
密级:_____



中国科学院大学

University of Chinese Academy of Sciences

硕士学位论文

高环流磁通量子比特研究

作者姓名: _____ 闫智广

指导教师: _____ 郑东宁

_____ 中国科学院物理研究所

学位类别: _____ 工程硕士

学科专业: _____ 凝聚态物理

研究所: _____ 中国科学院物理研究所

2016 年 5 月

Fabrication and Measurement
Of Superconducting Flux Qubits

By

Zhiguang Yan

A Thesis Submitted to
The University of Chinese Academy of Sciences
In partial fulfillment of the requirement
For the degree of
Doctor/Master of Engineering

Institute of Physics
Chinese Academy of Sciences
May, 2016

摘 要

超导量子电路是实现量子计算的最有潜力的方案之一，同时也是少数几个可以直接观测验证基本量子力学规律的宏观系统。超导量子器件物理特性的研究也是目前凝聚态物理和量子光学领域的交叉前沿课题。在过去二三十年中，人们发展了很多量子计算方案：拓扑量子计算、单向量子计算、绝热量子计算、量子点体系、超导量子电路、离子阱体系、腔量子电动力学体系等。而实现量子计算机的关键是量子体系具有足够的退相干和可扩展化。核磁共振和离子阱系统很难实现扩展化。量子点体系和超导量子电路均为固态系统，依赖现在的微加工技术，很容易实现扩展化。而，超导量子电路由于其处于超导态，其退相干比起其它固态量子体系要更长，因此超导量子电路是最有可能实现量子计算机的方案之一。

NV 系统有很长的退相干时间，在量子信息和量子计算中，相比于其它体系很有优势。NV 中的原子自旋能够和磁通量子比特的环流耦合在一起，这样就将两个量子体系关联在一起。将 NV 与 flux qubit 耦合在一起可以演示很多物理现象，并且 NV 作为一种高退相干量子体系，在量子存储方面潜力巨大。

本文第一部分工作是高环流 (I_p) flux qubit 的寻找，首先借助于 matlab 软件编写了一套程序分析 flux qubit 的能级，得到各个参数与 I_p 的关系，理论上找到了高 I_p 的 flux qubit， I_p 为 1.2uA。然后分析提高 flux qubit 的 I_p 会对整个测量系统退相干造成哪些影响。从理论上分析高环流磁通量子比特的纯在性和可测性。

本文的第二部分工作是样品制备。第一步，设计相应的样品制备流程；第二步，摸索优化工艺流程和工艺参数，最后制备出满足设计要求的 flux qubit 样品。

本文第三部分工作是对高环流磁通量子比特的测量，我们将 qubit 样品放入设计好的样品盒内，置入稀释制冷机 Triton 400 中，在 13mk 左右的低温下进行 qubit 的测量。Qubit 的测量环境要求极低温和高度无磁，我们对 qubit 系统进行了高度的磁屏蔽保护，并且测到了样品的环流为 1.24uA，这我们的设计值几乎一样。

后面我们会将 NV 与高 I_p flux qubit 样品耦合在一起, 演示一些物理现象, 进行量子存储和量子信息方面的工作。

关键词: 约瑟夫森结, 量子计算, 超导量子比特, 磁通量子比特

Abstract

Besides serving as one of the most promising candidates for realizing quantum computing, Superconducting quantum circuits are among a few macroscopic physical systems in which fundamental quantum phenomena can be directly demonstrated and tested. The research of physical properties of the superconducting quantum devices is now the cutting-edge topics in the field of condensed matter physics and quantum optics. Over the past three decades, people have developed many quantum computing schemes: topological quantum computing, one-way quantum computing, adiabatic quantum computation, quantum dot system, superconducting quantum circuit, ion trap system, cavity quantum electrodynamics system and so on. The key to realizing a quantum computer are the scalability and the decoherence of quantum systems must be sufficient long. NMR and ion trap system is difficult in the scalability. Quantum dot systems and superconducting quantum circuits are solid state systems, now thanks to micro-processing technology, it is easier to realize the scalability. And, because the superconducting quantum circuit is in the superconducting state, so its decoherence would be longer than other solid-state quantum systems. Therefore the superconducting quantum circuit is most likely to achieve a quantum computer.

The NV system has very long decoherence time, so it has great advantage in quantum information and quantum computation compared to other systems. The spin of NV atomic can coupled with the circulation of flux quantum qubit, so that the two quantum systems will be linked together. And a lot of physical phenomena can be demonstrated in the linked system. With long decoherence time ,NV system is of great potential in quantum storage.

The first part of the thesis is about the design of high ip flux qubit. First we use the software of matlab to analysis the level of the qubit. Then we find out the relation between I_p and all the other parameters. And finally we find out the high ip flux qubit , the I_p is about 1.24uA. Besides, we also analyzed the influence of the high ip flux qubit on the entire measurement system.

The second part is about the fabrication of the sample. First we design the process of the craft. And the processing conditions of preparing the flux qubit were studied. Finally, we successfully prepared the sample.

The third part of this thesis is about the measurements of the high I_p flux qubit, we put the sample into a box placed in dilution refrigerator Triton 400. We measure the qubit in a low temperature which is about 13mK. In the end we get the high I_p which is about 1.24 μ A.

KEY WORDS: flux, qubit, superconducting, Josephson junction

目录

摘 要.....	i
Abstract.....	iii
第一章 简介.....	7
1.1 量子计算和量子计算机.....	7
1.2 约瑟夫森结和约瑟夫森效应.....	8
1.3 超导量子比特.....	9
第二章 磁通超导量子比特.....	11
2.1 磁通超导量子比特.....	11
2.1.1 基本原理.....	11
2.1.2 flux qubit 的 1/2 自旋模型.....	13
2.1.3 α 可调 flux qubit	14
2.2 SQUID 探测器.....	14
第三章 高环流磁通超导量子比特.....	19
3.1 高环流磁通量子比特的介绍.....	19
3.1.1 氮空位中心与超导量子计算.....	19
3.1.2 NV 与 flux qubit 的耦合.....	19
3.2 磁通量子比特的能级结构.....	20
3.3 高环流磁通量子比特的寻找.....	27
第四章 高环流磁通量子比特的制备.....	35
第五章 高环流磁通量子比特的测量.....	41
5.1 测量系统的噪声屏蔽.....	41
5.2 磁通超导量子比特的读取.....	44
5.3 高环流磁通量子比特的测量结果.....	46
第六章 展望与总结.....	53
参考文献.....	55
个人简历及发表文章目录.....	65

致谢.....	66
学位论文原创性声明和使用授权说明.....	lxvii

第一章 简介

1.1 量子计算和量子计算机

1982 年，物理学家 Feynman 等人首次提出量子计算，并预测量子计算机在计算速度上对于经典计算机可能有着本质上的超越。而所谓量子计算，就是用量子力学进行科学计算。因此，量子计算的发展史包含了量子力学和计算机的发展史。量子力学创立于 20 世纪初，从数学关系上看，量子力学非常简单，然后它却与我们的生活常识相违背，这导致量子力学创建初期饱受争议。随着科技的进步，量子力学不断被验证。到 20 世纪 70 年代，如何调控一个单量子系统开始进入人们的研究课题。与此同时，经典计算机的发展受限于三极管的尺寸，如果当三极管的尺寸小到不能工作，经典计算机的发展也将停滞。而且，经典计算机的能力有限，有些问题无法用经典计算机解决。这些因素促使人们考虑一种革命性的变革——量子计算机[1, 2]。

量子计算的核心是以可控的量子系统为硬件来进行科学计算，信息处理和量子模拟。对于经典计算机，处理器的基本单位是比特，某一时间，一个比特的状态是 0 或则 1，对应与一个低电位或高电位。在量子计算机中，与经典比特相对应的是量子比特，而量子比特的状态是 $|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$ 。

这里 α 、 β 为复数，信息就存储在这两个系数中。因此一个量子比特可以存储两个信息，那么很容易想到 N 个量子比特就可以存储 2^N 个信息，即量子信息能以指数倍的效率来存储信息。除此之外，量子计算机具有强大的并行处理数据的能力，且其运算能力随量子处理器数目的增加呈指数增加。这为人类处理海量数据提供了强大的运算工具。

在过去二三十年中，人们发展了很多量子计算方案：拓扑量子计算、单向量子计算、绝热量子计算、量子点体系、超导量子电路、离子阱体系、腔量子电动力学体系等。而实现量子计算机的关键是量子体系具有足够的退相干和可扩展化。核磁共振[63]和离子阱[62]尽管具有很长的退相干，但是系统很难实现扩展化。量子点体系和超导量子电路均为固态系统，依赖现在的微加工技术，很容易实现

扩展化。而，超导量子电路由于其处于超导态，其退相干比起其它固态量子体系要更长，因此超导量子电路是最有可能实现量子计算机的方案之一。

1.2 约瑟夫森结和约瑟夫森效应

约瑟夫森效应是电子对通过两块超导金属间的薄绝缘层时发生的量子隧道效应。1962 年，约瑟夫森首先从理论上对超导电子的隧道效应做了语言，不久，便被 P. W. 安德森和 J. M 罗厄耳用实验所证实。

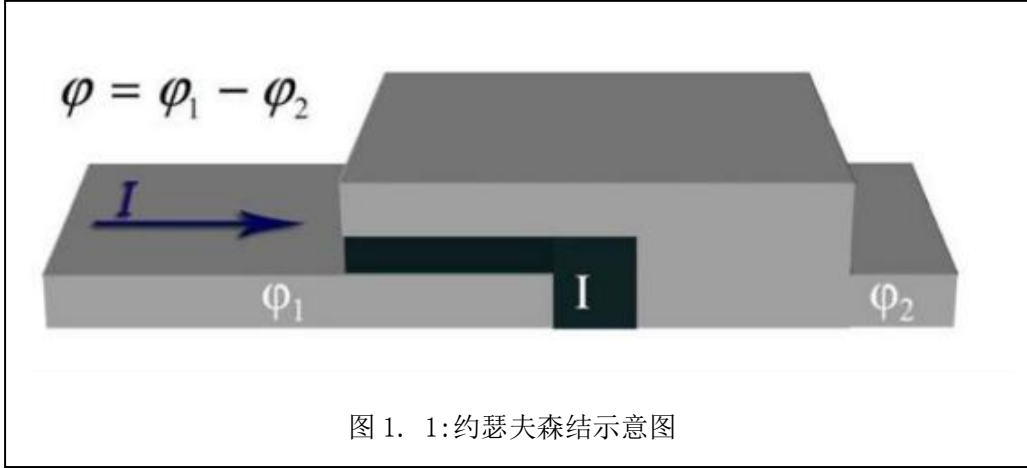


图 1. 1: 约瑟夫森结示意图

上图是约瑟夫森结的示意图，流过约瑟夫森结的电流 I 和绝缘层两端超导层的位相差 φ 存在以下关系：

$$I = I_c \sin \varphi \quad (1.1)$$

其中 I_c 是超导体的临界电流，这就是约瑟夫森第一方程[3]。约瑟夫森结两端的电压 V 和位相差 φ 满足以下关系：

$$V = \frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{d\varphi}{dt} \quad (1.2)$$

这是约瑟夫森第二方程， $\Phi_0 = h/2e$ 为磁通量子， h 为普朗克常数。由 1.1

和 1.2 两式可以得到 $L_J = \frac{\Phi_0}{2\pi I_c \cos \varphi}$

这里很容易看出 L_J 为非线性电感，我们将称之为约瑟夫森电感。

1.3 超导量子比特

超导量子比特是用量子电路来实现的，量子电路是一个无损电路，而对量子电路的描述可参照文献[4-6]。

$$H = \frac{\Phi^2}{2L} + \frac{Q^2}{2C} \quad (1.3)$$

上式描述的是一个无损 LC 回路的哈密顿量，而最简单的量子电路就是一个无损 LC 震荡回路。其中 Φ 为电感中的磁通 Q 为电容 C 上的存储电荷，这里 Φ 和 Q 互为共轭变量，满足一下对易关系：

$$[\hat{\Phi}, \hat{Q}] = i\hbar \quad (1.4)$$

LC 回路的谐振频率为 $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ ，其能量量子为 $\hbar\omega_0$ ，当外界扰动小于 LC 回路的能量量子时，LC 回路表现出量子特性。

而对于一个约瑟夫森结系统，其电感 L_J 是一个变量，即该系统是一个非线性 LC 系统，而超导量子比特就是利用约瑟夫森结的非线性电感来构成能够进行量子信息操控和存储的二能级量子系统[7, 8]。

$$E_J = \frac{\Phi_0 I_C}{2\pi} \quad (1.5)$$

$$E_C = \frac{e^2}{2C} \quad (1.6)$$

1.5 式表示约瑟夫森结的磁场能，1.6 式表示约瑟夫森结的电荷能。

E_J/E_C 是标定超导量子比特类型的一个很重要的参数。最早在实验上实现的超导量子比特是电荷量子比特[9-19]。对于这种类型的量子比特， $E_J/E_C \ll 1$ 。后来在电荷量子比特的基础上又发展出了 Quantronium[18, 19]、Transmon[41-44]，对于这两种量子比特有 $E_J/E_C \sim 1$ 。再后来，又出现了相位量子比特[20-29]和磁通量子比特[30-35]，对类量子比特 $E_J/E_C \gg 1$ 。

近年来, 超导量子比特发展迅速, 单量子比特的相干操控[11, 18, 36–37], 两耦合量子比特的纠缠[16, 38–40]以及通过谐振子进行选择耦合[45–47]等均在实验上实现。

超导量子比特系统的尺寸在微米量级, 为宏观系统, 但是它的运动却表现出量子特性, 是为数不多的宏观量子体系。相比于微观量子体系, 其可操作性和可设计性在我们研究量子力学和量子计算中无疑具有很大优势。

第二章 磁通超导量子比特

2.1 磁通超导量子比特

2.1.1 基本原理

简介中已经提到，超导量子比特有很多种类型，本文研究的主要是磁通超导量子比特（fluxqubit）。

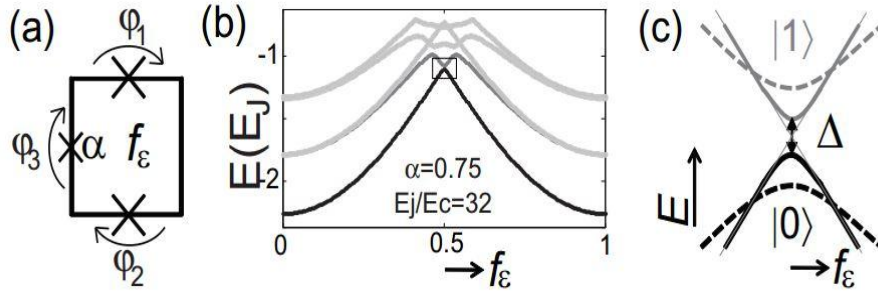


图 2. 1: 图 2.1 fluxqubit 示意图。(a)由 3 个约瑟夫森结组成的 fluxqubit (b) 某一参数下的 (a) 电路的能级结构示意图。当 $f_\epsilon = 0.5$ 时，(b) 中黑色方块内的两个能级可以作为一个 qubit (c) 基态是 $|0\rangle$ (黑色)，激发态是 $|1\rangle$ (灰色)。当 α 变小时， Δ 会增加 (虚线)。

两个尺寸相同较大一些的约瑟夫森结和一个尺寸较小的约瑟夫森结由一根自感很小超导导线连接成一个环路就构成了最普遍的 flux qubit。如图 (a)，其中 α 是小结与一个大结的面积比，小结的超导临界电流 $I_{c\alpha} = \alpha I_c$ ($0.5 < \alpha < 1$)， I_c 是大结的超导临界电流。如果超导环路中的磁通量子在 $\Phi_0/2$ 附近（其中 $\Phi_0 = h/2e$ ，为磁通量子）那么零一能级和高能级便能够很好的分离。且 qubit 的零一能级的 Gap 位于最低点，在该点处 qubit 的退相干要比其它点好[30, 31]。这时该超导环路能够作为一个 qubit，该 qubit 的性能由一二能级差 Δ 和超导环路中的环流 I_p 决定。

Flux qubit 的动力学性质可由拉格朗日方程来描述[48]，

$$L(\vec{\varphi}, \dot{\vec{\varphi}}) = T(\dot{\vec{\varphi}}) - U(\vec{\varphi}) = \sum_i \frac{e^2}{E_{c,i}} \left(\frac{\Phi_0}{2\pi} \dot{\vec{\varphi}} \right)^2 - \sum_i E_{J,i} (1 - \cos \varphi_i) \quad (2.1)$$

其中 $E_{J,\alpha} = \Phi_0 I_{c,\alpha} / 2\pi$ 为约瑟夫森能, $E_{c,\alpha} = (2e)^2 / (2C_i)$ 电荷能。 φ_i 是第 i ($i=1, 2, 3$ 或者 4) 个结的位相差。在这个描述中, qubit 环路的自感被忽略了, 因为它要远远小于约瑟夫森结的电感。

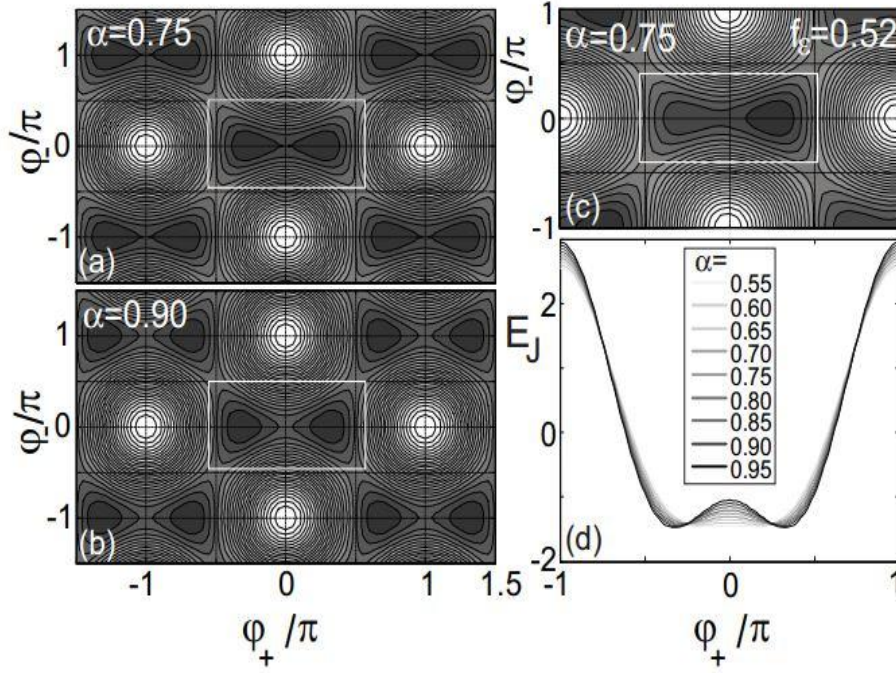


图 2. 2: 三结 flux qubit 的能谱图。这里势能写做 $\varphi_+ = (\varphi_1 + \varphi_2) / 2$, $\varphi_- = (\varphi_1 - \varphi_2)$ 的函数, 图中深色的部分表示较低的能级, 很明显势能是一个 2π 周期函数。(a)图和 (b) 中 $f_\varepsilon = 0.5$, 它们分别为在 $\alpha = 0.75$ 和 $\alpha = 0.9$ 处的能谱图。(c) 图为在 $\alpha = 0.75$, $f_\varepsilon = 0.52$ 处的能谱图。(d) 图表示白盒子部分在 $\varphi_- = 0$ 处的截面图。

$$L_{loop} \ll \sum L_{J,i} = \sum \Phi_0 / (2\pi I_{c,i}) \quad (2.2)$$

2.1 式中的动能项由约瑟夫森结的电容 C_i 决定, 由超导环路的量子化条件

$$\sum_i \varphi_i + 2\pi f_\varepsilon = 2\pi N \quad (N \text{ 为整数}) \quad (2.3)$$

这里 $f_\varepsilon = \Phi_\varepsilon / \Phi_0$, 表示穿过 flux qubit 超导环路的磁通阻挫。假若 flux qubit 就像 (a) 图中那样, 只有 3 个结, 那么当 $N=0$ 时我们有,

$$\varphi_3 = -2\pi f_\varepsilon - \varphi_1 - \varphi_2 \quad (2.4)$$

我们定义两个新的变量 $\varphi_+ = (\varphi_1 + \varphi_2)/2$, $\varphi_- = (\varphi_1 - \varphi_2)$, 结合 2.1 和 2.3 式, 那么 2.1 式中的势能可写做,

$$\frac{U}{E_J} = 2 + \alpha - 2 \cos(\varphi_+) \cos(\varphi_-) + \alpha \cos(\varphi_+) \cos(\varphi_-) + 2\varphi_+ \quad (2.5)$$

其中 $\varphi_- = f_\varepsilon - 1/2$, 图 2.2 (a) 和 (b) 为在 $f_\varepsilon = 0.5$ 时势能能谱, 容易看出在 φ_+ 、 φ_- 参数空间中, 势能 U 是一个以 2π 为周期的函数。而且每一个元包, 由两个最低点, 这表示, 在该势场中存在两个稳定态: $\varphi_1 = \varphi_2 = \pm\varphi_+^*$, 这两个位项决定了 flux qubit 超导环路中两个大小相同方向相反的环流: $I_p = \pm I_c \sin(\varphi_+^*)$ 。相应的势能分别为: $E_{\downarrow, \uparrow} = \pm I_p \Phi_0 (f_\varepsilon - 0.5)$, 在 $f_\varepsilon = 1/2$ 附近, 势能最低点与磁通阻挫无关。当偏离 $f_\varepsilon = 1/2$ 点时, 势能将会被倾斜。如在 (c) 图中, 右边的势阱比左边的要更深。

包内势垒的高度由 α 值决定, 两个持续环流态通过势垒有一个 $\Delta/2$ 的耦合, 由此系统的哈密顿的本征态两持续环流态的对称组合和反对称组合。并在两能级间形成一个大小为 Δ 的能级差。

2.1.2 flux qubit 的 1/2 自旋模型

在简并点附近 ($f_\varepsilon = 0.5$), 忽略偏离比较远的高能级, flux qubit 能够看做是一个自旋为 1/2 的粒子。该粒子在外磁场中有两个本征态: 自旋与外磁场平行、自旋与外磁场反平行[49]。在这样的模型中我们有,

$$H = -1/2(\varepsilon\sigma_z + \Delta\sigma_x) \quad (2.6)$$

这里, $\varepsilon = 2E_\downarrow = 2I_p(f_\varepsilon - 1/2)\Phi_0$, σ_x 和 σ_z 为泊里矩阵, 对 2.6 式进行对角化处理,

$$H^{(01)} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} -\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2} & 0 \\ 0 & \sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2} \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

很容易看出, qubit 基态和激发态的本征能量分别为 $-\frac{1}{2}\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2}$ 和 $\frac{1}{2}\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2}$ 。

2.1.3 α 可调 flux qubit

图 1(a) 中的 qubit, 在实验中只有 ε 可调, 通常情况下我们用外磁场或局域的直流、交流偏置线来改变 ε 的大小。Qubit 能隙大小 Δ 是一个固定的值。

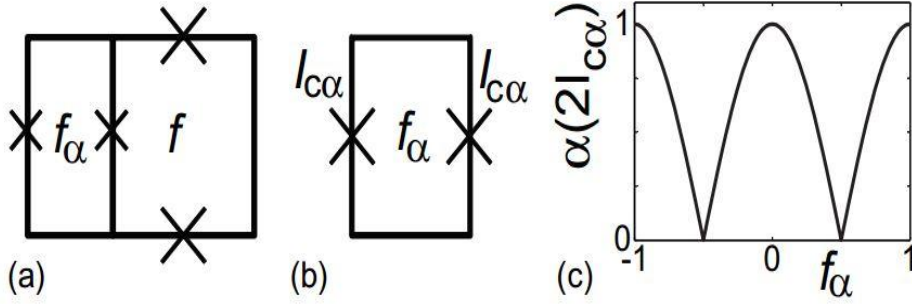


图 2.3: 图 2.3 α 可调 flux qubit 示意图 (a) α 可调 flux qubit 的简单示意图, 原来的较小的结由一个 SQUID 环路 (b) 代替, 这样就形成了一个 α 可调的 flux qubit。(c)

图表示 α —loop 的调制曲线 f_α 为 squid 环路中的磁通阻挫。 $I_{c,sq} = 2I_{c\alpha}|\cos(\pi f_\alpha)|$ 为该 squid 的临界转

假若小结的临界电流为 $I_{c\alpha}$, 大结的临界电流为 I_c 。我们定义 $\beta = I_{c\alpha}/I_c$, 那么

$\alpha = 2\beta|\cos(\pi f_\alpha)|$ 。由 2.1 式和位相量子化条件我们得到, α 可调 flux qubit 的势能,

$$\frac{U}{E_J} = 2 + 2\beta - \cos \varphi_1 - \cos \varphi_2 - 2\beta \cos(\pi f_\alpha) \cos(2\pi f + \pi f_\alpha - \varphi_1 - \varphi_2) \quad (2.8)$$

其中 $2\beta \cos(\pi f_\alpha)$ 为可调的 α 值。

2.2 SQUID 探测器

由 2.1.2 可知, 当远离简并点 $\varepsilon = 0$ 时, qubit 的本征态 $|0\rangle$ 、 $|1\rangle$ 逐渐向两个持续环流态 $|\uparrow\rangle$ 、 $|\downarrow\rangle$ 靠近。而一个灵敏的磁强计可以通过感应磁场来分辨 qubit 的两个持续环流态, 进而用来探测 qubit 的状态。SQUID (Superconducting Quantum Interference Device) 环路既可以作为一个调节 α 值的环路, 同时也

可以作为探测 qubit 状态的一种手段。SQUID 探测 qubit 的状态有两种模式：其一，通过探测 SQUID 的转变电流，其二，利用它的约瑟夫森电感的变化，引起其所在的谐振回路频率的变化来探测 qubit。[50, 51]

本文中我们用第一种方法来探测 qubit 的状态。

直流 SQUID:

如图 2.3 (b)，直流 SQUID 由两个约瑟夫森结组成。他们的临界电流为 $I_{c,i}$ ，约瑟夫森电容为 $C_{J,i}$ ， $i \in (1,2)$ 。并且，他们的超导位相准从位相量子化条件：

$$\gamma_1 - \gamma_2 = 2\pi f_{sq} \quad (2.9)$$

这里 $f_{sq} = \frac{\Phi_{sq}}{\Phi_0}$ ，为 α 环路中的磁通阻挫。由于 qubit 与 SQUID 通过电感耦合在一起，当 qubit 的持续环流态发生翻转时，会对 SQUID 环路的磁通产生调制。

$$\varphi_{bias} = \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} \quad (2.10)$$

$$\varphi_{cir} = \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{2} = \pi f_{sq} \quad (2.11)$$

我们假设 SQUID 环路上的两个约瑟夫森结完全一样，那么我们有，

$$I_{bias} = 2I_c \left| \cos(\pi f_{sq}) \right| \sin(\varphi_{bias}) \quad (2.12)$$

$$I_{cir} = I_c \cos(\varphi_{bias}) \sin(\pi f_{sq}) \quad (2.13)$$

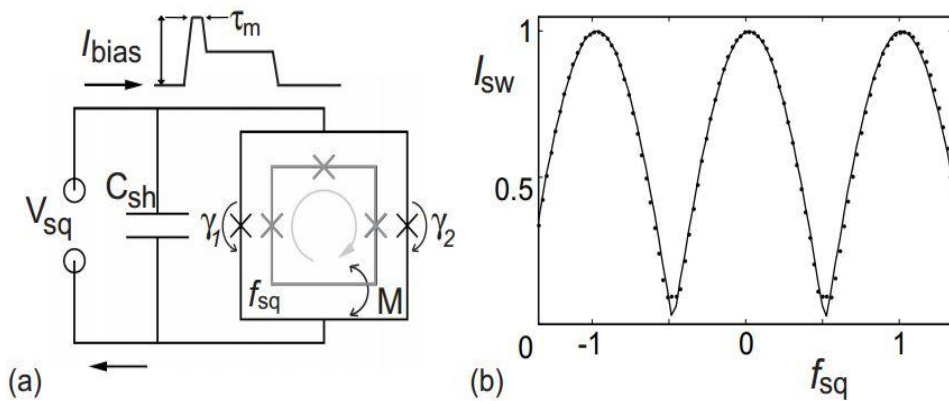


图 2.4: SQUID 探测器 (a)SQUID 的示意图，其中灰色环路代表 qubit 环路。Qubit 通过互感 M 与 SQUID 耦合在一起，本文中，通过在 SQUID 上加一个直流偏置，来检测其是否转变到电压态。(b)SQUID 的转变电流随其环路中的磁通阻挫的变化，我们就是用 I_{sw} 对 f_{sq} 的响应来探测 qubit 的状态

由 2.12 式可知, SQUID 可以看作一个可调临界电流 ($I_{c,sq} = 2I_c |\cos(\pi f_{sq})|$) 的与瑟夫森结。

SQUID 的势能是余弦调制的, 在稳定位相位置 ($\text{mod}(2\pi)$) 处势能最小。当一个电流偏置 I_{bias} 添加到 SQUID 上, SQUID 的势能会发生倾斜, 势能曲线会变成类似搓衣板形[52, 53]。

$$U_{sq}(I_{bias}) = \frac{\Phi_0}{2\pi} [2I_c \cos(\pi f_{sq})(1 - \cos(\phi_{bias})) - I_{bias}\phi_{bias}] \quad [2.14]$$

当偏置电流大与 SQUID 的临界电流时, SQUID 的势能最小值将会消失, 位相将跳转到搓衣板势能处, 相应的产生一个电压态:

$$V = \frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{d\phi_{bias}}{dt} \quad (2.15)$$

在实验中, 由于存在热激发和量子隧穿效应, $I_{sw} < I_{c,sq}$, 即实际的转变电流要小于 SQUID 的临界电流。

SQUID 的转变受 3 个因素影响: I_{sw} 、热激发、量子隧穿。因此, 该转变是一个随机过程, 转变机率与 SQUID 的势垒高度和等离子频率有关。假如现在将偏置电流加到 I_{sw} 附近, 那么 SQUID 的等离子频率为[43, 45, 46]

$$w_p(i_b) = \sqrt{\frac{2\pi I_{c,sq}}{\Phi_0 C}} (1 - i_b^2)^{\frac{1}{4}} = \sqrt{8E_J E_C} (1 - i_b^2)^{\frac{1}{4}} \quad (2.16)$$

势垒高度为,

$$\Delta U_{sq}(i_b) = \frac{2I_{c,sq}\Phi_0}{2\pi} (\sqrt{1 - i_b^2} - i_b \arccos(i_b)) \quad (2.17)$$

热噪声和量子隧穿效应,

$$\Gamma_{th}(T, i) = \frac{w_p(i)}{2\pi} e^{-\frac{\Delta U_{sq}(i)}{K_B T}} \quad (2.18)$$

$$\Gamma_q(i) = \frac{w_r(i)}{2\pi} e^{-\frac{36\Delta U_{sq}(i)}{5 K_B T^*}} \quad (2.19)$$

$T^* = \hbar w_r / (2\pi K_B)$, 为转变温度, 当 $T < T^*$ 时, 转变由量子隧穿效应决定, 当 $T > T^*$ 时, 转变由热噪声决定[54, 55]。为了改变 T^* , 如图 2.4 (a) 中, 在 SQUID

环路上并联上一个电容 C_{sh} ，这个电容相当于‘位相粒子’的质量。增加 C_{sh} 的同时，会降低 SQUID 的等离子频率。在设计 SQUID 时，要将 SQUID 的频率调整到远小于 qubit 的能级差，避免 qubit 与 SQUID 的能量交换。同时，逃逸率也要调整到被量子隧穿效应主导，这样可以增加转变的灵敏性。

假设操作 SQUID 的直流脉冲是理想的矩形，那么 SQUID 的转变几率为，

$$P_{sw}(i, \tau_m) = 1 - e^{-\Gamma(i_b)\tau_m} \quad (2.20)$$

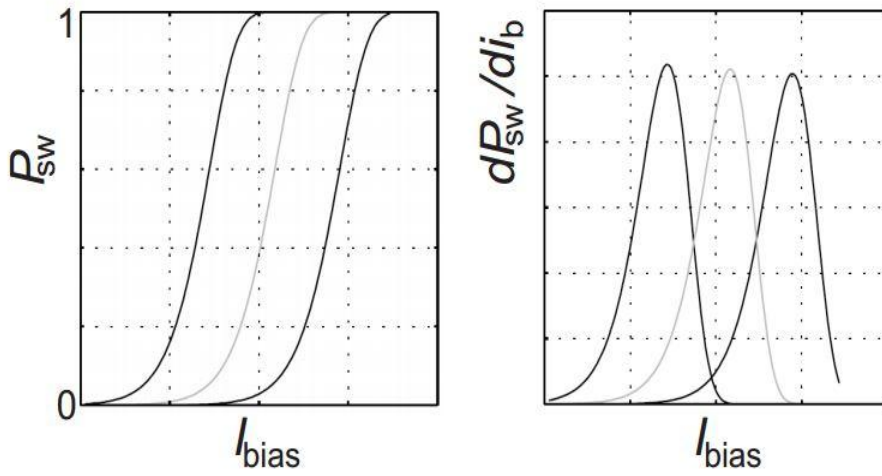


图 2.5: SQUID 转变几率统计图 其中灰色表示没有 qubit 的情况下 SQUID 的转变几率，黑色表示 qubit 处于 $|0\rangle$ 、 $|1\rangle$ 态时 SQUID 的转变几率。

第三章 高环流磁通超导量子比特

3.1 高环流磁通量子比特的介绍

3.1.1 氮空位中心与超导量子计算

在人们寻找实现量子计算二能级系统的过程中，NV(金刚石氮—空位缺陷中心)逐渐引起了人们的注意。1997年德国 J. Wrachtrup 小组用激光共聚焦显微镜观测到单个的氮空位中心[64]，并探测到了氮空位中心单自旋的光学探测磁共振谱。后来人们发现了氮空位中心单光子源[65]，且该单光子源非常稳定[66]，于是后来便被用在量子密码领域和荧光标记[67]。同一时间，人们提出可以用氮空位中心单自旋实现量子比特[68]，使用微波和光学手段进行操控[69]，并且即便在室温下也能有比较较长的相干时间[70]。2004年，F. Jelezko 和 J. Wrachtrup 等人实现了单个氮空位中心电子自旋的相干操控[71]，紧接着他们又借助近邻核自旋实现了双量子比特的相干操控[72]。从此，NV 系统成为了负载量子信息和实现量子计算物理系统之一。

哈佛大学的 M. D Lukin 小组于 2007 年利用近邻核自旋实现了量子寄存器[73]。F. Jelezko 和 J. Wrachtrup 等人于 2008 年实现了电子自旋和核自旋之间的多比特纠缠[74]。A. Yacoby 等人于 2009 年利用核自旋辅助多次增强了电子自旋的读取效果[75]。2010 年，J. Wrachtrup 等人在实验上获得了核自旋的单次读取[76, 77]。杜江峰小组演示了 D-J 量子算法[78]。紧接着，R. Hanson 等人分别于 2011 和 2012 年实现了电子自旋的投影测量[79]和 Grover 量子算法[80]。R. Hanson 小组和 J. Wrachtrup 小组于 2014 年分别独立进行了量子纠错方案的演示[81, 82]。

3.1.2 NV 与 flux qubit 的耦合

NV 系统有很长的退相干时间，在量子信息和量子计算中，相比于其它体系很有优势[84, 85]。NV 中的原子自旋能够和磁通量子比特的环流耦合在一起，这样就将两个量子体系关联在一起[86]。Y. Kubo 和 D. I. Schuster 于 2010 年分别实现了超导共振腔的耦合与集群氮空位中心 [83, 84]，朱晓波以及 Y. Kubo 等人于 2011 年分别实现了复合量子比特的真空拉比振荡和存储读取演示[57]，S. Saito 等人于 2013 年制备了复合量子比特的纠缠态[86]。

然而，目前我们自身的实验设备不齐全，无法做出具有较高 NV 色心浓度的金刚石样品，这样 NV 与 qubit 的耦合强度便不够[85, 86]。为了达到我们所需要的耦合强度，提高 flux qubit 的环流无疑是另一种途径。另一方面，flux qubit 对外界的磁通噪声高度敏感，且 flux qubit 的环流带来的是电子的自旋噪声[87, 88]。设计一种高 I_p 的 flux qubit 对我们研究 flux qubit 的噪声机制和 flux qubit 参数设计极限非常有必要。

目前我们 flux qubit 的 I_p 一般为 500nA 左右，这样的 I_p 还不能达到我们的要求。我们要寻找到 I_p 在 1uA 左右的 flux qubit。当然只是寻找到肯定还不够，因为提高的 I_p 会对 qubit 的退相干带来很糟糕的影响，我们还必须查阅相关文献，找到 I_p 对 qubit 的退相干的影响机制，这样才能大体上预测高 I_p flux qubit 的退相干时间，对我们做出的 qubit 能否测出信号做出一个合理的预判。

3.2 磁通量子比特的能级结构

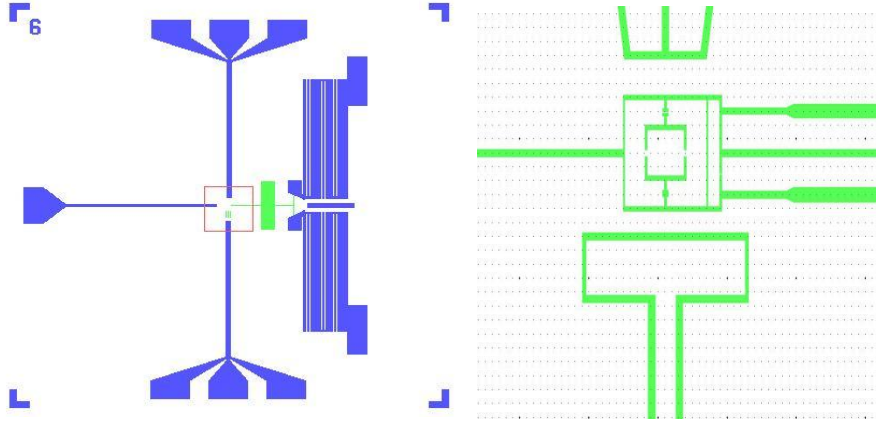


图 3. 1: 高 I_p flux qubit 的示意图 其中，左边为 flux qubit 的全局设计。右边是左边方框内的放大图形，为设计的 qubit 部分，其中上下两根线分别为 qubit 的 ϵ 和 α 控制线。左边那根线将 qubit 接到地上，右边为 SQUID 控制线。

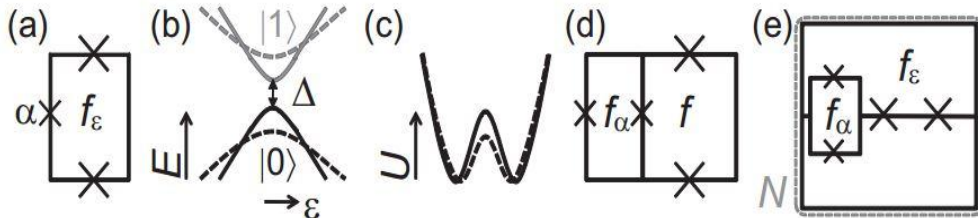


图 3. 2: flux qubit 的类型示意图 (a) α 不可调的 flux qubit (d) α 可调的非梯度计 flux qubit. (e) α 可调的梯度计 fluxqubit (b) 图是他们 $|0\rangle$ 、 $|1\rangle$ 态能级的示意图。(c) 图是 flux qubit 势能曲线，虚线和实线对应着两个不同 α 值的势能曲线。

对于 α 不可调的 flux qubit, 当实验上做出一个这样的 qubit, 那么 qubit 的参数就不能在改动, 并且, flux qubit 的性质对参数的变化极其敏感。如果做出的 qubit 参数有偏差, 那么我们将无法对这些参数做出调整, 这就对样品的制备和测量提出了很大的挑战。后来便出现了(d)图中的设计, 将 α 结用一个 SQUID 环路来替代, 并在 α 环路旁遍加一根控制线来调控 α 环路中的磁通阻挫 [89, 90, 91]。这样, 即便我们做出的样品参数比需要值有偏差, 那么我们仍然可以通过 α 控制线调节 α 参数的大小, 来达到我们的设计要求。但是, 该设计面临一个问题, 就是当我们调节 ϵ 时, 将会不可避免的也对 α 有影响, 且磁场对 qubit 环路有调节时, 将不可避免的在 SQUID 环路中产生磁通。为了实现 qubit 参数之间的独立可调, 后来便又出现了图(e)中的设计, 该设计为一个 8 字形, 为梯度计型 flux qubit [92], 当我们调节 ϵ 值时, 不会对 α 有影响。同样的当我们调节 α 值时, 也不会 ϵ 有影响。当然实际样品永远不可能完美对称的, 即这两个 qubit 参数我们是不可能实验上独立调节的, 但是由于这样的设计, α 、 ϵ 参数的调节的独立性完全能达到我们的测量要求。

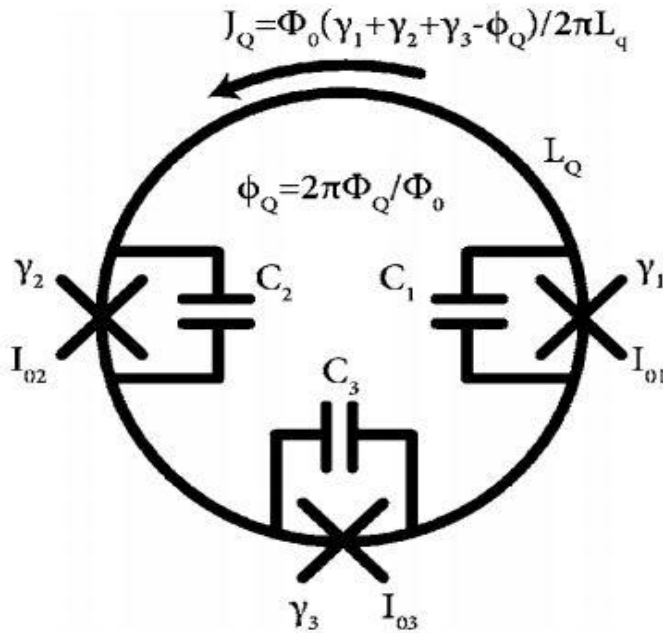


图 3. 3: 三结 flux qubit 的原理简化图, L_Q 为环路电感, ϕ_Q 为约化的磁通阻挫, I_Q 为环路电流, C_i 为约瑟夫森结的电容, I_{0i} 为约瑟夫森结的临界电流, γ_i 为约瑟夫森结的位相。

如图 3. 3 所示, 为 flux qubit 的简化示意图, 我们将根据图 3 中的示意图来分析 flux qubit 的能级结构[59]。图中的 3 个约瑟夫森结中, 其中一个结比另

外两个小，另外两个一样大小。首先我们分析 flux qubit 的势能，很明显势能项包括两个部分： $U = U_l + U_J$

$$U_l = L_Q J_Q^2 / 2 \quad (3.1)$$

$$U_J = \frac{\Phi_0}{2\pi} [I_{01}(1 - \cos \varphi_1) + I_{02}(1 - \cos \varphi_2) + I_{03}(1 - \cos \varphi_3)] \quad (3.2)$$

其中， J_Q 为 flux qubit 的环路电流， U_l 为环路电感所带来的势能项。 I_{0i} 为约瑟夫森结的临界电流， φ_i 为约瑟夫森结的位相 ($i=1, 2, 3$)。 U_J 为约瑟夫森结所带来的势能项。而这里约瑟夫森结的位相又满足位相量子化关系[93]，

$$\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 = \phi_Q + 2\pi L_Q J_Q / \Phi_0 \quad (3.3)$$

ϕ_Q 为施加在 flux qubit 环路上的约化后的磁通阻挫。将 3.3 式代入 3.1 式后我们能将 J_Q 消除，这样势能就变为 φ_{0i} 的函数，与环路电感无关。

图 3.4 为在三维位相空间中 flux qubit 的势能图[59]。从图中可以看出，当 J_Q 很大时，势能能谱在远离 $\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 = \phi_Q$ 平面时，势能几乎是一个平行平面没有起伏（绿色平面）。而当势能在 $\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 = \phi_Q$ 平面附近时，势能表现出明显的周期性结构。实际样品中，我们的势能为周期性结构，即第二中情况。为了较方便的来描述 qubit 的势能，我们引入下面几个无量纲参数，

$$\beta_Q = \frac{2\pi L_Q}{\Phi_0} \left(\frac{1}{I_{01}} + \frac{1}{I_{02}} + \frac{1}{I_{03}} \right)^{-1} \quad (3.4)$$

$$\alpha_Q = 2I_{03} / (I_{01} + I_{02}) \quad (3.5)$$

$$\kappa_Q = (I_{01} - I_{02}) / (I_{01} + I_{02}) \quad (3.6)$$

$$\varphi_t = \alpha_Q (\phi_Q - \varphi_1 - \varphi_2 - \varphi_3) / (1 + 2\alpha_Q) \quad (3.7)$$

$$\varphi_s = \frac{1}{2(1 + 2\alpha_Q)} [2\alpha_Q (\varphi_3 - \phi_Q) - \varphi_1 - \varphi_2] \quad (3.8)$$

$$\varphi_a = (\varphi_1 - \varphi_2) / 2 \quad (3.9)$$

其中 β_Q 环路电感带来的势能项与约瑟夫森结带来的势能项的相对大小， α_Q 表示小结相对与大结的相对大小值，即我们前面提到的 α 参数， κ_Q 衡量两个大结的非对称性大小。当我们假设环路电感为 0 时，将参数空间旋转到 3.7、3.8、3.9 三式所表示的坐标系中，我们得到相应的 flux qubit 的势能项为，

$$U_J = -E_J \left[(1 + \kappa_Q) \cos(\gamma_a - \gamma_s - \gamma_t) + (1 - \kappa_Q) \cos(\gamma_a + \gamma_s + \gamma_t) + \alpha_Q \cos(2\gamma_s + \phi_Q - \frac{\gamma_t}{\alpha_Q}) \right] \quad (3.10)$$

在上式中 $E_J = \frac{(I_{01} + I_{02})\Phi_0}{4\pi}$, 为约瑟夫森结的电感能。

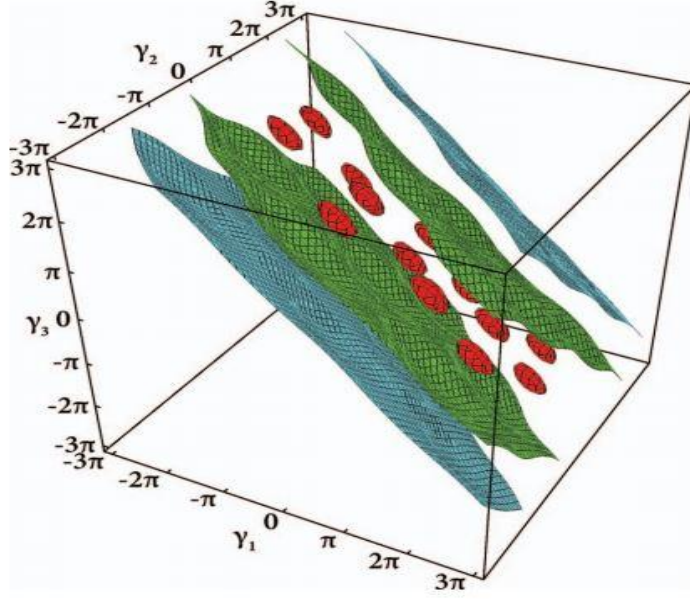


图 3. 4: 三结 flux qubit 的势能图 红色位置的势能为 1.4 倍的 E_J , 绿色部分为 10 倍 E_J , 蓝色部分为 30 倍 E_J 。并且这里已另 $\alpha_Q = 0.8$, $\beta_Q = 0.4$, $\kappa_Q = 0$, $\phi_Q = \pi$ [59]

如果我们放大红色区域的图形, 且取 $\gamma_t = 0$, 如图 3. 5、3. 6 所示 [59]

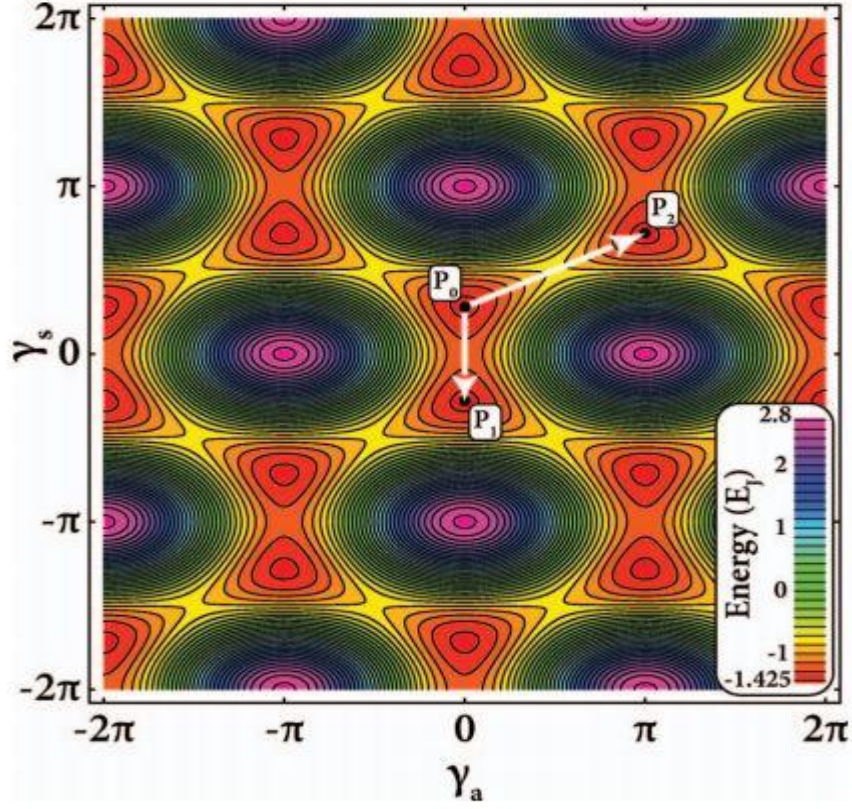


图 3. 5: flux qubit 的周期性势能图 这里取 $\gamma_t = 0$, $\alpha_Q = 0.8$, $\beta_Q = 0.01$, $\kappa_Q = 0$, and $\phi_Q = \pi$ [59]

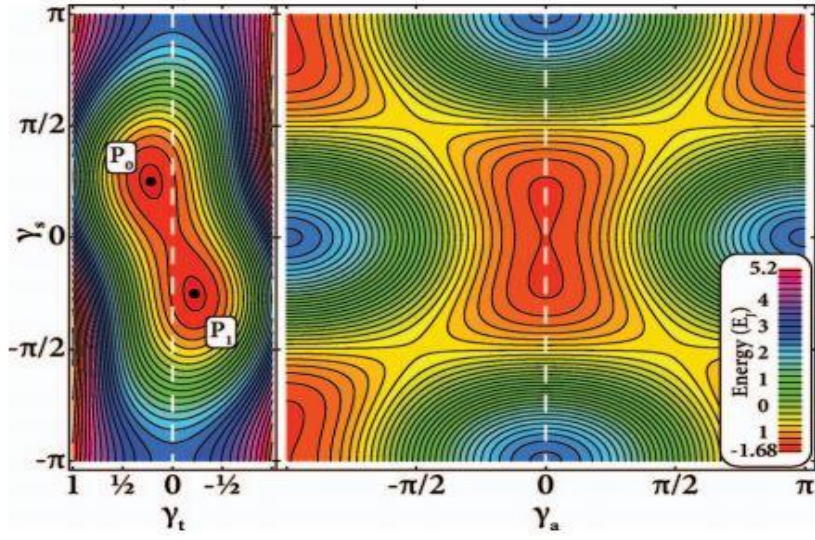


图 3. 6: 环路电感更大的 flux qubit 的势能。图中的左边和右边分别为 $\gamma_t - \gamma_s$ 和 $\gamma_a - \gamma_s$ 平面上的截图, 这里 $\alpha_Q = 0.6$, $\beta_Q = 0.4$, $\kappa_Q = 0$, and $\phi_Q = \pi$ [59]

我们首先考虑小环路电感的情况 $\beta_Q = 0.01$, $\gamma_t = 0$, 即图 3.3 所示情况。当 qubit 的环路磁通偏置到 $\frac{\Phi_0}{2}$ 时, 我们看到 qubit 势能的周期性原包中出现两个

势能最小点 P_0 和 P_1 ，两个最小点之间有一个势垒。同样的在临近的原包之间两个相邻的势能最低点也有一个比较大的势垒。在我们设计 qubit 时，就必须小心这里的包间跃迁。

flux qubit 的势能项与瑟夫森结电容相关，实质为电子的动能，

$$T = \frac{\Phi_0^2}{8\pi^2} [(C_1 + C_s)\gamma_1'^2 + (C_2 + C_s)\gamma_2'^2 + (C_3 + C_s)\gamma_3'^2] \quad (3.11)$$

这里 C_i 为约瑟夫森结的电容， C_s 为电路中额外窜杂的电容。那么目前我们便已经得到了 flux qubit 的势能和动能。运用经典力学的标准方法我们构建 flux qubit 的哈密顿量 H ，首先我们得到拉格朗日量 $L = T - U$ 然后 $\vec{P} = \partial L / \partial \vec{\gamma}'$ 可得，

$$H = \vec{P} \bullet \vec{\gamma}' - L \quad (3.12)$$

得到了 H 后，我们可以找到 H 的量子力学的解，解析法是无法求出我们 qubit 的本征能量和本征波函数的，我们只能寻求比较合理的近似解。考虑到 qubit 的势能为周期性势能，因此我们用平面波函数对 H 进行展开。且 flux qubit 势能为 γ_i 的二次函数，这恰恰类似与简谐振子情形，说明简谐振子波函数是在 γ_i 参量上一个合理的近似。于是我们便可以求出 qubit 的能级和相应的各能级对应的波函数。

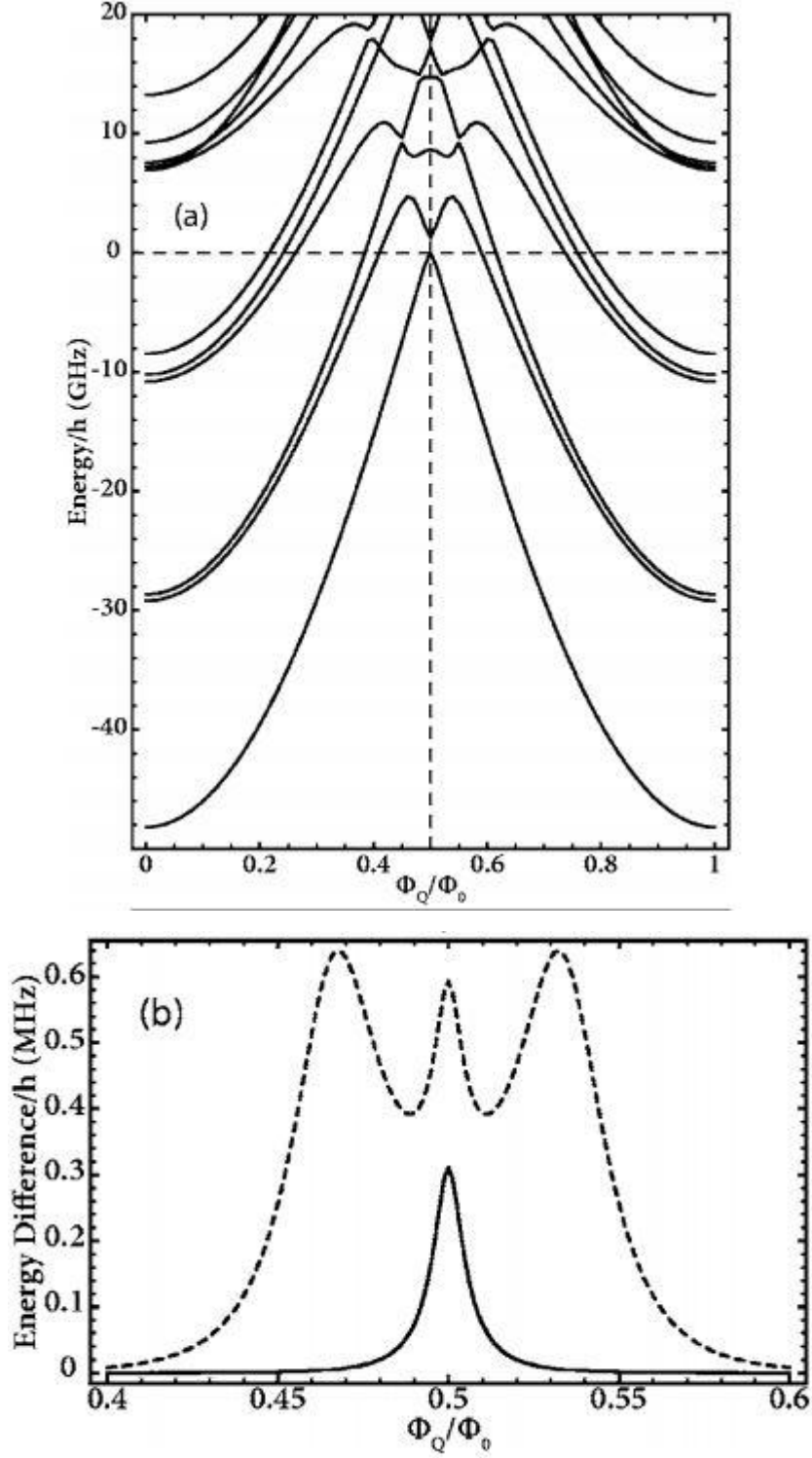


图 3.7: flux qubit 的能级结构 (a) 当 $\alpha_Q=0.63$, $\beta_Q=0.15$, $\kappa_Q=0$, $E_J/h=50\text{GHz}$, $E_C/h=1\text{GHz}$ 时, flux qubit 的能级结构。图上每一条线均为分离非常小的两个能级, 是由于不同原包之间的包间跃迁照成的。(b) 包间跃迁对一二能级 (实线) 和三四能级 (虚线) 照成的劈裂大小。

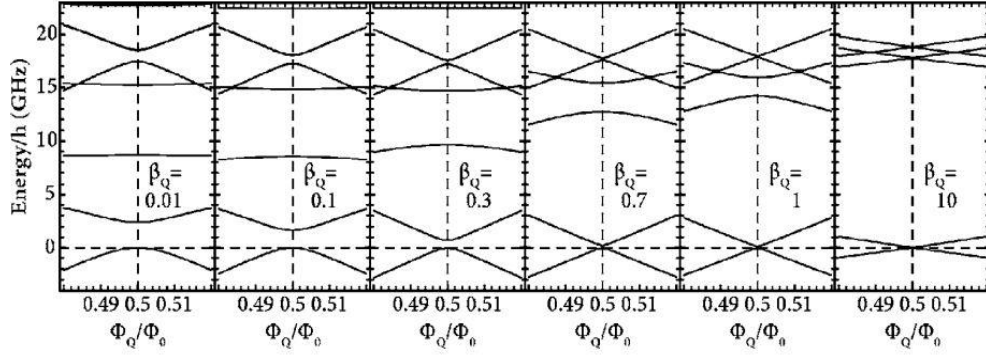


图 3. 8: 图 3.6 qubit 能级随 β_Q 的变化, $\alpha_Q=0.63$, $\beta_Q=0.15$, $\kappa_Q=0$, $E_j/h=50GHz$, $E_C/h=1GHz$

图 3.7 描述了 qubit 的各能级, 从图中可以看出, 对于 flux qubit, 其存在很多能级, 其中一二能级相比于其它能级更靠近, 比较低, 这样 flux qubit 便近似为一个二能级系统, 可以当做 qubit 来用。

图 3.8 描述了 qubit 能级随 β_Q 的变化情况, 从图中可以看出, 随着 β_Q 增加, qubit 基态和第一激发态的能隙逐渐变小, 而更高的能级逐渐被调离一二能级。

3.3 高环流磁通量子比特的寻找

在3.1节中, 我们对qubit的能级做了详细的讨论。我们知道, qubit的能级在理想情况下由3个独立参量来决定: α 、 E_j 、 E_C , 其中

$$\alpha = \frac{S_{\alpha 1} + S_{\alpha 2}}{2S} \quad (3.13)$$

$$E_j = \frac{I_c \Phi_0}{2\pi} \quad (3.14)$$

$$E_C = \frac{e^2}{2C} \quad (3.15)$$

其中, $S_{\alpha 1}$ 、 $S_{\alpha 2}$ 为 α 环路的两个约瑟夫森结的结面积, S 为qubit环路中较大结的结面积。 I_c 为qubit环路中大结的超导临界电流, C 为大结的结电阻。由于我们需要能隙一定的高环流磁通量子比特, 寻找高环流磁通量子比特的第一步是找到以下函数关系,

$$\Delta = f_1(E_j, E_C, \alpha) \quad (3.16)$$

$$I_p = f_2(E_j, E_C, \alpha) \quad (3.17)$$

很明显这两个函数的变量均为3个，那么一个很自然的想法便是通过控制变量法来寻找上述两式的函数关系。由上节内容很容易求出某个参量情况下的 Δ 和 I_p 。

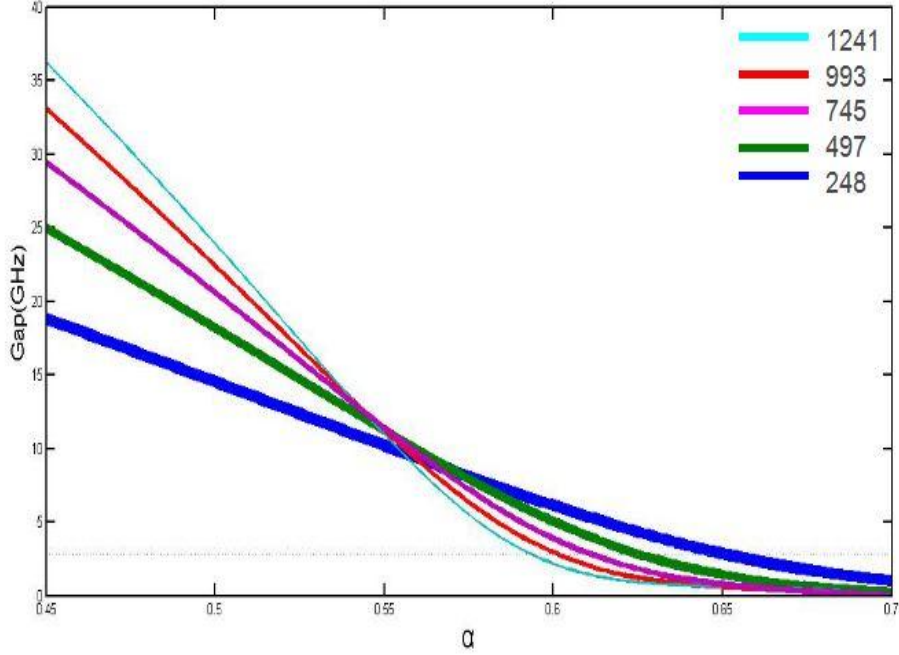


图 3. 9: 不同 E_j qubit 能隙随 α 的变化曲线 图中短彩色线条右边数字单位为 GHz, 表示相应颜色曲线所对应的 E_j 的大小, 这里已经固定 $E_C = 1.94\text{GHz}$, 图中虚线在纵坐标的截距为 2.88GHz。从图中可以看出, 能隙 Gap 随 α 的增加而减小, 且减小幅度逐渐由急到缓。不同 E_j 的曲线的 Gap 先对大小在 $\alpha = 0.56$ 左右出现转折。

第一步, 我们先研究 Δ 、 I_p 随 α 和 E_j 的变化。如图3.9, 在固定 $E_C = 1.94\text{GHz}$ 情况下, 能隙Gap即 Δ 随 α 的增加而减小, 且减小幅度逐渐由急到缓。不同 E_j 的曲线的Gap的相对大小在 $\alpha = 0.56$ 左右出现转折, 即 E_j 越大不一定是Gap越大, 还要看此时所处的 α 值的大小。我们所需的qubit的Gap为2.88GHz, 对应的 α 值大于0.56。在第二章中我们点出flux qubit的 α 值要大于0.5, 因为当 $\alpha < 0.5$ 时, qubit的势能曲线中的势垒会消失, 势能结构完全改变, 不再是传统意义上的flux qubit。

如图 3.10 当 E_j 变大时, I_p 几乎时成比例的变大。 α 变大时 I_p 也会变大, 且不同 E_j 情况下随 α 值变化的斜率几乎一样。即当 E_C 固定时, 该斜率也被定下。从这里我们得出一个很直观的结论, 想要得到高 I_p , 那么就要在适当的 α 值下尽量增大 flux qubit 的 E_j 。

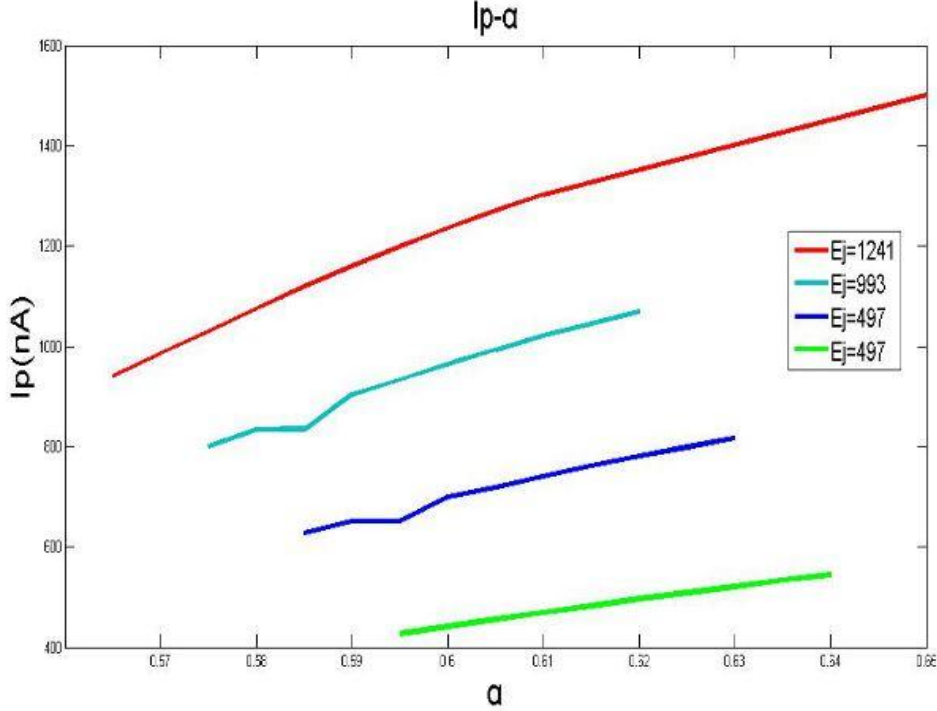


图 3.10: 不同 E_j 下 qubit I_p 随 α 值的变化。图中短彩色线条右边数字单位为 GHz, 表示相应颜色曲线所对应的 E_j 的大小, 这里已经固定 $E_C = 1.94\text{GHz}$, 当 E_j 变大时, I_p 几乎时成比例的变大。 α 变大时 I_p 也会变大, 且不同 E_j 情况下随 α 值变化的斜率几乎一样。即当 $E_C = 1.94\text{GHz}$ 固定时, 该斜率也被定下。

第二步, 自然就是寻找 Δ 、 I_p 随 α 和 E_C 的变化关系。从图 3.9 可以看出在固定 E_j 的情况下, 能隙 Gap 随 α 的增加而减小, 且减大幅度逐渐由急到缓。且 E_C 越大 flux qubit 的 Gap 越小。从图 3.11 中我们可以看出 E_C 对 flux qubit 的 I_p 影响并没有 E_j 那么大, 而 α 对 I_p 的影响基本不受 E_j 、 E_C 变化的影响。于是我们可得出结论: 想要提高 flux qubit 的环流, 只需要相应的提高 flux qubit 约瑟夫森结的 E_j , 且 E_j 提高了多少倍, 相应的 I_p 也就提高了多倍。

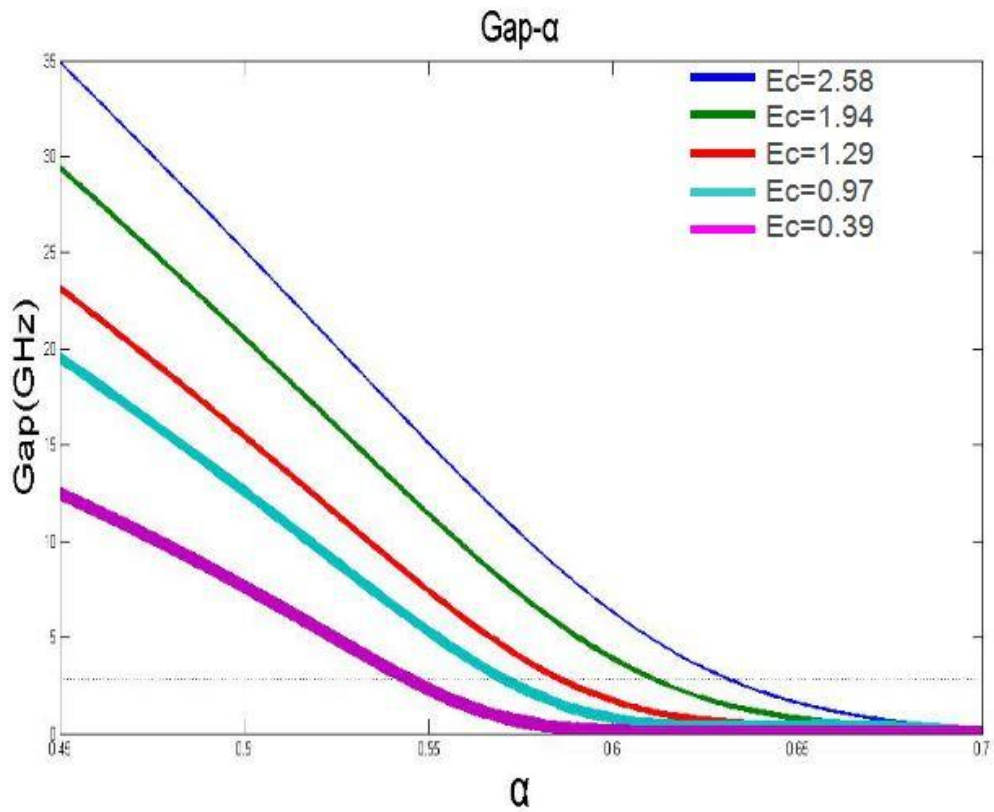


图 3. 11: 不同 E_C qubit 能隙随 α 的变化曲线 图中短彩色线条右边数字单位为 GHz, 表示相应颜色曲线所对应的 E_C 的大小, 这里已经固定 $E_j = 993\text{GHz}$, 图中虚线在纵坐标的截距为 2.88GHz。从图中可以看出, 能隙 Gap 随 α 的增加而减小, 且减大幅度逐渐由急到缓。且 E_C 越大 flux qubit 的 Gap 越小。

。

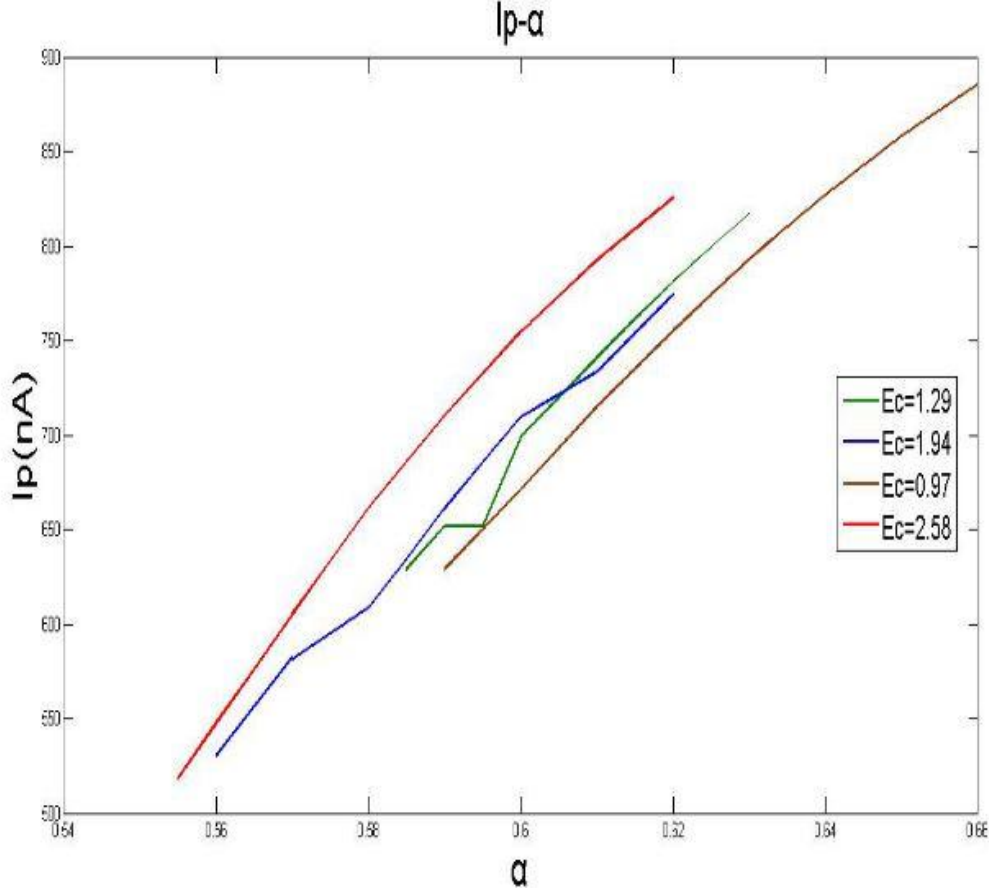


图 3. 12: 图 3.10 不同 E_C qubit I_p 随 α 值的变化。图中短彩色线条右边数字单位为 GHz，表示相应颜色曲线所对应的 E_C 的大小，这里已经固定 $E_J = 993\text{GHz}$ ，当 E_C 变大时， I_p 也会变大。 α 变大时 I_p 也会变大，且不同 E_C 情况下随 α 值变化的斜率几乎一样。即当 $E_J = 993\text{GHz}$ 固定时，该斜率也被定下。

这样我们将约瑟夫森结的 $E_J = 1247\text{GHz}$ ，相应的大结的面积为 $0.1\mu\text{m}^2$ ，这是我们实验上能达到的比较大的值了。为了得到比较合适的 Gap: 2.88GHz ，我们调整相应的 $E_C = 1.937\text{GHz}$ ， $\alpha = 0.593$ ，最终我们找到了 $I_p = 1.24\mu\text{A}$ 的 qubit，这比文献中所报道的 flux qubit 的环流都要大。

然而，理论上找到了这样一个高环流磁通量子比特并不意味着我们一定能在实验上也找到。因为其它条件不变的情况下，高环流就意味着 qubit 与外界的耦合变强了，那么我们下一步就要分析高环流对 flux qubit 退相干的影响[60, 61]。

$$\Gamma_\phi = k \left| \frac{\partial \Delta}{\partial \alpha} \right| \quad (3.18)$$

上式中 Γ_ϕ 为 qubit 的退相率， k 为一个常数与系统环境和微波脉冲有关。Qubit 的环流所引入的退相干主要体现在对 T_ϕ 的影响上，是电子的自旋噪声带来的。

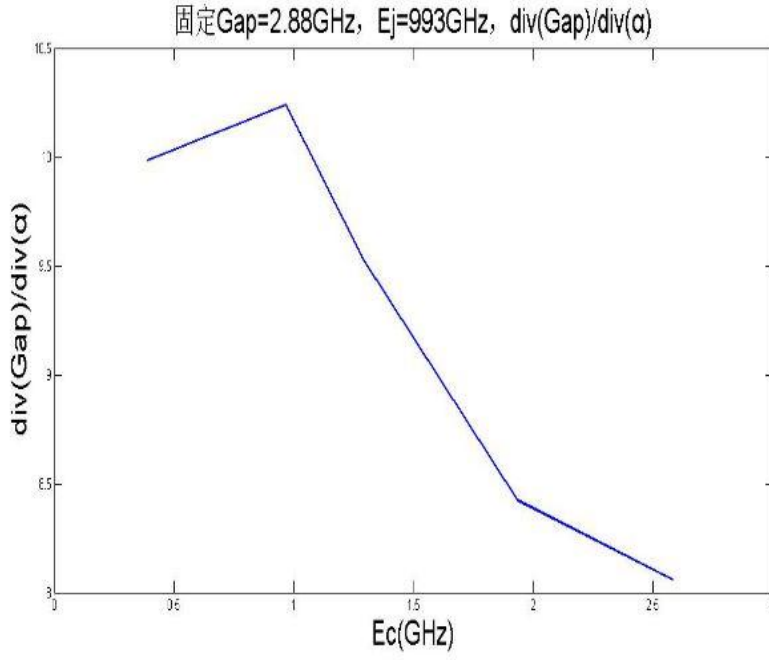


图 3. 13: 固定 Δ 和 E_j 时 $\frac{\partial \Delta}{\partial \alpha}$ 随 E_c 的变化 这里曲线为 flux qubit $\Delta = 2.88\text{GHz}$, $E_j = 993\text{GHz}$ 时 $\frac{\partial \Delta}{\partial \alpha}$ 随 E_c 的变化, 当 E_c 越大时, $\frac{\partial \Delta}{\partial \alpha}$ 越小。

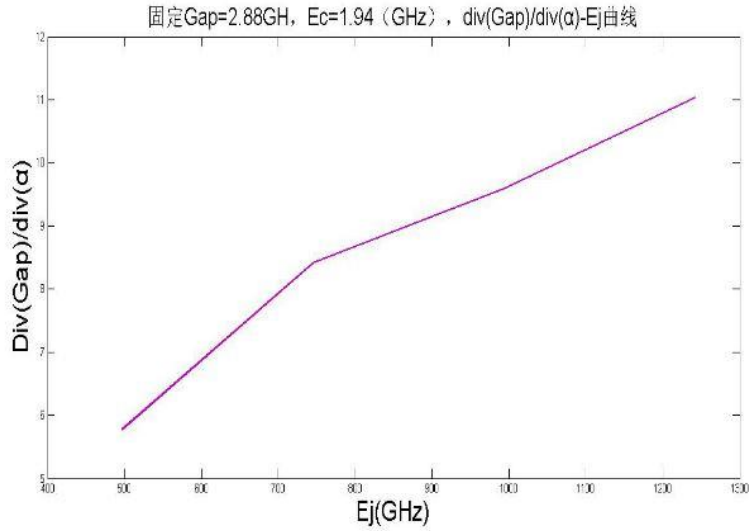


图 3. 14: 固定 Δ 和 E_c 时 $\frac{\partial \Delta}{\partial \alpha}$ 随 E_j 的变化 这里曲线为 flux qubit $\Delta = 2.88\text{GHz}$, $E_c = 1.94\text{GHz}$ 时 $\frac{\partial \Delta}{\partial \alpha}$ 随 E_j 的变化, 当 E_j 越大时, $\frac{\partial \Delta}{\partial \alpha}$ 越大。

从图3. 13和图3. 14可知, $\frac{\partial\Delta}{\partial\alpha}$ 随 E_C 增大而减小, 随 E_J 增大而增大。值得注意的是这里的关系式均为线性的, 即我们增大 I_p 不会带来qubit的 T_ϕ 的剧烈变化。且由图3. 11我们知道在 E_J 一定的情况下, 我们可以相应增加 E_C 来减小 $\frac{\partial\Delta}{\partial\alpha}$, 从一定程度上减小qubit高环流对flux qubit位相退相干的影响。

第四章 高环流磁通量子比特的制备

本章将详细介绍 flux qubit 的制备，在超导量子比特样品的各部分中，最重要的就是与瑟夫森结，我们做的是 $Al/AlO_x/Al$ 型约瑟夫森结，因为 Al 这是目前做约瑟夫森结最稳定的材料[39]。

我们通过构架一个微桥 100 μ m 左右宽，然后在桥两边各自斜角度蒸发 Al 膜的方式来制备约瑟夫森结。在蒸镀 Al 膜时进行精确的膜表面原位氧化。通过在 Si 衬底上对 ZEP、PMGI 双层胶工艺的摸索，我们成功制备出了所设计的样品，且两次样品的稳定性很高，即我们的工艺同时还非常稳定。下面，将对具体的工艺设计和工艺步骤进行详细介绍。

如图 3.0 所示，为我们高环流磁通量子比特的设计图，图形按照尺寸大小可分为两部分。金电极、金电阻、电容、和控制线部分，该部分的尺寸为几微米到几十微米；qubit 部分，该部分的尺寸为 100nm 到 250nm。那么根据他们尺寸的大小，第一部分我们可以用光刻的方法做，也可以用电子束的方法做。而第二部分只能用电子束的方法来做。因为，我们实验室的光刻机的精度为 0.5 μ m，而电子束曝光机的精度有几个 nm，最终我们确定下来的工艺流程如下：

- 1、 MA6 做金电阻和金 Mark
- 2、 EBL 做控制线、电容
- 3、 EBL 做 qubit

在第一步工艺中我们用 S1813 和 LOR—5A 来做。具体流程为涂胶、光刻、显影、镀金膜、剥离。由于一共分了 3 步来做，那么为了将各部分衔接上，就必须要做好 mark，用于衔接各部分。具体工艺步骤和参数如下，

涂胶：首先用 3000/min 在 Si 片上图 LOR—5A，时间是 1 分钟，得到的加厚大约为 300nm，然后在热板上 170 度烘烤 1 分钟。然后再用 6500r/min 转速，涂 1 分钟 S1813，得到的胶厚大约为 1 μ m，同样的，在热板上 115 度烘 1 分钟。

光刻：曝光的光强为 10mw/cm² 时间为 20 秒。

显影：在 MF—319 中显 43 秒，然后在去离子水中定 30 秒

镀金膜：热蒸发镀 100nm 厚的金膜

剥离：将镀好金膜的片子放在装着丙酮的烧杯里，60 度热浴 40 分钟。

第二步和第三步中，我们使用 ZEP 胶定义图形，PMGI 做 lift off 层。如图 4.1 所示，

涂胶：首先涂 PMGI 胶，得到胶厚大约为 300nm，并且在热班上 170 度烘 3 分钟。然后涂 1 ZEP 胶，同样的在热班上 170 度烘 3 分钟。最后就形成了图 4.1 (a) 所示的结构。

电子束曝光：对于结和其它部分，我们均用 180 的剂量，100KV 的电压。对 qubit 我们用 2nm 的分辨率来做，而对电容和控制线我们用 50nm 的分辨率来做。

显影：显影分两步来显，第一步我们显上层的 ZEP 胶，用乙酸丁酯 (BA)，然后我们再显下层胶，用 101developer 显影液显出 undercut。Undercut 的大小是我们做图 4.3 (g) 的实验能否成功的关键。

镀 Al 膜：对于控制线和电容，直接垂直镀 200nm 后的 Al。对于 qubit，在形成了微桥后，如图 (d) 所示，我们先用 +17 度的倾斜角度蒸发一层 20nm 厚的 Al，然后样品被转移到氧化腔中，在这一层 Al 膜的表面氧化一层氧化层，氧化完成后，再将样品转移到蒸发腔中，用 -17 度蒸发 80nm 厚度的第二层 Al 膜，剥离：将镀好膜的样品放在装有 PGremover 溶液的烧杯中，放在热浴锅内热浴，然后用 IPA 吹淋吹干。

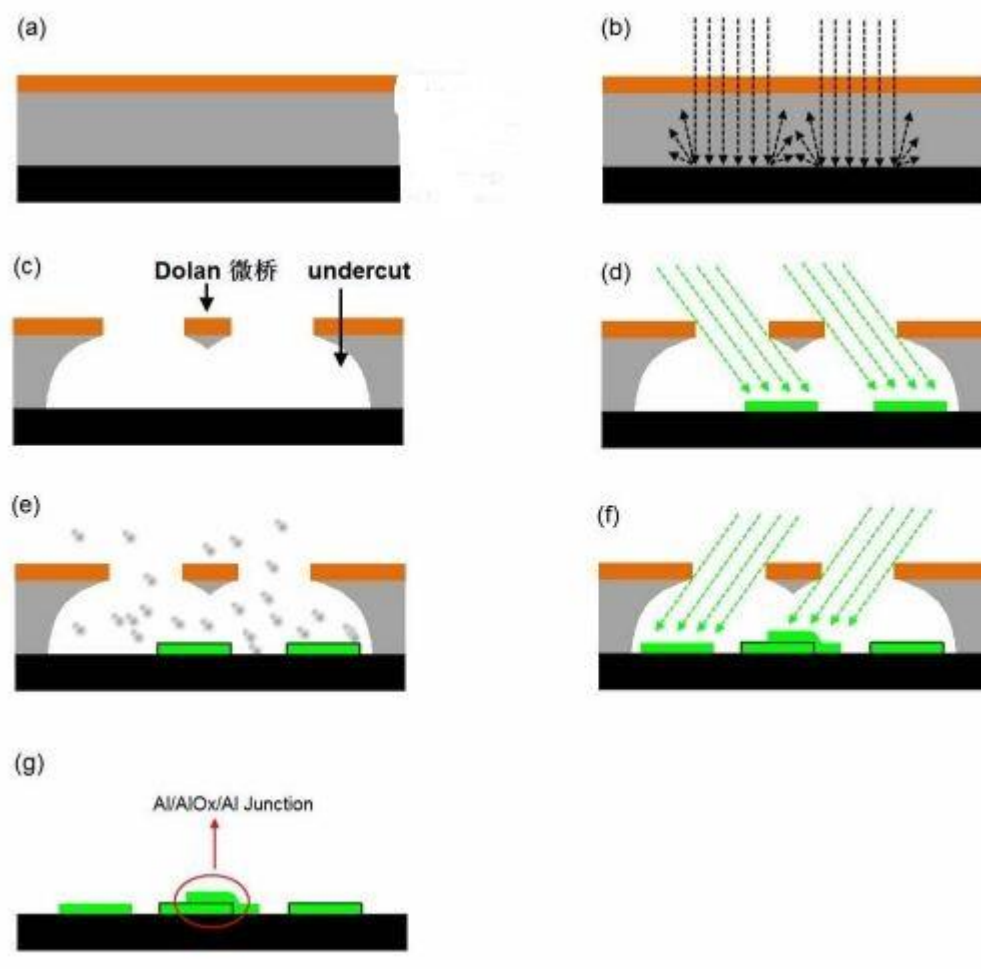


图 4. 1: 双角度蒸发示意图 (a) 胶的结构 (b) 电子束打在胶上的示意图 (c) 电子束后显完影形成的微桥和 undercut (d) 斜角度蒸发长第一层 Al 膜 (e) 对第一层 Al 膜进行氧化 (f) 斜角度蒸发长第二层 Al 膜 (g) 剥离后得到的约瑟夫森结。

以上便是整个高环流磁通量子比特的制备过程。具体参数和工艺过程如下，

1、涂胶参数：

PMGI SF6 无匀胶 3500r/min 60s	170 度烘 3min 23 度凉 3min
ZEP 无匀胶 3900r/min 50s	170 度烘 3min 23 度凉 3min
得到胶厚： PMGI : 300nm	ZEP : 100nm

2、曝光我们用的 EBPG450A 电子束曝光系统，具体参数：

电压：100kV	分辨率：2nm	束流：0.1nA
剂量：180uC/(μm^2)		

3、显 zep:乙酸丁酯 (BA) 45s, 然后在异丙醇 (iPA) 中涮 30s, 拿出片子用氮气吹干。

显 PMGI: 用 101 显影液(101developer 和纯酒精按 10:1 比例的混合液)显 65s,

取出后在去离子水中涮 30s, 然后再到 IPA 中涮 10s, 取出用氮气吹干。

4、plusma 蒸铝膜参数:

我们用先用 17 度胶蒸 20nm 的铝, 然后用 25sccm/min 的流速通氧气, 氧化第一层铝。再用-17 度蒸 80nm 的第二层铝膜。

5、剥离:

将镀好铝膜的片子放在装有 PG REMOVER 去胶剂的烧杯中, 然后放在热浴锅里热浴 40min, 待片子表面的铝膜有起伏后, 用针管将表面的大块铝膜吹掉。然后再热浴 40min, 将片子取出, 用 IPA 吹淋后用氮气吹干。因为我们的 qubit 中的约瑟夫森结很容易被静电击穿, 因此剥离的过程中一定要做好防静电措施: 带防静电手套、穿防静电服。

在整个工艺流程中, 由于我们将图形按尺寸大小分 3 次来做, 那么不同的批次之间就需要套刻, 而电子束的套刻我们以控制在 20nm 以内, 这就保证了不同批次图形之间的衔接问题。且由于 Al 在空气中很容易被氧化, 在做图形衔接的时候要用 Ar 气将 Al 表面的氧化层打掉, 然后再将另外一层蒸上, 这就是所谓的超导接触。目前我们能做的最小尺寸的超导接触是 0.01 个平方微米。

由于 flux qubit 对参数的变化极其敏感, 那么在做 qubit 之前, 我们还要测试我们整个工艺的稳定性, 这包括两个方面。其一, 我们要做测试结阵, 即在同一个片子上做多个 (5 个) 同样尺寸的与瑟夫森结, 然后在测试这些结的结电阻大小, 看做出的结是否稳定; 其二, 我们还要间隔一段时间做一样的图形, 然后测试结的结电阻, 并与之前的结电阻做比较, 看不同时间做出的结的稳定性。

表 4. 1: 探针台测量的约瑟夫森结的常温电阻值

结电阻（欧姆）					平均值	百分比均方差
419	414	409	401	409	410	1.91%
410	405	408	401	408	406	1.00%
200	208	201	205	205	204	2.41%
222	222	217	219	216	219	1.84%
241	257	233	243	236	238	2.69%
196	200	204	201	192	199	3.56%
209	218	220	213	219	216	3.15%
234	227	226	229	231	229	1.99%

表4.1是用探针台在常温下测量一个片子上结电阻的结果，同一行的结的设计尺寸一样，不同列的结的设计尺寸不一样。从数据可以看出，一个片子不同位置我们做出的约瑟夫森结的结电阻还是比较稳定的，其百分比方差均在3%以内。得到结电阻后，我们再根据Ambegaokar-baratoff 关系得出结的临界电流 [95, 96]。

$$I_c R_n = \frac{\pi \Delta}{2c} = \frac{\pi V_g}{4} \quad (T=0) \quad (4.1)$$

其中 $V_g = 360 \mu\text{A}$ ，为能隙电压，Al的膜条的超导转变温度 $T_c = 1.24 \text{K}$ ，两者恰好能够对应上。我们做出的约瑟夫森结的结电容的经验值为 $100 \text{ fF} / \mu\text{m}^2$ 。在我们的样品制备过程中，图4.1(c)对我们的结参数的影响是非常大的，因为这一步直接决定着约瑟夫森结的临界电流密度 j_c ，而我们要做高环流的磁通量子比特，从第三章的分析结论来看，就必须尽可能的增加 j_c ，约瑟夫森结的结面积我们不可能做的太大，受到qubit环路大小的限制，且当约瑟夫森结的面积做大后，会增加约瑟夫森结的缺陷，降低我们qubit的品质。因此，做出高环流磁通量子比特的一个关键点便是能够在比较合适的氧化条件下得到很高的 j_c ，这就要求图4.1(c)中长的氧化层要足够的薄，同时又要保证氧化层的绝缘性。如图4.2所示，我们尝试了各种氧化条件，得到了我们需要的临界电流密度 ($j_c = 20 \mu\text{A} / \mu\text{m}^2$)。从图中可以看出，各个点均在直线上浮动，并不能较好的吻合，即使是同样的氧化条件，两次做出的约瑟夫森结的临界电流密度也不一样。原因有很多，比如氧

化腔的真空度的变化，腔体内残余气体的成分，甚至于天气的改变等都会对约瑟夫森结的临界电流密度造成影响。我们采用的方法是测试结阵和正式样品在两天左右的时间内完成，这样就能保证约瑟夫森结的临界电流密度还比较稳定，进而顺利做出我们需要的参数。

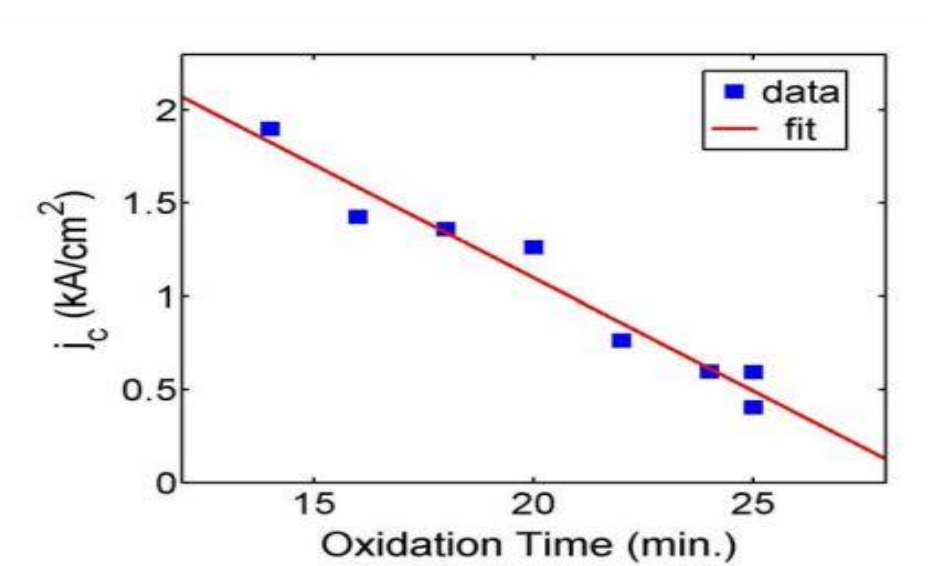


图 4. 2: j_c 随氧化时间的变化

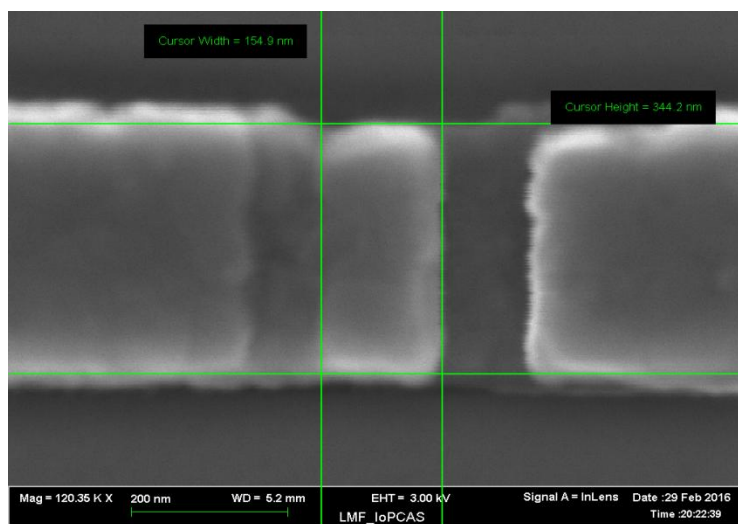


图 4. 3: 双角度蒸发法做出的 约瑟夫森结

测完结电阻后，我们会在电镜下看一下约瑟夫森结的形貌，图4. 2为我们所做的约瑟夫森结的SEM图，图中的中间方块区域为我们的约瑟夫森结。从图中也能很明显的看出，我们的蒸结方式为双角度蒸发，结的形貌还是比较规整的。

第五章 高环流磁通量子比特的测量

我们已经知道，磁通超导量子比特的 $|0\rangle$ 、 $|1\rangle$ 态除了在对称点以外，分别对应着qubit环路中两个相反的环流，而我们恰恰就要通过测到这两个相反的环流，来间接的判断qubit所处的态。我们的测量方法称为DC—SQUID读取方式，在第二章中，我们已经简单的介绍过该读取方式的基本原理，本章中就不再详细介绍了。本章将主要对测量系统和测量结果进行详细讨论。

5.1 测量系统的噪声屏蔽

超导量子比特的频率一般均为几个GHz，我们设计的高环流磁通量子比特的频率为2.88GHz，这样频段的一个量子系统对于外界的各种扰动是非常敏感的。温度为1K时的热扰动就高达20GHz，因此要测量我们的qubit，所需要的温度至少为几十个mK。我们要操纵qubit就需要从外界加微波到qubit上，而外界充满着各种频段的电磁波，因此必须对添加到qubit上的控制线做衰减和滤波，并在制冷机外面添加磁屏蔽桶，以保障qubit不被外界磁场所干扰。

制冷方面：我们的测量系统为Triton 400稀释制冷机，最低温度可达到10mK。稀释制冷的原理[94]是：当温度低于一定的值后 $^3\text{He}/^4\text{He}$ 混合液体发生相分离时，其中一个所含的 ^3He 较多，称为浓缩相。另一个所含的 ^3He 较少，称为稀释相。由于 ^3He 比 ^4He 轻，所以浓缩相的密度比较小，漂浮于上面，稀释相密度较大，沉于底部。两相中间形成一个液面。如果我们抽取稀释相中的 ^3He ，那么浓缩相中 ^3He 将通过相界面扩散到稀释相中，并吸收热量。最后将抽走的 ^3He 再冷凝回浓缩相，这样就形成了一个闭合的循环制冷系统。我们的制冷机为“干”稀释制冷机，其内部结构如图5.1所示。“干”稀释制冷机使用脉冲管制冷机预冷 ^3He 气体，而不是液氮液氦和1K池。由于脉冲管制冷机的温度达不到 ^3He 液化所需要的温度，需要增一级制冷使 ^3He 液化。在Triton系统中是利用Joule - Thomson效应进行制冷。Joule - Thomson效应类似于气体的膨胀吸热。干式制冷机维护比较方便，但由于有脉冲制冷管，干式稀释制冷机的噪音要大于湿式稀释制冷机。

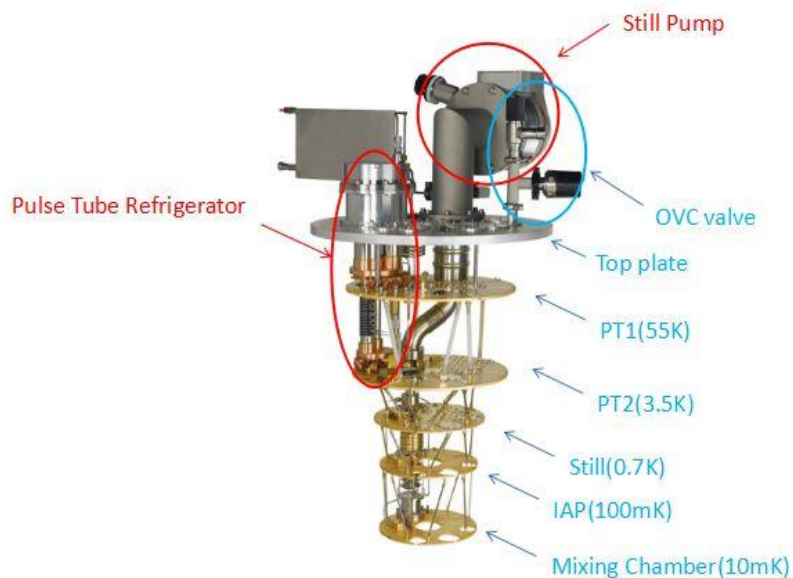


图 5. 1: Triton 400 的内部结构示意图

磁屏蔽方面：超导磁通量子比特对磁场非常敏感。地磁场的强度大约为0.5高斯，即50uT，并且外界空间中还存在这各种频段的电磁波，为了避免地磁场以及外部磁噪音的影响，我们在稀释制冷机加上了两个磁屏蔽桶，一共4层坡莫合金。最后的屏蔽效果估算应该可以小于1nT。由于我们在制冷机内部使用了一个大磁体来调节qubit的能级，而该磁体中使用了许多铁磁材料，最终带来的剩磁大约是几uT。这两个磁屏蔽桶仅屏蔽了磁噪声通过非线路渠道对我们qubit系统的影响。

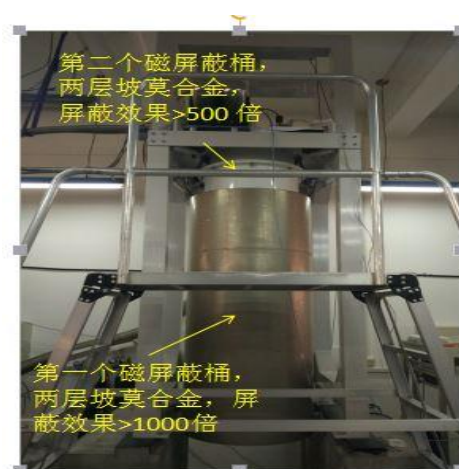


图 5. 2: Triton 400 的外部磁屏蔽桶

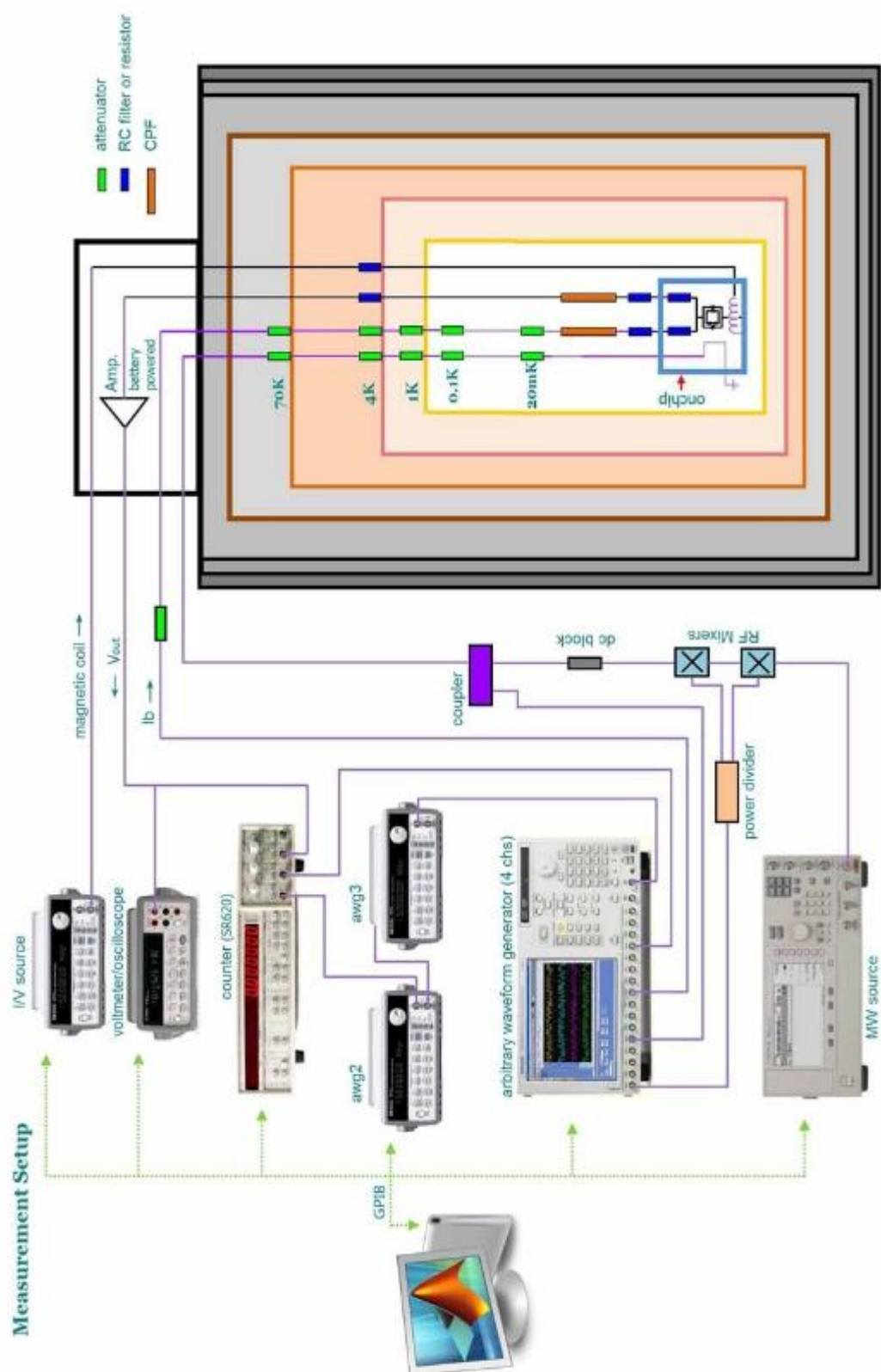


图 5. 3: flux qubit 测量系统的硬件连接

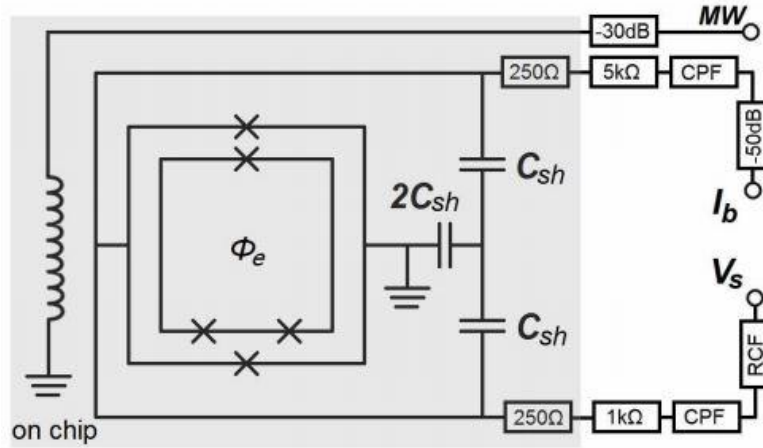


图 5. 4: Qubit 测量电路示意图 图中的阴影部分在片子上，其它部分在线路上。

当然，磁噪声通过线路外部的控制线也可以影响到我们的qubit系统。如图5. 4所示，我们在电流线和电压线上均加入了低通滤波器（CPF），在电流线即I线上我们在20mk位置接上了1GHz的低通滤波器，而在V线上我们接上100MHz的低通滤波器，这两部分都起到了屏蔽传入线路中磁通的作用。以上只是从原理上对线路上的滤波做了说明，实际线路中的滤波原件有多个。这样，我们的测量就满足了测量qubit必须的两个条件：极低温和高磁屏蔽。

5.2 磁通超导量子比特的读取

第二章中已经介绍了我们的读取方式为直流 SQUID 读取方式，该读取方式有一个重大的问题：读取时会对 qubit 的态产生很大的影响。我们知道，读出 SQUID 信号有三种模式，分别是交流连续读取模式、交流跳变读取模式和直流跳变读取模式，在读取 SQUID 的这三种模式中，直流跳变模式对 qubit 的影响是最大的。首先，由于 SQUID 和 qubit 靠的很近，且在我们的设计中有一边共边，qubit 通过电感于 SQUID 耦合在一起，那么 SQUID 本身就会成为 qubit 的一个噪声通道，将 SQUID 本身和其相连的电容和电阻的噪声传递给 qubit。其次，当 SQUID 跳变到电压态以后，由交流与瑟夫森效应，我们算得 SQUID 会产生频率高达几百 GHz 交流电流，很显然，该高频交流会使得我们的量子比特被激发到高能态(图 5. 6)。最后，当 SQUID 处在电压态时，会激发准粒子，该准粒子会影响 qubit 的寿命。

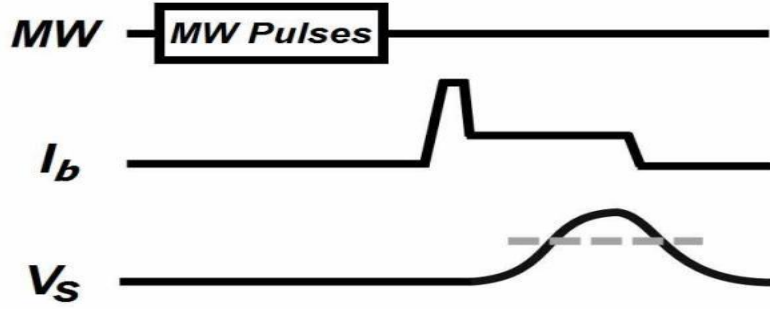


图 5. 5: 高环流磁通的量子比特的控制脉冲示意图, 其中 V_s 为 SQUID 的读出脉冲, I_b 为 SQUID 的跳变电压。通过一个放置在室温的低噪声放大器我们将小信号 V_s 在室温进行放大, 图中虚线为我们在预值探测器中设定的预值, 用来确定 SQUID 是否跳变到稳定电压态。

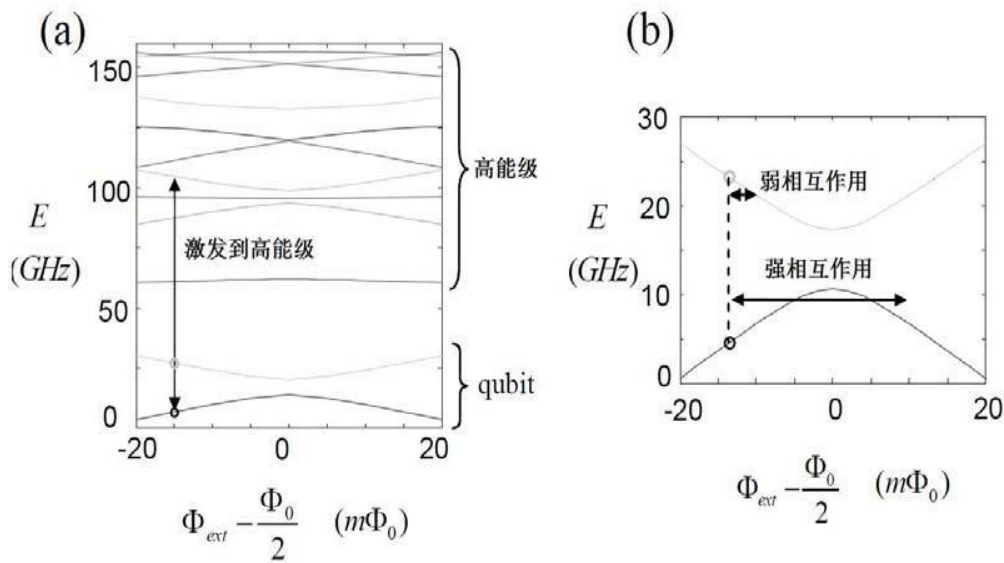


图 5. 6: 读取 SQUID 时交流约瑟夫森效应对 qubit 的影响 (a) qubit 从低能级被激发到高能级, (b) qubit 的非绝热转变

为了降低直流 SQUID 读取对 qubit 的影响, 我们要减弱 SQUID 和 qubit 的耦合强度, 但是减弱的同时还要确保 SQUID 有足够强的信号。然后, 我们要确保 SQUID 与外界环境之间尽量隔离, 避免外界噪声通过 SQUID 对 qubit 造成影响, 尤其是测量线路对 qubit 的影响。我们高环流磁通量子比特的 SQUID 和 qubit 的互感值设计为 83pH, 在样品上如图 5.4 所示, SQUID 通过旁路电容和电阻形成一个 RC 滤波器, 实现同外界的隔离。

我们测量量子比特一般情况下分为以下 3 个步骤:

(1) qubit 初始化: 让 qubit 处于基态, 我们对 qubit 不做任何操作, 等待足够长的时间后, qubit 由于能量弛豫, 会自然处于基态。

(2) 操纵 qubit: 通过直流偏置、微波脉冲和 qubit 的自由演化, 实现对超导量子比特的各种操作。

(3) qubit 态的读出: 通过 SQUID 读出 qubit 所处的态。

5.3 高环流磁通量子比特的测量结果

图 5.7、5.8、5.9 均为为用 fasthenry 软件对我们高环流 flux qubit 的仿真结果。其中, 中间的小方块为 α 环路, 将它包起来的环路为 qubit 环路, qubit 环路左侧的矩形环路为 SQUID 环路。由于不同的线路之间的耦合仿真时, 设定的端口情况也不一样, 所以不同的线路之间必须分开仿真, 图 5.7 反应了高环流磁通量子比特的 α 控制线与 α 环路的电感耦合强度, 大小为 0.12pH。图 5.8 反应了高环流磁通量子比特的 qubit 环路与 SQUID 环路的电感耦合强度, 大小为 8.52pH。图 5.9 高环流磁通量子比特的 α 环路与 qubit 环路的电感耦合强度, 大小 3.2pH。

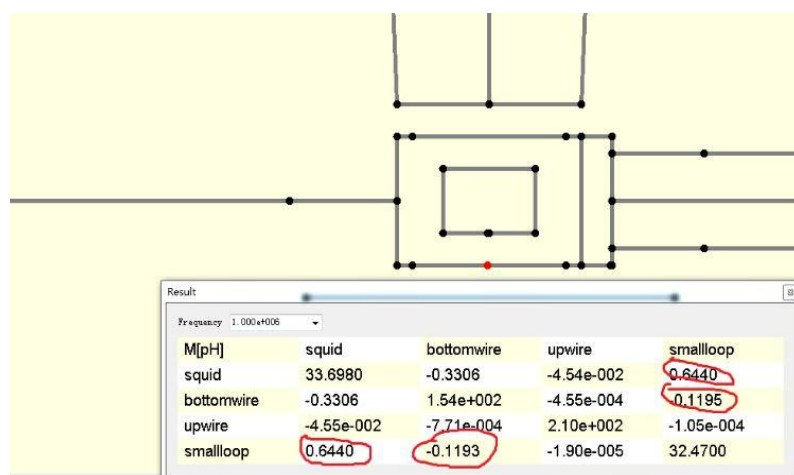


图 5.7: 高环流磁通量子比特的 α 控制线与 α 环路的电感耦合强度, 单位为 pH。

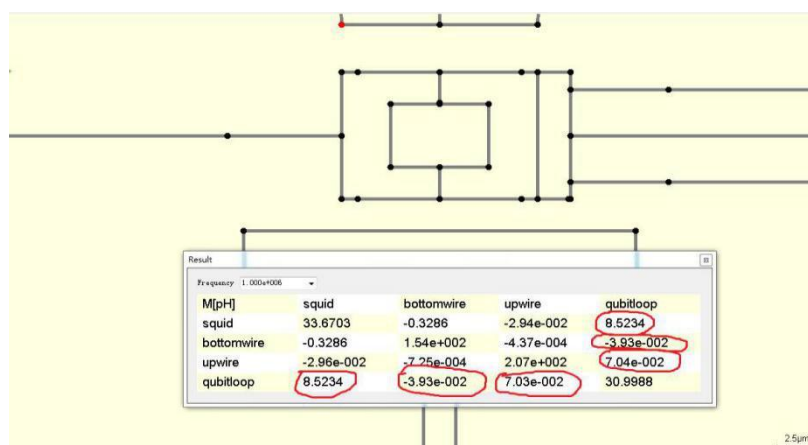


图 5.8: 高环流磁通量子比特的 qubit 环路与 SQUID 环路的电感耦合强度, 单位为 pH。

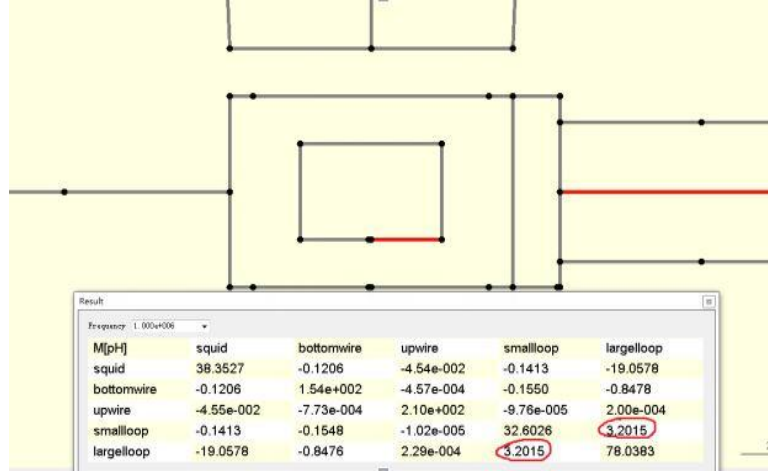


图 5. 9: 高环流磁通量子比特的 α 环路与 qubit 环路的电感耦合强度, 单位为 pH。

关于 qubit 各环路的面积大小,

$$\text{Squid Loop 的面积: } (4+4) \times (8-6) = 16 [\mu\text{m}^2]$$

$$\text{Qubit Loop 面积: } (4+4) \times (6+6) = 96 [\mu\text{m}^2]$$

$$\text{Alpha Loop: } (1.825+1.825) \times (2.825+2.825) = 20.6225 [\mu\text{m}^2]$$

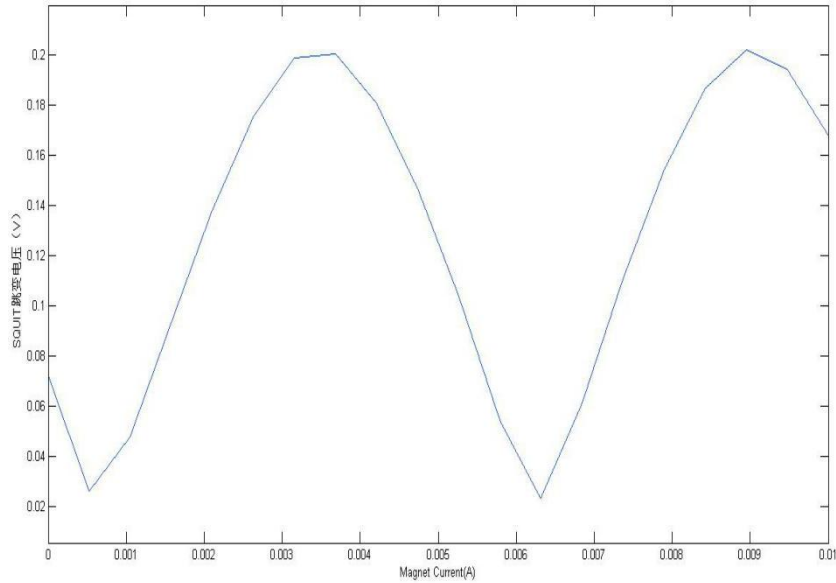


图 5. 10: 磁体对 SQUID 跳变电压的调制曲

图 5. 10 为磁体对 SQUID 的调制曲线, 从图中可以算出, 磁体对 SQUID 的调制周期为 $T_{c, \text{squid}} = 5.58 \times 10^{-3} / \text{A}$ 。图 5. 11 为偏置线对 SQUID 的调制, 可算得, flux bias 的偏置电压对 SQUID 跳变电压的调节为 $-6.5584 \times 10^{-4} \text{V/V}$, 这里的 flux

bias 线为 ε 控制线。图 5.12 为磁体对 SQUID 跳变电压的调节，可算的其调节大小为 84.78V/A 。

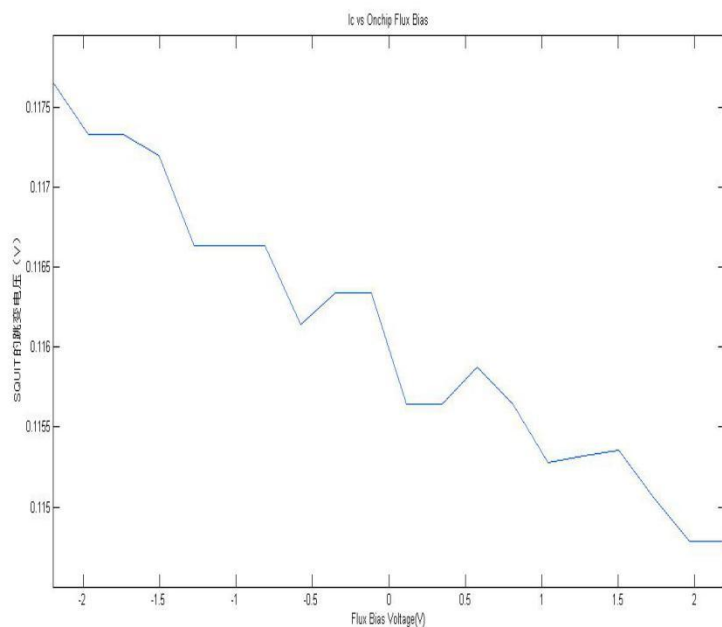


图 5. 11：偏置线对 SQUID 跳变电压的调

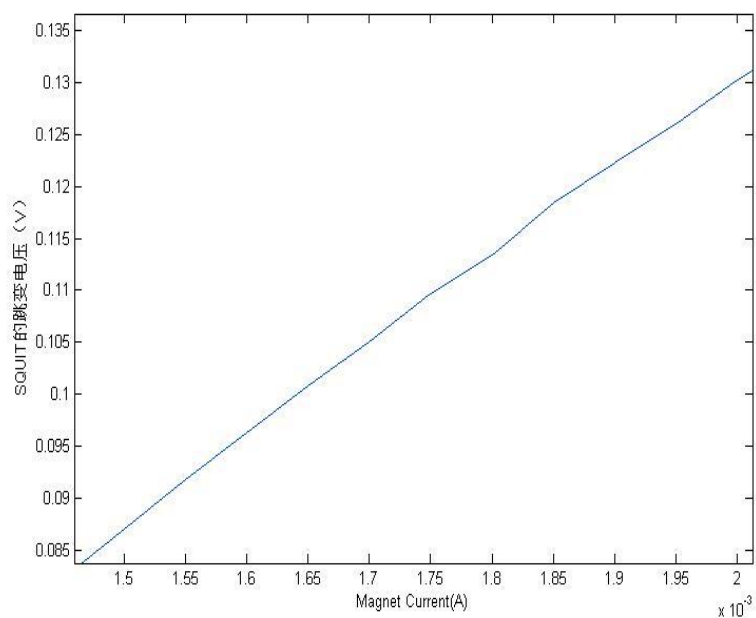


图 5. 12：磁体对 SQUID 跳变电压的调节

现在，由磁体对 SQUID 的调制周期、flux bias 对 SQUID 调节能力的大小和磁体对 SQUID 调节能力的大小，我们可以得到，flux bias 对 SQUID 的调制周期为，

$$T_{b,squid} = \frac{5.58 * 10^{-3} * 84.78}{6.56 * 10^{-4}} = 721V / \Phi_0$$

(5.1)

上式中， Φ_0 为磁通量子， $T_{b,squid}$ 为 onchip 的 flux bias 偏置线对 SQUID 的调制周期。然后通过图 5.7 和图 5.8 中，我们仿真得到的 flux bias 与 qubit 的互感和 SQUID 的互感，我们可以算得，onchip 的 flux bias 线对 qubit 的调制周期，

$$T_{b,qubit} = T_{b,squid} * \frac{M_{\alpha,squid}}{M_{\alpha,qubit}} = \frac{721 * 2.94 * 10^{-2}}{7.03 * 10^{-2}} = 302V / \Phi_0$$

(5.2)

其中 $T_{b,qubit}$ 为 flux bias 线对 qubit 的调制周期。 $M_{\alpha,squid}$ 和 $M_{\alpha,qubit}$ 分别为 α 环路与 SQUID 环路和 qubit 环路的电感耦合强度。

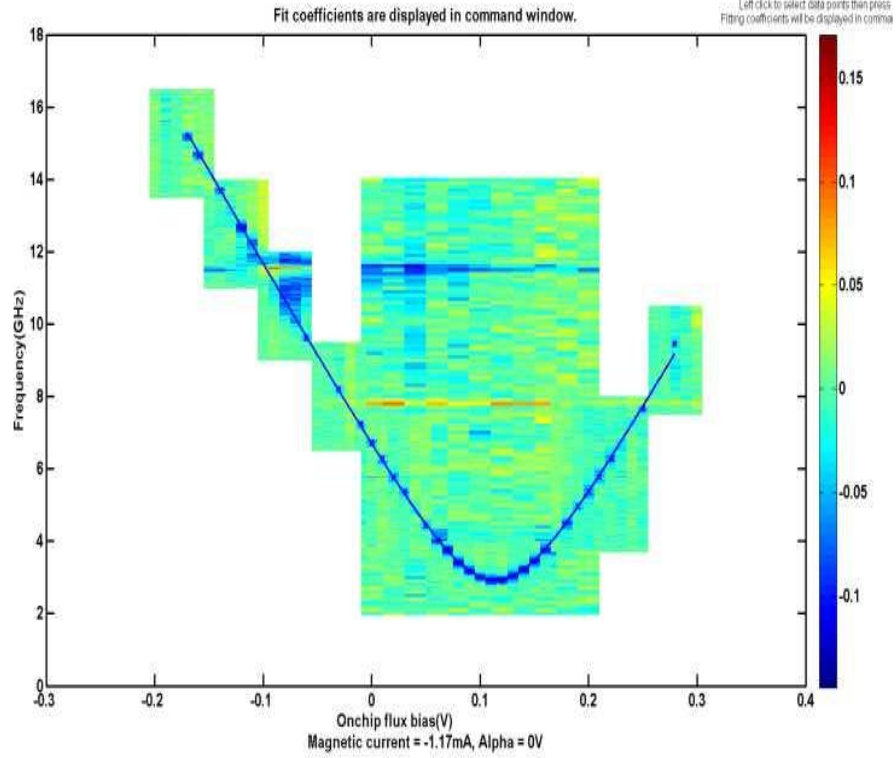


图 5. 13: 实验上我们测到的 qubit 的能谱

在测 qubit 的能谱的时候，我们还要算上线路中 6db 的衰减，由此我们可知 qubit 能谱的周期为：

$$T_{b,qubit\ spc} = T_{b,qubit} * 10^{\frac{6}{20}} = 151V / \Phi_0 \quad (5.3)$$

由此我们根据式 $E_{\downarrow,\uparrow} = \pm I_P \Phi_0 (f_\varepsilon - 0.5)$ 可以拟合 qubit 能谱，算得

$$I_P = 8.385 * T_{b,qubit,spc} = 1.266\mu A \quad (5.4)$$

上式中的 8.385 为我们拟合 qubit 能谱得出的系数。我们从实验上测量出了符合理论设计值的 I_P ，即我们成功的制备出了高环流磁通量子比特。

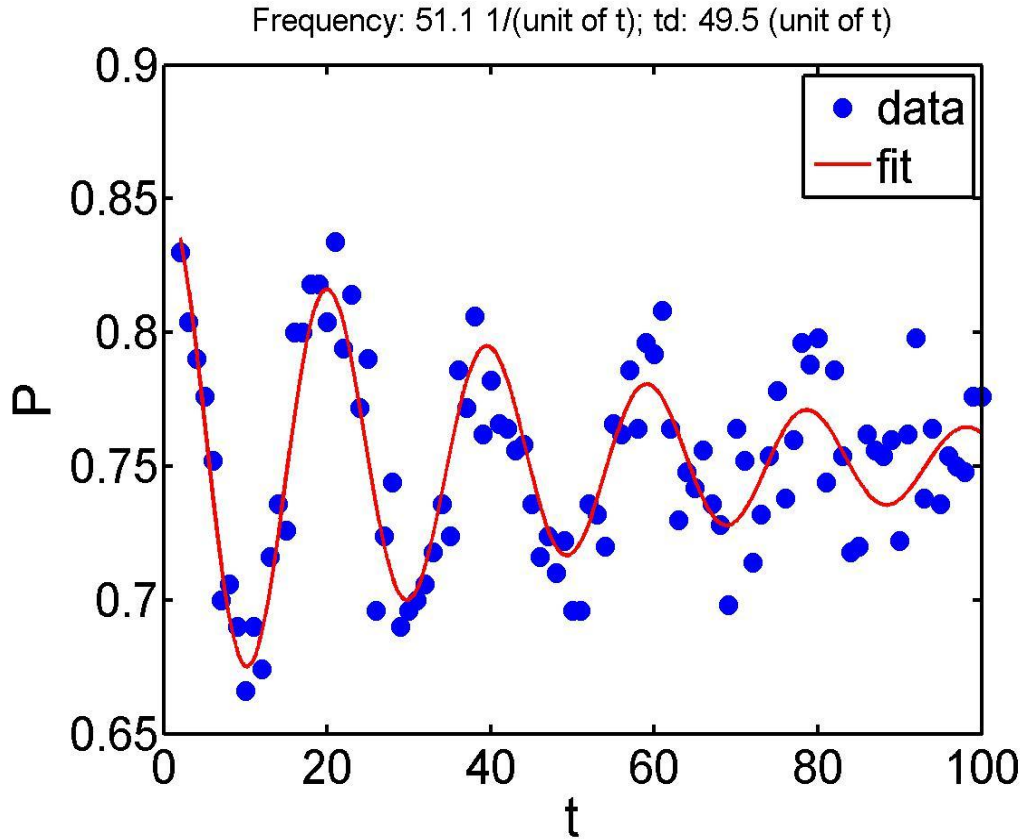
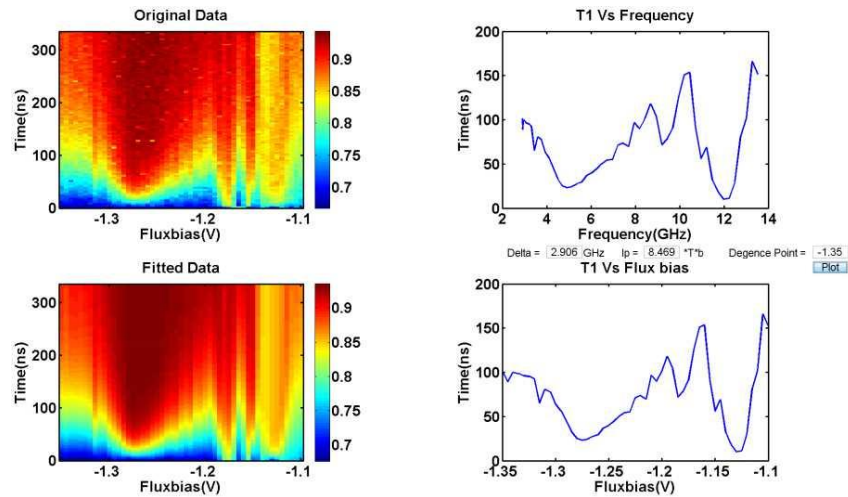


图 5. 14: flux qubit 的拉比震荡测量

图 5.14 描述的是 flux qubit 的拉比振荡，从图上可以看出，我们的拉比有 60ns 的退相干。

图 5. 15: qubit 退相干时间 T_1 随 qubit 频率的变化

如图 5.15 所示，我们通过 α 控制线调整 qubit 的能级大小，然后对不同的 qubit 频率均测一下 qubit 的 T_1 ，最后将 qubit T_1 随频率和偏置的变化曲线画出，即图 5.15 中右侧的两个曲线。从图中，我们发现 qubit 的 T_1 随着 qubit

频率的变化高低起伏，我们已经知道，qubit 的频率越大， T_1 越小。之所以出现图中这种情况有很多原因。其一，我们的 qubit 旁边还有一个 SQUID，SQUID 有很多 plasma 频率，当 qubit 的频率调到 SQUID 的 plasma 频率附近时，SQUID 将对 qubit 的退相干产生很大影响。另外，qubit 附近的空间中也寄生着很多模式的腔频，当 qubit 频率靠近这些腔频时，将会对 qubit 的退相干产生很大影响。不过从图中仍可得出我们 qubit 的 T_1 有 100ns。

第六章 展望与总结

本文借助于 matlab 软件编写了一套程序分析 flux qubit 的能级, 得到各个参数与 I_p 的关系, 理论上找到了高 I_p 的 flux qubit, I_p 为 1.2uA。然后分析提高 flux qubit 的 I_p 会对整个测量系统退相干造成哪些影响。从理论上分析高环流磁通量子比特的纯在性和可测性。摸索优化工艺流程和工艺参数, 最后制备出满足设计要求的 flux qubit 样品。样品得到后, 便对高环流磁通量子比特进行测量, 并且测到了样品的环流为 1.24uA, 这我们的设计值几乎一样。

高环流磁通量子比特制备出以后, 接下来, 我们将用该 qubit 与 NV 进行耦合, 来探究 NV 和 qubit 耦合系统的各种性质。并且从这次样品的测量结果来看 (T_1 有 100ns), 我们 qubit 的 I_p 还有一定的提升空间, 后面打算设计合适的参数, 以得到更高 I_p 的 flux qubit。

本文第三章中, 我们系统的研究了 qubit 各参数对 qubit 能级结构的影响, 因此我们可以由此设计低环流的磁通量子比特, 低环流的磁通量子比特的能级结构不同与高环流磁通量子比特, 他的能级比较平滑, 非简谐性也很低, 只有 800MHZ 左右。但是, 这种 qubit 的退相干应该会比较低。这对我们研究 flux qubit 具有很大的意义。

参考文献

- [1] R. Feynman. Simulating physics with computers. *International Journal of Theoretical Physics*, 21:467, 1982.
- [2] D. Deutsch. Quantum theory the church-turing principle and the universal quantum computer. *Proceedings of the Royal Society of London, Series A*, 400:97, 1985.
- [3] B D Josephson. Possible new effects in superconductive tunnelling. *Phys. Lett.*, 1:251, 1962.
- [4] E. Giacobino S. Reynaud and J. Zinn-Justin, editors. *Fluctuation in Electrical Circuits*. Elsevier science, 1997.
- [5] P. G. de Gennes. *Superconductivity of Metals and Alloys*. Benjamin, New York, 1966. Iphy Lib. No.:13.3372/84.
- [6] Bernard Yurke and John S. Denker. Quantum network theory. *Phys. Rev. A*, 29(3):1419–1437, Mar 1984.
- [7] E. Giacobino S. Reynaud and J. Zinn-Justin, editors. *Fluctuation in Electrical Circuits*. Elsevier science, 1997.
- [8] P. G. de Gennes. *Superconductivity of Metals and Alloys*. Benjamin, New York, 1966. Iphy Lib. No.:13.3372/84.
- [9] Y. Nakamura, C. D. Chen, and J. S. Tsai. Spectroscopy of energy-level splitting between two macroscopic quantum states of charge coherently superposed by josephson coupling. *Phys. Rev. Lett.*, 79(12):2328–2331, Sep1997
- [10] V Bouchiat, D Vion, P Joyez, D Esteve, and M H Devoret. Quantum co-herence with a single cooper pair. *Physica Scripta*, T76:165–170, 1998.
- [11] Y. Nakamura, Yu. A. Pashkin, and J. S. Tsai. Coherent control of macroscopic quantum states in a single-cooper-pair box. *Nature*, 398:786, 1999.
- [12] Y. Nakamura and J. S. Tsai. Quantum-state control with a single-cooper-pair box. *Journal of Low Temperature Physics*, 118(5):765–779, March 2000.
- [13] Y. Nakamura, Yu. A. Pashkin, T. Yamamoto, and J. S. Tsai. Charge echo in a cooper-pair box. *Phys. Rev. Lett.*, 88(4):047901, Jan 2002

- [14] Y Nakamura, Yu A Pashkin, T Yamamoto, and J S Tsai. Coherent manipulations of charge-number states in a cooper-pair box. *Physica Scripta*, T102:155–161, 2002.
- [15] T. Yamamoto, Yu. A. Pashkin, O. Astafiev, Y. Nakamura, and J. S. Tsai. Demonstration of conditional gate operation using superconducting charge qubits. *Nature*, 425(6961):941–944, October 2003.
- [16] Yu. A. Pashkin, T. Yamamoto, O. Astafiev, Y. Nakamura, D. V. Averin, and J. S. Tsai. Quantum oscillations in two coupled charge qubits. *Nature*, 421(6925):823–826, February 2003.
- [17] T. Duty, D. Gunnarsson, K. Bladh, and P. Delsing. Coherent dynamics of a josephson charge qubit. *Phys. Rev. B*, 69(14):140503, 2004.
- [18] D. Vion, A. Aassime, A. Cottet, P. Joyez, H. Pothier, C. Urbina, D. Esteve, and M. Devoret. Manipulating the quantum state of an electrical circuit. *Science*, 296:886, 2002.
- [19] Cottet. *Implementation of a quantum bit in a superconducting circuit*. PhD thesis, Universite Paris VI, 2002.
- [20] Martinis J. M., Nam S., Aumentado J., and Urbina. Rabi oscillations in a large josephson-junction qubit. *Phys. Rev. Lett.*, 89:117901, 2002.
- [21] Matthias Steffen, M. Ansmann, R. McDermott, N. Katz, Radoslaw C. Bialczak, Erik Lucero, Matthew Neeley, E. M. Weig, A. N. Cleland, and John Martinis. State tomography of capacitively shunted phase qubits with high fidelity. *Phys. Rev. Lett.*, 97(5):050502, Aug 2006.
- [22] N Katz, M Ansmann, RC Bialczak, E Lucero, R McDermott, M Neeley, M Steffen, EM Weig, AN Cleland, JM Martinis, and AN Korotkov. Coherent state evolution in a superconducting qubit from partial-collapse measurement. *Science*, 312(5779):1498–1500, JUN 9 2006.
- [23] AJ Berkley, H Xu, RC Ramos, MA Gubrud, FW Strauch, PR Johnson, JR Anderson, AJ Dragt, CJ Lobb, and FC Wellstood. Entangled macroscopic quantum states in two superconducting qubits. *Science*, 300(5625):1548–1550, JUN 6 2003.
- [24] John Martinis. Superconducting phase qubits. *Quantum Information Processing*, 8(2):81–103, June 2009.
- [25] Matthew Neeley, M. Ansmann, Radoslaw C. Bialczak, M. Hofheinz, N. Katz, Erik Lucero, A. O’Connell, H. Wang, A. N. Cleland, and John M. Martinis.

- Process tomography of quantum memory in a josephson-phase qubit coupled to a two-level state. *Nat Phys*, 4(7):523–526, July 2008.
- [26] Matthew Neeley, Markus Ansmann, Radoslaw C. Bialczak, Max Hofheinz, Erik Lucero, Aaron D. O’Connell, Daniel Sank, Haohua Wang, James Wenner, Andrew N. Cleland, Michael R. Geller, and John M. Martinis. Emulation of a quantum spin with a superconducting phase qubit. *Science*, 325(5941):722–725, 2009.
- [27] Matthew Neeley, Radoslaw C. Bialczak, M. Lenander, E. Lucero, Matteo Mariantoni, A. D. O’Connell, D. Sank, H. Wang, M. Weides, J. Wenner, Y. Yin, T. Yamamoto, A. N. Cleland, and John M. Martinis. Generation of three-qubit entangled states using superconducting phase qubits. *Nature*, 467(7315):570–573, September 2010.
- [28] J. Claudon, F. Balestro, F. W. J. Hekking, and O. Buisson. Coherent oscillations in a superconducting multilevel quantum system. *Phys. Rev. Lett.*, 93(18):187003, Oct 2004.
- [29] J. Claudon, A. Fay, E. Hoskinson, and O. Buisson. Nanosecond quantum state detection in a current-biased dc squid. *Phys. Rev. B*, 76(2):024508, 2007.
- [30] Mooij J E, Orlando T P, Levitov L S, Tian L, van der Wal CH, and Lloyd Josephson persistent-current qubit. *Science*, 285:1036, 1999.
- [31] T. P. Orlando, J. E. Mooij, Lin Tian, Caspar H. van der Wal, L. S. Levitov, Seth Lloyd, and J. J. Mazo. Superconducting persistent-current qubit. *Phys. Rev. B*, 60:15398, 1999.
- [32] van der Wal C H, ter Haar A C J, Wilhelm F K, Schouten R N, Harmans C J P M, Orlando T P, Lloyd S, and Mooij J E. Quantum superposition of macroscopic persistent-current states. *Science*, 290:773, 2000.
- [33] P. Bertet, I. Chiorescu, G. Burkard, K. Semba, C. J. P. M. Harmans, D. P. DiVincenzo, and J. E. Mooij. Dephasing of a superconducting qubit induced by photon noise. *Phys. Rev. Lett.*, 95(25):257002, Dec 2005.
- [34] T. Picot, R. Schouten, C. J. P. M. Harmans, and J. E. Mooij. Quantum nondemolition measurement of a superconducting qubit in the weakly projective regime. *Phys. Rev. Lett.*, 105(4):040506, Jul 2010.
- [35] Yang Yu, Siyuan Han, Xi Chu, Shih-I Chu, and Zhen Wang. Coherent temporal oscillations of macroscopic quantum states in a josephson junction. *Science*, 296(5569):889–892, 2002.

- [36] John M. Martinis, S. Nam, J. Aumentado, and C. Urbina. Rabi oscillations in a large josephson-junction qubit. *Phys. Rev. Lett.*, 89(11):117901, Aug 2002.
- [37] Matthias Steffen, M. Ansmann, Radoslaw C. Bialczak, N. Katz, Erik Lucero, R. McDermott, Matthew Neeley, E. M. Weig, A. N. Cleland, and John M. Martinis. Measurement of the entanglement of two superconducting qubits via state tomography. *Science*, 313(5792):1423–1425, SEP 8 2006.
- [38] A. Niskanen, K. Harrabi, F. Yoshihara, Y. Nakamura, S. Lloyd, and J. Tsai. Quantum coherent tunable coupling of superconducting qubits. *Science*, 316:723, 2007.
- [39] J. H. Plantenberg, P. C. de Groot, C. J. P. M. Harmans, and J. E. Mooij. Demonstration of controlled-not quantum gates on a pair of superconducting quantum bits. *Nature*, 447(7146):836–839, JUN 14 2007.
- [40] J. Koch, T. Yu, J. Gambetta, A. Houck, D. Schuster, J. Majer, A. Blais,
- [41] M.Devoret, S. Girvin, and R. Schoelkopf. Charge-insensitive qubit design derived from the cooper pair box. *Physical Review A*, 76:042319, 2007.
- [42] J. Koch, T. Yu, J. Gambetta, A. Houck, D. Schuster, J. Majer, A. Blais, M.Devoret, S. Girvin, and R. Schoelkopf. Charge-insensitive qubit design derived from the cooper pair box. *Physical Review A*, 76:042319, 2007.
- [43] J. Koch, T. Yu, J. Gambetta, A. Houck, D. Schuster, J. Majer, A. Blais, M.Devoret, S. Girvin, and R. Schoelkopf. Charge-insensitive qubit design derived from the cooper pair box. *Physical Review A*, 76:042319, 2007.
- [44] J. A. Schreier, A. A. Houck, Jens Koch, D. I. Schuster, B. R. Johnson, J. M.Chow, J. M. Gambetta, J. Majer, L. Frunzio, M. H. Devoret, S. M. Girvin, and R. J. Schoelkopf. Suppressing charge noise decoherence in superconducting charge qubits. *Phys. Rev. B*, 77(18):180502, 2008.
- [45] A. Fragner, M. G?ppl, J. M. Fink, M. Baur, R. Bianchetti, P. J. Leek, A. Blais, and A. Wallraff. Resolving vacuum fluctuations in an electrical circuit by measuring the lamb shift. *Science*, 322(5906):1357–1360, 2008.
- [46] L. DiCarlo, J. M. Chow, J. M. Gambetta, Lev S. Bishop, B. R. Johnson, D. I. Schuster, J. Majer, A. Blais, L. Frunzio, S. M. Girvin, and R. J. Schoelkopf. Demonstration of two-qubit algorithms with a superconducting quantum processor. *Nature*, 460(7252):240–244, July 2009
- [47] T. Orlando, J. Mooij, L. Tian, C. van der Wal, L. Levitov, S. Lloyd, and J. Mazo, “Superconducting persistent-current qubit,”*Physical Review B*

- (Condensed Matter and Materials Physics), vol. 60, no. 22, pp. 15398–15413, 1999.
- [48] C. Cohen-Tannoudji, “Quantum Mechanics”
- [49] A. Lupa, scu, C. Harmans, and J. Mooij, “Quantum state detection of a superconducting flux qubit using a dc-SQUID in the inductive mode,”Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics), vol. 71, p. 184506, 2005.
- [50] A. Lupa, scu, E. Driessen, L. Roschier, C. Harmans, and J. Mooij, “Highcontrast dispersive readout of a superconducting flux qubit using a nonlinear resonator,”Physical Review Letters, vol. 96, p. 127003, 1980.
- [51] T. Fulton and L. Dunkleberger, “Lifetime of the zero-voltage state in Josephson tunnel junctions,”Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics), vol. 9, no. 11, pp. 4760–4768, 1974.
- [52] M. Tinkham, Introduction to superconductivity. Courier Dover Publications, 2004.
- [53] T. Robertson, B. Plourde, T. Hime, S. Linzen, P. Reichardt, F. Wilhelm, and J. Clarke, “Superconducting quantum interference device with frequency-dependent damping: Readout of flux qubits,”Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics), vol. 72, no. 2, 2005.
- [54] U. W. physicien, Quantum dissipative systems Series in modern condensed matter physics. World Scientific, 1999.
- [55] Balasubramanian, G., Neumann, P., Twitchen, D., Markham, M., Kolesov, R., Mizuochi, N., Isoya, J., Achard, J., Beck, J., Tissler, J., Jacques, V., Hemmer, P. R., Jelezko, F. and Wrachtrup, J., Ultralong spin coherence time in isotopically engineered diamond[J]. Nat. Mater. 2009, 8(5):383-387.
- [56] Awschalom, D. D., Epstein, R. and Hanson, R., The Diamond Age of Spintronics[J]. Scientific American 2007, 297(4):84-91.
- [57] Awschalom, D. D., Basse, L. C., Dzurak, A. S., Hu, E. L. and Pea, J. R., Quantum Spintronics: Engineering and Manipulating Atom-Like Spins in Semiconductors[J]. Science 2013, 339(6124):1174-1179.
- [58] X. Zhu, S. Saito, A. Kemp, K. Kakuyanagi, S. Karimoto, H. Nakano, W. J. Munro, Y. Tokura, M. S. Everitt, K. Nemoto, M. Kasu, N. Mizuochi, and K. Semba, Nature (London) 478, 221 (2011).
- [59] T. L. Robertson, B. L. T. Plourde, P. A. Reichardt, C. E. Wu T. Hime,

- and John Clarke. Quantum theory of three-junction flux qubit with nonnegligible loop inductance: Towards scalability. *Phys. Rev. B*, 73:174526, 2006.
- [60] Astafiev, O., Pashkin, Y. A., Nakamura, Y., Yamamoto, T. & Tsai, J. S. Quantum noise in the Josephson charge qubit. *Phys. Rev. Lett.* 93, 267007 (2004).
- [61] Yoshihara, F., Harrabi, K., Niskanen, A. O., Nakamura, Y. & Tsai, J. S. Decoherence of flux qubits due to $1/f$ flux noise. *Phys. Rev. Lett.* 97, 167001 (2006)
- [62] Juan I Cirac, Peter Zoller. Quantum computations with cold trapped ions [J]. *Physical review letters*, 1995, 74(20): 4091.
- [63] Neil Gershenfeld, Isaac L Chuang. Quantum computing with molecules [J]. *Scientific American*, 1998, 278(6): 66-71.
- [64] A Gruber, A Dr äbenstedt, C Tietz, L Fleury, J Wrachtrup, C Von Borczyskowski. Scanning confocal optical microscopy and magnetic resonance on single defect centers [J]. *Science*, 1997, 276(5321): 2012-2014.
- [65] Rosa Brouri, Alexios Beveratos, Jean-Philippe Poizat, Philippe Grangier. Photon antibunching in the fluorescence of individual color centers in diamond [J]. *Optics letters*, 2000, 25(17): 1294-1296.
- [66] Christian Kurtsiefer, Sonja Mayer, Patrick Zarda, Harald Weinfurter. Stable solid-state source of single photons [J]. *Physical Review Letters*, 2000, 85(2): 290.
- [67] Alexios Beveratos, Rosa Brouri, Thierry Gacoin, Andr é Villing, Jean-Philippe Poizat, Philippe Grangier. Single photon quantum cryptography [J]. *Physical Review Letters*, 2002, 89(18): 187901.
- [68] F. Jelezko, I. Popa, A. Gruber, C. Tietz, J. Wrachtrup, A. Nizovtsev, S. Kilin. Single spin states in a defect center resolved by optical spectroscopy [J]. *Applied Physics Letters*, 2002, 81(12): 2160.
- [69] Forrest T. Charnock, T. A. Kennedy. Combined optical and microwave approach for performing quantum spin operations on the nitrogen-vacancy center in diamond [J]. *Physical Review B*, 2001, 64(4): 041201.
- [70] T. A. Kennedy, J. S. Colton, J. E. Butler, R. C. Linares, P. J. Doering. Long coherence times at 300 K for nitrogen-vacancy center spins in diamond grown by chemical vapor deposition [J]. *Applied Physics Letters*, 2003, 83(20): 4190.

-
- [71] Fedor Jelezko, T Gaebel, I Popa, A Gruber, Jorg Wrachtrup. Observation of coherent oscillations in a single electron spin [J]. Physical review letters, 2004, 92(7): 076401.
 - [72] Fedor Jelezko, T Gaebel, I Popa, M Domhan, A Gruber, Jorg Wrachtrup. Observation of coherent oscillation of a single nuclear spin and realization of a two-qubit conditional quantum gate [J]. Physical Review Letters, 2004, 93(13): 130501.
 - [73] M. V. Dutt, L. Childress, L. Jiang, E. Togan, J. Maze, F. Jelezko, A. S. Zibrov, P. R. Hemmer, M. D. Lukin. Quantum register based on individual electronic and nuclear spin qubits in diamond [J]. Science, 2007, 316(5829): 1312-1316.
 - [74] P Neumann, N Mizuochi, F Rempp, Philip Hemmer, H Watanabe, S Yamasaki, V Jacques, Torsten Gaebel, F Jelezko, J Wrachtrup. Multipartite entanglement among single spins in diamond [J]. Science, 2008, 320(5881): 1326-1329.
 - [75] L. Jiang, J. S. Hodges, J. R. Maze, P. Maurer, J. M. Taylor, D. G. Cory, P. R. Hemmer, R. L. Walsworth, A. Yacoby, A. S. Zibrov, M. D. Lukin. Repetitive readout of a single electronic spin via quantum logic with nuclear spin ancillae [J]. Science, 2009, 326(5950): 267-272.
 - [76] P. Neumann, J. Beck, M. Steiner, F. Rempp, H. Fedder, P. R. Hemmer, J. Wrachtrup, F. Jelezko. Single-shot readout of a single nuclear spin [J]. Science, 2010, 329(5991): 542-544.
 - [77] A. Dr éau, P. Spinicelli, J. Maze, J. F. Roch, V. Jacques. Single-Shot Readout of Multiple Nuclear Spin Qubits in Diamond under Ambient Conditions [J]. Physical Review Letters, 2013, 110(6): 060502.
 - [78] Fazhan Shi, Xing Rong, Nanyang Xu, Ya Wang, Jie Wu, Bo Chong, Xinhua Peng, Juliane Kniepert, Rolf-Simon Schoenfeld, Wolfgang Harneit. Room-temperature implementation of the Deutsch-Jozsa algorithm with a single electronic spin in diamond [J]. Physical review letters, 2010, 105(4): 040504.
 - [79] Lucio Robledo, Lilian Childress, Hannes Bernien, Bas Hensen, Paul Fa Alkemade, Ronald Hanson. High-fidelity projective read-out of a solid-state spin quantum register [J]. Nature, 2011, 477(7366): 574-578.
 - [80] T Van Der Sar, Zh Wang, Ms Blok, H Bernien, Th Taminiau, Dm Toyli, Da Lidar, Dd Awschalom, R Hanson, Vv Dobrovitski. Decoherence-protected

- quantum gates for a hybrid solid-state spin register [J]. *Nature*, 2012, 484(7392): 82-86.
- [81] G. Waldherr, Y. Wang, S. Zaiser, M. Jamali, T. Schulte-Herbruggen, H. Abe, T. Ohshima, J. Isoya, J. F. Du, P. Neumann, J. Wrachtrup. Quantum error correction in a solid-state hybrid spin register [J]. *Nature*, 2014, 506(7487): 204-207.
- [82] Tim Hugo Taminiau, Julia Cramer, Toeno Van Der Sar, Viatcheslav V Dobrovitski, Ronald Hanson. Universal control and error correction in multi-qubit spin registers in diamond [J]. *Nature nanotechnology*, 2014, 9(3): 171-176.
- [83] D. I. Schuster, A. P. Sears, E. Ginossar, L. Dicarlo, L. Frunzio, J. J. L. Morton, H. Wu, G. A. D. Briggs, B. B. Buckley, D. D. Awschalom, R. J. Schoelkopf. High-Cooperativity Coupling of Electron-Spin Ensembles to Superconducting Cavities [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(14): 140501.
- [84] Y Kubo, Fr Ong, P Bertet, D Vion, V Jacques, D Zheng, A Dr éau, J-F Roch, Alexia Auff èves, Fedor Jelezko. Strong coupling of a spin ensemble to a superconducting resonator [J]. *Physical review letters*, 2010, 105(14): 140502.
- [85] X. Zhu, S. Saito, A. Kemp, K. Kakuyanagi, S. Karimoto, H. Nakano, W. J. Munro, Y. Tokura, M. S. Everitt, K. Nemoto, M. Kasu, N. Mizuochi, K. Semba. Coherent coupling of a superconducting flux qubit to an electron spin ensemble in diamond [J]. *Nature*, 2011, 478(7368): 221-224.
- [86] Shiro Saito, Xiaobo Zhu, Robert Ams üss, Yuichiro Matsuzaki, Kosuke Kakuyanagi, Takaaki Shimo-Oka, Norikazu Mizuochi, Kae Nemoto, William J Munro, Kouichi Semba. Towards realizing a quantum memory for a superconducting qubit: Storage and retrieval of quantum states [J]. *Physical review letters*, 2013, 111(10): 107008.
- [87] Shnirman, A., Schön, G., Martin, I. & Makhlin, Y. Low- and high-frequency noise from coherent two-level systems. *Phys. Rev. Lett.* 94, 127002 (2005).
- [88] Martinis, J. M., Nam, S., Aumentado, J., Lang, K. M. & Urbina, C. Decoherence of a superconducting qubit due to bias noise. *Phys. Rev. B* 67, 094510 (2003).
- [89] J. Mooij, T. Orlando, L. Levitov, L. Tian, C. Van der Wal, and S. Lloyd, "Josephson persistent-current qubit," *Science*, vol. 285, no. 5430, p. 1036, 1999.

-
- [90] J. Friedman, V. Patel, W. Chen, S. Tolpygo, and J. Lukens, “Quantum superposition of distinct macroscopic states,” *Nature*, vol. 406, no. 6791, pp. 43–46, 2000.
- [91] S. Poletto, F. Chiarello, M. Castellano, J. Lisenfeld, A. Lukashenko, C. Cosmelli, G. Torrioli, P. Carelli, and A. Ustinov, “Coherent oscillations in a superconducting tunable flux qubit manipulated without microwaves,” *New Journal of Physics*, vol. 11, no. 013009, p. 013009, 2009.
- [92] A. Ter Haar, Single and coupled Josephson junction quantum bits. PhD thesis, 2005.
- [93] T. Orlando, J. Mooij, L. Tian, C. van der Wal, L. Levitov, S. Lloyd, and J. Mazo, “Superconducting persistent-current qubit,” *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, vol. 60, no. 22, pp. 15398–15413, 1999.
- [94] Guglielmo Ventura and Lara Risegari. *The Art of Cryogenics*. Elsevier, 2008.
- [95] Y. Ota, N. Nakai, H. Nakamura, M. Machida, D. Inotani, Y. Ohashi, T. Koyama, and H. Matsumoto, *Phys. Rev. B* **81**, 214511 (2010).
- .

个人简历及发表文章目录

基本情况

闫智广，男，河南省项城市三店乡人，1987 年 12 月出生，已婚，中国科学院物理研究所在读硕士研究生。

教育状况

2009-09 - 2013-07 山东大学本科；

2013-09 - 2016-07 中国科学院物理研究所硕士研究生

科研及项目经历

获奖情况

2015 年获中国科学院物理研究所“所长奖学金表彰奖”

发表文章目录

致谢

本论文是在我的导师郑东宁研究员的悉心指导下完成的。郑老师学识渊博，治学态度严谨，具有敏锐的洞察力和深邃的学术思想。而且，郑老师为我们提供了良好的科研环境和完备的实验条件，在组内，营造出积极向上，勤于思考的学术氛围，这些都让我受益匪浅。

非常感谢朱晓波老师对我的帮助。朱老师是 flux qubit 方面的专家，无论是样品的设计还是工艺的制备，朱老师都对我的工作给予了大量的指导和帮助，可以说没有朱老师的帮助，本论文的大部分工作都不可能完成。

感谢金贻荣老师在科研和生活上给予的指导和帮助。

感谢邓辉老师在样品制备工艺上给予的建议和帮助，我在微加工学到的很多东西都是邓辉老师培训、教授的。没有邓辉老师，我在样品的制备方面会走很多的弯路，摸索很长的时间。

感谢吴玉林师兄在 flux qubit 理论和设计给予的帮助，并且我在寻找高 I_p flux qubit 所用的 matlab 程序就是吴师兄写的，没有吴师兄的帮助，在 qubit 参数的寻找上，必然不会那么顺利。

感谢郑亚锐师兄在工作和生活中给予的帮助，郑亚锐师兄乐于助人，无私奉献，在学习和生活上都给予了我特别多的帮助。

感谢黄克强师兄在样品制备方面给予的建议和指导。

感谢宁鲁慧、郭学仪、叶杨森、王战、李玉怀同学在实验中给予的帮助。

感谢吕力研究员和赵士平研究员

本论文的测量是由郑亚锐师兄完成的，这里，再次感谢郑亚锐师兄的帮助。

本论文的样品制备是在微加工内完成的，特别感谢杨海方老师、全保刚老师和金爱子老师以及全体微加工工作人员给予的帮助。

最后，我要特别感谢我的父母和老婆、孩子，是他们在背后给予我默默的支持和鼓舞。

学位论文原创性声明和使用授权说明

原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师指导下，独立进行研究工作所取得的成果。本论文所参考的其他个人或集体已经发表或撰写的成果、数据和观点等，均已在文中明确注明出处。除此之外，尽我所知，本论文不包含任何他人享有著作权的内容。对本论文研究成果做出贡献的个人和集体，本人已在文中作了明确的说明并表示谢意。

本人愿意承担由此声明而产生的一切法律责任。

学位论文作者签名： 日期： 年 月 日

关于学位论文使用授权的声明

本人声明：本人在毕业后发表、使用与本论文直接相关的学术论文或成果时，本人的第一署名单位仍然为中国科学院物理研究所（以下简称为物理所）；本人同意物理所保留并向国家有关部门或机构提交本学位论文的纸质版和电子版，允许论文被查阅和借阅；本人授权物理所将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，并可以采用复印、缩印或其它手段保存和汇编本学位论文。

学位论文作者签名： 日期： 年 月 日