms and systems such as alkali atoms, Rydberg atoms, large spin ensembles, magnons, etc. The semiconductor gate-defined double quantum dot (DQD) system is one of the most promising platforms that possesses advantages of advanced micro-nano processing technology and outstanding scalability. Introducing the concept of cavity QED into superconducting circuits (circuit QED, cQED), provides an opportunity to study interaction between electrons confined in semiconductor DQD and photons trapped in a superconducting resonator. Reaching strong coupling regime in this hybrid system paves the way to large-scale network of quantum computing.

Electrons confined in DQD have large electrical dipoles, thus are able to couple to photons with relatively large coupling rate. Whereas, due to the charge noise and other dissipation channels in the hybrid system, the decoherence rate of the system is larger than the coupling rate, leaving the strong coupling a great challenge. In recent years, different methods have been proposed to access the strong coupling regime. Taking advantage of a high-quality heterojunction structure, an overlapping gate architecture and a low-pass LC filter on the DC bias line, the decoherence of the charge qubit and microwave leakage of the resonator can be effectively suppressed. The coupling strength of the hybrid system can be improved utilizing a high impedance resonator which is comprised of high kinetic inductance materials. Spin, which does not interact directly with the electric field, is insensitive to charge noise and has much longer decoherence time than charge qubit. However, the weak interaction results in a small coupling rate between the spin and the photon. To solve this problem, the method of coherent hybridization between the spin and the charge state is proposed to improve the coupling strength. This hybridization can be achieved by applying a non-uniform magnetic field, utilizing spin-orbit interaction or spin exchange interaction. At present, both charge qubits and spin qubits have achieved strong coupling with the cavity and the coupling distance between long-range qubits is greatly expanded as long as millimeters.

This review introduces basic ideas about cQED and fundamental elements in semiconductor cQED systems. Recent progress in strong coupling hybrid system and methods for improving coupling structures are discussed. In future research, more efforts will be devoted into long-range transfer of qubit states and photon-mediated two or multi-qubit gates.

quantum dot, quantum computation, qubit, circuit quantum electrodynamics, strong couplingdoi: [10.1360/TB-2020-0253](https://doi.org/10.1360/TB-2020-0253)