



基于超导电路的奥特-汤恩斯分裂效应

吴小宇 赵虎 李智

Superconducting-circuit based Aulter-Towns splitting effect

Wu Xiao-Yu Zhao Hu Li Zhi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 230302 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20200796

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200796>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

Rydberg原子的微波电磁感应透明-Aulter-Townes光谱

Microwave electromagnetically induced transparency and Aulter-Townes spectrum of cesium Rydberg atom

物理学报. 2018, 67(9): 093201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172645>

基于网络分析仪的3D Transmon相干测量方法

Three-dimensional transmon coherence measurement method based on network analyser

物理学报. 2020, 69(13): 130302 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200252>

基于三维离散元方法探究奥克托今颗粒落锤撞击点火机理

Three-dimensional discrete element technology investigated ignition mechanism of octahydro-1, 3, 5, 7-tetranitro -1, 3, 5, 7-tetrazocine particles under drop hammer impact

物理学报. 2019, 68(22): 228301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190993>

基于1556 nm光纤激光器频率分裂效应的应力测量

Stress measurement based on 1556 nm fiber laser frequency splitting effect

物理学报. 2019, 68(10): 104201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182171>

二维多丝室探测器读出方法的优化

Readout method for two-dimensional multi-wire proportional chamber

物理学报. 2017, 66(7): 072901 <https://doi.org/10.7498/aps.66.072901>

三维地形频率域井筒电磁场区域积分方程法模拟

Domain decomposition based integral equation modeling of 3-dimensional topography in frequency domain for well electromagnetic field

物理学报. 2019, 68(14): 140202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190330>

基于超导电路的奥特-汤恩斯分裂效应*

吴小宇¹⁾ 赵虎²⁾ 李智^{1)†}

1) (四川大学电子信息学院, 成都 610065)

2) (航空工业西安飞行自动控制研究所, 西安 710065)

(2020年5月27日收到; 2020年7月16日收到修改稿)

基于约瑟夫森结的超导量子比特是一个宏观的人工原子, 通过微纳米加工的方法, 可以改变人工原子的基本参数. 三维 Transmon 量子比特是目前已知退相干时间较长的一种量子比特, 该量子比特通过电容的方式与三维超导谐振腔进行耦合, 是一个人造的原子与腔场耦合系统, 可对原子物理、量子力学、量子光学、腔量子电动力学的各种效应进行实验验证. 本文制备并实现了 3D Transmon 量子比特, 通过 Jaynes-Cummings 方法寻找到了区分基态、第一激发态和第二激发态的最佳读出功率, 对共振条件下和非共振条件下的奥特-汤恩斯分裂效应进行了测试表征, 得到的测试结果与理论结果相符.

关键词: 三维 Transmon, Jaynes-Cummings 读出法, 奥特-汤恩斯分裂效应

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

DOI: 10.7498/aps.69.20200796

1 引言

基于约瑟夫森结的超导量子比特是一个宏观的人造原子^[1], 近年来一直作为量子信息的基本载体向着长退相干时间、低噪声、易加工、易拓展的方向不断发展^[2,3]. 由于超导量子计算具备加工容易、耦合可控、基态容易制备、拓展性强等优点, 被认为是最容易实现量子计算机的方式, 吸引了 IBM^[4]、Google^[5] 等国际公司投入力量进行研究. 超导量子比特由超导电路构成, 具有参数灵活可调的特点, 可与超导谐振腔相结合, 实现芯片级的腔量子电动力学 (cQED)^[6,7], 也可作为一个灵活的实验验证平台, 可对量子力学、量子光学、原子物理领域里的实验进行验证^[8-10], 甚至部分自然原子不容易实现的实验, 也有可能是在超导芯片上实现^[11]. 除此之外, 传统的光场与原子的耦合较弱, 而超导电路与微波场的耦合, 可通过电容、电感等参数进行调节, 可实现原子与微波场的超强耦合, 也会产

生一些奇异的量子光学效应^[12-15]. 国内和国际上的研究小组基于三维 (3D) Transmon 量子比特与超导谐振腔的耦合, 演示了诸多相关的量子操纵方面的实验^[16-18].

有部分研究小组对超导量子比特的奥特-汤恩斯分裂效应进行了研究, Baur 等^[19] 用色散读出法对 Transmon 进行了奥特-汤恩斯分裂效应研究, 相位量子比特的奥特-汤恩斯分裂效应通过隧穿原理进行读出^[20]; 磁通量子比特与共面波导谐振腔耦合的系统中也观测到了奥特-汤恩斯分裂效应^[21]; Novikov 等^[22] 于 2013 年在 3D Transmon 量子比特中也观测到了奥特-汤恩斯分裂效应. 本文通过双角度蒸发的方法制备了 Transmon 量子比特^[23], 并与铝基三维超导谐振腔^[24] 进行耦合, 构成了 3D Transmon 量子比特^[25]. 在 10 mK 的超低温下, 对 3D Transmon 进行了基本的频域参数表征. 用 Jaynes-Cummings^[26] 读出方法找到了区分量子比特处于基态 $|0\rangle$, $|0\rangle$ 与 $|1\rangle$ 的叠加态, 以及 $|0\rangle$, $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 的叠加态的最佳读出功率. 该方法与 Novikov

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

† 通信作者. E-mail: lizhi@scu.edu.cn

等^[23]所用方法不同的是,仅需要给量子比特施加连续的微波激励信号,而不需要对量子比特进行精准的时序测试,从而降低了观测奥特-汤恩斯分裂效应的测试复杂度.并研究了该量子系统在共振情况下和非共振情况下的奥特-汤恩斯分裂效应^[20],实验与理论结果相符.

2 3D Transmon 量子比特

Transmon 量子比特是由电荷量子比特并联大电容,并与谐振腔相结合的一种超导量子比特,其等效电路如图 1 所示.由两个约瑟夫森结构成的电荷量子比特与谐振腔通过电容 C_g 耦合在一起.

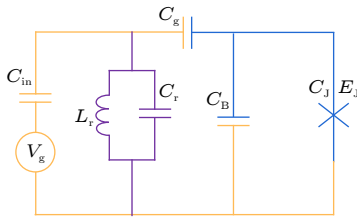


图 1 Transmon 量子比特等效电路图

Fig. 1. Equivalent circuit diagram of Transmon qubit.

设电荷量子比特的栅电压为 V_g , 栅电容为 C_g , 则栅电压吸引的库珀对数目为 $n_g = C_g V_g / 2e$, 库珀盒的总充电能为 $4E_C = (2e)^2 / 2(C_J + C_g)$, 库珀盒的约瑟夫森能为 E_J , 根据上述参数可写出电荷量子比特的哈密顿量 H :

$$H = 4E_C \sum_n (n - n_g)^2 |n\rangle \langle n| - \frac{E_J}{2} \sum_n [|n\rangle \langle n+1| + |n+1\rangle \langle n|], \quad (1)$$

其中 n 为库珀对的数目, $|n\rangle$ 为粒子数算符. 构成电荷量子比特的约瑟夫森结较小, 其约瑟夫森能 E_J 远小于充电能 E_C , 该量子比特对电荷噪声极为敏感, 很小的电荷噪声将会使得偏置点 n_g 发生较大变化, 给该量子比特并联大电容 C_B , 使得 E_C 减小, E_J/E_C 增大, 量子比特的能带变得更加扁平, 即对于同样的电荷噪声, 只会引起较小的 n_g 变化, 量子比特的抗电荷噪声能力显著增强. 较早的 Transmon 量子比特所用的谐振腔都是共面波导谐振腔^[6]. Transmon 量子比特的哈密顿量由超导电荷量子比特推导得到, 本文所描述的 Transmon 量子比特是由一个约瑟夫森结构成的.

2011 年, 耶鲁大学 Paik 等^[25]首次将 Transmon 量子比特与三维谐振腔耦合在一起, 构成了 3D Transmon 量子比特, 经测试发现, 3D Transmon 量子比特在退相干时间方面具有非常好的表现, 非常适合用做量子力学、量子光学、原子物理、腔量子电动力学等方面的验证平台.

制作 3D Transmon 量子比特所用到的工艺主要为双角度蒸发工艺. 双角度蒸发工艺是制作约瑟夫森结的一种常用工艺, 其示意图如图 2 所示. 双角度蒸发工艺需要形成具有悬空结构的电子束胶, 即图 2 中标注的 W 部分, 制作开始时, 首先从一个角度蒸发第一层铝, 厚度为 30 nm, 蒸发速率为 0.2 nm/s, 接下来要进行氧化, 氧化条件能够决定量子比特的能级分布, 氧化完成后, 进行第二个角度的蒸发, 第二个角度蒸发铝的厚度要略大于第一个角度的厚度, 为了能够保证边缘的连接, 第二层铝的厚度为 50 nm. 图 2 中的 h 和 H 分别为上下层电子束胶的厚度, W 为悬空部分的宽度, X 为约瑟夫森结的横向设计尺寸, M 为电子束上层胶的开孔宽度, θ 为电子束蒸发的角度.

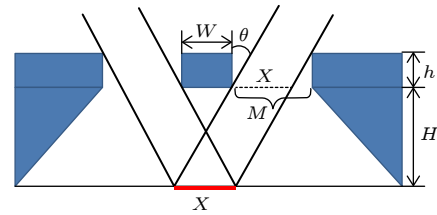


图 2 双角度蒸发工艺示意图

Fig. 2. Schematic diagram of double angle evaporation process.

根据几何关系可以列出方程:

$$M - X = h \tan \theta, \quad (2)$$

$$W + 2X + 2h \tan \theta = X + 2(h + H) \tan \theta. \quad (3)$$

根据 (2) 式和 (3) 式, 在给定胶厚度 h 和 H , 以及蒸发角度 θ 的情况下, 可以设计任意尺寸的约瑟夫森结. 但在设计时需要注意的是, θ 一般不超过 20° , 否则膜的均匀性就会受到影响.

本文制备的 3D Transmon 量子比特实物照片如图 3(a) 所示, 图 3(b) 与图 3(c) 是样品的 SEM 图片, 经测试表征, 该 3D Transmon 的基态 $|0\rangle$ 到第一激发态 $|1\rangle$ 的跃迁频率为 $f_{01} = 9.2709$ GHz, 第一激发态 $|1\rangle$ 到第二激发态 $|2\rangle$ 的跃迁频率为 $f_{12} = 9.0120$ GHz, 如图 3(d) 所示. 超导谐振腔的本征模态为 $f_C = 8.108$ GHz, 有载品质因子为 $Q_L = 4.8 \times 10^5$.

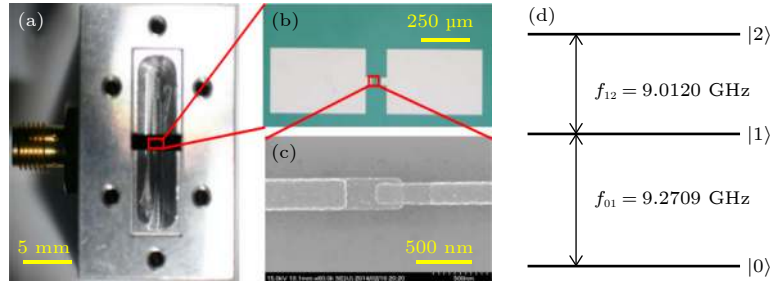


图 3 3D Transmon 样品及能级分布

Fig. 3. 3D transmon sample and energy level distribution.

3 Jaynes-Cummings 方法寻找最佳读出功率

对 3D Transmon 量子比特的量子态读取常用的方法有色散读出法^[6]以及 Jaynes-Cummings 读出法. 色散读出法给超导谐振腔施加的读出信号功率较低, Jaynes-Cummings 方法基于三维超导谐振腔奇异的非线性效应, 可直接在谐振腔的本征模式 f_c 处进行读出. 这种读出方法主要基于三维超导谐振腔对量子比特状态的“继承性”.

3D Transmon 的频域测试系统如图 4 所示, 总体的测试系统设计按照输入衰减、输出放大的原则进行, 这样能够提供最大的信噪比. 3D Transmon 安装在 10 mK 级. 微波源与网络分析仪的输出端口 1 通过功分器进入稀释制冷机, 稀释制冷机在不同的温度区域安装了衰减器, 输入信号从室温环境进入到样品衰减了 39 dB, 在输出端安装了两个隔离器用于隔离输出放大器的噪声对 3D Transmon 的影响, 在 4 K 和室温下分别进行了两级放大.

用图 4 所示的测试系统对 3D Transmon 量子比特的频域特性进行了扫描, 得到图 5 所示的结果.

注意图 5 中的黄色部分, 当读出功率为 -85 dBm 时, 此时的谐振腔具有较大的传输系数, 当读出功率为 -90 dBm 时, 谐振腔的传输系数有所降低, 当读出功率为 -95 dBm 时, 谐振腔的传输系数几乎和噪底相同. 图 5 中 8.06 GHz 处传输曲线有一个较大的波谷, 这是由谐振腔的非线性效应造成的^[26].

对 3D Transmon 进行 Jaynes-Cummings 读出的测试系统在 2014 年发表的论文^[23]中进行了详细介绍. 给样品施加 8.108 GHz 的微波脉冲信号, 并变化微波功率, 得到图 5 中的黑色曲线, 该曲线反映出量子比特处于基态 |0> 时, 读出信号随输入信号功率的变化情况. 给量子比特施加与

$f_{01} = 9.2709$ GHz 相同的连续微波信号, 在 8.108 GHz 处进行读出功率扫描, 可得到图 6(a) 的红色曲线,

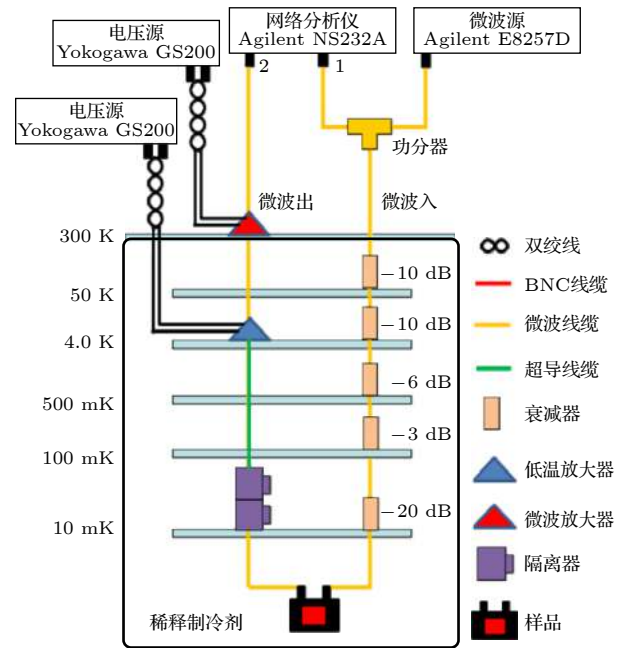


图 4 3D Transmon 的频域测试系统

Fig. 4. Frequency domain measurement system of 3D Transmon.

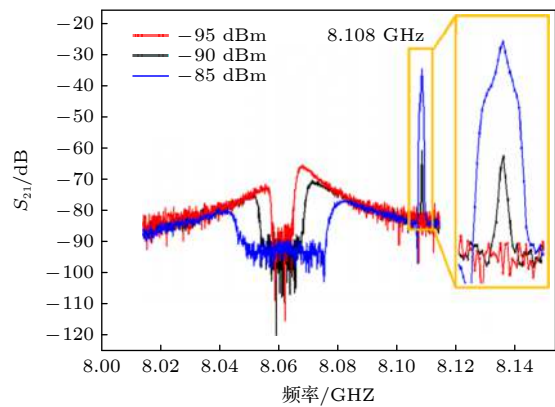


图 5 网络分析仪变功率扫描 S_{21} 曲线

Fig. 5. S_{21} curve of variable power scanning of network analyzer.

此时由于连续的微波信号作用, 量子比特处于 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 的叠加态, 当给量子比特施加非共振频率的微波激励信号 7.2709 GHz 时, 得到的曲线与没有任何微波激励信号的曲线完全相同. 对比三条曲线, 即可找出区分量子比特 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 状态的读出最佳功率点. 观测奥特-汤恩斯分裂效应, 涉及量子比特的三个能级, 因此需要寻找能够区分基态 $|0\rangle$ 、第一激发态 $|1\rangle$ 以及第二激发态 $|2\rangle$ 的最佳读出功率点. 对量子比特分别施加 $f_{01} = 9.2709$ GHz 的激励信号, 以及 $f_{01} = 9.2709$ GHz 与 $f_{12} = 9.0120$ GHz 的激励信号, 进行读出功率扫描, 得到如图 6(b) 所示的结果.

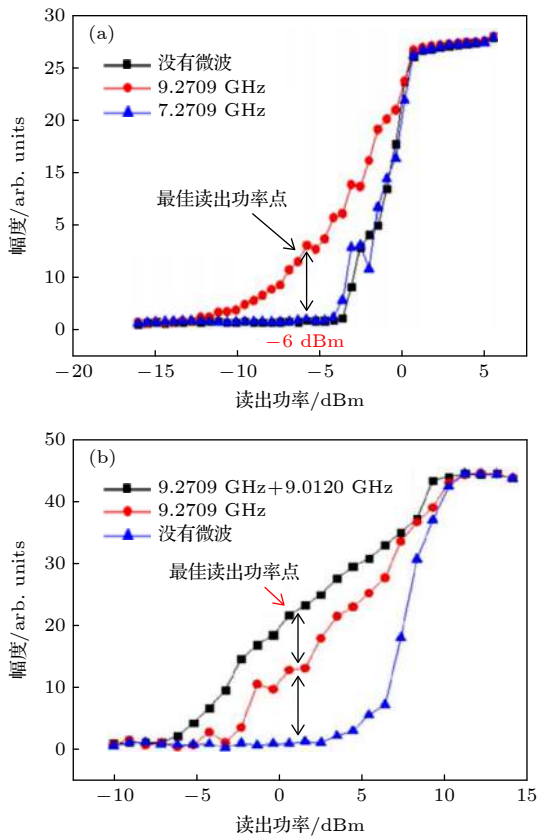


图 6 (a) 区分两个量子态的读出功率的优化; (b) 区分三个能态的最佳读出功率优化
Fig. 6. (a) Optimization of readout power for distinguishing two quantum states; (b) optimization for distinguishing three energy states.

当给样品施加 $f_{01} = 9.2709$ GHz 连续微波激励信号时, 量子比特处于 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 的叠加态, 当给样品施加 $f_{01} = 9.2709$ GHz 与 $f_{12} = 9.0120$ GHz 的连续微波激励信号时, 量子比特处于 $|0\rangle$, $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 的叠加态. 图 6(a) 中黑色箭头标出的位置, 就是最佳的读出功率点, 在该功率下, 可以很好地地区量子比特的三个最低能态, 从而进行奥特-汤恩斯分裂效

应的观测.

4 共振条件下的奥特-汤恩斯分裂效应

1955 年, Aulter 和 Townes 利用 OCS 分子做实验发现^[27], 如图 7 所示, 给该分子同时施加两束角频率分别为 ω_C 和 ω_P 的信号, ω_C 与量子比特 $|0\rangle|1\rangle$ 的耦合拉比频率为 Ω_C , ω_P 与量子比特 $|1\rangle|2\rangle$ 耦合的拉比频率为 Ω_P , 可以发现, 当 Ω_C 逐渐增强时, $|1\rangle$ 到 $|2\rangle$ 跃迁的单峰频谱将会劈裂为双峰结构, 也可称为缀饰态. 功率较强的耦合信号角频率 ω_C 与原子能级差 ω_{ab} 的失谐可表示为 $\delta = \omega_C - \omega_{ab}$. 由于他们最早发现了这个量子光学效应, 因此这种劈裂称为奥特-汤恩斯分裂效应, 或称为动态 Stark splitting 效应.

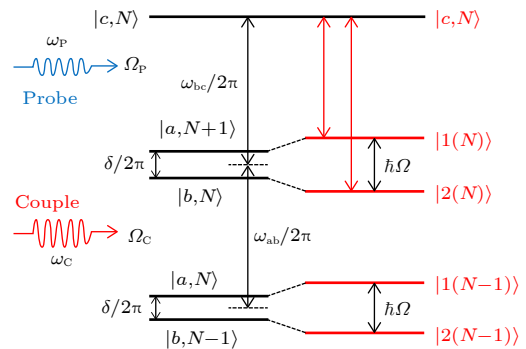


图 7 奥特-汤恩斯分裂效应示意图
Fig. 7. Schematic diagram of ATS effect.

给 3D Transmon 同时施加 $f_{01} = 9.2709$ GHz 与 $f_{12} = 9.0120$ GHz 的信号, 保持 $f_{01} = 9.2709$ GHz 的信号较弱, 并在 $f_{12} = 9.0120$ GHz 附近进行频率扫描, 逐渐增强 $f_{01} = 9.2709$ GHz 信号的强度, 从而得到如图 8(a) 所示的奥特-汤恩斯分裂效应强度图.

图 8(a) 中黄线标出的三个功率点分别为耦合信号功率为 -30, -20 和 -10 dBm, 其二维图曲线如图 8(c)—图 8(e) 所示, 可以明显看出, 当 f_{01} 功率较低时, 扫描 f_{12} 只能得到一个 9.0120 GHz 的谐振峰, 但是随着 f_{01} 功率的增加, 扫描 f_{12} 可以得到两个关于 9.0120 GHz 对称的谐振峰, 并且他们之间的距离随着功率增加而增加.

为了得到谐振峰的峰值与频率, 可通过洛伦兹曲线进行拟合, 双峰奥特-汤恩斯分裂效应曲线可通过两个洛伦兹曲线相加进行拟合. 图 8(c)—图 8(e) 中的黑点为测试得到的原始数据, 红色曲线为洛伦兹拟合曲线, 用于拟合的公式为

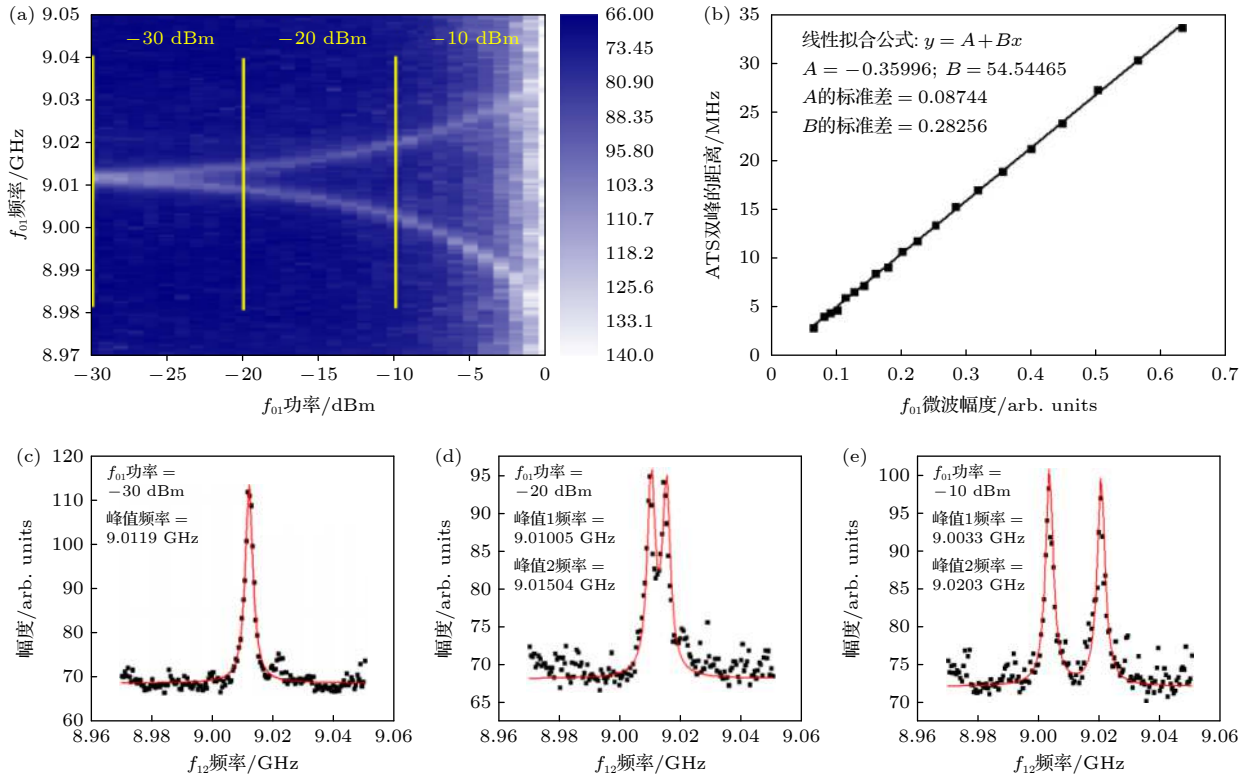


图 8 3D Transmon 量子比特的奥特-汤恩斯分裂效应 (a) 奥特-汤恩斯分裂效应测试强度图; (b) 奥特-汤恩斯分裂效应双峰间距与微波幅度的关系; (c) 耦合信号功率为 -30 dBm 时的奥特-汤恩斯分裂效应曲线; (d) 耦合信号功率为 -20 dBm 时的奥特-汤恩斯分裂效应曲线; (e) 耦合信号功率为 -10 dBm 时的奥特-汤恩斯分裂效应曲线。

Fig. 8. ATS effect of 3D transmon qubit: (a) ATS test intensity diagram; (b) relationship between ATS peak spacing and microwave amplitude; (c) ATS curve at -30 dBm coupling signal power; (d) ATS curve at -20 dBm coupling signal power; (e) ATS curve at -10 dBm coupling signal power.

$$y = y_0 + \frac{2A_1}{\pi} \frac{w_1}{4(x - x_{c1})^2 + w_1^2} + \frac{2A_2}{\pi} \frac{w_2}{4(x - x_{c2})^2 + w_2^2}, \quad (4)$$

其中 y_0 为曲线的偏移, A_1 与 A_2 反映洛伦兹峰与横轴包围的面积, x_{c1} 与 x_{c2} 是两个洛伦兹峰所在的位置, w_1 和 w_2 表示两个洛伦兹峰的半高宽. 将不同功率下的 $x_{c1} - x_{c2}$ 与耦合信号的微波幅度绘制在一起, 得到如图 8(b) 所示的散点, 将这些散点进行线性拟合, 得到图 8(b) 中的曲线, 可以看出拟合效果很好, 这与奥特-汤恩斯分裂效应理论符合得很好.

5 非共振条件下的奥特-汤恩斯分裂效应

只考虑小失谐情况下的奥特-汤恩斯分裂效应称之为共振情况下的奥特-汤恩斯分裂效应, 即耦合信号的失谐量 δ 远小于 $f_{01} = 9.2709$ GHz 与 $f_{12} = 9.0120$ GHz, 当耦合信号有较大失谐时, 对探测信号进行扫描, 得到奥特-汤恩斯分裂效应的双峰会

随着耦合信号失谐的不同而产生偏移, 形成免交叉结构. 免交叉结构形成的两条曲线是 (5) 式哈密顿量的两个本征值.

$$\mathbf{H} = \begin{bmatrix} \omega_C & \Omega_C/2 \\ \Omega_C/2 & \omega_{ab} \end{bmatrix}. \quad (5)$$

对该哈密顿量进行本征值求解, 可以得到

$$\lambda_1 = \frac{1}{2} (\omega_C + \omega_{ab}) + \frac{1}{2} \sqrt{(\omega_C - \omega_{ab})^2 + \Omega_C^2}, \quad (6a)$$

$$\lambda_2 = \frac{1}{2} (\omega_C + \omega_{ab}) - \frac{1}{2} \sqrt{(\omega_C - \omega_{ab})^2 + \Omega_C^2}. \quad (6b)$$

在这种非共振情况下, 测量的时候扫描 ω_p , 双峰出现在 ω_p 与缀饰态能级发生共振的时候, 此时测量得到的曲线应该满足方程:

$$\lambda_{M1} = \omega_{ab} + \omega_{bc} - \left[\frac{1}{2} (\omega_C + \omega_{ab}) + \frac{1}{2} \sqrt{(\omega_C - \omega_{ab})^2 + \Omega_C^2} \right], \quad (7a)$$

$$\lambda_{M2} = \omega_{ab} + \omega_{bc} - \left[\frac{1}{2} (\omega_C + \omega_{ab}) - \frac{1}{2} \sqrt{(\omega_C - \omega_{ab})^2 + \Omega_C^2} \right]. \quad (7b)$$

图 9(a)—图 9(c) 为非共振情况下的奥特-汤恩斯分裂效应测试强度图和拟合曲线, 这三个强度图对应的 ω_C 功率分别为 -20 , -15 与 -10 dBm, 对应

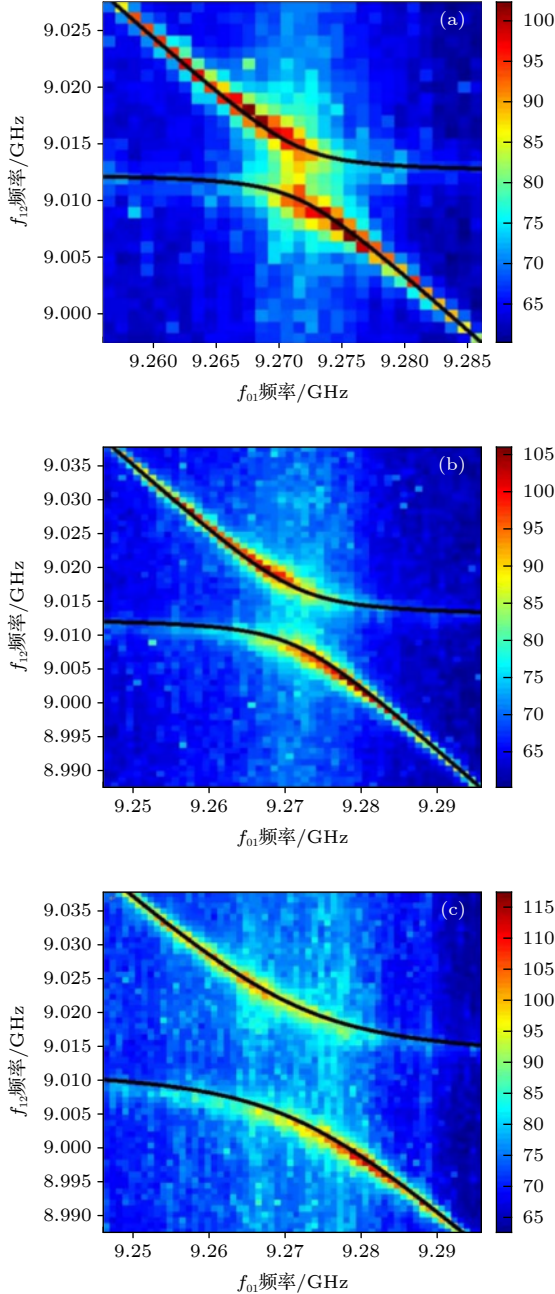


图 9 非共振条件下的奥特-汤恩斯分裂效应免交叉测试强度图 (a) ω_C 的功率为 -20 dBm; (b) ω_C 的功率为 -15 dBm; (c) ω_C 的功率为 -10 dBm

Fig. 9. Anticrossing intensity test diagram of ATS under non resonance condition: (a) Power of ω_C is -20 dBm; (b) power of ω_C is -15 dBm; (c) power of ω_C is -10 dBm.

ω_p 的功率为 -34 dBm. 图中黑色曲线是用 (7a) 式和 (7b) 式拟合的结果, 拟合时的参数为 $\omega_{ab}/h = 9.2713$ GHz, $\omega_{bc}/h = 9.0125$ GHz, h 为普朗克常数.

图 9(a)—图 9(c) 对应的 Ω_C 拟合值分别为 4.6 , 8.5 以及 16.6 MHz, 可以看出测试曲线与拟合曲线符合得非常好.

实际上, 免交叉能级结构的两个能级对应的本征态是 $|1, N\rangle$ 和 $|2, N\rangle$ 态的叠加, 有如下形式:

$$\cos \frac{\Theta}{2} |2, N\rangle + \sin \frac{\Theta}{2} |1, N\rangle, \quad (8)$$

其中, $\Theta = \tan^{-1} (\Omega_C/2\delta)$ [23], 当共振时, $\cos \frac{\Theta}{2} = \sin \frac{\Theta}{2} = \frac{\sqrt{2}}{2}$, 探测到两个态的概率幅相等, 反映在能谱上就是两条强度相等的谱线结构.

非共振时, 有两种情况, 首先在免交叉左侧, 此时 $\delta > 0$, 所以可以做如下变换:

$$\begin{aligned} \cos \frac{\Theta}{2} &= \sqrt{\frac{1 + \cos \Theta}{2}} = \sqrt{\frac{1 + \frac{2\delta}{\sqrt{(2\delta)^2 + \Omega_C^2}}}{2}} \\ &> \sin \frac{\Theta}{2} = \sqrt{\frac{1 - \cos \Theta}{2}} = \sqrt{\frac{1 - \frac{2\delta}{\sqrt{(2\delta)^2 + \Omega_C^2}}}{2}}. \end{aligned} \quad (9)$$

从 (9) 式可以看出, 随着 δ 的增加, 探测到 $|2, N\rangle$ 的概率将远大于 $|1, N\rangle$ 的概率, 所以能谱上只能看到频率较高的 $|2, N\rangle$ 态到 $|c, N\rangle$ 态的跃迁谱线.

6 结 论

本文制作了 3D Transmon 量子比特, 并对其基本参数进行了表征. 基于该量子比特最低的三个能级, 通过 Jaynes-Cummings 读出方法选取能够最大程度区分最低三个能级的读出功率, 对共振情况与非共振情况下的奥特-汤恩斯分裂效应进行了测试, 实验结果与理论结果符合得较好. 3D Transmon 量子比特是一个人工原子与超导谐振腔的耦合平台, 人工原子的参数可通过微纳米加工手段进行修改, 超导谐振腔的谐振频率也可以设计, 因此可作为量子力学、量子光学以及腔量子电动力学的实验验证平台, 对部分其他量子系统中不容易实现的理论实验进行验证.

感谢日本 NEC 基础创新实验室 Tsai J S 提供的样品加工支持.

参考文献

- [1] You J Q, Nori F 2005 *Phys. Today* **58** 42
- [2] You J Q, Nori F 2011 *Nature* **474** 589
- [3] Krantz P, Kjaergaard M, Yan F, et al. 2019 *Appl. Phys. Rev.* **6** 021318
- [4] Rigetti C, Gambetta J M, Poletto S, et al. 2012 *Phys. Rev.* **86** 100506
- [5] Neill C, Roushan P, Kechedzhi K, et al. 2018 *Science* **360** 195
- [6] Wallraff A, Schuster D I, Blais A, et al. 2004 *Nature* **431** 162
- [7] Blais A, Huang R S, Wallraff A, et al. 2004 *Phys. Rev. A* **69** 6
- [8] Murch K W, Weber S J, Macklin C, et al. 2013 *Nature* **502** 211
- [9] Yoshihara F, Fuse T, Ashhab S, et al. 2017 *Nat. Phys.* **13** 44
- [10] Zhao H, Li T F, Liu J S, et al. 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 154214 (in Chinese) [赵虎, 李铁夫, 刘建设等 2012 物理学报 **61** 154214]
- [11] Wilson C M, Johansson G, Pourkabirian A, et al. 2011 *Nature* **479** 376
- [12] Yoshihara F, Fuse T, Ao Z, et al. 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 183601
- [13] Lin Y H, Nguyen L B, Grabon N, et al. 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 150503
- [14] Wen P Y, Kockum A F, Ian H, et al. 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 063603
- [15] Magazzù L, Forn-Díaz P, Belyansky R, et al. 2018 *Nat. Commun.* **9** 1403
- [16] Wang W, Wu Y, Ma Y, et al. 2019 *Nat. Commun.* **10** 4382
- [17] Hu L, Ma Y, Cai W, et al. 2019 *Nat. Phys.* **15** 503
- [18] Xu Y, Ma Y, Cai W, et al. 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 120501
- [19] Baur M, Filipp S, Bianchetti R, et al. 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 243602
- [20] Sillanpää M A, Li J, Cicak K, et al. 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 193601
- [21] Abdumalikov A A, Astafiev O, Zagoskin A M, et al. 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 193601
- [22] Novikov S, Robinson J E, Keane Z K, et al. 2013 *Phys. Rev. B* **88** 060503
- [23] Zhao H, Li T F, Liu Q C, et al. 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 220305 (in Chinese) [赵虎, 李铁夫, 刘其春等 2014 物理学报 **63** 220305]
- [24] Zhao H, Li T F, Liu Q C, et al. 2014 *Chin. Phys. Lett.* **31** 102101
- [25] Paik H, Schuster D I, Bishop L S, et al. 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 240501
- [26] Reed M D, DiCarlo L, Johnson B R, et al. 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 173601
- [27] Aulter S H, Townes C H 1955 *Phys. Rev.* **100** 703

Superconducting-circuit based Aulter-Towns splitting effect*

Wu Xiao-Yu¹⁾ Zhao Hu²⁾ Li Zhi^{1)†}

1) (*College of Electronics and Information Engineering, Sichuan University, Chengdu 610065, China*)

2) (*AVIC Xi'an Automatic Control Research Institute, Xi'an 710065, China*)

(Received 27 May 2020; revised manuscript received 16 July 2020)

Abstract

The superconducting quantum bit(qubit) based on Josephson junction is a macroscopic artificial atom. The basic parameters of the artificial atom can be changed by micro and nano machining. The three-dimensional (3D) Transmon qubit is a kind of qubit with the longer decoherence time. It is coupled with a 3D superconducting cavity by means of capacitance. It is a man-made coupling system between atom and cavity field, which can verify the effects of atomic physics, quantum mechanics, quantum optics and cavity quantum electrodynamics. In this paper, transmon qubits are prepared by the double angle evaporation method, and coupled with aluminum based 3D superconducting resonator to form 3D transmon qubits. The basic parameters of 3D transmon are characterized at an ultra-low temperature of 10 mK. The 3D transmon parameters are $E_C = 348.74$ MHz and $E_J = 11.556$ GHz. The coupling coefficient g^2/Δ between qubit and the 3D cavity is 43 MHz, which is located in the dispersive regime. The first transition frequency of qubit is $f_{01} = 9.2709$ GHz, and the second transition frequency is $f_{12} = 9.0100$ GHz. The 3D resonator is made of the material 6061T6 aluminum, the loaded quality factor is 4.8×10^5 , and the bare frequency of the resonator is 8.108 GHz. The Jaynes-Cummings readout method is used to find the optimal readout power to distinguish among the qubit in the ground state $|0\rangle$, qubit in the superposition state of $|0\rangle$ and $|1\rangle$, and qubit in the superposition state of $|0\rangle$, $|1\rangle$ and $|2\rangle$. Then, the Aulter-Townes splitting (ATS) experiment can be fulfilled in this system. Unlike the method given by Novikov et al. [Novikov S, Robinson J E, Keane Z K, et al. 2013 *Phys. Rev. B* **88** 060503], our method only needs to apply continuous microwave excitation signal to the qubit, and does not need to carry out precise timing test on the qubit, thus reducing the test complexity of observing ATS effect. The ATS effect in resonance and non-resonance regime are observed. In the resonance ATS experiment, in order to obtain the peak value and frequency of resonance peak, Lorentz curve can be used for fitting peaks, and the ATS curve of double peak can be fitted by adding two Lorentz curves together. In the non-resonance ATS experiment, the detection signal is scanned, and the ATS double peak will shift with the different coupling signal detuning, forming an anti-crossing structure. The two curves formed by crossing free structure give two eigenvalues of Hamiltonian. By solving the equation, the experimental results can also be found to be consistent with the theoretical results.

Keywords: 3-dimensional transmon, Jaynes-Cummings readout method, Aulter-Townes splitting

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

DOI: 10.7498/aps.69.20200796

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

† Corresponding author. E-mail: lizhi@scu.edu.cn