

中国科学技术大学

博士学位论文



基于被囚禁离子的腔增强量子网络节点 研究

作者姓名： 房鼎

学科专业： 光学与光学工程

导师姓名： 黄运锋 研究员 崔金明 副研究员

完成时间： 二〇二四年五月十八日

University of Science and Technology of China
A dissertation for doctor's degree



Research on Cavity Enhanced Quantum Network Nodes Based on Trapped Ions

Author: Ding Fang

Speciality: Opticas and Optical Engineering

Supervisors: Prof. YunFeng Huang, Prof. JinMing Cui

Finished time: May 18, 2024

中国科学技术大学学位论文原创性声明

本人声明所呈交的学位论文，是本人在导师指导下进行研究工作所取得的成果。除已特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含任何他人已经发表或撰写过的研究成果。与我一同工作的同志对本研究所做的贡献均已在论文中作了明确的说明。

作者签名：_____

签字日期：_____

中国科学技术大学学位论文授权使用声明

作为申请学位的条件之一，学位论文著作权拥有者授权中国科学技术大学拥有学位论文的部分使用权，即：学校有权按有关规定向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅，可以将学位论文编入《中国学位论文全文数据库》等有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编学位论文。本人提交的电子文档的内容和纸质论文的内容相一致。

控阅的学位论文在解密后也遵守此规定。

☒ 公开 ☐ 控阅（____年）

作者签名：_____

导师签名：_____

签字日期：_____

签字日期：_____

摘 要

量子网络利用叠加和纠缠等量子特性以实现信息的保密传输与高效处理。相较于经典网络，量子网络具有更强的安全性和更密集的信息编码能力，它可被分为量子通信网络、量子计算网络以及量子传感网络。量子网络中飞行量子比特通常由光子承担，而静止量子比特则有多种候选者，如被囚禁的离子、中性原子、热原子系综、金刚石 NV 色心、半导体量子点等。作为静止量子比特，离子系统可进行高保真的量子门操作，具有较长的相干时间并且可通过循环检测实现高保真的量子态读出。然而，相较于系综系统，被囚禁的离子也面临着和光子相互作用弱，光子收集效率低等问题。

光学谐振腔能够增加或抑制谐振腔内物质对应能级间跃迁的自发辐射速率并提升荧光收集效率，原则上收集效率可接近 100%，而使用大 NA 物镜只能达到约 20%。因此，光学谐振腔可用于产生静止比特和飞行比特之间的确定性纠缠这一量子网络中的关键资源以及帮助执行高保真的态探测等量子计算的需求。谐振腔的模式体积直接影响着谐振腔内光物质的耦合强度，近年来光纤微腔技术的发展为增强光物质的耦合提供了工具。光纤微腔的腔长通常在数十到数百微米之间，利用其较小的模式体积，研究者们已在色心、量子点、中性原子等体系中实现了物质与谐振腔之间的强耦合。然而，对于离子系统，由于电介质材料镜面对离子的影响，相关研究进展缓慢。基于对现有研究的深入分析，并结合量子网络对腔增强节点的需求，我们设计并建造了一套集成光纤微腔的离子阱系统。

本论文的研究内容主要分为以下几部分：

1. 设计了一套光纤微腔离子耦合系统，并估计了离子囚禁和谐振腔自发辐射增强等性能。我们从囚禁势阱深度，势阱中离子的声子频率，隔振结构特征频率，电介质造成的离子加热，谐振腔损耗，腔内原子自发辐射率，腔光子输出效率等方面出发确定了离子阱与谐振腔安装和调谐系统的结构以及谐振腔的腔长，腔镜形貌和镀膜反射率等参数。

2. 使用多脉冲二氧化碳激光点铣以及电击热熔融两种方法在光纤端面上加工出具有良好球形形貌，直径超过 120 微米，曲率半径超过 300 微米的腔镜凹面结构。直径和曲率半径允许谐振腔腔长被调谐到 200 微米以上。此外，腔镜表面粗糙度低至 0.12nm，在溅射高反射率镀膜后可以作为高精度微腔的腔镜。

3. 利用光刻，磁控溅射等微纳加工技术以及 BOE 刻蚀等方法将带有高反射率镀膜腔镜的光纤加工成端面中心具有直径 60 微米腔镜区域，其余部分均被 8 微米厚金层包裹的微腔电极。

4. 开发了从真空腔室外使用空间光耦合内部光纤微腔的方法并通过精细度测试证明了加工工艺对光纤端面的镀膜光学性质没有影响。研究了清洗包覆金属的方法并测试了各工艺方法对镀膜的影响。此外，利用配合光纤腔安装结构的辅助对准装置对微腔进行了安装，使用该装置可以在安装前调整光纤前后位置以及旋转角度，光纤对准精度可以达到 1 微米。安装后的微腔结构在测试中表现出良好的烘烤稳定性。

5. 搭建了腔离子耦合系统的验证装置，使用验证装置扫描了 Ba 原子同位素 $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ 跃迁谱线并成功捕获了 $^{138}\text{Ba}^+$ 离子。

本论文的特色和主要创新点有：

1. 本文总结了其他研究组在离子与光纤微腔结合的尝试中遭遇的诸多问题，解决了紫外光照射下腔镜介质层充电，真空烘烤过程中光纤微腔形变位移，机械结构不稳定无法良好锁定腔长等问题，并通过增加腔镜周围的金属屏蔽减小了电介质对离子的加热，为在基于离子的腔增强量子网络节点中实现高保真门操作提供了思路。

2. 我们开发了一种全新的光纤微腔腔镜凹面制作方法，相比于二氧化碳激光加工方法，这种方法的设备要求要低的多，无需大功率二氧化碳激光和精密的端面成像和移动对准设备。同时加工得到的镜面粗糙度也更低，使用这种方法可以在不同的光子晶体光纤端面加工曲率半径从一百到数百微米不等的球面凹面。制造过程有良好的可重复性。五次加工凹面的曲率半径偏差小于 5%。

3. 我们针对离子谐振腔耦合系统对电介质层的屏蔽需要设计并结合光刻，磁控溅射和电镀等方法制造了一种新型光纤电极。这种电极在光纤端面中心区域留有直径 60 微米的裸露镜面，其余部分被 8 微米厚的金层包裹。该电极适应了离子阱系统中集成光纤微腔的需要。

关键词： 光纤微腔 离子阱 量子网络 腔量子电动力学

ABSTRACT

Quantum networks leverage quantum features such as superposition and entanglement to achieve secure transmission and efficient processing of information. Compared to classical networks, quantum networks offer enhanced security and denser information encoding capabilities. They can be categorized into quantum communication networks, quantum computation networks, and quantum sensor networks. In quantum networks, flying qubits are typically carried by photons, while stationary qubits can be various candidates, such as trapped ions, neutral atoms, hot atomic ensembles, diamond NV centers, and semiconductor quantum dots. As stationary qubits, ion systems enable high-fidelity quantum gate operations, possess long coherence times, and can achieve high-fidelity state readout through cyclic detection. However, compared to ensemble systems, trapped ions face challenges such as weak interaction with photons and low photon collection efficiency.

Optical resonators can enhance or suppress the spontaneous emission rate between corresponding energy levels within the resonator and improve fluorescence collection efficiency, which in principle can approach 100%, whereas using large NA objectives can only reach about 20%. Therefore, optical resonators can be used to generate deterministic entanglement between stationary and flying qubits—a key resource in quantum networks—and assist in high-fidelity state detection for quantum computing needs. The mode volume of the resonator directly affects the coupling strength between light and matter within the resonator, and recent advancements in fiber microresonator technology have provided tools to enhance light-matter coupling. Fiber microresonators typically have lengths ranging from tens to hundreds of micrometers, and with their smaller mode volumes, researchers have achieved strong coupling between matter and resonators in systems such as color centers, quantum dots, and neutral atoms. However, progress has been slow for ion systems due to the impact of dielectric material mirrors on ions. Based on analyses of existing research and demands of quantum networks, we have designed and constructed an integrated fiber microresonator ion trap system.

The main contents of this paper contains:

1. We designed a fiber microresonator ion coupling system and estimated the performance of ion confinement and spontaneous emission enhancement in the resonator. Starting from aspects such as trapping potential depth, phonon frequency of ions in the trap, characteristic frequency of vibration isolation structures, ion heating caused by

dielectrics, resonator loss, spontaneous emission rate of atoms within the cavity, and photon output efficiency of the cavity, we determined the structure of the ion trap and resonator installation and tuning system, as well as parameters such as resonator length, mirror morphology, and reflective coating rates.

2. Using multi-pulse CO₂ laser milling and electric discharge thermal melting methods, we processed fiber endfaces with good spherical morphology, diameters exceeding 120 micrometers, and curvature radii exceeding 300 micrometers. The diameter and curvature radius allow the resonator length to be tuned to over 200 micrometers. Additionally, the surface roughness of the mirrors is as low as 0.12nm, which after sputtering with high-reflectivity coatings, can serve as mirrors for high-finesse microcavities.

3. Using micro-nanofabrication techniques such as photolithography and magnetron sputtering, as well as BOE etching methods, we processed fibers with high-reflectivity coated mirrors into microcavity electrodes with a 60-micrometer diameter mirror area at the center of the endface, with the rest covered by an 8-micrometer thick gold layer.

4. We developed a method for coupling space light to the internal fiber microresonator from outside the vacuum chamber and proved through fineness tests that the processing technique did not affect the optical properties of the fiber endface coating. We studied methods for cleaning metal coatings and tested the impact of different processes on the coatings. Moreover, using an auxiliary alignment device that matches the fiber cavity mounting structure, we installed the microresonator, which allows adjustment of the fiber's position before and after, as well as rotation angle, with an alignment precision of up to 1 micrometer. The installed microresonator structure showed good baking stability during testing.

5. We built a verification device for the cavity-ion coupling system, used the device to scan the $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ transition line of Ba atom isotopes, and successfully trapped $^{138}\text{Ba}^+$ ions.

The features and main innovations of this paper include:

1. This paper summarizes many issues encountered by other research groups in their attempts to combine ions with fiber microresonators, solves problems such as charging of the mirror dielectric layer under UV light exposure, deformation displacement of fiber microresonators during vacuum baking, and mechanical structure instability preventing good locking of the cavity length. By adding metal shielding around the mirrors, we reduced dielectric heating of the ions, providing ideas for achieving

high-fidelity gate operations in cavity-enhanced quantum network nodes based on ions.

2. We developed a novel method for fabricating concave mirrors for fiber microresonators. Compared to CO₂ laser processing methods, this method requires much lower equipment specifications, eliminating the need for high-power CO₂ lasers and precise endface imaging and movement alignment equipment. At the same time, the mirror surface roughness obtained by this method is also lower, allowing for the fabrication of spherical concave surfaces with curvature radii ranging from one hundred to several hundred micrometers on different photonic crystal fiber endfaces. The manufacturing process is highly repeatable. The deviation in curvature radius of five processed concave surfaces is less than 5%.

3. We designed and manufactured a new type of fiber electrode tailored to the needs of the ion resonator coupling system by combining photolithography, magnetron sputtering, and electroplating methods. This electrode leaves a 60-micrometer diameter exposed mirror area at the center of the fiber endface, with the rest covered by an 8-micrometer thick gold layer. This electrode meets the integration requirements of fiber microresonators in ion trap systems.

Key Words: Fiber Micro-cavity, Ion Trap, Quantum Network, Cavity Quantum Electrodynamics

目 录

第 1 章 绪论	1
1.1 量子信息技术简介	1
1.1.1 量子比特	1
1.1.2 量子计算	2
1.1.3 量子通信	6
1.2 量子网络与量子节点	9
1.2.1 用于通信的量子网络	10
1.2.2 用于计算的量子网络	11
1.2.3 量子中继	12
1.3 本章小结	14
第 2 章 离子阱设计与 Ba^+ 量子比特	16
2.1 离子陷阱	16
2.1.1 Paul 阱的基本原理	17
2.1.2 离子陷阱的设计与仿真	20
2.1.3 陷阱中离子的运动	21
2.1.4 离子的装载	24
2.2 Ba^+ 量子比特	30
2.2.1 Ba^+ 的能级结构	30
2.2.2 编码量子比特	32
2.3 本章小结	34
第 3 章 光学微腔的设计	35
3.1 光学谐振腔的基本理论	35
3.1.1 理想法布里——珀罗腔的透射光谱	35
3.1.2 自由光谱程，线宽与精细度	37
3.1.3 阻抗匹配	39
3.1.4 损耗	39
3.1.5 球面镜谐振腔	41
3.2 腔量子电动力学	45
3.2.1 腔量子电动力学的发展历史	45
3.2.2 Jaynes-Cummings 哈密顿量	46
3.2.3 Jaynes-Cummings 模型的解	48

3.2.4 有耗散的 Jaynes-Cummings 模型	50
3.2.5 弱耦合极限	51
3.2.6 强耦合极限	51
3.3 腔离子耦合设计	52
3.3.1 参数目标	53
3.3.2 光纤法布里——珀罗腔	56
3.3.3 模式匹配理论与谐振腔几何参数选择	58
3.3.4 光子晶体光纤与耦合效率	61
3.3.5 偏差估计	64
3.3.6 镀膜指标与耦合强度	65
3.4 本章小结	67
第 4 章 腔离子耦合结构的设计与制造	68
4.1 结合的光纤腔和离子阱	68
4.1.1 光纤腔和离子阱的集成	68
4.1.2 充电问题	69
4.1.3 机械稳定性问题	69
4.1.4 定位与烘烤形变问题	70
4.1.5 真空中精细度下降问题	71
4.1.6 其他结构	72
4.2 光纤微腔腔镜的加工	74
4.2.1 腔镜引起的损耗	74
4.2.2 光纤微腔加工技术	75
4.2.3 高反射率镀膜	80
4.3 微腔电极制造	81
4.3.1 电介质造成的离子加热	81
4.3.2 电屏蔽层的参数确定	83
4.3.3 制造流程	83
4.4 其他离子阱系统的子系统	91
4.4.1 真空系统	91
4.4.2 电路系统	92
4.4.3 激光系统	96
4.5 本章小结	100

第 5 章 空腔测试, 对准与离子捕获	101
5.1 空腔的退火与测试	101
5.1.1 平凹空腔的扫描测试	101
5.1.2 镀膜退火	103
5.1.3 电极加工工艺的影响与金属清洁方案	105
5.1.4 光纤腔的对准与耦合测试	107
5.2 真空系统中的测试	111
5.2.1 空间光耦合光纤微腔	112
5.2.2 调谐响应与机械稳定性测试	113
5.3 离子阱系统的测试	113
5.4 本章小结	115
第 6 章 总结与展望	116
参考文献	118
致谢	133
在读期间发表的学术论文与取得的研究成果	134

插图清单

图 1.1	部分量子计算体系	3
图 1.2	量子隐形传态	9
图 1.3	分布式量子计算	12
图 1.4	纠缠交换	13
图 2.1	马鞍形势阱	17
图 2.2	早期点陷阱	18
图 2.3	常见的离子阱结构	19
图 2.4	离子阱结构	20
图 2.5	离子阱电极排布	21
图 2.6	赝势仿真	22
图 2.7	补偿电极对势阱中心的移动	25
图 2.8	原子炉的几何结构	26
图 2.9	原子炉	27
图 2.10	钡元素的离子化	28
图 2.11	离子化光路	29
图 2.12	$^{138}\text{Ba}^+$ 能级结构	31
图 2.13	Ba^+ 光学比特的操作	33
图 3.1	法布里——珀罗腔	36
图 3.2	不同反射率下法布里——珀罗腔的透射谱	38
图 3.3	有损耗时的法布里——珀罗腔透射谱	40
图 3.4	高斯光束	42
图 3.5	缀饰态原子能级	49
图 3.6	弱耦合和强耦合极限下的原子激发态概率	52
图 3.7	原子与腔相互作用示意图	54
图 3.8	腔镜上高斯模式半径随离子所在位置高斯模式半径的变化	59
图 3.9	腔镜上高斯模式半径随腔长的变化	60
图 3.10	腔模束腰半径随腔镜曲率半径的变化	61
图 3.11	使用不同光子晶体光纤时的耦合效率	63
图 3.12	偏差导致的耦合效率下降	65
图 3.13	协同因子随精细度的变化	66

图 4.1	光纤腔和离子阱的集成尝试实验的主要结构。	70
图 4.2	集成光纤微腔的离子阱	71
图 4.3	隔振系统	73
图 4.4	削波损耗上限随着腔镜直径的变化	75
图 4.5	二氧化碳激光加工装置光路	76
图 4.6	二氧化碳激光技术加工光纤微腔腔镜的干涉物镜照片	77
图 4.7	电击热回流技术加工光纤微腔腔镜	78
图 4.8	腔镜曲率半径的变化	79
图 4.9	腔镜表面粗糙度	80
图 4.10	光纤电极制造流程	84
图 4.11	对准装置与刻蚀装置	85
图 4.12	在光纤端面进行光刻使用的装置	86
图 4.13	光刻时的光纤腔端面	88
图 4.14	电镀装置实物图	88
图 4.15	光纤端面图	90
图 4.16	电镀后的光纤电极的 AFM 扫描结果	90
图 4.17	真空系统的整体结构	92
图 4.18	螺旋谐振器的连接电路图	93
图 4.19	螺旋谐振器空载时的反射谱	94
图 4.20	真空内的氮化铝电路板和真空外的滤波电路板	95
图 4.21	设计时和实际测试时的压电陶瓷和 DC 滤波频率响应情况	96
图 4.22	真空腔内的激光打光设置	97
图 4.23	493 nm 和 650 nm 激光光路图	98
图 4.24	650 nm 再泵浦光 PDH 锁频电路和光路	99
图 4.25	传输腔光路	99
图 4.26	传输腔锁定前与锁定后 1107nm 激光波长的变化	100
图 5.1	平凹光纤微腔测试光路	101
图 5.2	压电平移台扫描透射谱	102
图 5.3	退火前后的精细度变化	104
图 5.4	电极加工工艺前后的精细度变化	106
图 5.5	酸洗对精细度的影响	106
图 5.6	电击光子晶体光纤产生凹面的光纤侧面显微照片	107
图 5.7	修正熔融部分影响后角度和横向位置偏差对耦合效率的影响	109
图 5.8	光纤对准装置	110

图 5.9	空腔透射和反射谱	110
图 5.10	空间光耦合光纤微腔	111
图 5.11	精细度在真空中的变化	112
图 5.12	微腔稳定性测试	113
图 5.13	调谐机械响应	114
图 5.14	离子阱装置的搭建	114
图 5.15	原子荧光扫描与离子捕获	115

表 格 清 单

表 2.1	不锈钢和钛的电阻率和熔点对比	28
表 2.2	不同离子的 $^2D_{5/2}$ 能级特性对比	30
表 2.3	不同 Ba 同位素丰度及核自旋	31
表 3.1	常见几种离子主要能级间跃迁衰变率	57
表 3.2	NKT-Photonics 公司提供的实心光子晶体光纤参数	64
表 4.1	光纤腔安装结构基底材料的热膨胀系数	72
表 5.1	供应商提供的退火前后镀膜估计参数	105
表 5.2	激光经过光路各部分的衰减	112

第 1 章 绪 论

1900 年，开尔文勋爵指出了经典物理学领域的两大难题，其中一个难题最终促成了相对论的诞生，而另一个难题则引领了量子力学的兴起。最初，黑体辐射的理论计算主要依赖于 Wien 和 Rayleigh-Jeans 公式，但这些公式导致了紫外区的辐射能量趋向于无穷大的问题。普朗克通过将能量量子化解决了上述问题，这被认为是量子力学的开端。随后，玻尔提出了氢原子模型，进一步推动了量子理论的发展。波粒二象性、薛定谔方程以及海森堡的不确定性原理的提出，使人们对量子世界有了更为完整的认识。狄拉克将相对论融入量子力学发展出了量子电动力学，杨振宁和米尔斯将强相互作用和量子力学结合产出了量子色动力学。至此，人们对量子力学的认识基本完成，但利用量子力学原理开发量子器件与技术的进程才刚刚开始。

早在上个世纪 30 年代，人们就已经注意到量子系统中存在奇妙的量子纠缠和叠加特性。然而，受限于当时的技术条件，直到上世纪 80 年代，人们才开始意识到量子纠缠和叠加的重要性。1982 年，费曼提出了量子计算的概念^[1]，他认为利用量子力学的叠加和纠缠特性能够解决一些经典计算机难以应对的问题。1994 年，Shor 提出一种算法能够在多项式时间内成功破解 RSA 加密。1996 年，Lov Grover 提出了量子搜索算法，该算法能在 $\mathcal{O}(\sqrt{N})$ 的时间内从未排序的数据库中搜索到任意元素。这两种标志性算法的提出使得人们认识到量子计算的重大意义。

量子技术不仅可用于计算领域，还能确保通信的安全性。1984 和 1991 年，用于量子密钥分发的 BB84 和 E91 协议诞生，这两个协议均能在不被窃听的情况下安全地分发密钥。随着量子通信和量子计算技术的发展，量子网络和量子互联网的概念也应运而生。

1.1 量子信息技术简介

1.1.1 量子比特

不同于经典网络，量子网络中传递的信息形式为量子比特 (qubit)。比特 (bit) 取值只能是 0、1 中的一个，量子比特则可以是 0 和 1 的叠加。量子比特的状态可通过布洛赫球上的一个矢量进行表示，具体表达式如下：

$$|\Psi\rangle = \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)|0\rangle + \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)e^{i\phi}|1\rangle. \quad (1.1)$$

经典 bit 只能存储 0 或 1 的单一状态，而 qubit 则能同时存储 0 和 1 的叠加态。对于包含 m 个 bit 或 qubit 的存储器，经典存储器能够存储 2^m 种单一状态，

而量子存储器则能存储 2^m 种叠加态。在量子计算机中，门操作能够同时作用于每个 qubit，因此理论上量子计算机在一次运算中即可完成经典计算机需要 2^m 次运算的任务，这凸显了量子计算机的巨大优势。

1.1.2 量子计算

尽管量子计算的原理和算法已经完备，但是其最合适的硬件平台尚未确定。由于量子信号的模拟特性，其对执行计算的平台存在着严格的要求。2000 年 Charles H. Bennett 和 David P. DiVincenzo 提出了通用量子计算平台需要满足的五条判据^[2]：

1. 可扩展性：量子计算机的规模需要可以扩展到足够大，以解决实际问题。
2. 可初始化性：量子比特需要可以初始化到一个确定的态。
3. 长寿命性：量子比特的相干时间需要足够长，以完成一个量子计算。
4. 低噪声性：量子比特的噪声需要足够小，以保证量子计算的精度。
5. 可读性：量子比特的状态需要可以被读取。

根据这五条判据的要求，目前已经发展出多种基于不同体系的量子计算平台。除了这五条，DiVincenzo 判据还包含了两条辅助判据，他们是构建连接量子计算机的量子网络的必要条件，他们是：

1. 飞行和静止量子比特之间能够转化。
2. 飞行量子比特能够在节点间传递。

图 1.1 中展示了几种影响力较大的量子计算平台，其中离子阱系统和超导系统是当前最具有优势的。量子计算平台对于构建量子网络的中继节点具有重要意义，因为中继节点本质上就是小型的具有有限能力的小型量子处理器。

1. 超导

超导量子比特是使用超导约瑟夫森（Josephson）结作为人造原子来实现的，约瑟夫森结由两块超导体和之间的细小绝缘层组成。一般情况下，在超导体两端加电压不导通，因为中心绝缘。但是，如果绝缘层足够薄，到达纳米量级。那么电子可以在量子隧穿作用下从一端到达另一端，从而产生电流。一个约瑟夫森结和一个电容并联并在其环路中留下磁通就可以构成一个超导 transmon 量子比特。它可以被抽象地理解成将经典的 LC 谐振电路进行了量子化。使用微波可以在超导系统中进行单比特门的操作。通过控制微波的相位来改变 T 门的转轴，改变微波的时长则可以改变转动的角度。超导系统中的相邻两 qubits 之间的两比特门则是通过使用电容或者电感来连接实现的。而更远距离的耦合则是通过微波谐振腔和微波光子来实现的，这种方法也可以被用于进行高效的量子态读出。超导量子比特通常存在着噪音较大的问题，因而需要被放置在极低温中，其相干时间也相对于被隔离在真空环境中的原子或者离子更短。但是得益于依托着较为

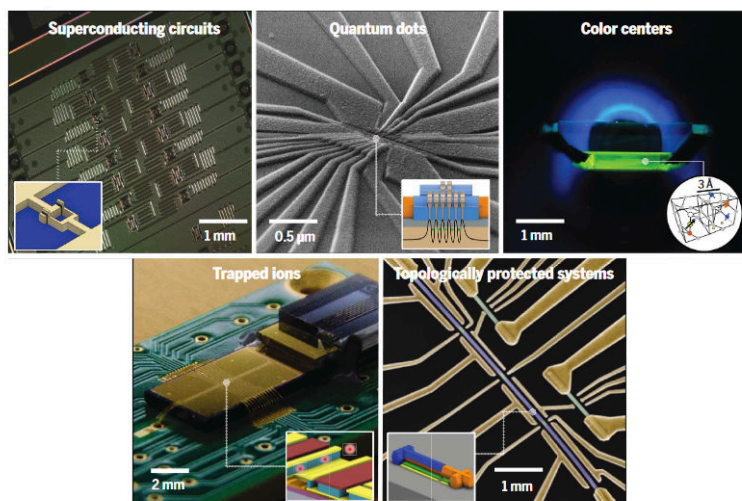


图 1.1 现有的部分量子计算体系。1、超导电路。2、半导体量子点。3、色心。4、被囚禁的离子。5、拓扑量子计算。此图引用自^[3]。

成熟的半导体工艺，超导量子计算机具有良好的扩展性。

2014 年，人们首先在拥有五量子比特的超导量子计算平台上实现了保真度为 99.4% 的双比特门^[4]。2019 年，google 公司宣布在拥有 53 量子比特的超导量子计算平台“悬铃木”上展示了量子霸权^[5]。2021 年，中国科学技术大学潘建伟院士团队公布了 66bit 超导量子计算机“祖冲之二号”^[6]。

包括 google, IBM 在内的众多公司都在进行超导量子计算平台的硬件研究^[7]。2023 年，google quantum AI 在拥有 72 量子比特的超导量子计算机上成功演示了多种不同距离的表面纠错编码^[8]。IBM 公司则遵循其路线图不断推出新的量子处理器。2021 年，他们发布了名为 Eagle 的 127 比特量子处理器^[9]，2022 年，IBM 发布了名为 Osprey 的量子处理器，将比特数量提高到 433 个^[10]，2021 年，IBM 推出了具有 1121 量子比特的处理器，并将其命名为 Condor^[11]。

作为一种固态系统，相比于被囚禁的离子，核磁共振以及线性光学系统，超导系统具有许多优势：1. 允许设计不同类型的量子比特，比如电荷，磁通和相位量子比特，并且可以通过控制电容电感和约瑟夫森节来调整其参数。2. 成熟的半导体工艺使其具有良好的扩展性。3. 基于电容电感的连接方式使其容易在量子比特间进行耦合。4. 使用商用微波器件就可以简单地进行比特的控制。而其目前的主要问题在于其相对较短的相干时间和较大的噪声。

2. 离子阱

被囚禁的离子是最早被提出作为量子计算机系统的候选者，1994 年，Shor 提出著名的量子因式分解算法^[12]。此后，人们开始积极思考如何构建量子计算机。最先被考虑到的是光子，但是光子之间几乎不相互作用，这使得在系统中构

建两 bit 门变得困难。1995 年, Ignacio Cirac 和 Peter Zoller 提出使用被囚禁的离子来实现量子计算机^[13]。在当时使用射频 Paul 阱囚禁并使用激光冷却离子的技术已经成熟, 这能很好地将离子和环境隔离, 因而可以获得干净可控的量子比特。

在离子阱系统中量子比特通常被定义为单个离子所处的能态。单个离子或离子链被射频电场和静电场束缚在超高真空中不断做小尺度的久期运动, 使用激光和微波可以操控比特的状态。其初始化和读出都是靠操纵离子的内态和运动状态(声子)来实现的。两比特纠缠门利用两个或更多离子的^[3]共享运动模式(声子模式)作为离子间传输量子信息的总线, 在产生纠缠离子对后, 只需几个单量子比特旋转就能将双量子比特操作转换为 CNOT 门。

离子阱系统由于处在真空中环境相对孤立, 噪音低, 因而其门的保真度较高。系统中的单比特门^[14], 双比特纠缠门^[15]以及态初始化和读出保真度都已超越纠错码使用的容错阈值^[16]。到目前为止, 使用微波操作的门保真度最高为 99.9999%^[17], 使用激光驱动的单比特门保真度大于 99.995%^[18-19]。光学驱动的双比特门保真度达到 99.9%^[20], 由于微波驱动的双比特门需要动态或者静态的磁场梯度, 其双比特门保真度仅能达到 99.7%^[21]。

在离子阱系统中, 量子比特的相干时间显著长于其他系统。特别是使用超精细能级编码的量子比特, 其相干时间可达 100 秒以上^[17,22]。而借助动力学解耦技术, 相干时间甚至能延长至 6000 秒以上^[23], 这为执行更复杂的量子算法提供了可能性。此外, 离子阱系统在态探测和初始化方面的保真度均已超过 99.9%^[17,24-26], 即便未能达到该标准的系统, 也能轻易实现 99% 的保真度^[27]。

目前, 离子阱量子计算的研究主要聚焦于如何在维持量子比特高性能的同时实现规模扩展。在这一领域, Quantinuum 和 IonQ 公司是主要的研究者和商业开发者。其中, IonQ 在 2023 年推出了首个面向市场的 35 量子比特离子阱量子计算机, 该计算机采用一维离子链布局, 并通过 AOD 技术实现单离子寻址^[28], 其双比特和单比特门的保真度分别为 99.6% 和 99.98%。另一方面, Quantinuum 则在同年发布了基于 QCCD 架构的 32 比特量子计算机 H2, 它采用椭圆形“跑道”结构囚禁离子, 并通过电场操控离子的移动。该系统的单比特门保真度高达 99.997%, 双比特门保真度为 99.8%^[29-30]。

相较于其他量子计算平台, 离子阱系统的优势包含: 首先, 其门保真度极高; 其次, 离子链中的共有声子模式确保了 qubit 的全连通性, 使得任意两个离子间都能进行门操作; 此外, 离子阱系统拥有最长的相干时间, 可达数小时, 远超过超导系统等其他平台, 这有利于执行更长的量子算法线路; 最后, 由于离子阱系统具有超高的门保真度和态制备保真度, 因此在编码纠错码创建逻辑比特时, 所需的物理比特数量更少。然而, 离子阱系统也存在挑战, 随着一维离子链的增长,

声子谱变得拥挤，导致选择所需的声子模式来进行多比特门操作变得困难。

3. 中性原子

中性原子的操作方式与离子阱系统相类似，但相比之下，中性原子的操作更为复杂。由于缺乏离子间的库仑相互作用，中性原子难以通过声子实现全连通的纠缠门。然而，近年来里德堡原子和光镊技术的快速发展使得中性原子系统重新受到关注，被视为量子计算机的潜在候选者。

尽管中性原子的原理结构与离子相似，但两者在物理特性上存在一些差异。中性原子系统同样具备长相干时间的存储和高保真度的单比特操作等特点。然而，由于中性原子间不存在库仑斥力，而仅存在范德华力作用，这使得中性原子可以更容易实现高密度堆积，从而提高系统的扩展性。

在实际应用中，中性原子通常被囚禁在一维、二维或三维光晶格、偶极阱或光镊阵列中，其数量可以轻易达到数百到一千的量级。量子比特在中性原子中通常也被编码在原子内态上，并通过激光或微波进行操控。作为一种天然的量子比特，中性原子与离子一样具有同质性，即每个同类中性原子在独立使用时都表现出相同的特性，无需像超导系统或硅基自旋量子比特那样考虑人工原子制造时的差异。

原子系统中的单比特门同样通过激光或微波实现，其单比特门的保真度可以超过 99.5%^[31-32]。系统中的双比特门存在多种方案，多数方案需要将原子激发到最外层电子远离原子中心的里德堡态。在这种状态下，原子的偶极矩变的非常大，因而可以和附近的原子形成偶极相互作用。

2000 年，Jaksch 等人提出了利用里德堡原子实现两比特门的方案^[33]，该方案基于里德堡阻塞效应，即当两个相近的原子中有一个被激发至里德堡态时，另一个原子将无法被激发至相同状态。随后，更多比特的门操作方案相继涌现。例如，2009 年，Muller 等人利用里德堡阻塞和电磁诱导透明效应，提出了通过单个原子控制多个原子的 C-NOTⁿ 门操作^[34]。而 2011 年，Isenhower 等人则提出了利用多个原子控制单个原子的 Cⁿ-NOT 门操作^[35]。此外，多比特控制相位门、三比特 Deutsch 门等也相继被提出^[36-37]。这些多比特门操作的提出，展现了中性原子系统在高度并行性和多比特纠缠态制备方面的潜力^[38-39]。

为进一步提高里德堡态介导的多比特门保真度，研究者们提出了多种改进方案，包括脉冲相位调制^[31,40]、脉冲整形^[41-42]以及构造拉曼绝热通道等^[43-49]。在最新的工作中，中性原子系统中的双比特门保真度已经超过了纠错码的使用阈值达到了 99.5%^[50]。

与离子不同，原子因背景气体碰撞而面临损失问题，难以长时间囚禁。然而，得益于 magic-intensity 囚禁技术的运用，近年来原子的相干时间得到了显著延长，从数百毫秒^[51]延长至 1 秒^[52]，最新研究更是将相干时间提升至 12 秒^[53]。

同时, 该研究还将原子的囚禁时间延长至超过 20 分钟。当原子被激发至里德堡态后, 自发辐射和黑体辐射导致的跃迁会显著缩短其相干时间, 里德堡态的相干时间仅为 $27\ \mu\text{s}$ ^[54]。尽管中性原子相较于离子具有更高的可扩展性, 但仍面临加载效率低下的问题。此外, 在三维光晶格或光镊阵列中实现精确的单原子寻址也极具挑战性。

4. 半导体自旋

半导体工艺在近一个世纪的快速发展中取得了显著进步, 使得基于半导体自旋(涵盖核自旋和电子自旋)的量子计算机成为极具扩展潜力的量子计算平台之一。值得注意的是, 半导体系统中单比特门的保真度已超越 99.9%^[55-56], 而双比特门的保真度也突破了 99%^[57-59]。这一进展对基于半导体自旋的量子计算系统而言具有重要意义, 标志着半导体自旋量子计算机已迈入纠错码使用范围的门槛(保真度 >99%)。

现有的半导体系统中的自旋量子比特主要可归为四类: 单自旋量子比特、供体自旋量子比特、单重态和三重态自旋量子比特以及仅交换量子比特^[60]。这些量子比特的主要差异在于如何将量子信息编码在自旋态上, 而它们的初始化方法、逻辑门操作和态读出技术也因其类型不同而有所区别。以最简单的单自旋量子比特为例, 它利用单个电子的自旋态来编码量子信息。通过施加一个静态磁场, 可以有效解除两种不同自旋态的能量兼并。同时, 利用横向的交变磁场, 则可以驱动自旋态的旋转。双比特门的实现则依赖于电压控制的交换过程^[61]。

然而, 半导体系统中量子比特的保真度受到退相干过程的影响。系统与环境之间通过声子、光子等方式交换磁能, 这些因素均可能导致退相干现象的发生^[62-63]。此外, 电子自旋与半导体晶体中众多晶格之间的超精细相互作用也是自旋量子比特面临的重要挑战之一, 它同样会导致退相干^[64]。另外, 电荷噪声, 如 $1/f$ 噪声、白噪声, 以及来自附近金属结构的倏逝波约翰逊噪声, 也可能引发相位噪声, 从而影响自旋量子比特的保真度^[65-66]。

半导体量子比特尽管在保真度和相干时间上并不占据优势, 但其尺寸达到百纳米量级, 且拥有成熟的制造工艺, 这为大规模扩展和芯片小型化提供了可能性。相较于之前介绍的量子计算平台, 半导体自旋量子比特的制造工艺要求严苛, 因此, 生产大规模且可靠的量子比特阵列仍面临诸多挑战^[67-68]。

1.1.3 量子通信

量子通信是第二次量子革命的又一重要产物。尽管量子计算目前主要处于实验室阶段, 但量子通信已经得到了较大范围的成熟应用。自 1984 年 BB84 量子通信协议^[69]和 1991 年基于纠缠的 E91 协议^[70]发布以来, 量子通信技术引起了广泛关注。

量子通信技术可以简单划分为两类：一是通过量子信道传送经典信息，这主要指向加密经典信息的量子密码学；二是通过量子信道传送量子信息，这主要涉及量子态的传输，其典型代表为量子隐形传态。

1. 量子密码学

Shor 提出的大数分解算法对现有的 RSA 加密算法构成了威胁。尽管目前量子计算机使用 Shor 算法分解的最大数为 $21^{[71]}$ ，但当前的经典加密方式显得脆弱，因为它们可能成为未来的攻击目标。即便当前攻击者无法破译信息，他们仍可截获并存储信息，等待未来量子计算机的出现。因此，量子密码学很早就引起了各国政府和研究机构的重视。

有两类方法可以解决这一问题，一类是后量子密码学，它专注于开发新型的经典密码系统，这些系统能够抵御已提出的量子算法（如 Shor 算法）的攻击。然而，没有人能保证未来不会出现新的量子算法来破解这些系统。另一类方法则从物理原理上排除了这种可能性，即量子密钥分发（QKD）。量子密钥分发技术利用量子力学中的不确定性原理或纠缠性来确保信息的安全性。

1949 年，Shannon 发表了其著名的信息理论^[72]，其中提出了信息的无条件安全性的概念。信息的无条件安全性意味着即使攻击者掌握了所有相关信息，他也无法从中获取有用的内容。QKD 协议正是基于这一原理，利用量子的不可克隆原理来保证信息的安全性。为实现无条件安全性，需满足以下条件：密钥长度不低于要加密的报文长度；密钥字符串必须是随机的；且每个密钥只能使用一次，之后必须更换新密钥。这就要求不断产生新的随机密钥。

QKD 协议本身不传输任何信息，而是通过安全的过程产生密钥。双方利用生成的密钥对信息进行加密和解密，而信息本身仍通过经典信道传输。QKD 协议可分为离散变量协议（DV）和连续变量协议（CV）。两者的主要区别在于希尔伯特空间的维度不同，离散变量系统的测量结果来自有限集合，而连续变量系统则允许测量结果连续变化。

早期的 QKD 协议主要聚焦于离散变量协议^[73]。其中，最直观的 DV-QKD 协议是“制备——测量”协议。在此类协议中，Alice 负责编码量子比特并发送给 Bob，而 Bob 则接收并测量这些量子比特以生成密钥。BB84 协议、1992 年提出的 B92 协议^[74]以及基于 BB84 协议扩展的 6-state 协议^[75]均属于此类协议。另一类 DV-QKD 协议则利用量子纠缠的特性，被称为基于纠缠的 QKD 协议，其典型代表包括 E91 协议^[70]和 1992 年提出的 BBM92 协议^[74]。此外，为了实现不经由密钥生成过程直接通信的目标，双向通信协议也随后被提出^[76-78]。然而，由于实际信道噪声的影响，这些方案最终被双向 QKD 协议所取代^[79-80]。值得注意的是，上述协议的安全性假设了信源是理想的，但在实际情况中，信源的不完美性可能导致信息泄露。因此，为了弥补这一缺陷，不依赖设备的 QKD 协议

(DI-QKD) 被提出, 这些协议还赋予了 QKD 协议中用户检查设备的功能。

与离散变量协议不同, 连续变量协议将密钥编码为光场的连续可观测量。2000 年, Cerf 提出了首个 CV-QKD 协议^[81], 该协议利用压缩态编码高斯分布的密钥。随后, 众多改进协议被提出, 旨在提高协议的安全性和效率^[82-85]。

2. 量子隐形传态

量子隐形传态是构建量子网络的核心技术之一, 该技术在 1993 年首次被提出^[86], 并在 1997 年得到了实验验证^[87]。它提供了一种无需物理转移粒子本身即可将量子态传输到远程的方法

量子隐形传态的基本原理如图 1.2 所示。我们依然将发送者和接收者分别称为 Alice 和 Bob。假设 Alice 拥有一个待传输的粒子态 C, 其表达式为:

$$|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle. \quad (1.2)$$

尽管 Alice 知道 α 和 β 的取值, 但由于量子力学的不可克隆性原理及测量特性, 她无法通过测量粒子 C 直接获取 α 和 β 的值, 因为测量会改变量子态, 且量子不可克隆原理阻止了 Alice 拥有粒子的拷贝。同时, 若直接利用光子传输量子比特, 一旦量子比特在传输过程中退相干或衰减, 其所携带的信息将无法恢复。而量子隐形传态允许我们在不知道 α 和 β 具体值的情况下, 将粒子 C 的信息传输给 Bob。

在图 1.2 中, $|\psi\rangle$ 代表待传输的量子态, 而 $|\Phi^+\rangle$ 表示预先分发的 EPR 对。Alice 和 Bob 各持有一个纠缠对中的粒子, 假设双方共享的粒子对状态为:

$$|\Phi^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|00\rangle + |11\rangle). \quad (1.3)$$

假设 Alice 拥有纠缠对中的第一个粒子, Bob 拥有第二个粒子。Alice 对粒子 C 执行 CNOT 门操作并进行 Hadamard 变换后, 三粒子的状态变为:

$$|\varphi_3\rangle = (\alpha|000\rangle + \alpha|100\rangle + \alpha|011\rangle + \alpha|111\rangle + \beta|010\rangle - \beta|110\rangle + \beta|001\rangle - \beta|101\rangle). \quad (1.4)$$

这可以等价表示为:

$$\begin{aligned} |\varphi_3\rangle = & (|00\rangle \otimes (\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle)) \\ & + (|01\rangle \otimes (\alpha|1\rangle + \beta|0\rangle)) \\ & + (|10\rangle \otimes (\alpha|0\rangle - \beta|1\rangle)) \\ & + (|11\rangle \otimes (\alpha|1\rangle - \beta|0\rangle)). \end{aligned} \quad (1.5)$$

可以看到, 到这一步, α 和 β 的信息已经完全被传输到了 Bob 拥有的粒子上。此时 Alice 对自己拥有的两个粒子进行测量, 她会得到 $|00\rangle, |01\rangle, |10\rangle, |11\rangle$ 中的

一个，Bob 的粒子也会相应的坍缩到四个态中的一个。Alice 将这个结果传输给 Bob，Bob 根据这个结果对自己拥有的粒子进行对应的 Pauli 门操作，就可以重新获得粒子 C 的态。

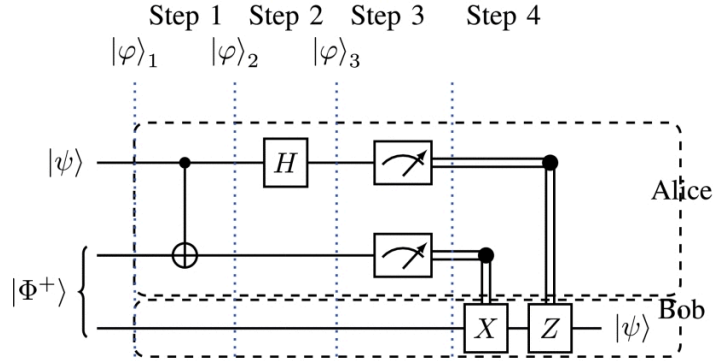


图 1.2 量子隐形传态电路图，此图引用自^[88]。 $|\psi\rangle$ 为要传输的量子态，该粒子为 C，而 $|\Phi^+\rangle$ 为预先分发的 EPR 对，Alice 和 Bob 各拥有纠缠对中的一个粒子。Alice 先进行 CNOT 门，再对粒子 C 做 Hadamard 变换。此时 $|\psi\rangle$ 的信息，即 $|\psi\rangle$ 在 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 基下的系数，已经被传输到 Bob 所持有的粒子上。Alice 对自己持有的两个粒子进行测量，将测量结果传输给 Bob，Bob 再根据结果对自己持有的粒子进行对应的 Pauli 操作，即可重新获得粒子 C 的量子态。

最近的研究主要聚焦于延长量子隐形传态的传输距离，通过采用量子纠错 (QEC) 和无退相干子空间 (DFS) 等技术来提升保真度，并在不同系统节点间实现隐态传输^[17,89]。此外，研究还尝试利用光子的多个自由度编码比特，以实现携带更多信息的高维量子隐态传输^[90-91]。对于最近量子隐态传输的距离延伸实验、高维尝试以及与存储系统结合的实验结果，文献^[92]中进行了详细的总结。

1.2 量子网络与量子节点

上述的量子技术看似独立，然而有趣的是，随着这些技术的发展，它们最终都指向了对构建量子网络的强烈需求，同时也成为了大规模量子网络的技术基础。2008 年，Kimble 总结了当时证明局域量子网络的意义，并首次提出了量子互联网的概念^[93]。在他根据 Cirac 的想法^[94]提出的量子网络模型中，量子节点可以处理和存储量子信息，节点通过量子信道相连。量子网络可以作为经典互联网的补充，但却具有经典网络完全不具备的功能，例如确保安全的加密通信以及分发量子应用等。一个全球范围内的量子互联网络可能由卫星链路连接长距离的节点，而地面链路则连接短距离的节点^[95]。量子网络具有多样而有意义的应用，可用于实施远距离的 QKD 协议^[96]，支持隐私保护的量子计算^[97]，分布式量子计算^[98]，精确的时间测量和同步以改善 GPS 定位的精度^[99]，甚至用于探

测星光和宇宙^[100]。

按照技术原理的不同,量子网络可分为有纠缠和无纠缠的网络^[101]。按照使用目标的不同,量子网络则可分为用于计算、通信和传感的量子网络。根据量子网络的技术难度和可能的发展阶段,由低到高,量子网络可以被划分为:1. 可信中继网络;2. 制备和测量网络;3. 纠缠分布网络;4. 量子存储网络;5. 少量 qubit 的容错网络;6. 量子计算网络^[102]。鉴于本文的重点不在于量子网络的技术细节,因此我们将按照第二种分类方式介绍量子网络。

1.2.1 用于通信的量子网络

用于通信的量子网络实际上是前文介绍的量子密码技术的实际应用以及其距离上的延申。2016年,中国发射了第一颗量子卫星^[103-105],进行了超远距离的纠缠分发等实验,测试了间距 2700 km 两地之间的量子通信网络连接。同年北京和上海之间建立了长度超过 2000 km 的量子安全通信干线^[106-107]。在各国政府和工业界的积极推进下,世界上众多地方已经建立了面向通信的量子网络^[108]。

尽管量子密码技术提出了多种量子加密协议,但是实际上应用的通信网络大多依赖于最简单的 BB84 协议及其变体。这是由于它无需预先进行纠缠分发与纯化,更容易在远距离的地面网络中部署。BB84 协议要求向接收方逐个发送偏振态光子,但是我们知道,光在光纤中传输,其强度会随着传输距离的增加而衰减,因此其地面传输距离受到限制。

解决这个问题的思路主要有两个。第一个思路是通过空间光在大气层之外传输,实现空间量子通信。这样的方案首先需要选用大气吸收少的光子波段,通常选用红外波段。其次,由于光子无法在外太空自行拐弯返回地面链路另一端,因此空间光通信链路需要依赖卫星作为中继站。然而,卫星链路的成本高昂,需要建设庞大的地面接收站进行支持,并且需要在低噪声环境中精确接收单光子信息。另外,运行在低轨道的通信卫星在地面可见的时间有限,卫星会迅速掠过地面接收站,因此可用于密钥分发的时间窗口有限。为实现不间断的密钥分发,需要部署大量卫星覆盖地面或提前分发并暂存密钥,这增加了密钥被窃取的风险。

另一种思路是在地面每隔一段距离设置中继站,例如京沪量子通信干线的做法。具体而言,每隔数十到一百公里需放置一个地面中继站。以京沪量子通信干线为例,整条两千公里的干线上分布着 32 个节点。每对相邻节点利用 QKD 进行密钥交换并生成各自的密钥。

目前,这类网络均属于前文所述的可信中继网络,并不具备无条件安全性。这是因为中继站点会对传输的量子态进行测量、重新加密并发送,其安全性完全依赖于中继站及其设备的安全性。只有当中继站被视为安全时,这种通信链路才

被认为是安全的^[109]。同时，这种基于可信中继的网络仅限于 QKD 分发，无法直接传输量子态，因此缺乏分发量子应用及进行分布式量子计算的能力。为了升级此类网络，需将现有协议替换为 DI-QKD 协议，确保即使使用不受信任的测量设备也能保障安全性。进一步地，将中继站替换为量子中继，将从物理层面确保节点的安全，并为直接的量子态传输提供可能。

1.2.2 用于计算的量子网络

量子计算和量子网络的部署是相辅相成的，因为量子网络的节点本质上即为容量各异的量子处理器。当前，量子计算已步入 Noisy Intermediate-Scale (NISQ) 时代^[110]，先进的量子计算平台已拥有数十至数百个比特。然而，要使著名的通用量子计算机算法付诸实际应用，所需比特数量高达数百万。因此，即使对于目前最尖端的量子计算平台，扩展性仍是亟待解决的关键问题。量子计算机不仅是量子网络不可或缺的节点，更是其迫切的需求者。

量子网络在量子计算中的应用主要涵盖分布式量子计算和盲量子计算，接下来我们将按照其实现技术难度的递增顺序进行阐述。

1. 盲量子计算

盲量子计算 (BQC) 是一种基于云计算的量子计算方案，其目标是使得用户可以安全地在量子计算服务器上进行运算而不会向负责运算的服务器透露任何信息^[111]。最理想的 BQC 协议假设用户使用经典客户端，不具有任何量子操作能力，而他需要和单个量子服务器之间进行通信计算。但是这样的协议难以确保绝对的安全性，这是由于服务器总是可以保留和用户之间的完整通信协议并多次重新运行运算。

因而人们开始尝试放宽要求，一些方案考虑允许用户具有一定的量子处理能力，这些能力不足以支持用户直接进行大规模量子计算，但是允许用户拥有小型量子处理节点^[112]或者具有量子态的制备和测量能力^[113-114]。而另一些方案则允许用户使用经典客户端，同时和多个服务器交互，在服务器之间不进行通信的情况下，这种方案也是安全的，但需要两个服务器之间预先共享大量纠缠粒子对^[115]。

2. 分布式量子计算

正如前文所述，尽管量子计算的规模在迅速发展，但目前单个量子处理器上的量子比特数量仍远不能满足需求。因此，无论是学术界还是工业界，都将分布式量子计算视为实现进一步扩展性的关键途径。IBM 已在其技术路线图中纳入使用多个小型量子处理器联合通信进行分布式量子计算的方案，而 IonQ 也在其技术路线中展示了进行多处理器拼接的计划。与经典分布式计算不同，相互连接的量子处理器中，量子比特数量的线性增加能够带来计算能力的指数增

长^[116-117]。前文提及，量子隐态传输是量子网络的核心技术之一。在分布式量子

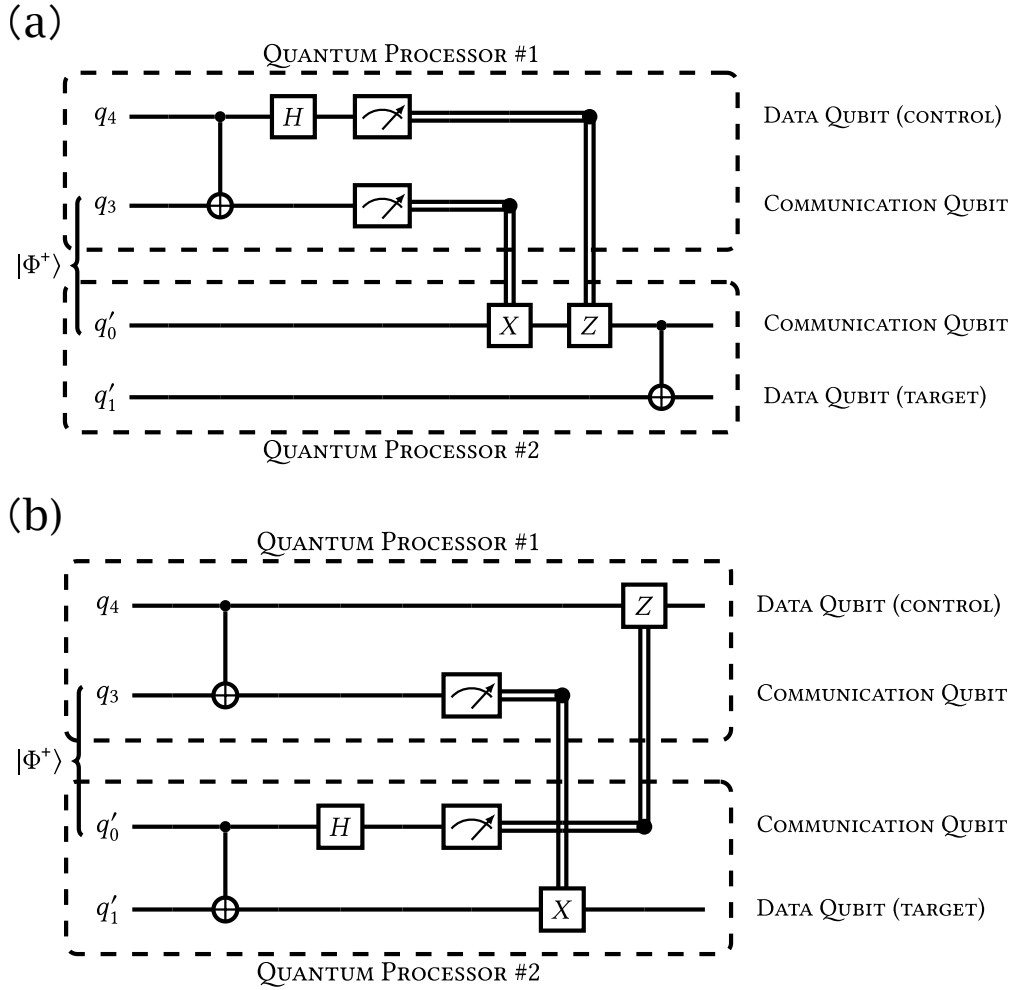


图 1.3 Teledata 和 telegate 的电路图，图中 q_3, q_4 在同一量子处理器中， q'_0 和 q'_1 在同一量子处理器中， q_3 和 q'_0 是预留的通信量子比特。（a）将 q_4 的量子态传输到了 q'_1 ，其过程与量子隐态传输非常相似。（b）在 q_4 和 q'_1 之间进行了一个远程 CNOT 门。两种情况都需要在两个通信量子比特之间预先建立纠缠。图片引用自^[118]

计算中，这一技术被细分为两部分：一是量子态的跨处理器传输，称为 **teledata**；二是远程量子门操作，称为 **telegate**^[118-119]。图1.3展示了这两种基本操作的电路图。分布式量子计算的基本协议要求我们在量子计算机中预留一部分量子比特作为通信量子比特。每个处理器节点中至少应有一个通信量子比特。通信量子比特数量越多，跨处理器操作的速度就越快，但这也会减少用于计算的量子比特数量^[120-121]。

1.2.3 量子中继

通常在量子网络，光子承担了作为飞行量子比特在节点之间传输信息的任务，然而光在介质中传输时都会发生吸收和散射。常用的通信波段波长为 1550 nm

的激光在其对应的单模光纤中传输衰减约为 0.2 db/km ^[122]。即使使用最新的康宁超低损耗单模光纤损耗仍然会达到 0.15 db/km ^[123]。这意味着在传输 100 km 后单光子被成功接收到的概率只有约 1% 。这大大限制了无中继的直接点对点地面通信距离与距离增长后的通信速率。现有的量子 QKD 网络依赖可信中继来延伸通信距离给通信安全留下隐患，因此量子中继的概念被提出，量子中继器被用于在远距离上传输量子信号。

1982 年，Wootters 等人提出了著名的量子不可克隆原理^[124]，该原理指出，无法复制一个未知的量子态。这一原理在保证了量子通信安全性的同时也阻止了利用传统的中继放大方式放大量子信号。因而量子中继采用的是一种完全不同的传输方式。通常情况下，它不像可信中继一样接收信息，测量和重新发送信息。它起到的作用是帮助在远距离上分发进行量子隐形传态所需的纠缠对。量子中继作为中间节点，接收来自链路两端发送的光子。这些发送的光子应分别与它们内部存储的量子比特处于纠缠状态。随后，量子中继执行局域 Bell 测量，并将测量结果通过经典信道传回两端。两端根据接收到的测量结果，对节点上的粒子执行相应的单比特门操作，从而建立两端之间的纠缠连接。这一过程是最原始的纠缠交换协议，算法线路如图 1.4 所示。通过不断重复这一过程，可以延长纠缠链路的长度。这一协议已经衍生出多种变化，并被推广至二维多节点的链路网络中^[125-127]。由于重复操作会导致纠缠度的下降，因此在通过重复的纠缠交换建立远距离纠缠后，还需要利用纠缠纯化的方法来提高纠缠度^[128]。

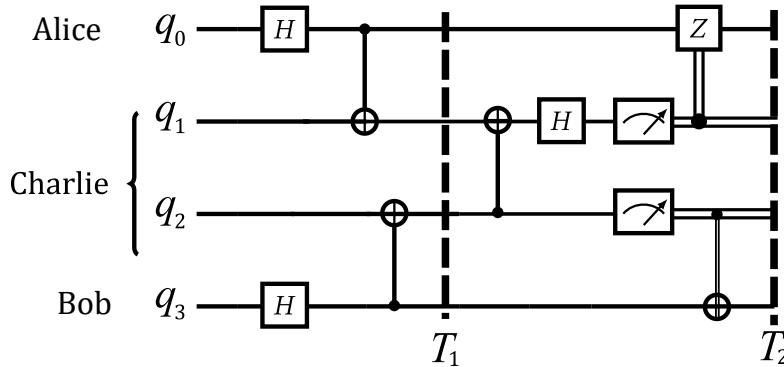


图 1.4 原始的纠缠交换协议电路，其中 Charlie 扮演了量子中继的角色，他将原本 Alice 拥有的 q_0 和 q_1 之间以及 Bob 拥有的 q_2 和 q_3 之间分别存在的纠缠变为了 q_0 和 q_3 之间的纠缠，图片引用自^[129]

通常，上述两步操作均具有概率性，因此量子中继器需具备存储比特的功能，以便将量子比特存储起来，直至链路上的纠缠交换和纯化过程完成。量子中继节点实际上充当了一个临时的存储节点，并需要频繁进行存储的静止比特与飞行的光子量子比特之间的相互作用。负责这一交互的界面被称为量子界面（Quantum Interface），其性能直接决定了飞行比特与静止比特之间的作用强度，进而影响

到量子中继的速度。

以上介绍的是简化的第一代量子中继模型。尽管在实验上，量子中继尚处于单比特或点对点连接的演示阶段，但人们已对未来量子中继的发展进行了三代划分^[130]。

第一代量子中继采用概率性损耗检测方法，如带预报的纠缠生成协议（HEGP）。一个典型例子是段路明在 2001 年提出的针对原子系综的 DLCZ 方案^[131]，这是一种典型的概率性纠缠生成方案。因此，HEGP 的成功率受光子收集效率、传输效率和检测效率的影响。在第一代中继节点中，对操作错误的处理也采用概率性方法，如使用双向纠缠蒸馏协议（2EDP）在远距离节点间建立最大程度的纠缠。理论上，若操作理想，2EDP 能迅速纯化纠缠态，但实际操作中的误差会限制最终 Bell 态的保真度。这两种错误处理方式的概率性特性意味着第一代量子中继需要长时间的量子信息存储能力，并且能够发射与自身存储比特相纠缠的光子。

第二代量子中继同样使用概率性方法应对损耗错误，但采用确定性方案来抑制操作错误。其基本思路是在局域门操作中引入纠错码，如 CSS 码，以纠正制备、测量和执行 CNOT 门时的操作错误^[132]。简而言之，第二代量子中继使用量子纠错码（QEC）替代了第一代中继中的 2EDP 过程。特别地，若局部操作的保真度足够高，使得所有中继站点的累计操作错误都足够小，那么可不使用 QEC 码。例如，对于单个被囚禁离子量子比特^[133]，前文已述其单比特门保真度可高达 99.9999%。第二代量子中继需要更多的物理比特来满足编码纠错码的需要，其所需比特数量取决于纠错码的大小，所需纠错码的大小则随线路总长对数增加^[132]。

第三代量子中继同时使用确定性的错误抑制方法应对损耗错误和操作错误。在这一代量子中继中，量子信息可以直接被编码在经过信道发送的物理比特上。第三代量子中继需要高保真的量子门，因为纠错编码只能纠正约 50% 的损耗错误^[134]。同时第三代中继还需要高的光子收集和传输效率来避免 50% 以上概率的丢失。值得注意的是，全部三代量子存储器都需要良好的量子界面。并且几乎所有量子中继协议都依赖于良好的存储时间。目前作为量子中继节点的候选者包括单离子，冷原子，NV 色心，原子系综和半导体量子点等等，其作为量子存储器的相关性能在文献^[130]中有详细的总结，本文中不再赘述。

1.3 本章小结

本章概述了量子信息技术的基本原理和发展现状。量子网络技术对于扩展量子计算规模以及提升量子通信的距离和安全性具有重要意义。量子网络主要

由光子比特（适用于远距离传输）、存储和操作节点以及用于二者之间耦合的量子界面组成。这些节点实质上是小型量子处理器，通常要求具备长相干时间的存储能力和进行门操作的能力。由于被囚禁的离子具有相当长的比特相干时间和高保真度的量子门操作，它们成为量子网络节点的理想候选者。被囚禁的离子既可以作为分布式量子计算网络的节点，扩展基于被囚禁离子的量子计算机的规模，也可以作为量子中继所需的量子存储器，其高保真的门操作为构建第二代、第三代量子中继提供了可能。

第 2 章 离子阱设计与 Ba^+ 量子比特

离子阱利用静电场和射频电场（Paul 阱）或静电场和磁场（Penning 阱）将单个或多个离子以及离子团囚禁在高真空环境中。与超导平台、半导体系统或晶格中的色心相比，被囚禁的离子所处的环境更为纯净，因此它们成为了高质量的量子比特载体。

在上个世纪中叶，随着量子力学的发展，人们对微观粒子的研究兴趣日益浓厚，对囚禁并测量特定粒子性质的需求也日益增长。离子阱最初的设计并非用于囚禁离子，而是用于囚禁更小的带电粒子——电子。1949 年，Pierce 在其著作《Theory and Design of Electron Beams》中提出了利用电场和磁场组合囚禁电子的构想^[135]。Hans Dehmelt 对此进行了深入的计算，并于 1959 年成功构建了第一个 Penning 阱。随后的数十年中，Penning 阱常被用于囚禁电子、质子等带电粒子，并见证了人类对正电子和反氢的制造与捕获^[136-138]。

1953 年，Wolfgang Paul 提出了一种无需磁场的质谱仪，它利用射频电场和静电场囚禁带电粒子，这就是我们现在所熟知的 Paul 阱。四十多年后，他因此荣获 1989 年诺贝尔奖。

1982 年，费曼提出了量子计算的概念。进入 90 年代中期，随着著名的 Shor 算法和 Grover 搜索算法等量子计算算法的提出，人们开始寻找合适的量子计算平台。Paul 阱因其囚禁离子的出色性能再次受到关注。仅过了十多年，2012 年，David J. Winland 就因在利用离子阱操控量子比特技术方面的杰出贡献而获得诺贝尔奖。

本章将详细介绍离子阱的基本原理，展示我们的装置设计方案，并进行性能仿真。此外，我们还将简要介绍所使用的 Ba^+ 离子作为量子比特的特性，以及我们的实验方案。

2.1 离子陷阱

在探索原子性质的过程中，常需将原子限制在特定区域内进行观测。虽然驻波场、偶极阱以及光镊技术在中性原子囚禁方面取得了显著进步，但它们的囚禁时长仍远不及电磁场对离子的囚禁。这主要是因为偶极相互作用强度远低于点电荷和电场间直接的电磁相互作用，离子阱中的势阱深度通常情况下可以大于光场生成的偶极阱（ $\sim$ 数个电子伏特）。单离子在离子阱中的囚禁时间可长达数月^[139]。使用电磁力囚禁离子不仅避免了激光照射的潜在影响，还确保了离子内态的稳定性。

2.1.1 Paul 阱的基本原理

在自由空间中使用纯电场捕获离子是一个值得思考的问题，使用一维简谐势可以限制一个一维移动的粒子，因而可以自然的想到构造三维简谐势

$$\Phi(x, y, z) = \frac{U}{2} (\alpha x^2 + \beta y^2 + \gamma z^2). \quad (2.1)$$

下面考虑 α, β, γ 的取值，在无电荷的空间中，拉普拉斯方程要求电场的二阶导数之和在每一点都为零，即

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0. \quad (2.2)$$

然而，为了产生三维束缚电势，三个方向的二阶偏导数必须具有相同的符号。这意味着至少有一个方向的电势二阶偏导数符号与其他方向相反。Paul 陷阱的基本设计思路是利用至少在一个方向上发散，而在其他方向上束缚的电势，并使其不断旋转。某一时刻的电势形状如图2.1所示。当离子开始沿着发散方向移动时，在逃逸之前，旋转的电势会使该方向变为束缚状态，从而防止离子逃逸。

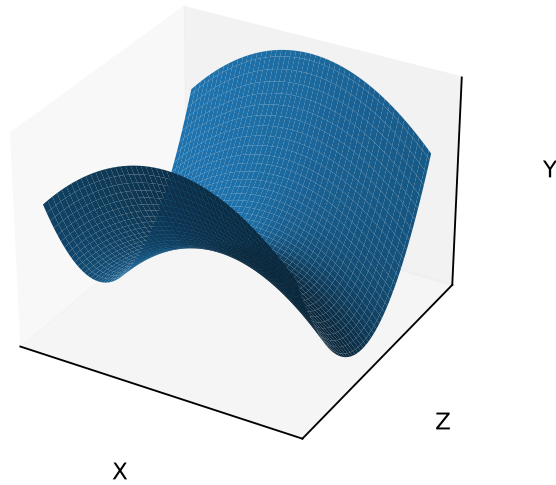


图 2.1 囚禁离子的马鞍形电势。

实际上，这种设计是在原先的电势基础上加入了交流电势项，电势整体可以表示为

$$\Phi(x, y, z) = \frac{U}{2} (\alpha x^2 + \beta y^2 + \gamma z^2) + \frac{U_{rf}}{2} \cos(\omega t) (\alpha' x^2 + \beta' y^2 + \gamma' z^2) \quad (2.3)$$

. 此时在拉普拉斯方程的约束下有

$$\begin{aligned}\alpha + \beta + \gamma &= 0, \\ \alpha' + \beta' + \gamma' &= 0.\end{aligned}\tag{2.4}$$

加入交流电场之后我们不再考虑某一时刻的电势，而是考虑时间平均下的电势——赝势。让这一赝势在三个方向上都有约束的解有两种。

第一种情况下

$$\begin{aligned}\alpha = \beta = \gamma &= 0, \\ \alpha' + \beta' - \gamma' &= 0.\end{aligned}\tag{2.5}$$

在这种情况下，离子在三个方向都由射频电场束缚，这种陷阱也被称为点陷阱或3D阱。最简单生成符合这种谐振子形状电势的方法是使用与电势形状相匹配的电极。因此，最早设计的离子阱在侧面包围一周采用双曲面形电极，顶部和底部也使用双曲面形状的电极，其整体结构如图2.2所示。

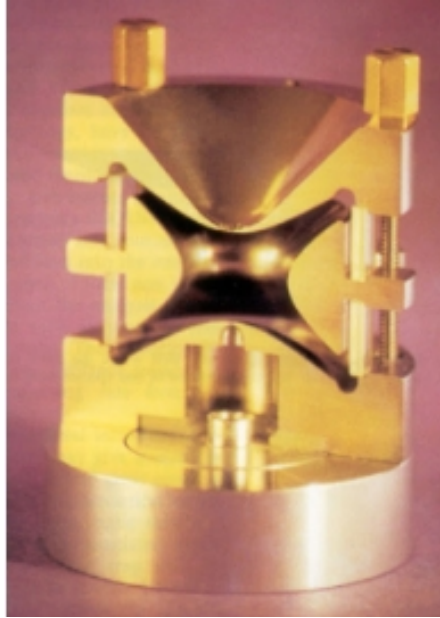


图 2.2 早期双曲面电极形状的 Paul Trap 横截面示意图，图片引用自文献^[140]。可以看出侧面一圈的电极的截面为双曲面，同时顶部与底部的电极的截面也是双曲面。

这种形状的离子阱能够产生理想的囚禁电势，但随着基于离子的量子计算技术的不断发展，其存在的问题也逐渐显现。一方面，由于量子比特是编码在被囚禁离子的内态上，需要利用激光或微波进行操控，然而这种结构通光能力较弱，不利于对量子比特的操纵。另一方面，陷阱中存在一个射频零点，即离子仅在该点处感受到的交流电场为零。因此，当陷阱中囚禁不止一个离子时，离子间的库仑斥力会导致离子无法稳定停留在这个点，从而不断受到射频电场的推动而被加热^[141]。这在尝试扩展单个离子阱内量子比特数量时，会对量子比特的操作保真度产生不利影响。

针对第一个问题，研究者们放弃了使用双曲面电极，转而采用能够构造相似拓扑状态电势场的结构，如针状电极和柱状电极。对于第二个问题，则需要重新审视电势的构造。事实上，除了公式 2.5 中提到的第一种解，还存在另一种符合拉普拉斯方程要求的解

$$\begin{aligned}\alpha + \beta - \gamma &= 0, \\ \alpha' &= -\beta', \\ \gamma' &= 0.\end{aligned}\tag{2.6}$$

在这种情况下，离子仅在一个平面内受到射频电场的束缚，而在垂直平面方向上则需要增加端盖电极，利用静电场进行束缚。这使得其中心垂直于射频约束平面的一条轴线上射频场为零，从而允许多离子以链状排列其中，或利用直流电极进行离子的平移操作。

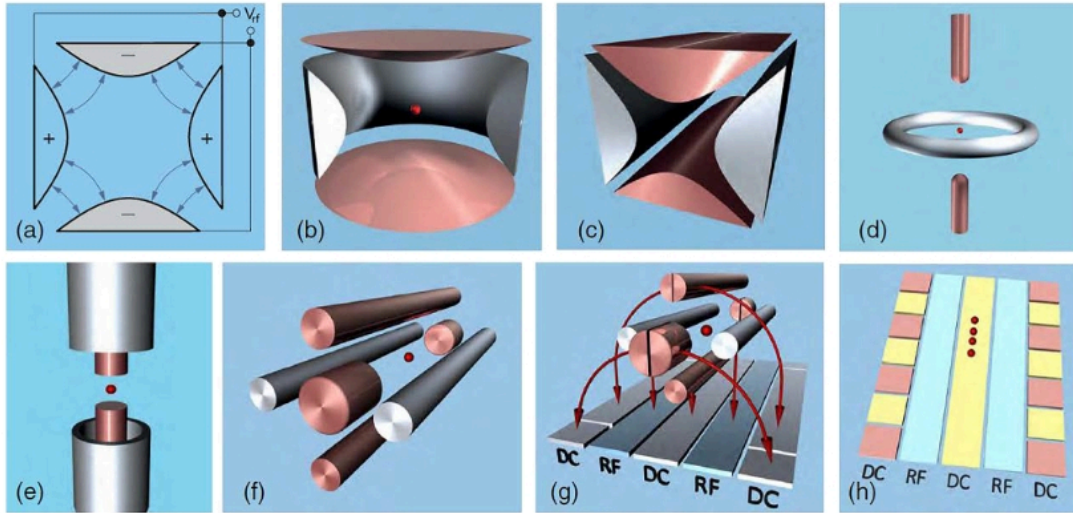


图 2.3 3D 和 2D Paul Trap 的基本形态以及它们经历的各种演化变体 (a) 展示了 3D 和 2D 陷阱的基本电场情况。对于 3D 陷阱，其展示了旋转截面的情况；对于 2D 陷阱，则展示的是横截面情况。实际使用时，还需在垂直纸面方向增加一对端盖电极。(b) 早期的 3D 陷阱使用双曲面电极，具有圆柱对称的形状。(c) 基本的 2D 陷阱结构，在不增加施加直流电压的端盖电极的情况下，它无法约束离子在轴向的运动，因此起初被用来制作质谱仪。(d) (e) 都是 3D 陷阱的简化变体，为了增加其通光性能，电极形状被改成了针状和柱状。值得注意的是，实际上侧面的电极不一定需要增加射频电压，将其连接 GND 也可以形成谐振子电势，因此进一步的简化版本可以直接将其省略，因为可以认为无穷远处电势为 0，从而成为接地电极。(f) (g) (h) 都是 2D 陷阱的变形，其电极形状的变化使得通光性能得到了提高。电极结构向表面的发展使得其可以被使用成熟的集成电路工艺制作，其可扩展性也大大提升。图片引用自文献^[142]。

离子阱技术经过数十年的发展，为适应量子信息科学的需要，已经衍生出众多变体，如图 2.3 所示。这些变体的设计均旨在解决离子阱的通光性能、可扩展性以及量子比特保真度等关键问题。

2.1.2 离子陷阱的设计与仿真

在此，我们展示了一种设计，该设计将光纤微型法布里-珀罗腔与离子阱系统相结合，其中镀金的短光纤直接用作陷阱的电极。关于光纤腔的设计及其结构设计的具体原因，我们将在后续章节中详细阐述。在此，我们仅关注与囚禁离子相关的电场部分。图2.4展示了电场相关组件的总体设计。

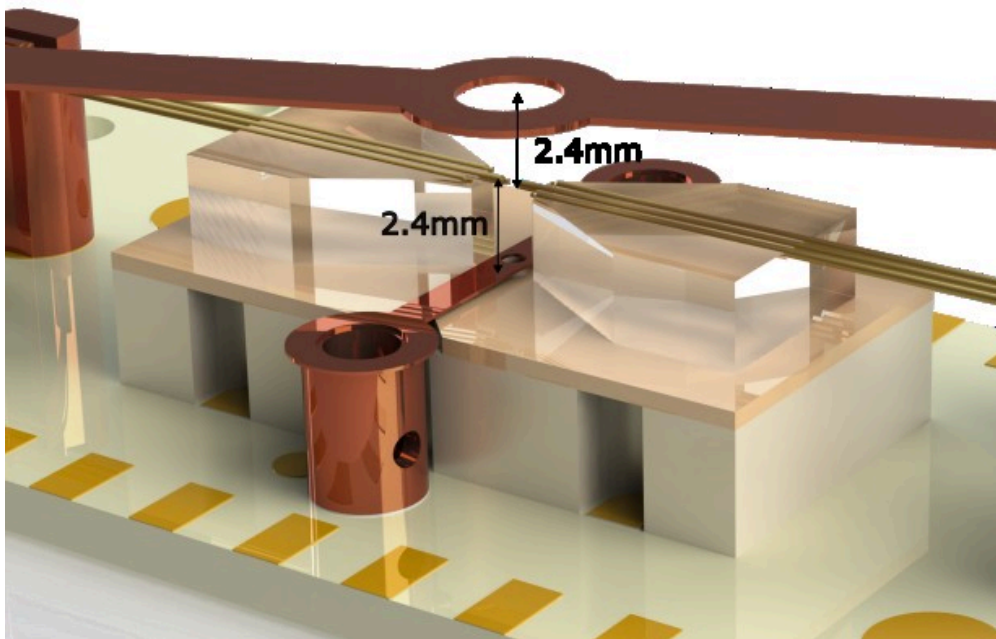


图 2.4 我们设计的 3D 陷阱专为集成光纤微腔而打造。光纤微腔经过镀金工艺处理后，被用作中心的射频电极。同时，两侧则采用了经过工艺处理后的光纤作为横向补偿电极。至于纵向补偿电极，则由距离较远的上下两片不锈钢片构成。在此设计中，上电极与离子的距离被精确设定为 2.4 mm，与离子下电极的距离保持一致。

图中的射频电极是由端面加工有微镜的光纤在外围镀金制作而成，其头部经过刻蚀处理，以增强结构的通光性能。刻蚀前，光纤的直径为 $250\text{ }\mu\text{m}$ ，刻蚀后部分光纤直径缩减至 $120\text{ }\mu\text{m}$ 。刻蚀液面交接部分在刻蚀与未刻蚀区域之间形成了圆台型结构，交界部分长度通常在 $200\text{--}400\text{ }\mu\text{m}$ 范围内。光纤外部包裹有 $8\text{ }\mu\text{m}$ 厚的金属金层。更精细的电极位置尺寸详见于图 2.5。此外，上下方向的补偿电极距离势阱中心的垂直距离均为 2.4 mm 。两根加工成电极的光纤微腔之间的距离为 0.3 mm ，同侧补偿电极之间的距离为 2 mm ，而平行摆放的三根电极之间的间距为 0.5 mm 。

有关制作电极的工艺，我们将在后文详细阐述，在此，我们的模型展示了电极的外形。实验中，直接在中心的一对电极上施加射频电压，可以构建了一个前

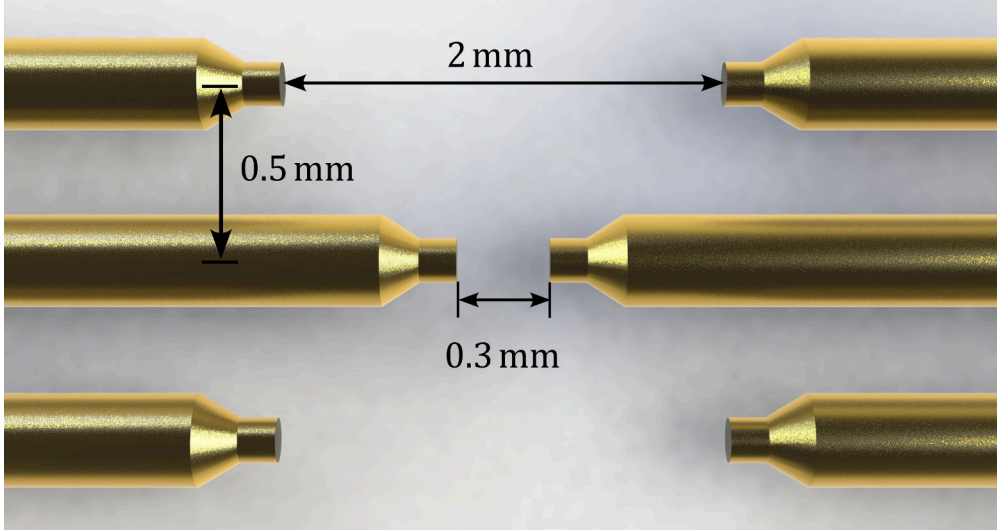


图 2.5 势阱中心附近的电极结构放大图片详细展示了各个电极之间的距离。图中，相对的辅助电极头部间距为 2 mm，而中间的 rf 电极头部间距为 0.3 mm，这恰好是设计的腔长。此外，同侧的辅助电极与 rf 电极之间的距离为 0.5 mm。

文提及的简化版 3D 陷阱。该陷阱以无穷远电势零点取代图 2.3(d) 结构侧面环状电极而形成一个点陷阱，该陷阱能够稳定地囚禁单个离子。

然而，在实际实验中，离子在射频电场产生的势阱中运动，其运动表现为两种震动的叠加：一是幅度较大的久期运动，二是与射频电压频率相同但方向相反、幅度较小的微运动。为了补偿这种微运动，实验中使用了额外的直流电极。这些电极被称为补偿电极，在我们的设计结构中，中心电极两侧额外设置了四根电极。其中，相对的两根电极连接至同一电压源，用于补偿离子在垂直射频电极方向的微运动；而沿射频电极方向的微运动则通过直接在射频电极上叠加直流偏置来补偿。此外，整个结构的上下方向各设置了一片面积较大但距离更远的电极，它们连接至直流电压源，用于补偿离子在上下方向的微运动。我们仿真了整个结构在施加电压后产生的静电势，其在三个方向的分布如图 2.6 所示。

仿真中，我们使用的射频电压为 300 V，频率为 20 MHz，结果显示，这一条件下在三个方向上均产生了良好的束缚电势。然而，在实际实验操作中，若射频电极间距离较远，通常需要在射频端施加更高的电压，有时甚至达到上千伏，以获取更深的囚禁势阱。但需要注意的是，这样做可能会增加电极上电流的产热而导致离子被加热。

2.1.3 陷阱中离子的运动

在考虑 Paul 阱中离子的运动情况时，我们注意到由于交流电场的应用，被囚禁的离子实际上是在做小尺度的运动。本论文接下来的部分将深入分析在 3D Paul 陷阱中单个离子的动力学行为。为了简化模型，这里不讨论多离子相互作用

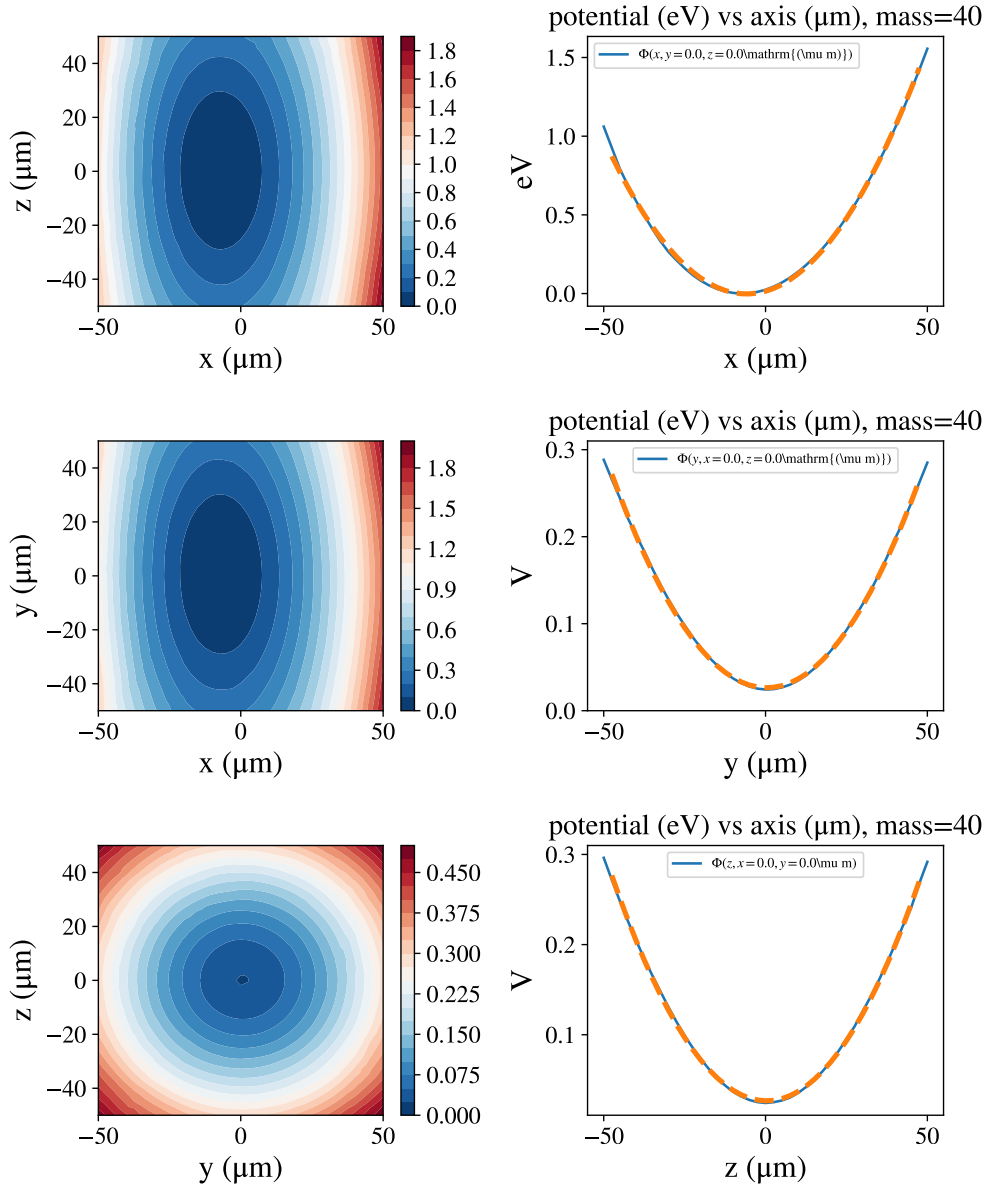


图 2.6 对势的仿真计算结果显示，我们的陷阱设计在三个方向上均展现出良好的束缚效果。在仿真过程中，我们采用了 300 V 的射频电压和 20 MHz 的频率。根据拟合结果，沿光纤方向（即 x 方向）的久期频率为 7.7 MHz，而另外两个方向（yz 平面，垂直于光纤的平面）的久期频率为 3.6 MHz。

的情况。

一个典型的三维针状电极陷阱中的电势表达式可以表示为：

$$\phi(\vec{x}, t) = (U_0 + \tilde{U} \cos(\Omega t)) \cdot \frac{x_1^2 + x_2^2 - 2x_3^2}{4d^2}. \quad (2.7)$$

其中，参数 d 代表了从陷阱中心到电极的距离，因此两个相对的针状射频电极之间的总距离是 $2d$ 。假定这两个射频电极沿着由 x_3 轴表示的方向分开，且每个电极上施加的电压具有形式 $U_0 + \tilde{U} \cos(\Omega t)$ ，其中的 Ω 是所施加交流电场的频率。在初始时间点（ $t = 0$ ），当离子位于 $x_1 = x_2 = 0$ 且 $x_3 = d$ 的位置时，该点

的电势可表示为:

$$\Phi(x_1 = x_2 = 0, x_3 = d, t = 0) = \frac{U_0 + \tilde{U}}{2}. \quad (2.8)$$

文献中已给出了质量为 m 、带电荷量为 $Z|e|$ 的离子在公式 2.3 所描述的此类电势中的运动方程^[143], 其三维形式为

$$m\ddot{\vec{x}} = Z|e|\vec{E}(\vec{x}, t) = -Z|e|\nabla\Phi. \quad (2.9)$$

接下来, 我们定义以下参数

$$\begin{aligned} a_1 = a_2 = -\frac{1}{2}a_3 &= \frac{2Z|e|U_0}{md^2\Omega^2}, \\ q_1 = q_2 = -\frac{1}{2}q_3 &= \frac{Z|e|\tilde{U}}{md^2\Omega^2}. \end{aligned} \quad (2.10)$$

利用这些参数, 我们可以将方程 2.9 进一步改写为更简洁的形式

$$\ddot{x}_i + [a_i + 2q_i \cos(\Omega t)] \frac{\Omega^2}{4} x_i = 0. \quad (2.11)$$

这被称作是标准形式的 Mathieu 微分方程。标准形式的 Mathieu 方程的稳定解形式如下:

$$x_i = A e^{i\beta_i \frac{\Omega t}{2}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n} e^{i2n \frac{\Omega t}{2}} + B e^{-i\beta_i \frac{\Omega t}{2}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n} e^{-i2n \frac{\Omega t}{2}}. \quad (2.12)$$

将通解带入方程, 可以推出迭代递推关系

$$\begin{aligned} C_{2n+2} - D_{2n} C_{2n} + C_{2n-2} &= 0, \\ D_{2n} &= [a_i - (2n + \beta_i)^2] / q_i. \end{aligned} \quad (2.13)$$

根据这一递推关系, 在 $|a_x|, q_x^2 \ll 1$ 和 $C_{\pm 4} \approx 0$ 的低阶近似条件, 以及 $B = A$ 的边界条件下, 我们可以写出其解^[143]:

$$\begin{aligned} \beta_i &\approx \sqrt{a_i + q_i^2/2}, \\ x &\approx 2AC_0 \cos\left(\beta_i \frac{\Omega}{2} t\right) \left[1 - \frac{q_i}{2} \cos(\Omega t)\right]. \end{aligned} \quad (2.14)$$

从这个式子可以清晰地看到, 离子的运动在单个维度上表现为两种简谐振动的叠加。其中, 低频运动是前文提及的久期运动, 频率为 $\beta_i \Omega/2$, 且远小于 ω_{rf} ; 高频运动的频率为 Ω , 我们称之为微运动。微运动的振动幅度是久期运动的 $q_i/2$ 倍, 其频率与射频电压一致, 但相位相反。

为了调节微运动以更好地冷却离子至基态, 前文已提及我们采用了六个补偿电极并在射频电极上叠加直流电压的方法。这一举措引入了一个外部的直流电场。当存在外部额外的直流电场时, 标准形式的 Mathieu 方程将发生如下变化

$$\ddot{x}_i + [a_i + 2q_i \cos(\Omega t)] \frac{\Omega^2}{4} x_i = \frac{Z|e| \cdot E_{\text{stray},i}}{m}. \quad (2.15)$$

其中, E_{stray} 代表外部直流电场, 而 $E_{\text{stray},i}$ 则表示该电场在第 i 个维度上的分量。在此, 我们假设电场是均匀且不随时间变化的。在相同的绝热近似条件下, 我们可以得到其解^[144-145]

$$x_i = [x_{0,i} \cos(\Omega t + \phi_i)] \left(1 + \frac{q_i}{2} \cos(\Omega t) \right) + x_{\text{stray},i} + \frac{q_i \cdot x_{\text{stray},i}}{2} \cos(\Omega t). \quad (2.16)$$

上式中, $x_{\text{stray},i}$ 表示由外部直流电场引起的位移, 其取值由下式给出:

$$\vec{x}_{\text{stray}} = \frac{Z|e|}{m} \sum_k \frac{E_{\text{stray},i}}{\Omega^2} \hat{i}. \quad (2.17)$$

首先, 本式阐明了直流电压调控各方向微运动的机理。微运动是与驱动射频场反向的小幅振动。对比上式和公式 2.14, 我们发现其第三项为与射频驱动频率 Ω 同向的振动, 其振幅取决于离子偏离平衡位置的距离 $x_{\text{stray},i}$ 。因此, 通过调整离子相对于单纯射频电场产生的势阱中心位置, 可有效补偿微运动。

此外, 直流电压可直接导致离子相对于平衡位置产生小幅位移 $\vec{x}$ 。这对我们的实验至关重要。在设计的光学谐振腔中, 腔内光场以驻波形式存在, 其驻波场在垂直谐振腔方向直径仅为数微米, 而在谐振腔方向则以半波长为周期呈现明暗变化。为确保离子与谐振腔良好耦合, 需确保离子位于驻波场中。然而, 机械偏差可能影响射频势阱中心位置, 导致耦合失败。因此, 增设的补偿电极可确保离子处于谐振腔中的驻波场中。为评估离子移动距离, 我们仿真了轴向和法向直流电压对势阱中心位置的影响, 结果如图 2.7 所示。

在竖直方向上, 施加 5 V 直流电压可驱动离子移动约 2.5 μm ; 而在垂直于射频电极的水平方向上, 同样电压可使势阱中心移动约 4 μm 。

2.1.4 离子的装载

加载离子至离子阱中, 通常需先将其对应的中性原子引入捕获区域。随后, 利用双光子发射过程将原子最外层电子激发, 使其转变为离子。这些离子随后被射频电场捕获。通过持续进行多普勒冷却, 并适时停止加载原子及调节囚禁电压, 最终完成离子的装载过程。

1. 原子产生

有多种方式可以将原子装载到离子陷阱区域, 其中, 通过加热产生准直的热原子束是最常见的方法。这种方法涉及将所需的金属单质填充至细小的管中, 随后利用加热炉管向特定方向喷射原子束。此外, 激光溅射法也是一种常用的加载方式^[146], 它利用高能激光束直接照射预置于真空腔内的金属标靶, 从而溅射出大量高速原子。相较于热准直原子束法, 激光溅射法无需预热, 可直接实现原子装载, 但其产生的原子速度较快, 因此并不适用于势阱较浅的情况。此外, 还有基于磁光阱的方法, 这种方法能提供清洁且低速的原子源, 但由于其成本较高、

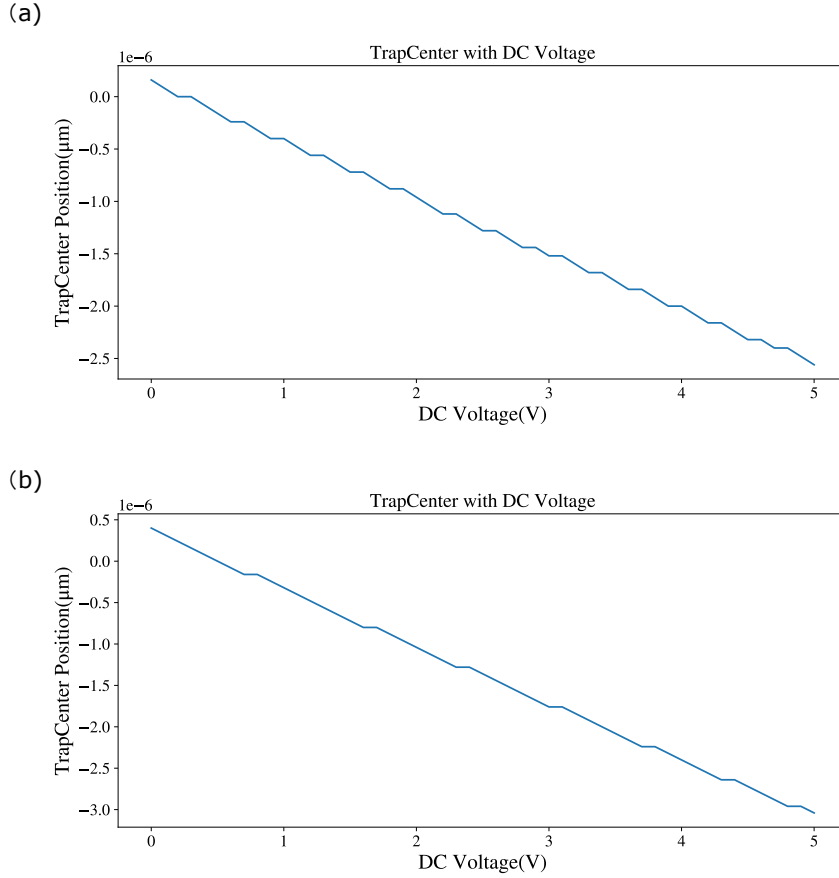


图 2.7 势阱中心移动的距离随辅助电极电压的变化 (a) 竖直方向势阱中心随上电极所加直流电压的变化 (b) 水平方向势阱中心随单侧两根辅助电极电压的变化。

技术复杂，因此并非主流方法^[147]。为了适应低温表面阱，已有结合前两种方法的装载方案被提出^[148]。

尽管我们的陷阱深度足够，但考虑到系统的特殊性，我们仍倾向于避免使用加载速度更快的激光溅射法。这是因为激光溅射产生的金属运动方向性不强，随着使用次数的增加，其附着在高精细度腔面上的情况难以预测，可能会增加谐振腔损耗。相比之下，加热产生的原子具有更好的准直性，通过精确设计机械结构来控制原子束的空间发散角，我们可以确保原子束从间距 $300\ \mu\text{m}$ 的射频电极间穿过，而不会附着在电极端面上，从而保持镜面反射率的稳定。

2. 原子炉的设计

我们设计的原子炉的基本结构如图 2.8(a) 所示。炉管中填充产生原子束的材料，并接入直流电源的一极，同时在适当位置连接负极。为确保炉管正常运作，材料的填充高度不可以超过电流加热的区域，以防止未被加热部分填充的材料遮挡出口。炉管喷出的金属原子穿过不锈钢底座中心后，会经过由氮化铝材料制

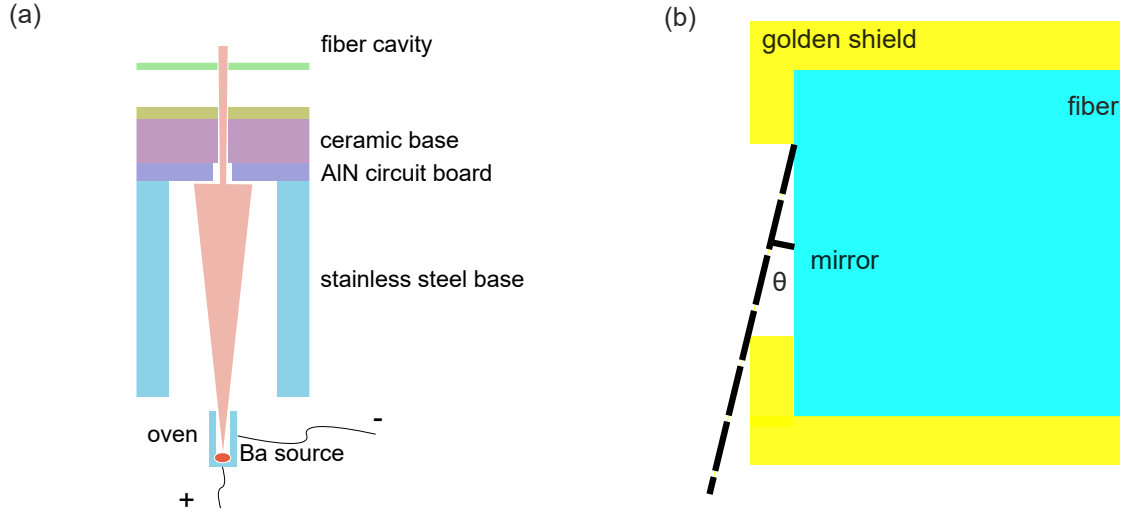


图 2.8 用于加热产喷出热原子束的原子炉结构，利用在中心电极下方的小孔来限制原子束的发散角从而避免喷出的原子散射沾染到光纤微腔的端面。

成的电路板上直径为 3 mm 的小洞。接着，原子束通过陶瓷底板中心的小孔，与射频电极中心精确对准。为限制原子束的发散角，陶瓷底板上的小孔直径被设定为 $d_{top} = 0.5$ mm。整个机械装置的详细结构可见图 2.9。

炉管长度为 $d_1 = 4$ cm，炉管管口与陶瓷底板顶部小孔出口的间距为 $d_2 = 2$ cm，管口内径为 $d_{sub} = 0.8$ mm。值得注意的是，金属源应填充至炉管底部，且填充厚度不应超过 1 cm。如图 2.8(b) 所示，光纤端面的金层厚度为 $8\ \mu\text{m}$ ，未覆盖区域的直径约为 $75\ \mu\text{m}$ 。据此，我们计算出原子束在完全不粘到镜面时的最大发散角为 $\theta = 6^\circ$ 。若金属填充至炉管底部且厚度为 1 cm，则原子束的最大发散角可由下式得出：

$$\theta_{\max} = \arctan\left(\frac{d_{sub} + d_{top}}{d_1 - 1 + 2d_2}\right) \approx 7^\circ. \quad (2.18)$$

因此，当金属填充厚度不超过 1 cm 时，可确保原子束受其最大发散角限制，避免直接溅射到光纤电极的镜面上。此外，过多的填充会导致吸热量增加，进而需要更大的加热电流。

3. 金属源选择

我们尝试了两种装填金属源的方式。首先，我们直接填充了 Ba 金属单质。然而，由于 Ba 的金属活动性很强，其暴露在空气中会迅速氧化。因此，我们尝试在干冰氛围的保护下，使用钨制细针将 Ba 金属单质填充到炉管中。接着，在开启离子化光的情况下，我们在超高真空环境中逐渐增大加热炉管的电流，通过观察原子激发荧光来判断是否有原子喷出。遗憾的是，尽管我们尝试了多种方法，直到炉管被烧断也未能观察到原子荧光。我们推测，装填过程中干冰吸热可能导致周围水蒸气在使用的工具设备上液化成水滴，进而与金属 Ba 发生反应，这可

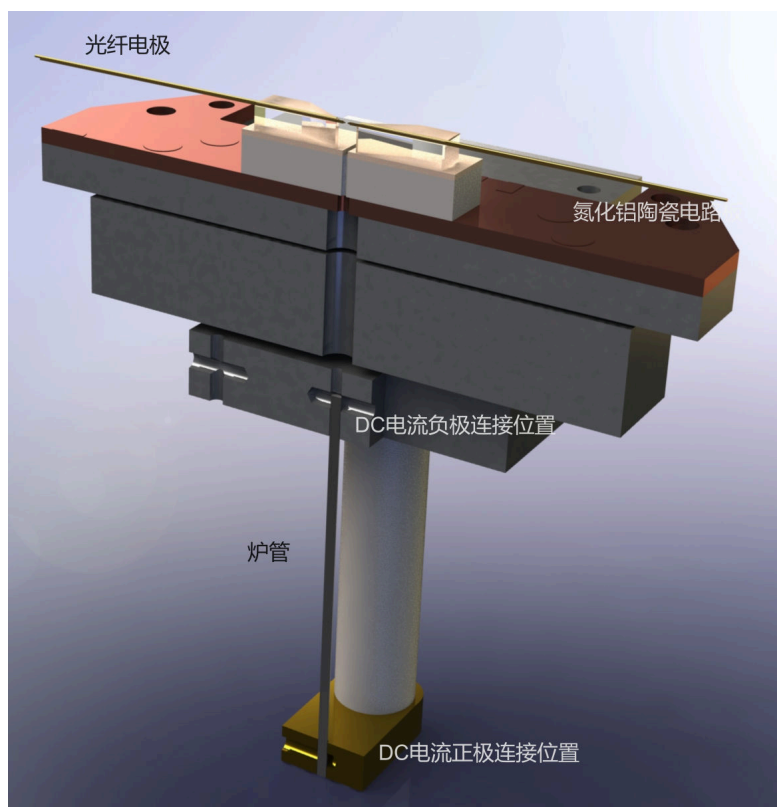
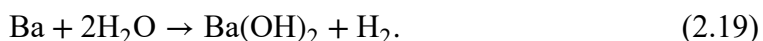
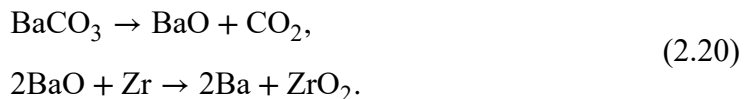


图 2.9 钡原子炉装配在离子阱装置的底部，通过上方的小孔喷出原子束飞跃射频电极中间的区域。

能是导致未能观察到原子荧光的主要原因。



因此，我们转而考虑装填钡的化合物而非单质。碳酸钡在加热到 $1300\text{ }^\circ\text{C}$ 时分解为氧化钡和二氧化碳。一些在常温大气环境下能保持稳定的金属，例如铝或者锆，同样可以在高温真空环境中将氧化钡还原为金属钡单质。其反应方程为



我们需在大气环境下将碳酸钡与金属锆单质混合后填充到炉管中。实验中所用碳酸钡试剂由国药集团生产，纯度大于 99%，而金属锆颗粒为微米级别的不规则形状，并保存在水中。根据反应方程式，金属锆与金属钡的反应物质的量比为 1: 2。考虑到碳酸钡的分子量为 197.336，锆的原子量为 91.224，我们计算出所需的两种物质质量比约为 1: 1。在实际操作中，我们使锆稍过量，以确保反应完全进行。

4. 炉管材料选择

对于炉管的材料选择，我们尝试了两种不同的金属材料，分别是不锈钢和钛，其尺寸都是一致的，两种材料的电阻率和熔点如表 2.1 所示。从表 2.1 中我们可以看到不锈钢的熔点只略高于反应的发生温度，我们一开始尝试了使用不锈钢材料制作炉管，炉管尾部压扁后利用压焊的方式将其与导线连接（因为焊锡对超高真空环境不兼容）。但遗憾的是被压扁的部分无法承受高温熔断了，我们认为这是由于这部分内部没有装药吸收热量，因此其温度更高，当装药部分还未或刚刚到达反应温度，压焊部分就熔断了。

表 2.1 不锈钢和钛的电阻率和熔点对比

	不锈钢	钛
电阻率 ($\Omega \cdot \text{m}$)	6.9×10^{-7}	4.2×10^{-7}
熔点 ($^{\circ}\text{C}$)	1400	1668

随后，我们改进了设计，使用图 2.8 展示的设计结构，在底部增加铍铜热沉以防止过热熔断，最终成功观测到原子荧光。然而，为了将填充物质加热到反应温度，加热所需电流高达 7A。为了降低电流需求并防止炉管被烧断，我们在后续装置中改用电阻率更大、熔点更高的钛管作为原子炉。

5. Ba⁺ 的离子化

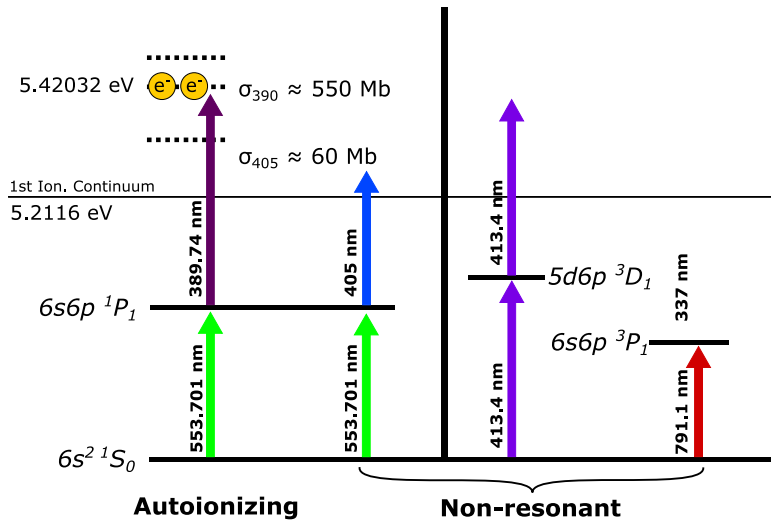


图 2.10 将钡元素离子化常用的几种方案，第一种方案使用了两束与能级共振的激光来将原子离子化，由于使用共振光子，大大增加了加载速度，这里我们使用的是图中第二种的离子化方案。图片引用自文献^[149]。

通常，离子阱中采用双光子电离过程来实现原子的离子化，这主要基于两个原因：首先，单个光子电离通常需要波长较短的紫外光；其次，双光子电离过程能够有效地筛选出所需的同位素。由于不同同位素的原子能级通常存在数百 MHz 的差异，因此，通过调整双光子过程的波长，我们可以实现同位素的筛选。

在实际操作中，我们首先使用第一个光子将原子激发至一个较高的能态，随后再利用第二个光子将原子离子化。在此过程中，第一束激光的波长需要与所需同位素的某一跃迁频率相共振。如图 2.10 所示，对于钡原子而言，这一离子化过程存在多种选择。

图 2.10 中的第一种方案尽管具有非共振方案十倍的离子加载效率^[149]，但我们仍选择了第二种方案以避免使用紫外激光。这是因为集成光纤微腔的离子阱与常规的离子阱装置不同，它必然会将非金属的电介质层暴露于离子附近。紫外光照射可能引发光电效应，产生的电荷因无法在电介质层中传导而积聚在表面，从而极大地干扰囚禁离子的电势。即使此时关闭激光，这些积聚的电荷也需要相当长的时间才能逐渐消散^[150]，这会对囚禁的电场造成不良影响，甚至导致无法捕获并冷却离子。

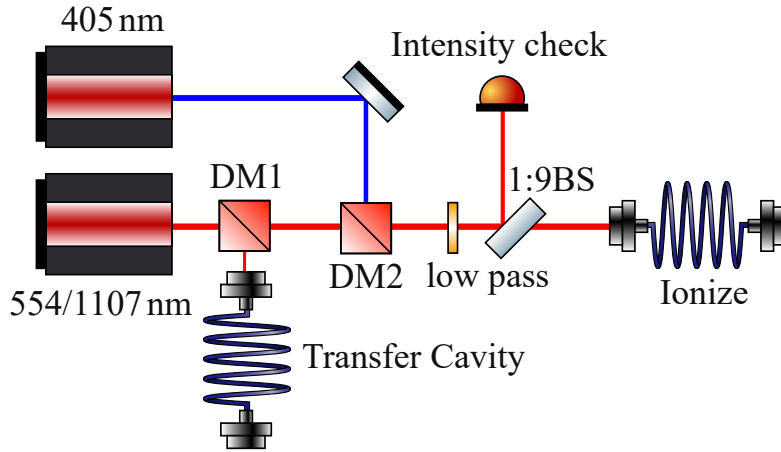


图 2.11 离子化使用的光路配置。首先，我们利用倍频的光纤激光器将 1107 nm 的种子光倍频产生 554 nm 的绿光。随后，通过二向色镜（DM）将 554 nm 的光反射，而 1107 nm 的红外光则会透射。透射的 1107 nm 光被耦合到传输腔中用于波长锁定。反射的 554 nm 激光与 405 nm 激光合束后，再经过一个低通滤波片和一个 1:9 分束器（BS）后聚焦在射频电极之间。

图 2.11 中展示了我们用于离子化的光路简化版，我们使用频准公司生产的一台波长为 554 nm 的倍频激光器。由波长为 1107 nm 的种子光经过光纤连接到放大器，通过倍频产生 554 nm 激光。出射的激光中会包含 1107 nm 和 554 nm 两种成分，使用一个长波通的 DM 将 1107 nm 激光分离并送入传输腔进行波长锁定。而反射的 554 nm 激光则与一支 405 nm 小型半导体激光器的出光合束后再次经过低通滤波片，滤掉其中 1107 nm 的残留成分，随后使用分光比为 1: 9 的 BS 分出部分功率用于监测功率，剩余激光被耦合到一根 S405 单模光纤中并通过物镜聚焦到射频电极之间。

2.2 Ba^+ 量子比特

量子比特的信息被编码在离子的内部电子态中。在选择用于编码量子比特的离子时，通常倾向于那些只有一个价电子的元素，因为它们具有相对简单的能级结构。因此，使用原子编码量子比特时，碱金属是常见选择；而使用离子编码量子比特时，则倾向于选择那些电离后最外层仅剩一个电子的元素。例如，碱土金属中的 $\text{Be}^{+ [19,151]}$ 、 $\text{Mg}^{+ [152]}$ 、 $\text{Ca}^{+ [153]}$ 、 $\text{Sr}^{+ [24]}$ 以及 $\text{Ba}^{+ [154]}$ 都是常用的选择。此外，在镧系金属中， $\text{Yb}^{+ [155]}$ 也因其电离后仅剩一个价电子而备受关注。同时，金属 $\text{Cr}^{+ [156]}$ 也被证实为潜在的量子比特候选者。这些元素因其独特的电子结构，在量子信息处理中展现出广阔的应用前景。

上面提到的离子都已经成功被冷却捕获。这些离子具有一个共同的能级结构特征，即第 n 层的价电子基态为 $^2\text{S}_{1/2}$ ，其上 P 轨道由于 L-S 耦合分裂成两个能级 $^2\text{P}_{1/2}$ 和 $^2\text{P}_{3/2}$ 。基态与这两个能态之间存在直接的偶极跃迁。碱土金属离子在 $n-1$ 壳层存在未被填充的电子轨道 $^2\text{D}_{3/2}$ 和 $^2\text{D}_{5/2}$ 。对于一些比较重的离子，这两个能级的能量高于基态而低于 P 轨道能级，它们与基态之间只存在电四极跃迁，没有电偶极跃迁，因此其能级寿命较长，通常其跃迁线宽约为 1 Hz ，能级寿命可以达到 1 s ，形成了理想的三能级结构。

在量子信息处理实验中， S-P 跃迁通常被用于进行多普勒冷却，而 D 能态则用于存储量子信息。为了避免离子跃迁到 D 能级而退出冷却循环，冷却时需要额外增加 D-P 泵浦激光。此外，在具有奇数核子数的离子中，由于核自旋的存在，其能级结构会进一步分裂出超精细结构。同时，加上磁场后，离子能级也会发生塞曼劈裂。这些特性使得这些离子在量子信息处理中具有重要的应用价值。

2.2.1 Ba^+ 的能级结构

Ba^+ 是第一个被捕获的离子^[157]，相比于其他用于量子计算的离子， Ba^+ 作为量子比特具有两大最主要优点。其一是 Ba^+ 拥有一个相当长寿命的亚稳态 $^2\text{D}_{5/2}$ ，其寿命长达 $31.2\text{ s}^{[158]}$ ，如表格 2.2 所示，这一时间远长于其他离子。

表 2.2 不同离子的 $^2\text{D}_{5/2}$ 能级特性对比

离子种类	到基态跃迁波长 (nm)	能级寿命 (s)
Ca^+	729.1	1.17
Sr^+	674.5	0.36
$\text{Yb}^{+ [159]}$	411	0.0072
$\text{Ba}^{+ [158]}$	1761.7	31.2
$\text{Hg}^{+ [160]}$	281.6	0.1

无与伦比的亚稳态寿命和独立于冷却循环的特性，使其非常适合用于编码光学量子比特或辅助进行高保真度的量子比特读出^[161]。对于我们而言，其超长的能级寿命正是量子中继所需存储器的理想选择。使用 Ba^+ 的另一大优势在于，

其主要操作激光如冷却循环等都在可见光范围内，无需使用紫外激光。这不仅降低了实验难度，而且对于减少光纤头部暴露的电介质材料导致的离子加热也至关重要。因此，我们选择 Ba^+ 作为量子比特的载体。此外， Ba 从基态到 $^2\text{D}_{5/2}$ 的跃迁波长为 1762 nm，这一波长非常适合作为通信波长。目前，除了众多科学研究者外，IonQ 公司也在积极推进使用 Ba^+ 的量子计算机的研发^[162]。

Ba 在自然界中存在 6 种稳定的同位素，此外，一种半衰期为 7.5 年的放射性同位素也因其 1/2 的核自旋而备受关注。各种同位素在自然界中的丰度以及核自旋信息详见表 2.3。

表 2.3 不同 Ba 同位素丰度及核自旋

同位素	核自旋	自然界丰度 (%)
^{130}Ba	0	0.1
^{132}Ba	0	0.8
^{133}Ba	1/2	
^{134}Ba	0	2.4
^{135}Ba	3/2	6.6
^{137}Ba	3/2	11.2
^{138}Ba	0	71.7

图 2.12 展示了最简单也是自然界中丰度最高的 $^{138}\text{Ba}^+$ 的详细能级结构，零核自旋和无 jj 耦合能级（类似于 Yb^+ ）的能级结构使得其操控需要更少的激光，因而也更容易实现。

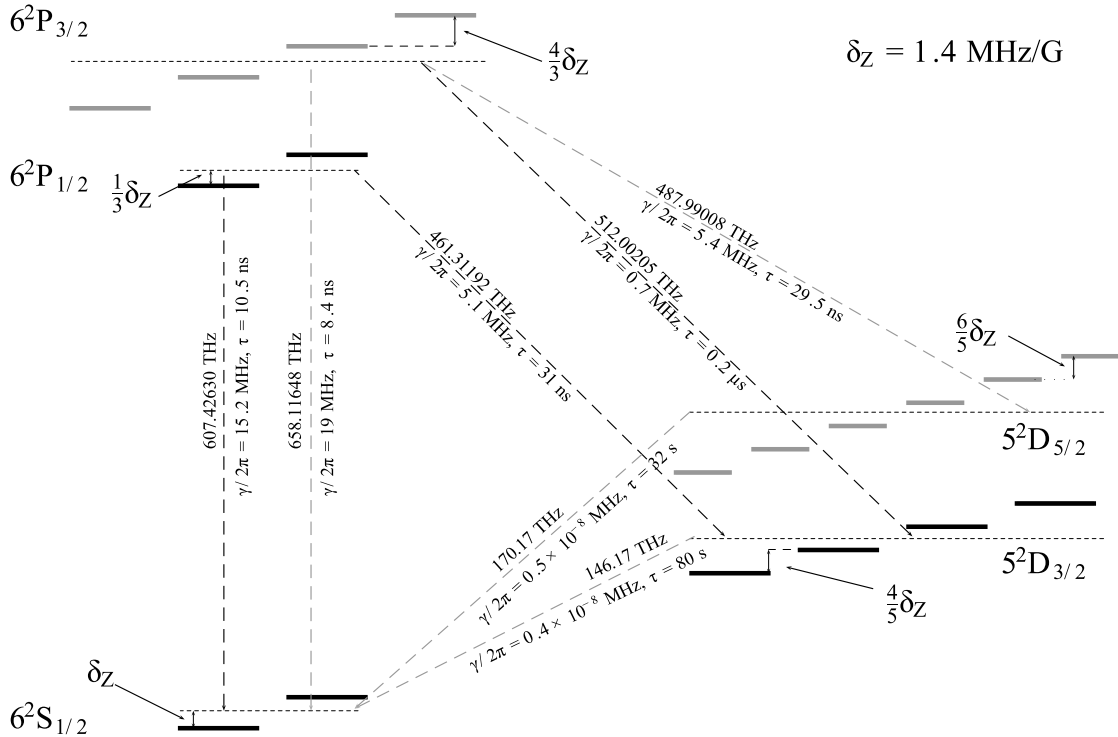


图 2.12 $^{138}\text{Ba}^+$ 能级结构, 图片标注了详细的跃迁线宽和能级寿命, 图片引用自文献^[163]。

2.2.2 编码量子比特

在离子阱系统中，常见的量子比特编码方法主要有三种：光学比特、塞曼比特和超精细比特。光学比特通常编码在粒子的基态与长寿命的亚稳态之间，例如 $^{138}\text{Ba}^+$ 这样的零核自旋粒子。光学比特的操作一般通过可见光和近红外波段的激光来实现，并且对激光的线宽和相位稳定性有严格要求，以保证态之间的相干转换。相比于光学比特，塞曼比特和超精细比特通常由于其较长的能级寿命而具有更长的相干时间，光学比特的相干时间则短得多，约为 0.2 s 的^[18]。

$^{138}\text{Ba}^+$ 没有核自旋，因而缺乏超精细能级，其光学比特被编码在基态 $^2\text{S}_{1/2}$ 和超长寿命的亚稳态 $^2\text{D}_{5/2}$ 上。为实现光学比特的操作，需使用 493 nm、650 nm、1762 nm 和 614 nm 四种波长的激光。其操作过程如图 2.13 所示。

其中 (a) 子图中展示了多普勒冷却的过程，在进行多普勒冷却时，离子需要被保持在一组由红失谐激光驱动的二能级跃迁中，红失谐的光子被离子吸收后辐射出共振光子，光子波长变短，因而带走了离子的动能。此时需要使用红失谐的 493 nm 激光驱动 $^2\text{S}_{1/2} \rightarrow ^2\text{P}_{1/2}$ 态的跃迁，同时为了避免离子掉落到 $^2\text{D}_{5/2}$ 态而退出冷却循环，需要使用共振的 650 nm 激光将离子泵浦回 $^2\text{P}_{1/2}$ 态的跃迁，我们将此时的 650 nm 激光称为再泵浦激光。

(b) 图则展示了初态制备时的激光使用，使用 π 和 σ^- 偏振的共振 493 nm 激光以及混合偏振的 650 nm 激光不断激发离子可以将离子完全抽送到 $^2\text{S}_{1/2}$ 的 $|m = -1/2\rangle$ 态也就是 $|0\rangle$ 态上。

(c) 展示光学比特的操作过程，使用 π 偏振的 1762 nm 窄线宽激光可以进行比特旋转操作，使用一个 π 脉冲可以将 $|0\rangle$ 态翻转到 $|1\rangle$ 态，也就是 $|^2\text{D}_{5/2}, m = -1/2\rangle$ 。

(d) 展示了态探测的过程，同样在 650 nm 再泵浦光的帮助下，使用共振的 493 nm 激光进行循环探测，如果离子处在 $|0\rangle$ 态则被激发到上能级并辐射荧光，如果单次激发后没有成功收集到光子，则初始处于 $|0\rangle$ 态的离子会重新回到其原本状态并再次被激发，处于 $|1\rangle$ 态的离子无法被激发，得益于 $|1\rangle$ 态的长寿命，这一过程的保真度相较于使用其他离子的光学比特时更长。

(e) 展示了清空操作，该操作用于在探测结束后清空处在长寿命亚稳态的比特，使用 614 nm 激光将 $|1\rangle$ 态清除以便进行其他操作。

如果将量子比特编码在基态塞曼能级上 $|^2\text{S}_{1/2}, m = -1/2\rangle$ 和 $|^2\text{S}_{1/2}, m = +1/2\rangle$ 上^[164]。冷却和初始化过程与图 2.13 中展示的完全相同，不同的是塞曼比特的单比特操作可以直接通过微波来完成。但是，要实现确定性的状态探测，1762 nm 的激光器仍然不可或缺。使用对应偏振的 1762 nm 激光可以将 $|0\rangle$ 或 $|1\rangle$ 态转移到 $|^2\text{D}_{5/2}\rangle$ ，然后使用与检测光学比特相同的方法就可以进行量子态探测。

若希望利用具有更长相干时间的超精细比特， $^{137}\text{Ba}^+$ 同样是一个可行的选

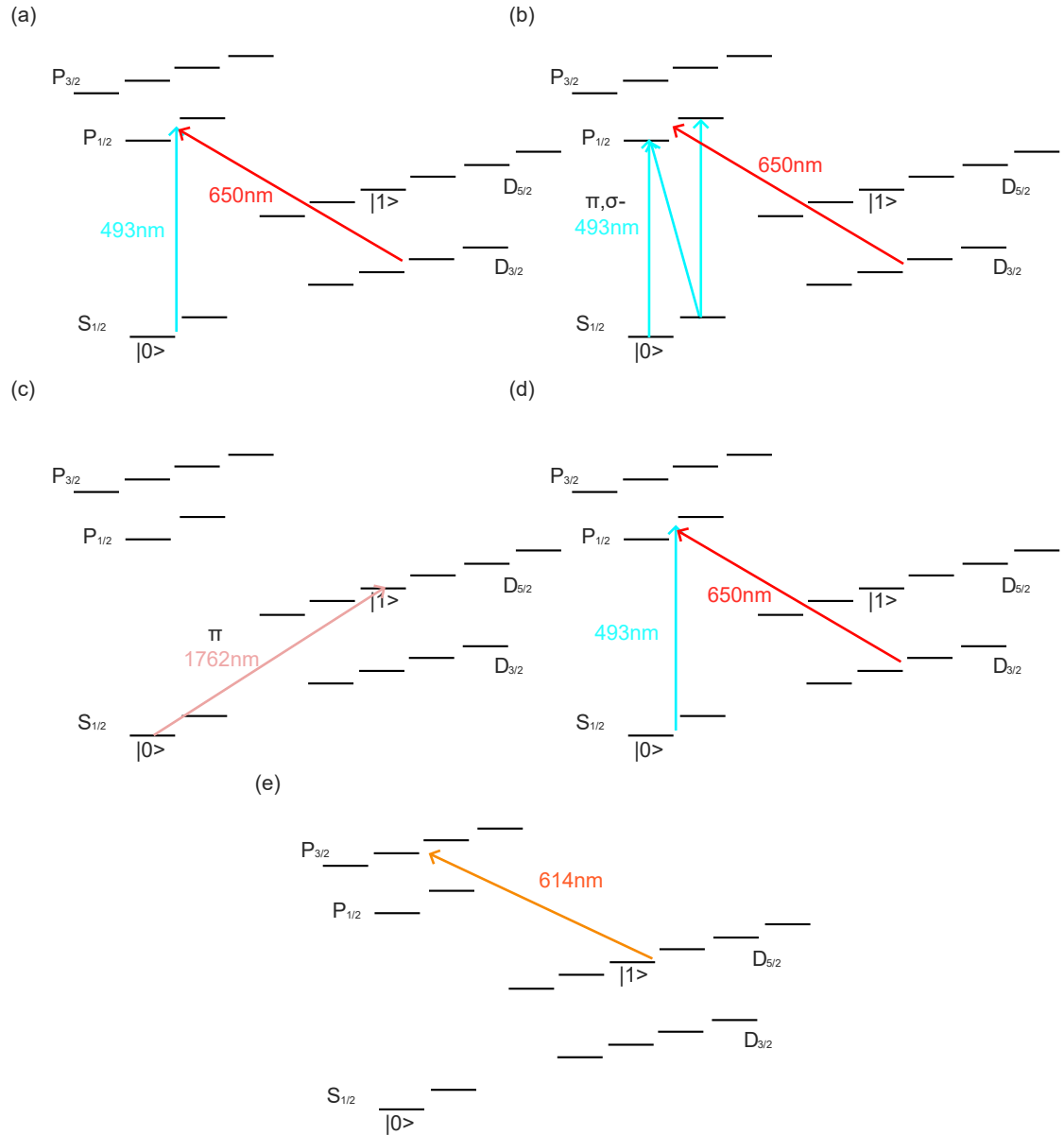


图 2.13 在 Ba^+ 上编码光学比特并进行操作的一种方案，图中未标明偏振意味着需要全部三种偏振的激光 (a) 多普勒冷却 (b) 态初始化 (c) 光学比特操作 (d) 态读出 (e) 清空操作时需要的激光。

择。由于 $^{137}\text{Ba}^+$ 在自然界中的丰度相对较高，我们无需更换原子炉，仅需通过调谐同位素选择光的波长，就可以方便地捕获它。然而，由于 $^{137}\text{Ba}^+$ 的核自旋数较大，其能级结构相对复杂，因此在操纵量子比特时所需的激光需要覆盖更多的边带。关于其具体的操作方式，本文不再赘述，但读者可以在文献^[165]中找到关于此类高核自旋离子的操作方式以及性能评价。

2.3 本章小结

本章我们介绍了离子阱的基本结构和原理，展示了离子阱系统的设计并且使用 Comsol 和 Matlab 等仿真工具计算了赝势的分布，估计了三个方向上的声子频率并考虑了补偿电极对离子的移动能力。此外我们还介绍了原子炉的设计与离子的装载方法。最后，我们介绍了 Ba^+ 离子的能级结构以及在其上编码量子比特和进行单比特门操作的方法。初步的尝试中我们选择了结构简单势阱较深的针阱来进行微腔离子阱结合的测试，将微腔集成在可以囚禁一维离子链的线性陷阱中将允许演示完整的量子中继协议。

第3章 光学微腔的设计

光学谐振腔是高效而优质的量子界面，也是我们系统的核心组成部分。为了减小模式体积以增强光和物质之间的耦合，多种微型谐振腔被制造出来，其中光纤光学谐振腔在今年中受到了广泛关注。本章我们将从光学谐振腔的基本理论出发，讲解谐振腔的结构设计参数选择并估计谐振腔输出模式耦合的效率。随后介绍以 Jaynes-Cummings 模型为基础的光学谐振腔与原子（离子）相互作用理论。作为一种理想的量子界面，谐振腔离子耦合系统具有三个核心参数——腔离子耦合强度 g ，腔损耗 κ 和腔内离子衰变率 γ ，这三个参数最终决定了谐振腔对光子的收集能力以及谐振腔对自发辐射增强能力。

3.1 光学谐振腔的基本理论

法布里-珀罗腔是最早也是最简单的光学谐振腔，由物理学家 Charles Fabry 和 Jean-Baptiste Alfred Péro 于 1896 年共同发明。最初，这一设备主要用于光谱滤波和观测，但随着技术的不断进步，人们逐渐发现了其更多的应用潜力。其基本结构由两片相对放置的镜子组成，它们之间保持一定的距离，允许光线在其中往返传播。当光线在腔内往返一周后，部分能量会从镜子的另一面输出，多次反射的光线叠加形成干涉，因此，法布里-珀罗腔常被用作干涉仪。

基本的法布里-珀罗谐振腔可以分为以下几类：一是由曲面镜子组成的谐振腔；二是由平面镜组成的谐振腔；三是由两面镜子和波导共同构成的谐振腔；四是用于红外光和微波的金属谐振腔；五是由光子晶体周期排列作为反射镜的谐振腔。为了深入理解其原理，我们将从最简单的由两面理想平面镜组成的谐振腔开始探讨。

3.1.1 理想法布里——珀罗腔的透射光谱

通常镀膜材料和镜面会对光有散射和吸收作用，因此实际的镜子是不可能完全反射的，对于理想的反射镜，我们可以不考虑其散射和吸收，而假设其反射率 R 与透射率 T 之和为 1。一个沿着 z 方向传播的经典的平面波可以用

$$\tilde{E}^{(i)} = A e^{i(\omega t - kz)} \quad (3.1)$$

表示，其中 ω 是光频，假设一面理想镜子的反射率为 R ，透射率为 T ，则经过镜子反射的光场可以写成

$$\tilde{E}^{(r)} = \sqrt{R} A e^{i(\omega t + kz)}. \quad (3.2)$$

而透射部分可以写成

$$\tilde{E}^{(t)} = \sqrt{T} A e^{i(\omega t - kz)}. \quad (3.3)$$

由于反射率和透射率一般是针对能量而言的，因而这里的描述电场的系数与其有二分之一次方的关系，反射率和透射率可以由输入输出光场表达为

$$\begin{aligned} T &= \frac{|\tilde{E}^{(t)}|^2}{|\tilde{E}^{(i)}|^2}, \\ R &= \frac{|\tilde{E}^{(r)}|^2}{|\tilde{E}^{(i)}|^2}. \end{aligned} \quad (3.4)$$

考虑一个由两面无穷大理想平行镜面组成的法布里-珀罗腔，如图 3.1 所示。

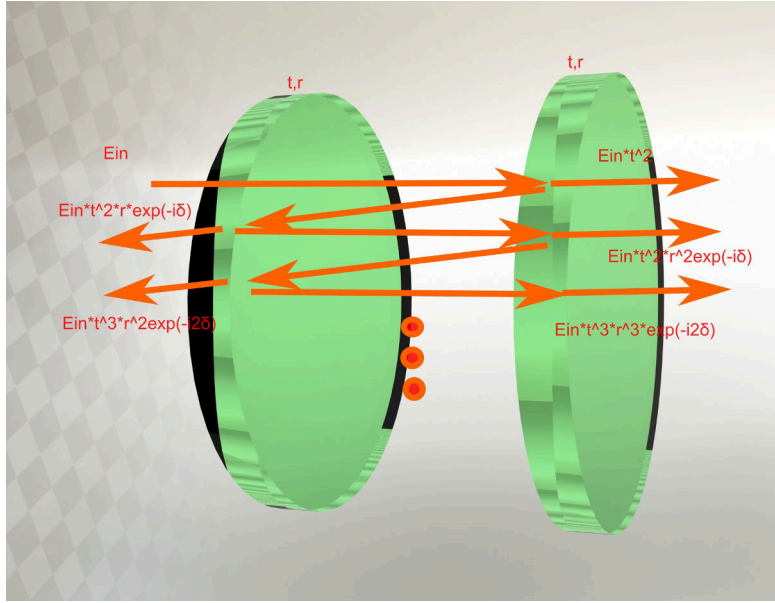


图 3.1 一个理想的法布里-珀罗腔模型，由两块无限大且反射率相同的理想平面反射镜组成

我们将输入光场记作 $\tilde{E}^{(i)}$ ，将第 $i-1$ 次反射输出的光场记为 $\tilde{E}_{i-1}$ ，假设光场在反射镜上每一次反射相位都会增加 ϕ 。此外，对于腔长为 L 的法布里——珀罗腔，光在谐振腔内往返一次也会增加相位 $\phi_0 = 2kL$ ，则在同一面镜子上光场的两次输出之间相位相差

$$\delta = 2kL + \phi. \quad (3.5)$$

我们可以对同一面镜子上后一次输出的光场追加相位因子 $e^{i\delta}$ ，总的透射输出光场 $\tilde{E}^{(t)}$ 可以被写成每次输出光场的叠加

$$\tilde{E}^{(t)} = \frac{T^2}{1 - R^2 e^{i\delta}} A e^{i[\omega t - k(z-L)]}. \quad (3.6)$$

同理可以写出腔内光场以及反射光场的表达式

$$\begin{aligned}\tilde{E}^{(\text{circ})} &= \frac{T}{1 - R^2 e^{i\delta}} A e^{i[\omega t - k(z-L)]}, \\ \tilde{E}^{(r)} &= \frac{R(e^{-i\phi} - 1)}{1 - R^2 e^{i\delta}} A e^{i[\omega t - k(z-L)]}.\end{aligned}\quad (3.7)$$

法布里-珀罗腔的透射率可以由透射电场分量的模方与入射光场模方之比给出

$$T_{\text{FP}} = \frac{T^2}{(1 - R)^2 + 4R \sin(\delta/2)^2}. \quad (3.8)$$

同样的法布里——珀罗腔的反射率可以写成

$$R_{\text{FP}} = \frac{4R \sin(\delta/2)^2}{(1 - R)^2 + 4R \sin(\delta/2)^2}. \quad (3.9)$$

令

$$S = \frac{4R}{(1 - R)^2}, \quad (3.10)$$

可以将其透射率和反射率分别写成

$$\begin{aligned}T_{\text{FP}} &= \frac{1}{1 + S \sin(\delta/2)^2}, \\ R_{\text{FP}} &= \frac{S \sin(\delta/2)^2}{1 + S \sin(\delta/2)^2}.\end{aligned}\quad (3.11)$$

可以看到当 $R \rightarrow 0$ 时 $S \rightarrow 0$ ，此时谐振腔的透射率趋于 1，反射率趋于 0，反之，当 $R \rightarrow 1$ 时 $S \rightarrow \infty$ ，此时如果 $\sin(\delta/2)$ 不趋于 0，那么透射率趋于 0，反射率趋于 1。这反应了两面高反射率的平面镜才能组成法布里-珀罗腔，而且在光场不与谐振腔共振时，几乎所有的光子都会被反射回去。特别的，当 $\sin(\delta/2)$ 趋于 0 时，光场则会透射。

3.1.2 自由光谱程，线宽与精细度

法布里-珀罗腔有三个关键的性能参数，他们分别是其透射光谱上共振峰之间距离——自由光谱程，表征其滤波能力的线宽，以及表征其束缚光子能力的精细度，下面我们来分析推导三者的表达式。首先我们分析相位 δ 的取值，当

$$\delta = 2m\pi \quad (3.12)$$

且 m 的取值为正整数时空腔和入射光场共振，此时透射光最强，而反射光最弱，入射光成功的透过了两面对其波长高反射率的镜子，在确定腔长 L 的情况下，根据相位 δ 的表达式计算共振频率为

$$\nu_m = \frac{mc}{2L}. \quad (3.13)$$

此时，透射谱上相邻两个共振频率间距为

$$\text{FSR} = \nu_m - \nu_{m-1} = \frac{c}{2L}. \quad (3.14)$$

其中 c 为光速，这也被称为腔的自由光谱范围。根据 3.11 式绘制的不同反射率下的法布里——珀罗腔透射谱如图 3.2 所示。当反射率 R 较大时，透射谱呈现出尖锐的共振峰，而当 R 较小时，透射谱呈现出宽阔的共振峰。共振峰的半高全宽 (FWHM) $\Delta\nu$ 被称为谐振腔的线宽，当 R 较大时，透射峰的形状是洛伦兹线形。

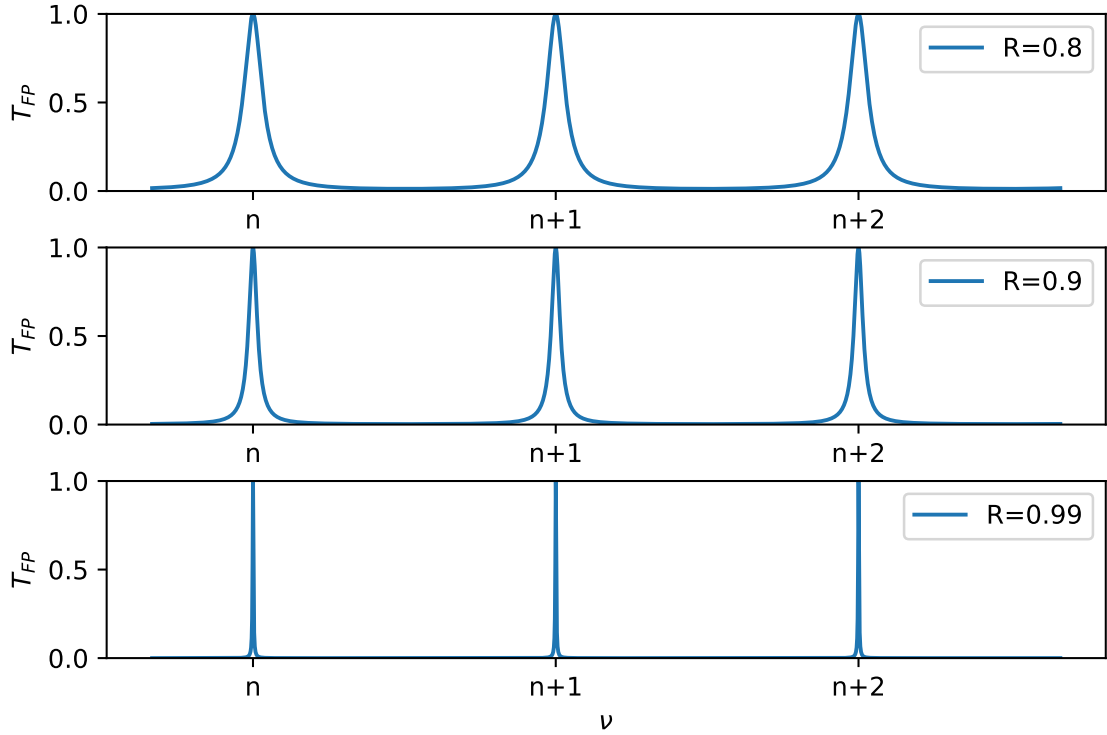


图 3.2 由两面完全相同的无限大平行平面镜组成法布里——珀罗腔的透射谱。

其线宽可根据定义从公式 3.11 中推出，定义精细度

$$\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (3.15)$$

为二者之比，则线宽可以被表示为

$$\Delta\nu = \frac{1-R}{\pi\sqrt{R}} \times \frac{c}{2L} = \frac{\nu_m}{m\mathcal{F}}. \quad (3.16)$$

将上式带入 3.14 式中可以得到精细度 $\mathcal{F}$ 与自由光谱范围 FSR 以及线宽 $\Delta\nu$ 的关系

$$\mathcal{F} = \frac{\text{FSR}}{\Delta\nu}. \quad (3.17)$$

这个公式在测试中十分重要，因为 $\mathcal{F}$ 是一个腔长无关的反应谐振腔品质的参数，它常常被用于在实验中测量谐振腔的品质。

3.1.3 阻抗匹配

特殊的，当两片镜子的反射率不相等，分别为 R_1 和 R_2 时，透射率为 T_1, T_2 ，精细度 $\mathcal{F}$ 的表达式由公式 3.15 变为

$$\mathcal{F} = \frac{\pi \sqrt[4]{R_1 R_2}}{1 - \sqrt{R_1 R_2}} \quad (3.18)$$

此时，腔内总功率的表达式可以写成

$$P^{(\text{circ})} = |\tilde{E}^{(t)}|^2 = A^2 \frac{T_1}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2} \left[1 + \frac{4\sqrt{R_1 R_2}}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2} \sin^2 \frac{\delta}{2} \right]^{-1}. \quad (3.19)$$

令

$$l = \left[1 + \frac{4\sqrt{R_1 R_2}}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2} \sin^2 \frac{\delta}{2} \right]^{-1}. \quad (3.20)$$

反射功率表达式可以被写成

$$P^{(r)} = A^2 \left[1 - \frac{1 + R_1 R_2 - R_1 - R_2}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2} l \right]. \quad (3.21)$$

从上面的表达式可以看出，共振时反射光功率的最小值应为

$$P_{\min}^{(r)} = A^2 \frac{(\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2})^2}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2}. \quad (3.22)$$

非共振时，能量几乎完全反射，这个公式反应了一种类似于射频电路中功率匹配的现象，即两端阻抗相等时，功率传输最大，而当两端阻抗不等时，功率传输较小。在腔 QED 实验中，如果需要从腔外输入光子并令其在腔模中与原子产生相互作用，那么就需要使用这个公式估计其耦合到谐振腔内的效率。

3.1.4 损耗

下面我们考虑一种更一般的情况。通常情况下，由于吸收损耗等的存在，镜子的反射率和透射率之和不能达到绝对的 1。接下来，我们将考虑存在损耗的情况，并假设两面镜子相同以进行推导。对于镜子不同的情况，可以通过类比得到相应结果。在存在损耗的情况下，公式 3.11 仍然成立，但不同之处在于此时 $T + R \neq 1$ 。此时，我们引入 L_m 来表示腔内镜面的损耗，并满足以下关系

$$T + L_m + R = 1. \quad (3.23)$$

将上式代入公式 3.11 中，替换掉其中的 T ，得到

$$T_{FP} = \left(1 - \frac{L_m}{1-R}\right)^2 \frac{1}{1 + S \sin^2(\delta/2)}. \quad (3.24)$$

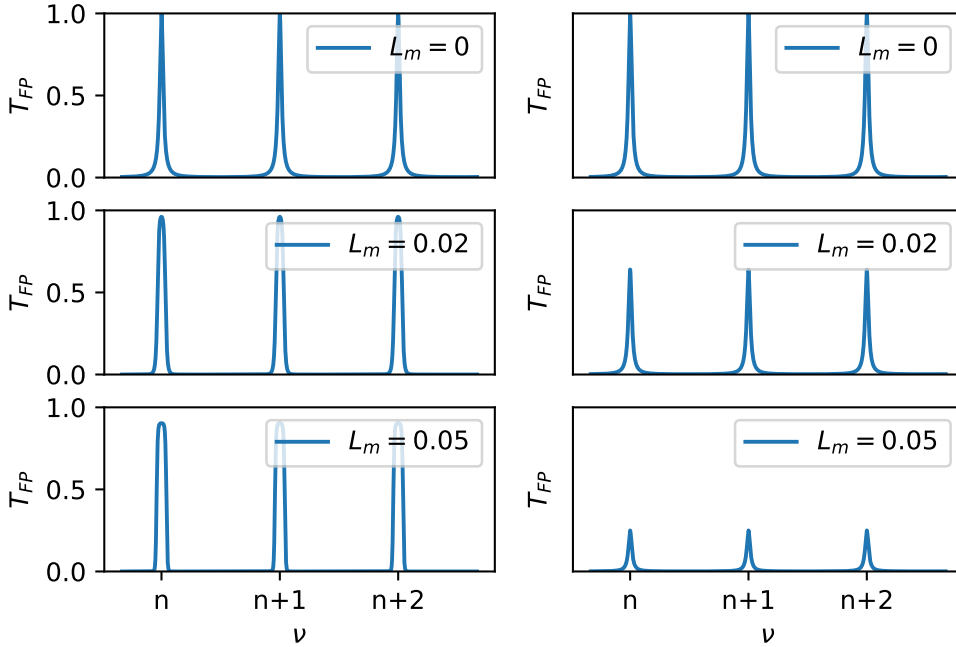


图 3.3 考虑损耗时的透射光谱 (a)(b)(c) 透射率不变的情况下从上到下损耗依次增大 (d)(e)(f) 反射率不变的情况下从上到下损耗依次增大

图 3.3 分别展示了在保持透射率和保持反射率的情况下，损耗增加时的透射光谱。观察发现，当保持反射率不变时，损耗的增加并不会影响腔内的精细度，即不影响腔内的光场强度，而仅影响输出光场强度。相反地，若保持透射率不变而损耗增加，则光学谐振腔的精细度会下降。

在实际实验中，由于各种因素的影响，当损耗增加时，透射率和反射率通常都会下降，因此实际观察到的现象是精细度下降和透射强度下降同时存在。实际上，精细度 F 反映的是谐振腔内光子平均往返而不泄露的次数，因此它与反射率 R 直接相关，而与透射率 T 关系不大。值得注意的是，我们这里讨论的损耗仅限于镜面上产生的损耗 L_m 。如果损耗发生在谐振腔内部，即使反射率保持不变，精细度也会下降。

下面我们来考虑具有损耗时的精细度表达式，由公式 3.15 出发，我们知道 F 在 $R \rightarrow 1$ 时是发散的，但是其倒数是趋于 0 的，在 $R \rightarrow 1$ 时，我们对其倒数做泰勒展开

$$\frac{1}{F} = \frac{1-R}{\pi\sqrt{R}} = -(R-1)/\pi + \frac{(R-1)^2}{2\pi} + \dots \quad (3.25)$$

在 $R \rightarrow 1$ 时我们取其一阶近似再取会倒数可以得到 $\mathcal{F}$ 的近似表达式

$$\mathcal{F} \doteq \frac{\pi}{1-R}. \quad (3.26)$$

将反射率 R 替换为透射率 T 和损耗 L 的表达式可以得到

$$\mathcal{F} \doteq \frac{2\pi}{T_{\text{tot}} + L_{\text{tot}}}. \quad (3.27)$$

其中 T_{tot} 是谐振腔两面腔镜的透射率之和, L_{tot} 是谐振腔的总损耗包含了镜面损耗和腔内损耗, 这个公式在实验估算谐振腔精细度时远比其推导定义公式 3.18 更加方便。

3.1.5 球面镜谐振腔

现实中不存在无限大的理想反射镜, 为了使用有限大小的腔镜将光场束缚在一定区域, 实验中使用的是没有侧壁的开放式球面镜谐振腔。这种谐振腔由两面加工有凹面的腔镜组成, 允许我们将离子从开放式微腔的侧面加载到离子阱中并使用激光来冷却和操纵离子。

球面镜开放式谐振腔内部的光场是由沿正方向和反方向传播的高斯光束叠加形成的。高斯光束通常具有较小的发散角并且具有横模和纵模。我们常用 m 和 n 来表征光束在垂直传播方向上振幅符号的改变次数, 并将这种模式标记为 TEM_{mn} 。特别地, 当 $m = n = 0$ 时, 称之为高斯基模, 其显著特点是垂直于传播方向的光场振幅符号保持不变。其他情况被称之为高阶模式。在此, 我们不再详细推导高斯光束的相关内容, 而是直接利用已有结论来分析球面谐振腔中的光场情况。

1. 高斯光束与共焦谐振腔

一个高斯基模式的电场分布可以由下式描述

$$E(r, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{w(z)^2}\right) \exp\left(i\left[kz - \arctan \frac{z}{z_R} + \frac{kr^2}{2R(z)}\right]\right). \quad (3.28)$$

其形状如图 3.4 所示,

这里给出的是复电场振幅的分布, 而实际的震荡电场则需要再乘以 $e^{-i\omega t}$ 并取实部。这种光束具有一个束腰, 在束腰位置光斑直径达到最小。随着距离的增加, 光束逐渐发散。通常, 在瑞利距离内, 高斯光束波前会由平面转变为球面。然而, 当传播距离超过瑞利距离后, 我们用远场发散角来描述其行为, 此时其波更接近一个球面波前。

在上式中, ω_0 代表了高斯光束的束腰半径, z_R 代表了光束的瑞利距离, 其表达式为

$$z_R = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} \quad (3.29)$$

$w(z)$ 表示光束半径随 z 方向的变化，其表达式为

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (3.30)$$

$R(z)$ 代表了光束波前的曲率半径，其表达式为

$$R(z) = z - z_0 + \frac{z_R^2}{z - z_0} \quad (3.31)$$

其中， $k = 2\pi/\lambda$ 是光的波数， $|E_0|$ 代表了光场的振幅。

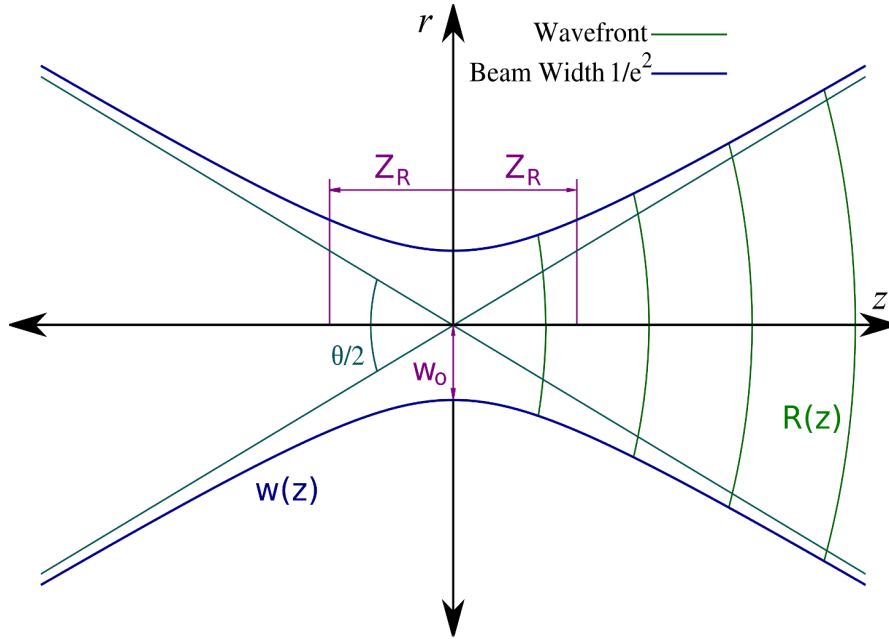


图 3.4 高斯光束基模的形状，图片引用自文献^[166]

考虑一个简单的球面光学谐振腔——共焦腔，它由两面相对的焦点位置重合的球面镜组成，在最简单的情况下，其两面镜子的曲率半径相等，我们将其曲率半径记作 R ，腔长记作 L ，由于球面镜的焦距

$$f = \frac{R}{2}, \quad (3.32)$$

所以共焦腔长 $L = R$ 。我们沿着谐振腔的轴线方向建立坐标轴并且规定一侧腔镜所处的位置为零点，根据对称性容易得到腔内高斯模式的束腰位置 $z_0 = L/2$ ，腔内的驻波光场则是沿相反方向传输的两束高斯光束的叠加，其波前应 与镜面形状符合，此时我们可以根据公式 3.31 写出高斯模式波前曲率半径的表达式

$$R^2 = \frac{L}{2} \left(1 + \frac{k^2 w_0^4}{L^2} \right). \quad (3.33)$$

此时束腰半径为

$$w_0 = \sqrt{\frac{L\lambda}{2\pi}}, \quad (3.34)$$

镜面上的模场半径是束腰位置的 $\sqrt{2}$ 倍，谐振腔内高斯光的远场发散角为

$$\theta = \frac{2\lambda}{\pi w_0}. \quad (3.35)$$

2. Gouy 相位与共振频率移动

与平面波光场不同，由于高斯光束波前从平面到球面的形状变化，其传播相位因子会多出额外的一项，这被称作 Gouy 相位。对于从 z_1 位置传播到 z_2 位置的高斯光束，其相位变化为

$$\varphi(z_2) - \varphi(z_1) = [kz_2 - \phi(z_2)] - [kz_1 - \phi(z_1)]. \quad (3.36)$$

它以

$$\Delta\phi = \arctan \frac{z}{z_R} \quad (3.37)$$

的形式出现在公式 3.28 中。当高斯光束从束腰一侧的遥远区域传播到另一侧的遥远区域时，相比于平面波，Gouy 相位引起的额外相位积累约为 π ，而当其从束腰一侧瑞利距离位置 $z_1 = -z_R$ 传播到另一侧 $z_2 = z_R$ 时 Gouy 相位的积累为 $\pi/2$ 。

在共焦腔中，两面腔镜之间的距离正好等于瑞利距离的两倍，此时光束在谐振腔内的一个往返周期内由于 Gouy 相位的存在积累的额外相位变化为 π 。因此，此时共振条件变为

$$2kL - \pi = 2\pi \times m. \quad (3.38)$$

这时观察谐振腔的透射谱会发现在腔长相同的情况下，共焦球面镜腔的透射谱相对于平面波入射平行平面镜组成的法布里——珀罗腔向高频方向偏移了半个 FSR。

3. 模式体积与腔内能量

谐振腔内的模式体积可以写成两个相对传输的高斯模式的叠加，其波函数为

$$\psi = \frac{A_0 w_0}{w} e^{-r^2/w^2} \sin[kz - \phi(z)] \cos \omega t. \quad (3.39)$$

其中 A_0 是归一化系数， r 是光束中某点与传播轴线的距离，则腔内的光场能量密度可以写成

$$u = \frac{\epsilon_0 A_0^2}{4} \frac{r_{u,0}^2}{r_u^2} \exp(-r^2/r_u^2). \quad (3.40)$$

其中， $r_u = w/\sqrt{2}$ 是按照能量的最大值到其衰减到最大值 $1/e$ 位置确定的光束半径， $r_{u,0} = w_0/\sqrt{2}$ 则是束腰位置的光束半径。则腔内总能量 E_{tot} 可以表示为其空

间积分

$$\begin{aligned} E_{\text{tot}} &= \int_0^L dz \int_0^\infty u(r) \times 2\pi r dr \\ &= \frac{\epsilon_0 A_0^2}{4} \int_0^L dz \frac{r_{u,0}^2}{r_u^2} \int_0^\infty 2\pi r dr e^{-r^2/r_u^2} = \frac{1}{2} u_0 \pi r_{u,0}^2 L. \end{aligned} \quad (3.41)$$

令

$$V = \frac{1}{2} \pi r_{u,0}^2 L = \frac{1}{4} \pi w_0^2 L. \quad (3.42)$$

其物理意义可以理解为假设光场中具有常数能量密度 $u_0 = \epsilon_0 A_0/2$ 时，腔内光场能量均匀分布在腔长内体积为 V 的空间中。对于共焦腔而言其模式体积等于以其束腰直径为直径，腔长为高度的圆柱体的体积。这里推导的是基模的模式体积，对于高阶模式，其表达式会不同。

4. 非共焦球面镜腔与稳定性条件

前文的讨论中我们都讨论的时共焦腔的情况，实际上即使不使用共焦腔，根据两侧的腔镜曲率半径，我们仍然能够找到合适的高斯光束来在确定的腔长下用波前匹配球面镜的曲率。我们假设曲率半径为 R_1 的镜面位于 $z=0$ 处，曲率半径为 R_2 的镜面位于 $z=L$ 处，将两条件带入公式 3.31 并且定义

$$\begin{aligned} g_1 &= 1 - L/R_1, \\ g_2 &= 1 - L/R_2. \end{aligned} \quad (3.43)$$

可以得到

$$\begin{aligned} z_R^2 &= \frac{(1 - g_1 g_2) g_1 g_2 L^2}{(g_1 + g_2 - 2g_1 g_2)^2}, \\ z_0 &= \frac{(1 - g_1) g_2 L}{g_1 + g_2 - 2g_1 g_2}. \end{aligned} \quad (3.44)$$

此时可以将束腰半径 w_0 表示为

$$w_0 = \sqrt{\lambda z_R / \pi}. \quad (3.45)$$

将公式 3.44 带入公式 3.30 可以得到

$$w_i^2 = \frac{L\lambda}{\pi g_i} \sqrt{\frac{g_1 g_2}{1 - g_1 g_2}}. \quad (3.46)$$

其中 $i = 1, 2$ ，可以看到当 $g_1 g_2 = 1$ 时，上式趋于无穷大，当 $g_1 g_2 > 1$ 时，上式无解，这两种情况都是不物理的。另外当 $g_1 g_2 < 0$ 时，上式也无解， $g_1 g_2 = 0$ 时，得到的腔镜上的束腰半径为 0，这也是不物理的，因此可以得出 $g_1 g_2$ 的约束条件

$$0 < g_1 g_2 = (1 - \frac{L}{R_1})(1 - \frac{L}{R_2}) < 1. \quad (3.47)$$

这被称为稳定性条件，当 $g_1 g_2$ 满足这个条件时，我们称其为稳定腔，否则不能构成稳定腔。此时将 3.44 带入 3.37 可以得到任意稳定腔条件下的 Gouy 相位

$$\Delta\phi = 2 \arccos(\pm \sqrt{g_1 g_2}). \quad (3.48)$$

3.2 腔量子电动力学

无论是在用于扩展量子计算规模的分布式量子计算网络中，还是在构建长距离量子通信网络所需的中继节点时，优质的量子界面都扮演着关键角色。它提供了一个平台，使网络中的存储比特与飞行量子比特能够进行高效的交互。早在1997年，人们就已详细探讨了使用光学谐振腔作为量子界面的想法^[94]。光学谐振腔能够显著增强腔内物质与光子的相互作用，理论上可以近100%的概率产生确定的光子和静止量子比特的纠缠。因此，它被视为量子信息存储以及实现飞行量子比特交互的理想场所。在本节中，我们将概述腔量子电动力学的发展历程，并介绍其基础理论。

3.2.1 腔量子电动力学的发展历史

腔量子电动力学（CQED）专注于研究原子与光场间的相互作用，该领域的研究始于1946年。Purcell在其笔记中提到，当核磁性材料置于振荡电路中并发生共振时，会观察到自发辐射的增强和弛豫时间的缩短^[167]。他利用费米黄金定则来解释这一现象，并在笔记中写道：“自发辐射可能被增强了，而弛豫时间减少了，比例因子约为 $f = 3Q\lambda^3/4\pi^2V$ ，其中V代表谐振腔的体积。”两年后，Casimir和Polder发表文章，应用电动力学方法分析了限域空间中原子的行为。他们推测，当原子靠近导体表面时，其周围的光场会发生变化，进而与导体表面产生相互作用力。若两个导体表面彼此靠得非常近，它们也将因相似机制而相互吸引，这即为著名的Casimir效应。文章中所描述的现象，即我们现在所熟悉的弱耦合极限下的原子行为。

1963年，使用全量子方法描述原子与光场相互作用的Jaynes-Cummings模型被提出^[168]。1974年，Drexhage首次将能够自发辐射的染料单分子层放在接近镜面的位置而观察到了自发辐射的增强^[169]。然而，真正深入的CQED研究是在人们掌握了成熟的里德堡原子制备和研究技术之后才展开的。1983年，Goy等人在谐振频率为340 GHz的铯超导谐振腔中激发飞跃的铯里德堡原子，成功的观察到了其寿命缩短的现象^[170]。1985年，另一实验组则在相似的环境下观察到了里德堡原子自发辐射抑制现象^[171]。1992年，人们发现处在微腔中的原子发生了能级移动^[172]。此后随着腔的小型化，一些强耦合极限下的现象被发现，1991年，强耦合的标志现象——“真空拉比劈裂”被发现^[173]。随后，Kimble总结了当时在里德堡原子系统上实现强耦合的实验进展^[174]。1994年，研究人员利用原子作为探针探测了腔内的光场^[175]。

在微波腔被成果的运用于与里德堡原子的耦合之后，可见光和近红外波段的光学谐振腔也被应用于原子系统^[176-179]。1998年，Kimble等人利用激光冷却囚禁原子并成功实现了冷原子与光学谐振腔之间的耦合^[180]。此后，研究人员将

原子耦合到光学谐振腔以研究超辐射、亚辐射、腔介导的远程相互作用以及腔机械效应^[181-183]。此外光学谐振腔还被用于原子系统中的量子态测量^[184-185]以及协助执行双比特量子门等等^[186]。为了进一步提高光原子相互作用的强度，模式体积更小的光纤法布里—珀罗腔被制造出来并应用于原子系统^[187]。

相似的进程也发生在离子系统中，人们早在二十年前就成功的将离子和光学谐振腔结合了起来^[188] 并利用离子作为探针测量了腔中的光场^[189]，但是对于离子系统存在一些不同于原子的严峻问题，使得离子体系的腔 QED 研究进展落后于原子，虽然离子和腔长超过数个毫米的光学谐振腔之间的耦合已被多个课题组成功实现^[190-191]，但是直到 2020 年，Keller 的课题组才成功的利用加工在光纤端面的腔镜组成的光纤微腔成功观测到了离子与谐振腔的强耦合现象^[192]。

3.2.2 Jaynes-Cummings 哈密顿量

Jaynes-Cummings 模型 (J-C 模型) 研究二能级原子和单一光场模式之间的耦合，在被提出之后它成为了研究腔 QED 系统的基础理论并发展出了多种形式。

在 J-C 模型中，原子的哈密顿量可以写成

$$\hat{H}_A = \frac{\hbar\omega_0}{2}\hat{\sigma}_z. \quad (3.49)$$

量子化单模光场的哈密顿量可以写作

$$\hat{H}_C = \hbar\omega \left(\hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2} \right) \quad (3.50)$$

这一光场的表达式易于理解，因为 $\hat{a}^\dagger \hat{a}$ 是光子数算符，其本征态即为光子数态。因此，当哈密顿量作用于其本征态时，我们得到

$$\begin{aligned} \hat{H}_C |n\rangle &= E_n |n\rangle, \\ E_n &= \left(N + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega. \end{aligned} \quad (3.51)$$

其中， N 表示腔内光子数。对于单一光场模式， $\hbar\omega$ 代表其单光子能量，而 $\hbar\omega/2$ 则是真空的零点能量。接下来，我们考虑相互作用项，它可以表示为

$$\hat{H}_I = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}(t). \quad (3.52)$$

偶极矩项算符可以被展开为

$$\mathbf{d} = -e_0 \mathbf{x}. \quad (3.53)$$

其中 $\mathbf{x}$ 是位置算符，随后我们将原子态作用在上面计算期望值

$$\begin{aligned} \langle \psi | \mathbf{d} | \psi \rangle &= -e_0 \left(|c_e|^2 \langle e | \mathbf{x} | e \rangle + c_e c_g^* \langle g | \mathbf{x} | e \rangle \right. \\ &\quad \left. + c_g c_e^* \langle e | \mathbf{x} | g \rangle + |c_g|^2 \langle g | \mathbf{x} | g \rangle \right). \end{aligned} \quad (3.54)$$

假设原子是孤立存在的，其能量本征态是对称或者反对称的，因而 $\langle e|\mathbf{x}|e\rangle = \langle g|\mathbf{x}|g\rangle = 0$ ，同时我们记偶极矩矩阵非对角项矩阵元

$$d_{12} = e_0 \langle g|\mathbf{x}|e\rangle. \quad (3.55)$$

则有

$$\langle \psi|\mathbf{d}|\psi\rangle = -(c_e c_g^* d_{12} + c_g c_e^* d_{12}^*) = -\langle \psi|(\hat{\sigma} d_{12}^* + \hat{\sigma}^\dagger d_{12})|\psi\rangle. \quad (3.56)$$

因而我们可以改写偶极矩算符 $\mathbf{d}$ 为

$$\mathbf{d} = (\hat{\sigma}^\dagger d_{12} + \hat{\sigma} d_{12}^*). \quad (3.57)$$

电场项被改写为

$$\hat{E} = \epsilon_c (\hat{a} + \hat{a}^\dagger). \quad (3.58)$$

特别的，假如空间中不止存在一种光场，则需要求和，公式 3.58 以及公式 3.50 即变为

$$\begin{aligned} \hat{E} &= \sum_k \epsilon_k (\hat{a}_k + \hat{a}_k^\dagger) \\ \hat{H}_C &= \sum_k \hbar \omega_k (\hat{a}_k^\dagger \hat{a}_k + \frac{1}{2}) \end{aligned} \quad (3.59)$$

回到单一光场的情况，相互作用哈密顿量可以写成

$$\hat{H}_I = \epsilon_c (\hat{\sigma}^\dagger d_{12} + \hat{\sigma} d_{12}^*) (\hat{a} + \hat{a}^\dagger). \quad (3.60)$$

此时将哈密顿量的乘积展开，我们可以更清楚的理解旋波近似的意义， $\hat{\sigma}^\dagger$ 和 $\hat{\sigma}$ 分别对应原子向上能级跃迁和向下能级跃迁，而 $\hat{a}^\dagger$ 和 $\hat{a}$ 分别对应光场的产生和湮灭算符，被丢弃的两项是 $\hat{\sigma}^\dagger \hat{a}^\dagger$ 和 $\hat{\sigma} \hat{a}$ ，这两项对应着原子向上能级跃迁和向下能级跃迁分别伴随着光场的湮灭和产生，是违反常规认知的。

在此我们给出旋波近似的完整过程，首先我们将哈密顿量划分为两部分，将相互作用项不变保留，将光场和原子部分记作

$$\hat{H}_0 = \frac{\omega_0}{2} \hbar \hat{\sigma}_z + \hbar \omega \hat{a}^\dagger \hat{a}. \quad (3.61)$$

可以证明存在对易关系

$$\begin{aligned} [\hat{H}_0, \hat{a}^\dagger \hat{\sigma}^\dagger] &= \hbar(\omega + \omega_0) \hat{a}^\dagger \hat{\sigma}^\dagger, \\ [\hat{H}_0, \hat{a}^\dagger \hat{\sigma}] &= \hbar(\omega - \omega_0) \hat{a}^\dagger \hat{\sigma}, \\ [\hat{H}_0, \hat{a} \hat{\sigma}^\dagger] &= \hbar(-\omega + \omega_0) \hat{a} \hat{\sigma}^\dagger, \\ [\hat{H}_0, \hat{a} \hat{\sigma}] &= -\hbar(\omega + \omega_0) \hat{a} \hat{\sigma}. \end{aligned} \quad (3.62)$$

构造么正算符

$$U = e^{\frac{-iH_0 t}{\hbar}}, \quad (3.63)$$

并使用它将哈密顿量的相互作用项转化到相互作用绘景，并用对易子展开

$$\begin{aligned} H' &= U^\dagger H_I U \\ &= \sum_n \frac{1}{n!} \left[\frac{iH_0 t}{\hbar}, H_I \right]^n \\ &= \sum_n \frac{1}{n!} i\epsilon_c [H_0, d_{12} \hat{\sigma}^\dagger \hat{a} + d_{12} \hat{\sigma}^\dagger \hat{a}^\dagger + d_{12}^* \hat{\sigma} \hat{a} + d_{12}^* \hat{\sigma} \hat{a}^\dagger] t / \hbar \end{aligned} \quad (3.64)$$

为了化简，可通过选取相位使得 d_{12} 取实数，并将前面提到的对易关系带入，可以得到

$$H' = d_{12} \epsilon_c [e^{i(\omega+\omega_0)t} a^\dagger \hat{\sigma}^\dagger + e^{i(\omega-\omega_0)t} a^\dagger \hat{\sigma} + e^{i(-\omega+\omega_0)t} a \hat{\sigma}^\dagger + e^{-i(\omega+\omega_0)t} a \hat{\sigma}]. \quad (3.65)$$

这里可以清楚的看到 $a^\dagger \hat{\sigma}^\dagger$ 和 $a \hat{\sigma}$ 项是远离共振的高频项，将其忽略，并将上式变换为薛定谔表象，我们就得到了旋波近似下的相互作用哈密顿量

$$\hat{H}_I = \epsilon_c d_{12} (\hat{\sigma}^\dagger \hat{a} + \hat{\sigma} \hat{a}^\dagger). \quad (3.66)$$

我们将三项哈密顿量相加得到总的哈密顿量

$$\hat{H} = \frac{\omega_0}{2} \hbar \hat{\sigma}_z + \hbar \omega \hat{a}^\dagger \hat{a} + \hbar g (\hat{a} \hat{\sigma}^\dagger + \hat{a}^\dagger \hat{\sigma}). \quad (3.67)$$

其中 $g = \epsilon_c d_{12} / \hbar$ ，这一项被称作耦合强度。上式被称为 Jaynes-Cummings 哈密顿量，它是无外光场驱动无耗散的理想情况下推导出的。值得注意的是，旋波近似忽略的两项在耦合强度 g 和跃迁频率接近时，即所谓的超强耦合区，是需要重新被考虑的^[193-194]。

3.2.3 Jaynes-Cummings 模型的解

为了化简求解 J-C 模型哈密顿量的本征态本征值，我们引入 $\Delta = \omega - \omega_0$ ，它代表了光场和原子能级之间的失谐，可以将哈密顿量写成

$$\hat{H} = \omega_0 \hbar (\hat{a}^\dagger \hat{a} - \frac{1}{2} \hat{\sigma}_z) + \frac{\Delta}{2} \sigma_z \hbar + \hbar g (\hat{a} \hat{\sigma}^\dagger + \hat{a}^\dagger \hat{\sigma}). \quad (3.68)$$

记上式哈密顿量中的第一项为 $\hat{H}_I$ ，容易找出其本征态和本征值其本征值为

$$E_n = \hbar \omega_0 (n - \frac{1}{2}). \quad (3.69)$$

其两个简并本征态为 $|n\rangle |g\rangle$ 和 $|n-1\rangle |e\rangle$ 。这里的 n 代表着光子数态。将整个哈密顿量在这两个 $\hat{H}_I$ 的本征态的基下展开写成矩阵形式

$$\hat{H}_I = \begin{pmatrix} \omega_0(n - \frac{1}{2}) + \frac{\Delta}{2} & g\sqrt{n} \\ g\sqrt{n} & \omega_0(n - \frac{1}{2}) - \frac{\Delta}{2} \end{pmatrix} \hbar. \quad (3.70)$$

通过对角化，可以求其本征值和本征态，其本征能量为

$$E = \omega_0 \left(n - \frac{1}{2} \right) \hbar \pm \frac{|\Delta|}{2} \hbar \sqrt{1 + \frac{4ng^2}{\Delta^2}}. \quad (3.71)$$

对应的两个本征态在 $\hat{H}_I$ 的本征态基下的展开为

$$\begin{aligned} |n, +\rangle &= \sin \theta |n, g\rangle + \cos \theta |n-1, e\rangle, \\ |n, -\rangle &= \cos \theta |n, g\rangle - \sin \theta |n-1, e\rangle. \end{aligned} \quad (3.72)$$

其中

$$\tan \theta = \frac{2\sqrt{ng}}{\Delta + \sqrt{4ng^2 + \Delta^2}}. \quad (3.73)$$

可以看到这里的两个本征态具有独特性质，它们是由原子和光子的量子态混合而成的整体，因此无法单独区分。上式中的角度 θ 则反映了在这种混合中原子和光子量子态的相对占比。

其本征态的能量随失谐的变化如图 3.5 所示，这样的图形被称为 Jaynes-Cummings 梯子。在失谐较大 ($\Delta \gg g$) 时，原子与光场相互作用后的能级结构与原本两者孤立的能级基本重合，此时原子对腔的共振能级的影响较为微弱。然而，随着失谐的减小并逐渐接近共振，原本在孤立状态下应当交叉的两个本征态能级开始分离。

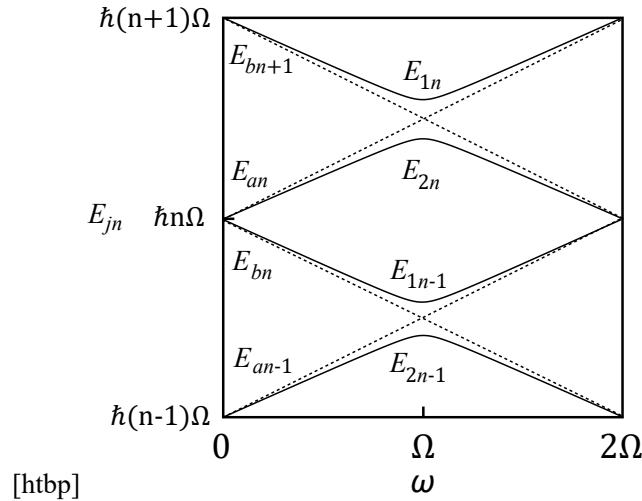


图 3.5 缀饰态原子本征态能级随激光与原子二能级失谐的变化。图中 n 代表光子数， ω 代表激光频率。虚线表示没有原子光子相互作用时的能级，实线则表示原子和光子相互作用后的能级。图片引用自文献^[195]。

这一结果表明，当空腔中存在 n 个光子和一个处于基态的二能级原子，或是存在 $n-1$ 个光子和一个处于激发态的原子时，原子将以拉比频率 $\Omega_n = 2g\sqrt{n}$ 在基态和激发态之间振荡。特别地，当 $n=1$ 时，拉比频率 $\Omega = 2g$ 被称为真空拉比频率。

3.2.4 有耗散的 Jaynes-Cummings 模型

实际上不存在完全与环境隔离的孤立系统，系统总是会和环境之间产生相互作用而发生耗散。这种和环境之间的耦合耗散主要体现有两点，其一是光子的逃逸和被环境的吸收 (这是非常容易发生的) 通常用 κ 表示这一损耗。其二是原子本身的衰变，例如原子跳出二能级循环衰变到其他态或者原子发生自发辐射并且辐射光子进入自由空间而非空腔模式，前者可以通过封闭的循环操作来避免，但后者是不可避免的。通常原子的衰变率被记作 γ ，其取值是原子在自由空间中自发辐射速率的一半 Γ 。

对于有耗散的情形，我们同样可以把哈密顿量写成三部分，系统自身的哈密顿量，环境的哈密顿量以及系统和环境的相互作用项，环境中包含了多种模式光场的求和，其形式如前文讨论的公式 3.59 所示。而系统和环境的相互作用项可以写成

$$\hat{H}_{seI} = \hbar \sum_{i,j} g_{i,j} (\hat{O}_i^\dagger \hat{a}_j + \hat{O}_i \hat{a}_j^\dagger). \quad (3.74)$$

式中用 $\hat{a}^\dagger$ 和 $\hat{a}$ 表示环境的产生湮灭算符而用 $\hat{O}^\dagger$ 和 $\hat{O}$ 表示系统的产生湮灭算符。我们用 $\hat{\rho}_{\text{total}}$ 表示系统环境整体的密度矩阵，用 $\hat{H}_s$ 表示原子光场系统的哈密顿量，用 $\hat{H}_e$ 表示环境的哈密顿量，系统环境整体的哈密顿量可以写成

$$\hat{H}_{\text{total}} = \hat{H}_s + \hat{H}_e + \hat{H}_{seI}. \quad (3.75)$$

随后用主方程来研究系统的演化，在马尔可夫近似下可以化简得到更简单的主方程形式^[196]

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \hat{\rho} = & \frac{1}{i\hbar} [\hat{H}_s, \rho] + \frac{\gamma}{2} (2\hat{\sigma} \rho \hat{\sigma}^\dagger - \hat{\sigma}^\dagger \hat{\sigma} \rho - \rho \hat{\sigma}^\dagger \hat{\sigma}) \\ & + \kappa (2\hat{a} \rho \hat{a}^\dagger - \hat{a}^\dagger \hat{a} \rho - \rho \hat{a}^\dagger \hat{a}). \end{aligned} \quad (3.76)$$

式中的 $\hat{\rho}$ 是系统密度矩阵，它是总体密度矩阵的偏迹

$$\hat{\rho} = \text{Tr}_R (\rho_{\text{total}}). \quad (3.77)$$

其中的 γ 与前文提到的一致，表征了原子自发辐射后进入自由空间而未进入腔内的部分，而 κ 表征了腔内的光损耗， $\hat{a}^\dagger$ 和 $\hat{a}$ 是腔内模式的产生湮灭算符。可以将上面的方程改写成

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho = \frac{1}{i\hbar} [H_{\text{eff}}, \rho] + \gamma \hat{\sigma} \rho \hat{\sigma}^\dagger + \kappa a \rho a^\dagger. \quad (3.78)$$

其中 H_{eff} 是系统的有效哈密顿量，其形式为

$$H_{\text{eff}} = H_s - i\hbar \frac{\gamma}{2} \hat{\sigma}^\dagger \hat{\sigma} - i\hbar \frac{\kappa}{2} a^\dagger a. \quad (3.79)$$

在以光子数和原子态为基的情况下，上面的主方程等价于^[197]哈密顿量为 H_{eff} 的薛定谔方程，其未归一化的通解形式为

$$|\psi(t)\rangle = c_e(t)e^{i\Delta/2} |0, e\rangle + c_g(t)e^{-i\Delta/2} |1, g\rangle. \quad (3.80)$$

将其通解带入薛定谔方程可以得到

$$\begin{aligned} \dot{c}_e &= -\frac{\gamma}{2}c_e - igc_g \\ \dot{c}_g &= -(i\Delta + \kappa/2)c_g - igc_e \end{aligned} \quad (3.81)$$

下面我们在两个经典的极限对方程组进行分情况讨论。

3.2.5 弱耦合极限

在弱耦合极限下，我们假设 κ 和 γ 都较大，这意味着光子的损耗和原子的自发辐射都很大，也就是有 $\kappa, \gamma \gg g$ 。我们先将公式 3.81 两侧对时间积分

$$c_g(t) = -ig \int_0^t dt' c_e(t') e^{-(i\Delta + \kappa/2)(t-t')}. \quad (3.82)$$

弱耦合的情况下， $c_e(t)$ 的变化是比较缓慢的，因而将其提出积分符号之外计算积分

$$c_g(t) = \frac{-ig}{i\Delta + \kappa/2} c_e(t). \quad (3.83)$$

带入公式 3.81 的第一个方程可以得到

$$\frac{dc_e(t)}{dt} = -\left[\frac{\gamma}{2} + \frac{g^2(\kappa/2 - i\Delta)}{\Delta^2 + \kappa^2/4} \right] c_e(t). \quad (3.84)$$

计算原子处于激发态的概率 $|c_e(t)|^2$ 可以得到

$$P_e(t) = c_e(0) \exp\left(-\gamma - \frac{2g^2}{\kappa} \frac{1}{1 + 2(2\Delta/\kappa)^2}\right) t \quad (3.85)$$

可以看到激发态概率是一个直接的指数衰减，腔内总的激发态自发辐射速率为

$$\Gamma_{\text{cav}} = \gamma + \frac{2g^2}{\kappa} \frac{1}{1 + 2(2\Delta/\kappa)^2}. \quad (3.86)$$

3.2.6 强耦合极限

强耦合时，激发态的布居数会快速变化，因而无法使用上一节中的处理方法，我们直接写出方程通解， $c_e(t)$ 的通解形式为

$$c_e(t) = c_{e1}e^{\alpha_1 t} + c_{e2}e^{\alpha_2 t}. \quad (3.87)$$

其 e 指数上的系数

$$\alpha_{1,2} = -\frac{1}{2} \left(\frac{\gamma}{2} + \frac{\kappa}{2} + i\Delta \right) \pm \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\gamma}{2} + \frac{\kappa}{2} + i\Delta \right)^2 - 4g^2 \right]^{1/2}. \quad (3.88)$$

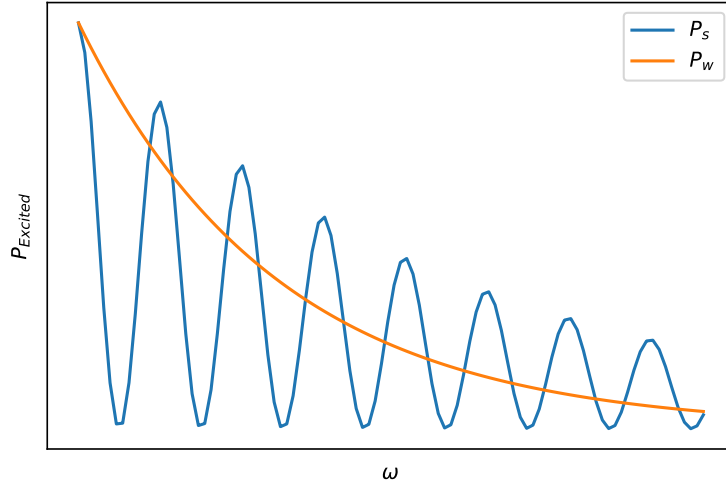
强耦合条件为 $g \gg \kappa, \gamma$ ，因此我们可以忽略上式第二项求差的过程，得到

$$\alpha_{1,2} \doteq -\frac{1}{2} \left(\frac{\gamma}{2} + \frac{\kappa}{2} + i\Delta \right) \pm ig. \quad (3.89)$$

当 $\Delta = 0$ 时，这个 e 指数系数的实部给出了一个固定的衰减率 $\frac{\gamma+\kappa}{4}$ ，而其虚部则给出了频率 $\Omega = 2g$ 的简谐振荡，原子处在激发态的概率 $|c_e(t)|^2$ 为

$$P_e(t) = c_e(0) e^{-(\gamma+\kappa)t} \frac{1 + \cos(2gt)}{2}. \quad (3.90)$$

至此我们已经完全推导出了强耦合和弱耦合条件下，空腔内处于激发态的静止原子的态随时间的变化，他们被展示在图 3.6 中。



[h]

图 3.6 弱耦合和强耦合情况下，空腔内原子处于激发态的概率随时间的变化，图中蓝色曲线代表了强耦合下的状况，橙色曲线则代表了弱耦合下的状况。

强耦合状态下这种奇特的现象可以从物理上被理解成，原子和光场相互作用远远强于光子从腔内逃逸以及原子向自由空间而非腔模发射光子的速率时，原子辐射出的光子还未未来的及逃逸就被原子再次吸收而造成了原子的拉比震荡，而弱耦合状态下光子的迅速逃逸使得其无法被再次吸收。

3.3 腔离子耦合设计

我们已经讨论了谐振腔重要参数 κ 以及 J-C 模型中给出的描述腔离子耦合的重要参数 g ，这两个参数与原子自发辐射率 γ 共同描述了一个谐振腔原子

耦合系统的基本性能。本节介绍我们是如何指定设计目标并根据设计目标确定这些参数并设计谐振腔的，随后我们估计了设计的耦合效率以及腔离子耦合的协同因子。

3.3.1 参数目标

本节我们讨论光学谐振腔在腔耦合量子网络节点中的应用及其要求，并讨论根据要求设计谐振腔参数的过程。谐振腔离子的耦合可以根据其与离子耦合的强度分为强耦合极限和弱耦合极限。可以抽象的理解这两种极限，在强耦合极限下，谐振腔中的光子在逃逸前被原子反复吸收和放出而使得原子态不断震荡，直到光子逃逸，此时输入腔内的单光子和原子发生不止一次的相互作用，因此这也被称为过耦合情况。在弱耦合极限下，光子来不及和原子反复发生相互作用就从谐振腔中逃逸了 ($\kappa \gg \gamma$)，抑或是激发态的原子虽然发射了光子但是并没有被耦合到谐振腔中，而是从空间中辐射了 ($\gamma \gg \kappa$)。

我们希望借助谐振腔来增强离子和光子之间的确定性相互作用，这样的确定性相互作用可以用来实现多种不同的需求。其中一个典型的代表是量子网络中具有重要价值的“确定性的离子光子纠缠”。一种典型的例子是自旋——偏振纠缠，原子被激发到上能态后在谐振腔的诱导下辐射一个偏振光子进入谐振腔并输出，此时输出光子偏振会和原子所处的塞曼能级处在纠缠态。另一种直观的自旋——偏振纠缠的方法是向谐振腔内输入偏振纠缠光子对中的一个，并被提前制备到自旋叠加态的离子吸收而直接将纠缠传递到离子。此外还有基于 Fock 态，时间等方式编码的多种离子光子纠缠方案^[130]。

在上面两个例子中如果没有谐振腔的帮助，由于离子自身的散射截面很小，其产生纠缠的概率会大大降低。这样的纠缠可以进一步的被用于实现多种量子中继协议以及连接分布式量子计算节点。

显然我们要实现上面的目标是不希望谐振腔与离子的相互作用过于微弱，此时光子要么会从空间逃逸而不能被收集要么未与原子相互作用就从腔中输出，这并不符合我们获得确定性离子光子相互作用的需要。另一方面，强耦合极限虽然可以确保光子与离子之间产生相互作用，但其对谐振腔性能的高要求会为实验增加诸多困难，并且其谐振腔输出 κ_{out} 较低也会降低节点间通信的速率。实际上，我们不需要光子像强耦合极限中一样反复与原子发生作用而只需要其发生一次确定性作用，这就引出了一个新的极限——“快腔极限”。为了更好的理解快腔极限，我们在这里介绍一个新的参数，它被称为协同因子，通常用记号 C 来表示，我们将通过推导给出 C 的定义以及其物理理解。

我们已经介绍了三个重要的参数，腔原子耦合强度 g ，腔泄露速率 κ 和原子衰变率 γ ，图 3.7 形象地展示了这三个参数的物理意义。对于二能级系统， γ 的

表达式可以写成

$$\gamma = \frac{d_{12}^2 \omega^3}{6\pi\epsilon_0 \hbar c^3}. \quad (3.91)$$

其中 d_{12} 是原子的跃迁偶极矩, ω 是原子从 $|g\rangle$ 态到 $|e\rangle$ 态的跃迁频率。对于多个下能级的情况, 则需要将到各个能级的衰变率求和。 κ 代表了光子从谐振腔中逃逸的速率, 其计算表达式为

$$\kappa = \frac{c\pi}{2LF}, \quad (3.92)$$

其中 F 是谐振腔的精细度, L 是腔长。 g 代表了原子和光子在谐振腔中的相互作用强度, 其表达式可以写成

$$g = \frac{d_{12}E_0}{\hbar} = \sqrt{\frac{3\lambda^2 c \gamma_{eg}}{4\pi V}} \quad (3.93)$$

其中 E_0 是谐振腔中的光场强度, V 是谐振腔的模式体积。在这里我们将原子二能级的衰变率用 γ_{eg} 表示, 以此来明确这里的 γ_{eg} 对应的是与谐振腔共振的原子二能级之间的跃迁。虽然在前文推导中我们都是基于原子的二能级模型进行的。但是真实的原子耦合到多个能级, 在具有一个亚稳态的三能级系统中, 原子从上能级自发辐射有可能跃迁到下面的两个跃迁频率不同的能级上。

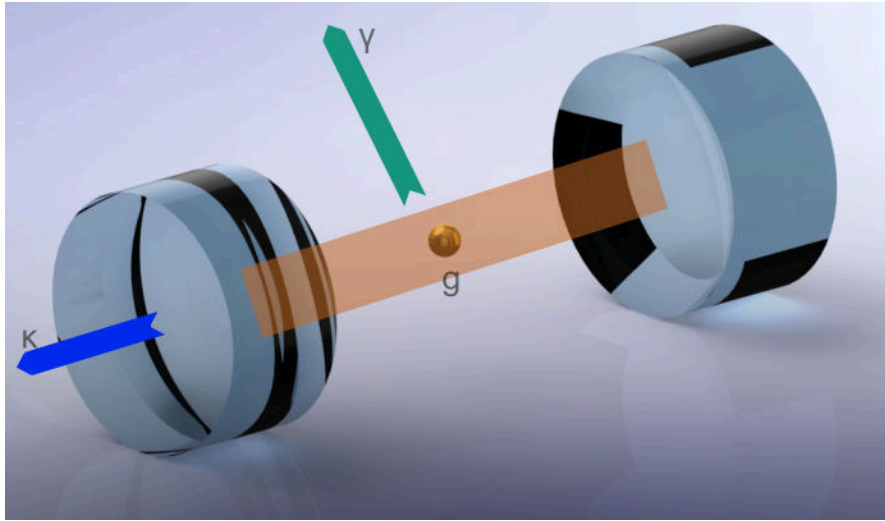


图 3.7 原子与腔相互作用示意图

现在我们试着从另一个角度来理解腔对原子光子相互作用的增强, 当一束束腰半径为 w_0 且只包含一个光子的高斯光照射在原子, 其截面面积为

$$A = \frac{\pi}{4} w_0^2. \quad (3.94)$$

原子的吸收散射截面为

$$\sigma = \frac{3\lambda^2}{2\pi}. \quad (3.95)$$

当 $\sigma \gg A$ 时，可以认为原子和光子发生确定性相互作用。这个条件即使用紧聚焦光束也无法实现，现在我们增加两面高反射率的反射镜来组成谐振腔，使得光子可以被束缚在其中不断反射 F/π 次而将吸收截面增加了 F/π 倍，这里 F 是前文介绍的谐振腔的精细度。则确定性耦合条件为

$$\frac{3\lambda^2}{2\pi} \times \frac{F}{\pi} \gg \frac{\pi}{4} w_0^2. \quad (3.96)$$

利用公式 3.91，公式 3.92 以及公式 3.93 改写上式，可以给出 C 的定义与对应的确定性耦合条件

$$C = \frac{g^2}{2\kappa\gamma} \gg 1. \quad (3.97)$$

从上式中我们可以看到，为实现确定性耦合，需要协同因子 C 远远大于 1，在三个决定参数中， γ 是原子上能级的总衰变率， κ 只与谐振腔有关，可以看到当腔长 L 增加或者精细度 F 上升， κ 都会减小，而 g 与谐振腔的模式体积 V 有关，当模式体积 V 减小时， g 会增大。因此为了实现确定性耦合，提升协同因子 C ，我们需要谐振腔的模式体积尽可能小，精细度尽可能高。值得注意的是，在定义协同因子 C 时，我们使用的 γ 是原子处在上能级时的总衰变率，其取值是原子衰变到多个下能级的衰变率之和，与此相区别的是前文定义耦合强度 g 时提到的 γ_{eg} 是原子在自由空间中衰变到腔耦合的能级的衰变率。

根据这些条件，我们给出一个腔增强系统应用于量子信息处理的重要极限——Purcell 极限，也叫快腔极限。相比于强耦合极限一味强调强的原子光子相互作用强度，快腔极限在要求确定性相互作用的同时也要求能够将腔内的光子高效的输出，其要求为

$$\begin{aligned} \kappa &> g \gg \gamma, \\ C &\gg 1. \end{aligned} \quad (3.98)$$

上式中 κ 的限制确保了光子的高效输出， C 的取值保证了确定性的光子原子相互作用。注意这里要求 κ 绝大部分是从腔内输出而被收集而不是通过开放空间逃逸，如果腔镜吸收或者腔内模式损失造成的 κ_{loss} 占据了主导，则不应将总的 κ 带入公式 3.97 计算协同因子。

除了进行确定性的离子光子耦合，光学谐振腔还可以增强或者抑制原子的自发辐射，并提高光子的收集效率。我们不妨这样理解这个模型，原子在不断地向空间中辐射光子，其对应于原子总衰变率 γ ，增加谐振腔后，额外诱导了原子向腔模式中的自发辐射，但是这一增强被限制在谐振腔共振的原子能级之间，其向腔模中的发射光子的衰变率为

$$\gamma_c = \frac{g^2 \kappa}{\kappa^2 + \Delta^2}. \quad (3.99)$$

其中 Δ 是谐振腔和原子二能级之间的失谐。谐振腔通常只覆盖了较小的自由空间立体角比例 α ，因而对原子向自由空间的辐射衰变 γ 几乎没有影响，如果其覆盖的立体角大到需要被考虑，那么原子向自由空间中的辐射速率会变成

$$\gamma' = \gamma(1 - \frac{\alpha}{4\pi}). \quad (3.100)$$

失谐 Δ 较大时， γ_c 会被抑制，在达到共振时，原子向腔中的衰变可以用协同因子表示成

$$\gamma_c = 2C\gamma. \quad (3.101)$$

从公式中可以看到，原子向谐振腔中的自发辐射是向自由空间中的 $2C$ 倍。由于这一增强自发辐射的特性，谐振腔已经被应用于多种发光系统中制作高效的单光子源^[198-200]。原子的自发辐射率和衰变率之间存在关系

$$\Gamma = 2\gamma. \quad (3.102)$$

增强后的原子自发辐射速率可以写成

$$\Gamma' = (1 + 2C)\Gamma. \quad (3.103)$$

而腔对光子的收集效率可以写成

$$P_{\text{collect}} = \frac{2C}{2C + 1}. \quad (3.104)$$

实际上，这个效应非常有趣，它不仅使得原子的自发辐射速率提高了，在具有多个下能级的原子系统中，它还改变了跃迁的分支比，因而当 $C \gg 1$ 时，谐振腔甚至能被用于在不能进行循环探测的系统中进行态探测^[201]。即使是在可以进行循环检测的系统中，它对光子的收集效率也可以轻易超过通常离子阱系统中使用物镜的收集效率。后者的光子收集效率被其有限的收集立体角限制而不超过 20%^[202]，应当注意的是上式给出收集效率是理论收集效率，实际上，耦合效率，探测器的量子效率等都会影响其实际最终收集效率。

3.3.2 光纤法布里——珀罗腔

我们已经展示了恰当的参数下，光学谐振腔与离子结合所展示的诱人潜力，但是在离子谐振腔系统中将协同因子 C 推进到我们想要区间并不容易。在量子比特的选择方面，可以通过选择分支比 $\frac{\gamma_{eg}}{\gamma}$ 较大的跃迁或者较长的跃迁波长来提升 C ，表 3.1 中给出了包括 Ba 在内的常见离子跃迁衰变率。此外还可以增加耦合强度 g 或者减少腔输出损耗 κ ，如公式 3.93 展示的，从谐振腔设计方面出发考虑提升 g 应当考虑减小模式体积 V 。在上一节中我们已经推导出共焦腔的模

式体积与其束腰大小的平方和腔长成正比(公式 3.42), 为了减小模式体积 V 应当考虑减小腔内高斯模式的束腰 ω_0 和腔长 L 。在原子系统中, 人们通过将腔长压缩到四十微米^[181]实现了腔原子之间的强耦合。但是对于离子系统, 这种方案并不能被直接使用, 镜子作为电介质层对于电场的影响是不可忽略的, 它对离子的影响可以分为两部分来考虑。

表 3.1 常见几种离子主要能级间跃迁衰变率

能级	跃迁频率 $\Gamma/2\pi$ (MHz)				能级	跃迁频率 $\Gamma/2\pi$ (MHz)
	Ca^+	Ba^+	Be^+	Sr^+	Yb^+	
$S_{1/2} - P_{1/2}$	22.3	15.2	17.96	20.4	$S_{1/2} - P_{1/2}$	19.5
$S_{1/2} - P_{3/2}$	23.4	19	17.97	22.4	$S_{1/2} - [3/2]_{1/2}$	4.1
$D_{3/2} - P_{1/2}$	1.7	5.1	1.4	1.2	$D_{3/2} - P_{1/2}$	0.1
$D_{3/2} - P_{3/2}$	0.17	0.7	0.14	0.16	$D_{3/2} - [3/2]_{1/2}$	0.08
$D_{5/2} - P_{3/2}$	1.6	5.4	1.3	1.4		

其一, 当使用激光尤其是紫外波段的激光操控离子时, 激光散射在离子阱的结构上会引起光电效应, 对于金属材料, 电荷会很快被传输走。但是高反射率介质膜腔镜不具有这一特性, 电荷会在其表面积累, 为了增大耦合强度 g 缩短腔长会导致腔镜及其表面积累的电荷处于距离离子很近的地方, 这会影响囚禁离子的电势^[150]。

其二, 离子微运动导致介质表面电荷的变化会反作用到离子本身, 造成离子外态也就是声子态的加热^[203], 这会影响离子系统中量子门的保真度^[204]。

一种使用新的制造技术制造的光学谐振腔——光纤光学谐振腔的产生有助于改善这一问题, 尽管其最初为原子系统设计^[205]并且在其他系统中迅速得到应用^[206-208], 但是实际上对于离子而言其解决了更多问题。

光纤法布里——珀罗腔直接将球面谐振腔的球面镜利用二氧化碳激光烧蚀技术加工在光纤端面上^[205]。并利用光纤自身传输光子的能力实现腔内光场的输入输出。由于镜面加工在光纤端面, 暴露介质层的面积约等于其光纤端面面积, 而其直径通常只有 $125\ \mu\text{m}$, 这对于改善我们上面提到的两个问题都有重要意义。另一方面, 其开放式的结构与较小的体积方便离子被加载到腔模中, 并使用激光进行冷却和操纵。

通常情况下, 光纤法布里——珀罗腔的腔镜曲率半径可以从数十微米到数百微米不等。对于原子, NV 等不存在充电和加热问题的系统, 腔长可以被缩短到数十甚至数微米。但对于离子, 为了避免上述问题, 腔长通常被设计到数百微米。但这并不能阻止我们进一步提升协同系数 C 。除了增强耦合强度 g , 另一种有效途径是减小腔损耗 κ 。从损耗的表达式中, 我们可以观察到它与精细度和腔长之间存在反比关系。然而, 增加腔长会导致模式体积 V 的增大。因此, 为了进一步提升协同系数 C , 我们可以采取提升镀膜反射率以增加精细度 $\mathcal{F}$ 的方法。

3.3.3 模式匹配理论与谐振腔几何参数选择

与使用球面透镜的法布里——珀罗腔不同，光纤光学谐振腔由于需要将腔内光场耦合到光纤传输的模式中输出而需要在谐振腔设计中考虑模式匹配的问题。我们假设单模光纤的输出模式是以其模场直径 MFD 为束腰直径 $2\omega_0$ 的高斯基模，这个高斯模式的束腰位于光纤端面上。对于对称腔，谐振腔内高斯模式的束腰则位于谐振腔中心。

计算两个高斯模式之间耦合效率的公式可以通过其波函数的内积得出。在此，我们省略了详细的推导过程，如需更多信息，请查阅文献^[209]。两个高斯模式之间的耦合效率为

$$\tau_a = \frac{2}{[(\bar{w}_0/w_0 + w_0/\bar{w}_0)^2 + (2/k\bar{w}_0w_0)^2s^2]^{1/2}}. \quad (3.105)$$

上式中 w_0 表示谐振腔内高斯模式的束腰，而 $\bar{w}_0$ 表示光纤出射高斯模式的束腰，也就是光纤的模场半径。而 s 表示两个高斯模式束腰之间的距离。我们可以看到当 $w_0 = \bar{w}_0$ 且 $s = 0$ 时，耦合效率达到最大，其值为 1，但这要求谐振腔为平凹谐振腔。如果希望使用对称腔结构，则需要牺牲部分耦合效率、

为了解决这一问题，Keller 等人在 2017 年提出了一种新型光纤微腔制作方法^[210]。他们设计了一种级联结构，通过在单模光纤上熔接一段渐变折射率光纤作为光纤透镜，使得原本从光纤端面出射后发散的高斯模式转变为汇聚模式。随后，在最外层熔接多模光纤，以便在其表面加工腔镜。这种设计使得光纤中出射的高斯模式束腰能够位于谐振腔内部，从而显著减小了两个高斯模式束腰之间的垂直距离，进而提升了耦合效率。采用这种方案，耦合效率能够提升至 99.9% 以上。

然而，这种方案对微腔加工的要求非常严格。首先，凹面的曲率半径必须精确可控。其次，渐变折射率光纤和最外层多模光纤的长度也需要能够精确控制。否则，束腰位置的变化可能导致谐振腔内的模式匹配效率下降。因此，在初步的实验阶段，我们并未考虑采用这种方法来提升耦合效率。

此外，也可以考虑使用平凹谐振腔，这种谐振腔在半导体量子点，固体系统等腔长较短无需从空间中进行激光操作的系统中经常使用。平凹谐振腔理论上可以使单侧的光纤和谐振腔模式耦合效率达到 100%，但是在相同腔长的情况下，对于离子系统这种设计的耦合强度 g 往往不及使用对称腔。

公式 3.93 给出的耦合强度 g 表达式假设了离子处于腔模束腰中，对于使用平凹腔的情况，显然在被囚禁的离子系统中，离子不可能在平面镜的镜面上。其实际耦合因子 g 是与电场强度成正比的，电场强度与离子在谐振腔内高斯模式

中的位置有关，其表达式为

$$g = \frac{d_{12}E}{\hbar} = \sqrt{\frac{d_{12}\omega}{2\epsilon_0\hbar V}} f(\mathbf{x}). \quad (3.106)$$

这里 V 为谐振腔的模式体积， $f(\mathbf{x})$ 是离子所在位置的电场密度，其最大值被归一化到 1，电场密度与模式体积 V 之间存在关系

$$V = \int f^2(\mathbf{x}) d^3x \quad (3.107)$$

在束腰处 $f(\mathbf{x})$ 具有最大值，而在离子所在位置 $f(\mathbf{x})$ 则会减小，因而耦合强度也会降低。

此外，平凹腔对镜面尺寸也有更高的要求，腔长一定且离子处在谐振腔中心时，平凹腔凹面镜上的模场半径会大于对称腔的情况，为了抑制削波损耗，这一侧腔镜将需要具有更大的尺寸。对于使用介质膜镀膜的腔镜，这会增加电介质层的面积，增加离子附近的电荷积累并使离子被加热。图 3.8 中展示了腔长为 200 微米时，离子位置的腔内高斯模式半径一定的情况下，对称腔和平凹腔两种谐振腔镜面上的模式大小这里假设了波长是 493 nm（对应 Ba^+ 的 $S_{1/2}$ 到 $P_{1/2}$ 跃迁）。从图中我们可以看到保持离子所在位置高斯模式的半径不变，平凹腔腔镜上的

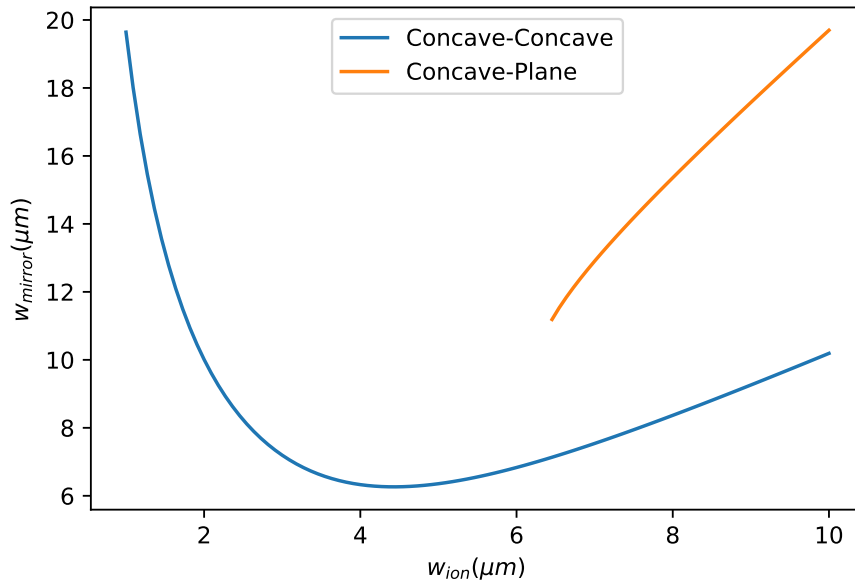


图 3.8 假设离子处于谐振腔中心，凹面镜上高斯模式的半径随离子位置模式半径的变化，蓝线代表了使用对称腔的情况，橙线代表了平凹腔的情况，腔长为 200 微米。

模式半径会大于对称腔，这意味着同等腔镜大小下情况下削波损耗会更大。如果使用金属镀膜或其他导体镀膜，则可以使用更大的凹面镜来应对这一问题，但是到目前为止我们尚不知道能够用于制造反射率 $R > 99.995\%$ 镀膜的此类材料。

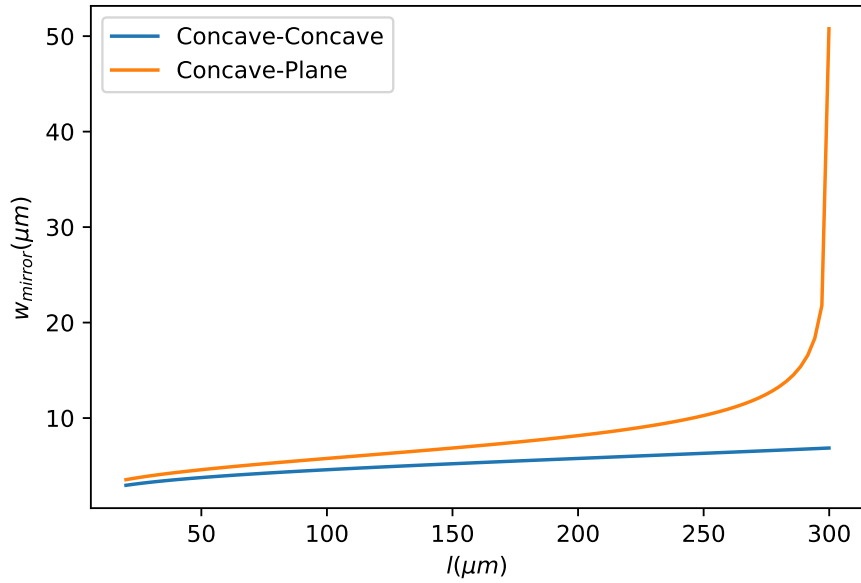


图 3.9 两种谐振腔中凹面镜上模场半径随腔长的变化，凹面的曲率半径为 300 微米。

此外，在接近稳定性条件边界的极限情况时，对称腔不会面临凹面镜上的模式半径的剧烈变化，在图 3.9 中，我们展示了这一对比。假设对称腔由两面曲率半径为 300 μm 的镜子组成，平凹腔由一面曲率半径为 300 μm 的镜子和一面平面镜组成，波长仍然被设置为 493 nm。当波长接近稳定性条件边界时，对于平凹镜组成的谐振腔，腔镜上的模式会快速增大。此外，平凹谐振腔两侧腔镜上模式的较大差异也可能为收集透射信号带来困难。我们在与其他研究组的讨论中得知，有研究者正在试图用渐变折射率光纤和单模光纤来构建用于耦合被囚禁离子的平凹腔。他们计划在渐变折射率材料上制作凹面，从而使发散的高斯模式重新汇聚并被收集到光纤中，这也是很有意义的尝试。综上，我们选择了牺牲耦合效率而获得更强离子光子相互作用且更加稳健的对称腔方案。

在公式 3.42 我们提到对称腔中模式体积正比于其束腰面积与腔长的乘积，为了增大耦合强度，人们需要为了减小模式体积而减小腔长。由于在此前使用紫外光的实验中，使用腔长为 230 μm 的光纤光学谐振腔报告了充电造成的失败^[211]，我们在采取其他保护措施的同时也保守的将腔长设定为 250 μm 。过短的腔长可能导致介质膜充电而失败，更长的腔长意味着更低的耦合强度。

另一方面，我们也可以通过合理的设计谐振腔腔镜的曲率半径来在可控的范围内减小腔模式束腰的直径来减小模式体积。图 3.10 展示了在腔长为 250 μm 时对称腔腔镜曲率半径与腔模式束腰直径的关系，可以看到，当谐振腔参数接近稳定性条件边界即曲率半径 $R \rightarrow L$ 时，腔模式束腰半径会迅速减小，但是利用

这种极限情况是困难^[212]的。

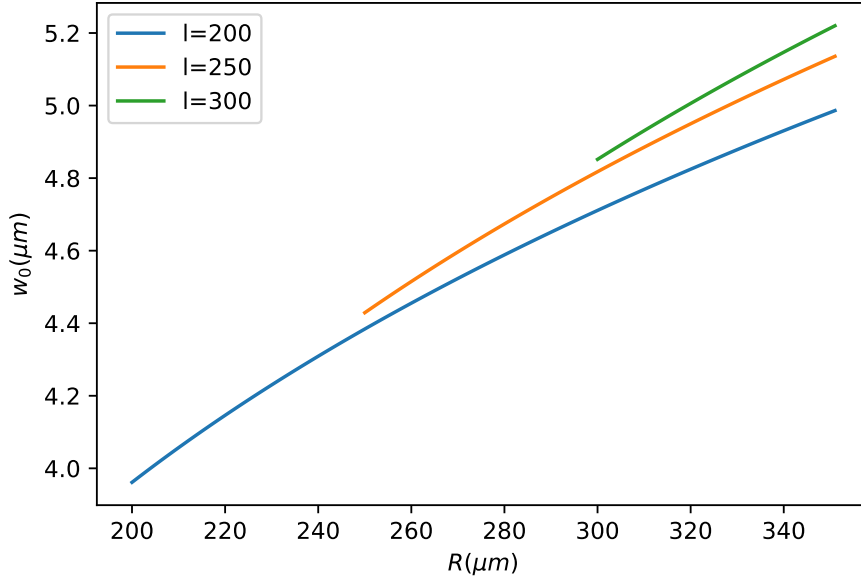


图 3.10 腔模束腰半径与腔镜曲率半径的关系，图中展示了在腔长 $l=200, 250, 300$ 微米三种情况下腔镜曲率半径与腔模式束腰半径的关系。

在由单脉冲二氧化碳激光加工的腔镜组成的平凹腔中当腔长超过曲率半径的一半时，一些工作报告^[212]观察到了谐振腔透射率和精细度的快速下降，这是腔内高阶模式与基模的耦合造成的，单脉冲二氧化碳激光加工的腔镜并不是球面而是高斯形的，腔内高阶模式的产生则主要由于加工的腔镜对理想球面的偏离引起了高斯模式波前和腔镜曲面不匹配，干扰了光在腔镜上反射时的相位，这也被称作衍射损耗。在随后的工作中，研究人员通过使用多激光脉冲组合的方法使用两根端面上曲面曲率半径约为 $1600\text{ }\mu\text{m}$ 的光纤搭建了腔长达到 $1500\text{ }\mu\text{m}$ 的光学谐振腔^[213]，其精细度可达 50000。这证明良好的面型控制 and 对称腔结构都可以有效减少衍射损耗而使得腔长可以被拉伸到接近稳定性条件边界时的取值而尽可能通过减小束腰来减小模式体积。考虑到我们对面型的控制能力尚不明确，我们选择了相对保守的参数，我们将目标腔镜曲率半径设置为 $300\text{ }\mu\text{m}$ ，并为了确保腔长可以被拉伸到 $250\text{ }\mu\text{m}$ 附近，加工了曲率半径更大的腔镜以防不测。

3.3.4 光子晶体光纤与耦合效率

至此已经讨论了我们光纤微腔的主要结构设计，但我们仍需要选择合适的光纤并根据公式 3.105 估计的光纤——腔模式耦合效率。图 3.10 中给出了腔模束腰半径与腔镜曲率半径之间的关系。我们也可以根据公式 3.45 计算其准确值，当腔长为 $250\text{ }\mu\text{m}$ 腔镜曲率半径为 $300\text{ }\mu\text{m}$ 时束腰半径为 $4.8\text{ }\mu\text{m}$ 。在我们的设计中，

需要光纤同时具有对 1550 nm, 493 nm, 650 nm 三种波长的单模传输能力（原因我们会在后文中介绍），其中对 1550 nm 波长的耦合效率不是最重要的，但是仍需确保其反射信号可以被顺利检测。

普通单模和多模光纤通过掺杂的方式使得光纤中心的折射率略高于周围。我们将中心称为纤芯，外层称为包层，光线以小角度入射时在界面上发生全反射。单模光纤纤芯直径较小，从而限制了光在其中传输的模式，正常情况下光在单模光纤中以 LP_{01} 模式传播的。通过纤芯传输的光能量约占 45%，实际传输的光场截面会略大于纤芯直径，我们用模场直径 (MFD) 来表示其中模式的直径。这种传输通常有截止波长，其单模条件表达式为

$$0 < V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} < 2.405. \quad (3.108)$$

其中 n_1 , n_2 分别是纤芯和包层的折射率，而 a 则代表了纤芯的半径。在波长大于截止波长时，光可以在光纤中单模传输；波长短于截止波长时，光虽然仍然能在其中传输，但是无法保持单模。波长长于其工作波段的激光则无法在单模光纤中传输。单模光纤单模传输时的模场直径通常与其设计波长有关，对于 493 nm, 650 nm，其模场直径通常只有 3-4 μm ，而对于 1550 nm 波段光纤其 MFD 可以达到 9 μm 。我们波段不同的三种激光使我们无法选择一种单模光纤使得三种波长都能在其中良好的单模传输。而多模传输显然会影响和光学谐振腔基模与光纤模式的耦合效率。

因此，我们选用了一种特殊的光纤——光子晶体光纤。光子晶体光纤可分为实心光纤和空心光纤，虽然它们在结构上相似，但传输原理却截然不同。空心光纤利用的是光子能隙导光机制，尽管其中心为空气，但周围分布着空气孔隙——即光子晶体阵列。当光子晶体阵列与其中心空心区域的尺寸满足特定关系时，特定波长的光会被约束在中心空心区域进行传输。此类光子晶体光纤尽管能使光以极低损耗在空心中传输，但仅适用于特定的波长。

另一方面，实心光纤则是我们选用的类型，其中心仍为玻璃材料。周围的周期性空气孔隙阵列降低了其平均折射率，因此其传输机理与传统光纤相同。尽管传输机理相似，但实心光子晶体光纤的参数可调范围远大于通过掺杂方法制造的普通光纤。通过调整包层中的孔隙结构，我们可以大幅改变 n_2 的值。因此，在确保公式 3.108 中的参数 V 满足单模条件的同时，纤芯直径 a 的选择也更具灵活性。这使得光子晶体光纤为我们提供了多种适用于模式匹配的光纤选择。

此外，波长越短传输时其模场直径越小，对于光子晶体光纤而言，这种收缩增加了光在纤芯中的传输比例，减少了在包层中的传输，因此光在空气孔隙中的占比减少了。这相当于由于光的传输区域变化， n_2 的值增大了。这一变化补偿了公式 3.108 中 λ 的减小，使得 V 仍然能够保持在单模条件下。因此，光子晶体光

纤允许很宽波段的激光在其中单模传输。这一特性使得我们能够设计三种波长差距较大的光同时耦合到谐振腔的方案。

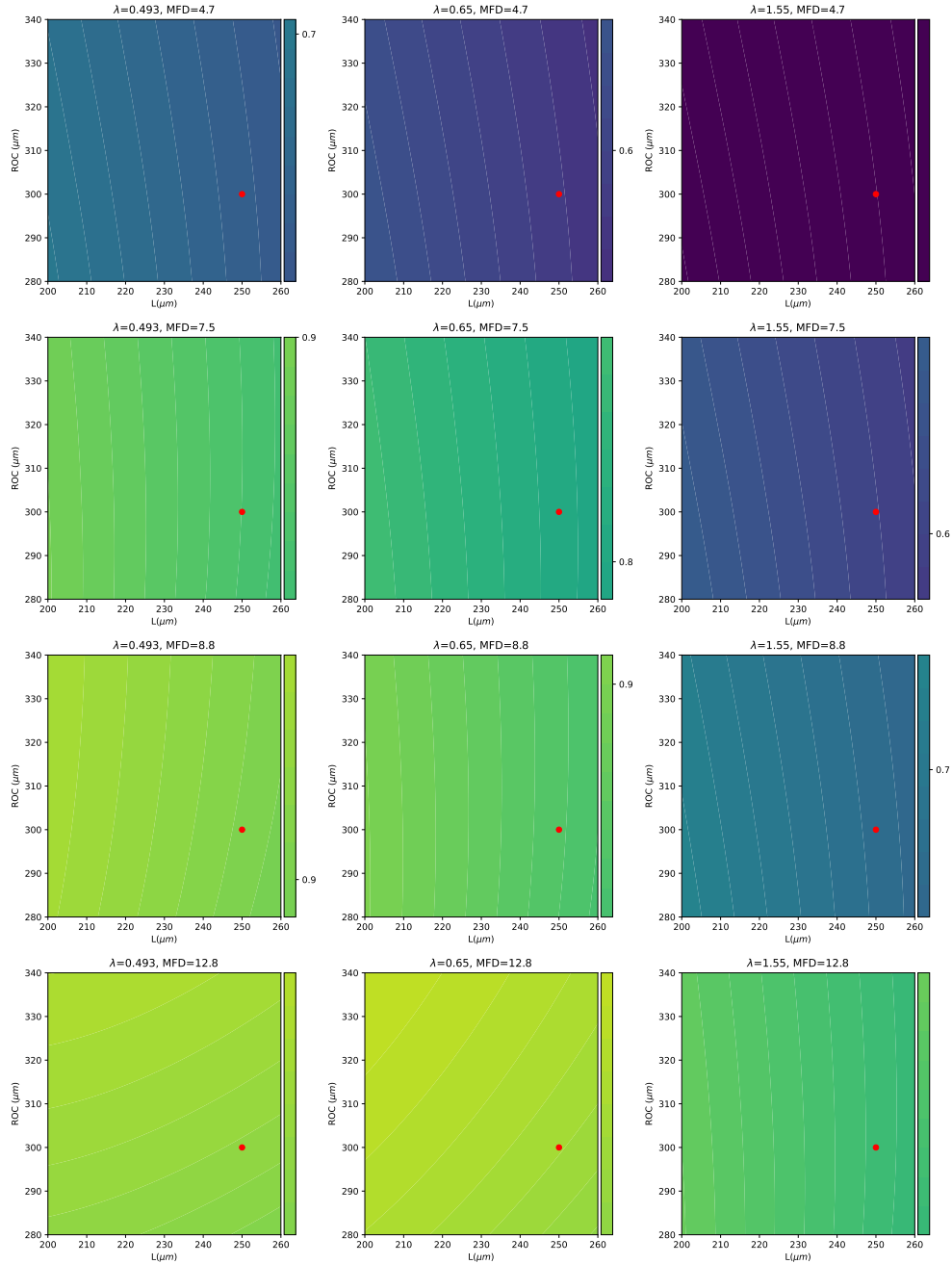


图 3.11 使用不同型号的光子晶体光纤时耦合效率随腔长和腔镜曲率半径的变化，其中每一列子图对应的波长相同，每一行子图对应一种型号的光纤。

NKT 公司提供的实心光子晶体光纤的型号和对应参数如表 3.2 所示。

由于波长较短的光在光子晶体结构中的传输模式收缩，其模场直径几乎不受波长变化的影响。然而，这也引发了一个问题：在进行耦合时，我们需要在三种不同波长的光纤模式与腔模式之间的耦合效率中进行权衡。这是因为，尽管三

表 3.2 NKT-Photonics 公司提供的实心光子晶体光纤参数

光纤型号	LMA-5	LMA-8	LMA-10	LMA-15
工作波长 [nm]	400-1700	400-1700	500-1700	500-1700
模场直径 @ 532 nm [μm]	4.5	7.2	8.4	12.5
模场直径 @ 1064 nm [μm]	4.7	7.5	8.8	12.8
NA@ 1064 nm	0.2	0.14	0.11	0.07
芯径 [μm]	5	8	10	15
包层直径 [μm]	125	245	245	245

种波长对应的腔模式束腰不同，但它们在光纤中传输的模场直径却大致相同，因此耦合效率会有所不同。在图 3.11 中，我们展示了使用不同光纤和谐振腔结构时的耦合效率变化。

图中每一行子图代表使用同一种光纤的情况，从上到下依次为 LMA-5 光纤、LMA-8 光纤、LMA-10 光纤和 LMA-15 光纤。每一列子图则代表特定波长的使用情况，从左到右依次为 493 nm、650 nm 和 1550 nm。每张子图的横坐标反映了谐振腔的设计腔长，纵坐标则反映了设计对称球面镜谐振腔腔镜的曲率半径。图中红点的位置明确指出了前文中提到的目标参数位置。

从图中可以明显观察到，每张子图的左侧取值均大于右侧，这反映了腔长更短的情况。通常情况下，更短的腔长意味着更强的离子光子耦合和更高的耦合效率。然而，我们的设计腔长受到离子系统电场要求的制约。若不考虑离子系统的限制，采用更短的腔长将具有诸多优势。

虽然 LMA-15 光纤在四种光纤中表现优秀，但其工作波长范围为 500-1700 nm，并未覆盖我们所需的 493 nm，这可能意味着在该波长下光纤并非单模传输。因此，我们选择了 LMA-8 光纤。然而，在实际测试中发现，LMA-15 光纤在传输 493 nm 激光时模式形状良好，因此在未来的实验中可以考虑使用这种光纤以提升耦合效率。目前，我们设计的单侧光纤出射模式与腔模式耦合效率对于 493 nm 和 650 nm 波长超过 80%，而对于 1550 nm 激光则超过 60%。

3.3.5 偏差估计

以上讨论的耦合效率都假设了光纤腔模式和光纤模式良好对准，实际上耦合效率还与作为谐振腔腔镜的两根光纤的对齐情况以及腔面的加工情况有关。如图 3.12 所示，如果光纤不能被准确对齐或者腔镜没有对准光纤中心都会导致模式匹配偏差而使耦合效率下降。对于两个存在角度和横向位置偏差的高斯模式，其耦合效率公式为

$$\tau_a = \frac{2}{[(\bar{w}_0/w_0 + w_0/\bar{w}_0)^2 + (2/k\bar{w}_0w_0)^2s^2]^{1/2}} e^{-(\delta/\delta_e)^2} e^{-(\theta/\theta_e)^2}. \quad (3.109)$$

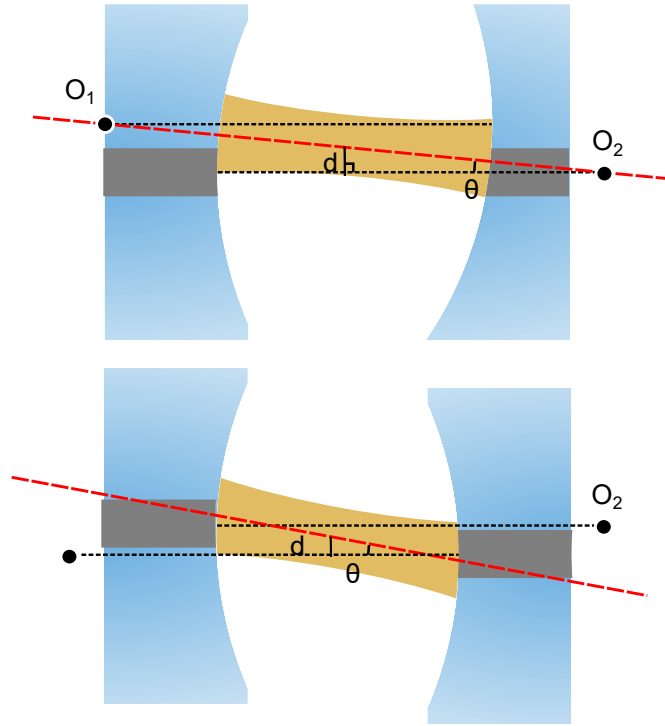


图 3.12 当加工在光纤端面的腔镜和纤芯不对齐或者两根光纤没有对齐的时候腔模式的错位会导致耦合效率下降。

其中 θ_e 被称为极限容忍角，其表达式为

$$\theta_e = \frac{2^{3/2}}{k\tau_a(\bar{w}^2 + w^2)^{1/2}}. \quad (3.110)$$

它的物理意义是当耦合效率下降到原先 $1/e$ 时，两个高斯模式的角度偏差。同理， δ_e 则是两个高斯模式的横向位置的极限容忍位移，其表达式为

$$\delta_e = \frac{\sqrt{2}}{\tau_a(1/\bar{w}_0^2 + 1/w_0^2)^{1/2}}. \quad (3.111)$$

在后文中我们将根据此公式计算估计装配时的容忍偏差。

3.3.6 镀膜指标与耦合强度

前文中我们详细的介绍了谐振腔的设计和耦合，下面我们根据目标来设计镀膜，并结合实际情况选择镀膜参数，我们希望将 Ba^+ 离子耦合到谐振腔之后对其 $P_{1/2} \rightarrow S_{1/2}$ 跃迁（对应波长 493 nm）以及 $P_{1/2} \rightarrow D_{3/2}$ （对应波长 650 nm）跃迁均实现 $C > 1$ 的耦合，同时使用 1550 nm 激光来进行谐振腔腔长的锁定，这意味着谐振腔对于 1550 nm 激光应有与对 493 nm，650 nm 相似的精细度。同时我们希望使腔内光场主要从一侧输出，由于初步目标仅为收集，不需要 493 nm 和 650 nm 激光从外侧耦合到谐振腔内部，因而原则上对这两种波长不需要考虑

前文提到的阻抗匹配的问题。尽管如此我们还是希望镀膜对这两种波长有一定的透射率以方便调试谐振腔。在不考虑损耗的情况下根据公式 3.93 可以计算谐

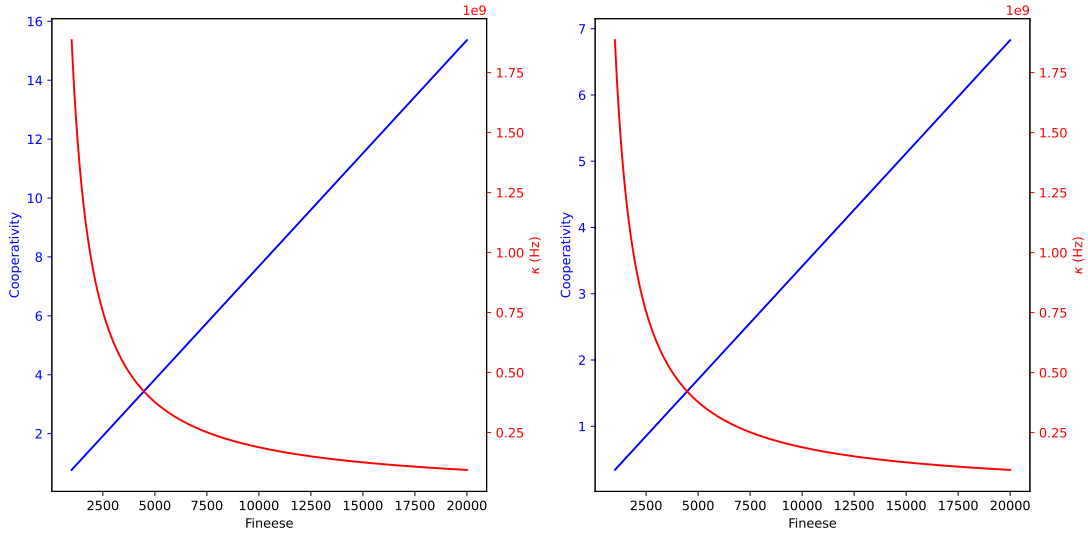


图 3.13 协同因子和谐振腔线宽（损耗）随精细度 F 的变化关系

振腔内光场的耦合强度，并结合公式 3.92 以及公式 3.97 来推算精细度 F 和协同因子 C 之间的关系。对应 $P_{1/2} \rightarrow S_{1/2}$ 跃迁频率为 $2\pi \times 15.2 \text{ MHz}$ （其对应波长 493 nm ），而对应 $P_{1/2} \rightarrow D_{3/2}$ 的跃迁频率为 $2\pi \times 5.1 \text{ MHz}$ （ 650 nm ）。谐振腔模式体积

$$V = \frac{1}{4}\pi w_0^2 l. \quad (3.112)$$

其中 l 为腔长， w_0 为腔膜束腰半径，带入公式 3.93 即可计算耦合强度 g 。这里我们先不考虑塞曼能级的影响，对于单个塞曼能级，需要依据 C-G 系数表来乘以相应的跃迁分支比。在不考虑塞曼能级（即两个塞曼能级均被包含在谐振腔的共振线宽内）的情况下，我们计算得出耦合因子 $g_{P \rightarrow S} = 2\pi \times 96 \text{ MHz}$ 。采用相同的计算步骤，我们进一步得出 $P_{1/2} \rightarrow D_{3/2}$ 跃迁的耦合因子为 $g_{P \rightarrow D} = 2\pi \times 63 \text{ MHz}$ 。

根据这两种跃迁的耦合因子，我们绘制了协同因子与谐振腔输出同精细度的关系图，如图 3.13 所示。谐振腔与离子之间的协同性因子存在明显的线性关系。尽管提升精细度有助于获得更高的协同性因子，但这同时也意味着需要采用更高反射率的镀膜，这将对谐振腔镜面、腔内以及镀膜的损耗要求提出更高的要求。同时，由于透射相对损耗的减少，谐振腔输出信号的强度也会相应下降，不利于实验探测。

为确保两种跃迁的协同因子均大于 1，我们经过权衡，选择将 493 nm 的精细度设定为 6000，而将 650 nm 的精细度设定在 10 000 左右。这样，两种跃迁的协同因子均可保持在 3-4 的范围内，既满足了实验需求，又兼顾了实际操作的可性。

输出端腔镜的透射率被设计为非输出端的 10 倍，输出腔镜对两种波长的透射率分别为 $T_{1:493} = 1000 \text{ ppm}$ ， $T_{1:650} = 500 \text{ ppm}$ ，高反腔镜的透射率 $T_{2:493} = 100 \text{ ppm}$ ， $T_{2:650} = 50 \text{ ppm}$ 。

根据阻抗匹配公式 3.22，我们可以确定从外部耦合到空腔时反射光谱的最大深度，即能够输入谐振腔的功率比例 $P_{\min}^r / P^{in}$ 的最大值（在假设腔膜和光纤耦合效率为 100% 的情况下）。对于 493 nm 激光，该值为 21.6%，而对于 650 nm 激光，其值为 15.3%。

我们计划将用于锁腔的 1550 nm 激光的精细度同样设定为 6000。由于 1550 nm 激光需要从外部耦合进入谐振腔，我们需要满足最佳阻抗匹配条件，即两面腔镜的反射率应相等。因此，我们确定两面腔镜对 1550 nm 激光的透射率为 $T_{1550} = 500 \text{ ppm}$ 。

这样，在不考虑损耗的情况下，谐振腔对 493 nm 激光、650 nm 激光和 1550 nm 激光的精细度最大值分别为 11 200、5460 和 6280。

3.4 本章小结

本章介绍了光学谐振腔，腔离子相互作用的基本理论以及实现离子光子确定性相互作用的条件。随后根据协同因子 $C > 1$ 的目标以及被囚禁离子的限制介绍了我们的光纤微腔的结构和镀膜设计，计算了设计的耦合效率以及可以达到的协同因子上限。本章内容是腔离子耦合系统的理论核心，谐振腔的设计和参数选择决定了系统能够到达的性能上限以及对加工和制造精度的要求。

第4章 腔离子耦合结构的设计与制造

在上一章中我们已经详细地介绍了光学谐振腔的基本理论与我们的设计。本章中，我们将首先介绍如何将第三章中的光纤微腔和第二章中的离子阱结合，然后介绍如何加工和表征光纤腔镜，最后介绍如何通过一系列微纳加工工艺将光纤加工成离子阱的电极。

4.1 结合的光纤腔和离子阱

4.1.1 光纤腔和离子阱的集成

将光纤腔和离子阱结合的尝试自 2013 年以来^[211]未曾中断过，但是时至今日，并没有非常理想的结果。我们将简单回顾前人尝试的经历，讨论他们的设计缺陷，然后介绍我们的设计。如图 4.1 (a) 所示，在 2013 年因斯布鲁克大学的首次尝试中，他们使用两根侧面镀铜的光纤腔镜来组成光纤谐振腔，并将谐振腔腔长设置为 200 μm 。光纤头部 400 μm 区域内的铜层基底被去除，100 μm 区域内的金属钛薄膜被去除。然而不幸的是，暴露的光纤头部因为在紫外光下充电，对囚禁电场产生了致命影响^[214]。当两根光纤的端面距离接近 800 μm 时，离子会从陷阱中逃脱。同年，剑桥大学 Kohn 研究组的成员实现了首个成功的光纤腔离子集成^[215]，他们使用的基本结构如图 4.1 (b)，光纤被套进了不锈钢管中以提供良好的屏蔽效果^[216]，装配在真空腔中的压电平移台使得他们成功地将谐振腔长度推进到 220 μm ，并成功实现了光纤腔模与 Yb^+ 中 $D[3/2]_{1/2} \rightarrow {}^2D_{3/2}$ 跃迁的耦合。我们认为，他们之所以未遭遇前面遇到的囚禁离子困难的问题，原因在于他们射频电极针尖几乎直接伸进了光纤腔中间。然而由于他们使用的谐振腔精细度仅有 1000，并且 Yb^+ 该跃迁分支比较低，其协同因子只做到 0.05。2016 年，该小组对装置进行了改进，并准备耦合分支比更大但在紫外波长的 Yb^+ 离子 $P \rightarrow S$ 跃迁，改进装置如图 4.1 (c) 所示，将调谐压电变成了压电平移台，但是却遇到了新的问题^[217]。他们观察到光纤腔在真空中精细度快速衰减，最终导致了实验的失败，他们在总结后认为这是由于真空中使用过多紫外固化胶导致的。随后他们在不使用胶水的情况下在真空中搭建了一个常规法布里——珀罗腔，在九个月的时间内，并未观察到精细度的变化^[218]。2020 年，因斯布鲁克大学试图在原先线性阱集成谐振腔的实验装置上进行改进，尝试了新的方法来解决光纤充电的问题^[219]。他们尝试通过施加直流电场来预先反向充电光纤，这样可以抵消后来充电的电荷，然而遗憾的是他们未能多次复现该效果。同年，苏萨克斯大学 Keller 的课题组成功地实现了强耦合^[192]，使用的结构如图 4.1 (d)。在

这个装置中, 光纤被套在两层不锈钢管中, 并且由胶水填充内外两层不锈钢管之间来进行定位。在这个设计结构中, 也许是胶水使用过多, 在固化或者烘烤时产生了形变, 导致两根光纤的相对偏移居然达到了 $9\text{ }\mu\text{m}$, 这意味着腔膜和光纤模式耦合强度几乎掉到了没有的地步。2022 年, Kohn 的研究组展示了他们的又一次尝试, 他们为了解决光纤腔精细度退化的问题, 设计了不使用胶水的结构^[220], 如图 4.1 (e) 所示。他们使用了一个较大的压电管来进行 z 方向的推进。但使得一定长度的光纤头部被悬空, 导致这一结构不够稳固, 无法对腔长进行良好地锁定, 最终使得有效协同因子仅为 0.046。如果我们将上述的问题进行归纳总结, 大致可以分为四个方面:

- * 1. 光纤头部电介质层充电导致的囚禁离子问题。
- * 2. 光纤腔精细度在真空中退化问题。
- * 3. 光纤腔在结构中的机械稳定性问题。
- * 4. 光纤腔在真空烘烤后不能保持仍然对准的问题。

我们的设计结构展示如图 4.2 所示。设计时为了保证光纤谐振腔机械结构稳定性, 我们将结构尽可能地简化, 牺牲不必要的功能。

4.1.2 充电问题

对于裸露的光纤头部充电导致无法囚禁离子的问题, 第一, 我们使用经过电镀处理的光纤作为射频电极形成势阱, 我们认为外壳上高达数百上千伏特的射频电压足以补偿介质层充电的静电荷斥力; 第二, 光纤表面的金层起到了屏蔽作用, 尽可能地减少了光纤侧面和端面的电介质层充电, 并且还有助于降低电介质层导致的离子加热; 第三, 我们设计的陷阱是一种单极点的 3D 陷阱, 势阱深度通常高于线性阱, 因而可以避免离子的逃逸; 第四, 我们使用的 Ba^+ 没有紫外的跃迁谱线, 可以避免因光电效应而产生的充电。

4.1.3 机械稳定性问题

对于光纤腔在结构中机械稳定性的问题, 我们移除了在因斯布鲁克大学和波恩大学设计中, 使用压电平移台来将光纤推入抽出的设计。实际上, 使用光纤本身作为射频电极的设计, 决定了我们的光纤腔是无法被大范围移动的。我们不仅取消了光纤长程移动的能力, 也移除在垂直于谐振腔轴的平面内移动光纤的压电陶瓷, 仅仅保留了在轴向上进行腔长调谐的压电, 以此来最大化地增强稳定性。同时整个结构被装配在整块不锈钢底座上, 通过隔振系统悬浮。此外, 一方面处于光子晶体光纤的成本考虑, 另一方面处于进一步增强机械稳定性的要求, 我们将光纤尾部截断了, 这样单根光纤的长度仅为 4 cm, 并不与外界相连。

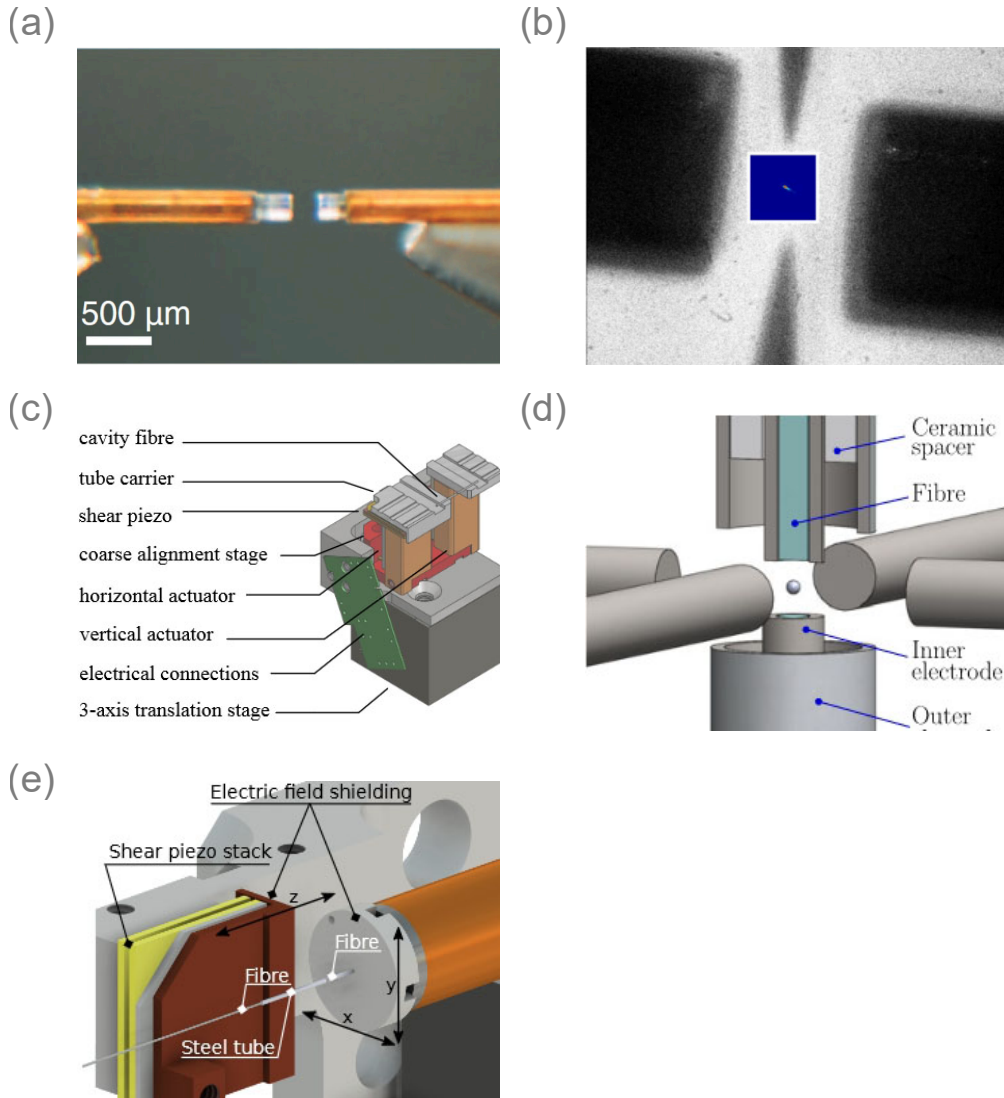


图 4.1 光纤腔和离子阱的集成尝试实验的主要结构。(a) 使用头部去除铜层的镀铜光纤，然而正是这部分裸露的光纤，因为在紫外光下的充电问题，对囚禁电场产生了致使影响^[211]。(b) 将光纤腔套进不锈钢管中，来对紫外光进行屏蔽^[215]。(c) 对 (b) 中的装置进行改进，将调谐压电换成压电平衡台。但是却遇到了光纤腔精细度快速下降的问题。推测原因在于过多使用紫外固化腔导致的^[217]。(d) 同样将光纤腔套进不锈钢管中，不过这次将不锈钢管本身作为电极来使用。但遇到的问题是，光纤通过胶水固定在不锈钢管中，在烘烤或者固化时，光纤偏移了 $9\ \mu\text{m}$ ^[192]。(e) 吸取紫外固化胶导致腔精细度下降，以及胶水固化或烘烤过程导致光纤偏移的教训，设计了不使用胶水的结构。不过这里使用了一个较大的压电管来实现 z 方向的推进，且使得光纤头部悬挂出去了一段距离，导致这一结构机械稳定性较差，无法对腔长进行良好地锁定^[220]。

4.1.4 定位与烘烤形变问题

对于光纤机械对准的问题，我们采取尺寸匹配的玻璃 V 槽来固定光纤。两侧 V 槽基底被预先用胶水粘贴在压电陶瓷和下部的陶瓷基座上，随后才进行机械加工，一次性同时在两侧的基底上加工出 V 形槽，这样加工出的 V 形槽具有超高的对准精度，后文我们将展示出我们的测试结果。使用极少量的紫外固化胶水，将光纤直接固定在 V 槽中。与 Keller 研究组在双层套管中填充大量胶水的

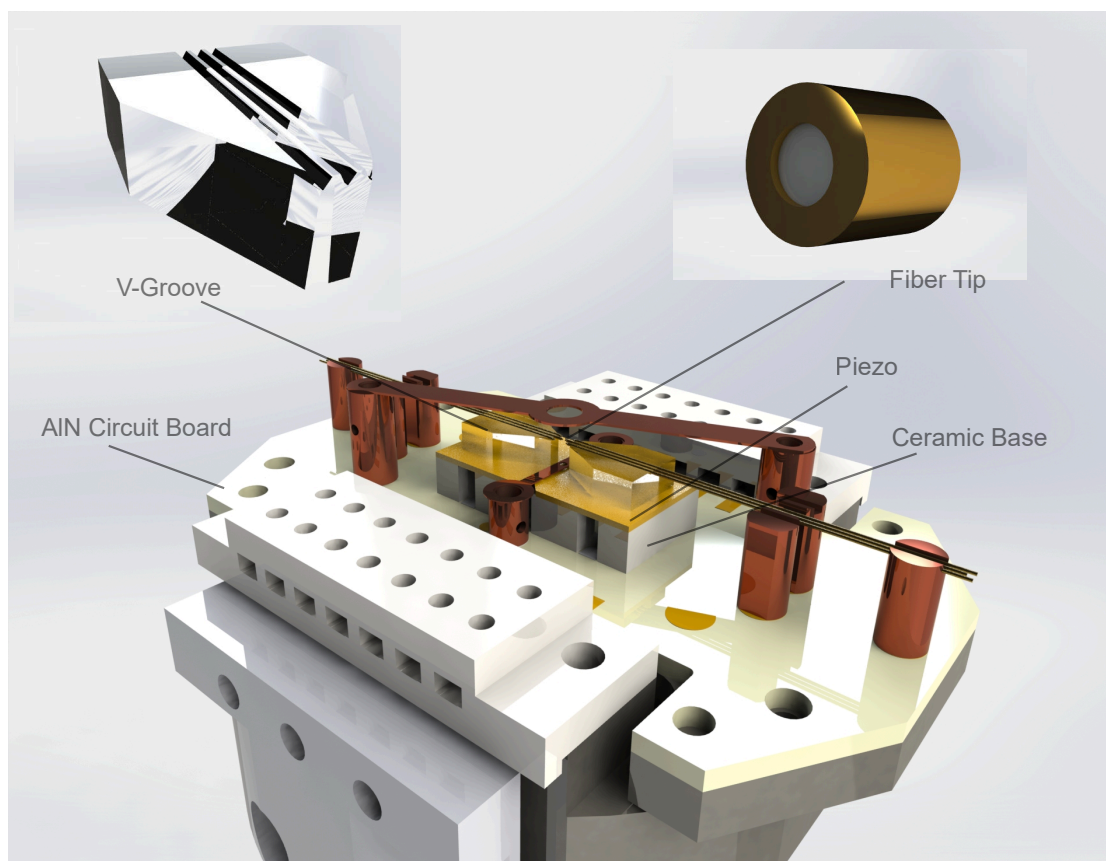


图 4.2 集成光纤腔离子阱设计的主要结构。右上角为中间光纤电极端面示意图。可以看到我们只在光纤端面外围环形区域镀了金层，而保留了中间区域的通光作用。左上角为光纤玻璃槽示意图，直接把它粘在一维压电上，该压电行程为 $1.55\ \mu\text{m}$ ，仅满足锁腔需要，并不具备扫描腔长的能力。同时我们也没有配置横向压电，横向的对准精度则由光纤玻璃槽的加工精度决定。当然，在正式组装前，我们会用普通光纤对该玻璃槽的横向对准精度进行测试，确保没有问题再进行组装。从目前测试的结果来看，光纤横向对准精度均在可接受范围以内 ($1\ \mu\text{m}$)。一维压电粘在陶瓷底座上，而这里陶瓷底座的材料选择了与上方压电陶瓷，光纤玻璃槽具有相近热膨胀系数的材料。陶瓷底座粘在陶瓷电路板上。以上玻璃槽和压电陶瓷之间，压电陶瓷和陶瓷底座之间，陶瓷底座和陶瓷电路板之间，均使用的是 epoxy 公司的 353ND 光学胶。

设计不同，我们尽量的避免了胶水的填充，以此来减少真空烘烤后胶水形变的影响。

4.1.5 真空中精细度下降问题

在此前的研究中^[221]，光学镀膜在真空中精细度下降的原因，是由于镀膜中 Ti_2O_5 中的氧原子丢失导致的，通过在外层增加二氧化硅保护层可以有效的解决这一问题。尽管在 2016 年 Kohn 研究组的实验中他们增加了这一保护镀膜，但还是遇到了精细度下降的问题，恢复大气环境后精细度逐渐恢复，这也符合文献中的描述现象。虽然他们将原因归因于胶水，但是我们并不认为是胶水导致的问题，没有原理可以解释胶水导致的问题为何会在恢复大气环境后恢复。在文献中他们提到了在将光纤装入真空前进行过铜沉积操作，并提到这样的操作可能直

接影响精细度。我认为是他们在进行类似操作时，破坏了光纤最外层的二氧化硅保护层，尽管这没有在很大程度上影响他们当时的精细度，但是却造成了在装入真空后精细度的下降。此外，在 IBS 光学镀膜的过程中，光纤头部所处的位置或者端面所处的平面，均可能会影响光纤腔镜的镀膜结果，导致不同光纤的反射率会有些许差异。我们就在同一批镀膜的光纤中发现了个别光纤微镜反射率远不及指标，而端面面型又没有任何问题的情况。所以，除了操作破坏了保护层的可能外，也存在镀膜时个别光纤没有被镀上最外层保护层的可能。区分这两种情况也很容易，只需将两面腔镜拆除，分别检测其反射率，但是很遗憾文献中并未提到他们进行相应的测试。

此外，为我们也进行过类似的测试。在制造用于锁定激光的超稳腔时，超稳腔的精细度在真空中每隔一段时间就测量一次，发现超稳腔精细度确实在随着时间不断下降。在超稳腔中我们使用的镜片与我们实际使用的光纤腔具有相同的镀膜，最外层镀膜都是二氧化硅。我们将两片镜子一侧采取水玻璃键合另一侧采用紫外固化胶粘贴的方法固定在 ULE 玻璃柱子的两侧，然后将其装入真空度为 $1\text{e-}8\text{ mbar}$ 也就是 $1\text{e-}6\text{ Pa}$ 的真空中。起初，精细度约为 2000，但在仅仅半个月之后，精细度下降到了一百多，腔镜镜面损耗增加了十倍。与 Kohn 研究组遇到的情况不同的是，我们把腔镜在大气环境中放置一个星期，并未检测到精细度恢复。我们认为真空中精细度下降并不是由真空造成的，而是由用于 pump down 真空的离子泵造成的。尽管腔镜内侧仅仅通过 ULE 玻璃中心处直径 5 mm 的细长通道与外界相连通，但是不可思议的是，在真空腔室上方垂直向下安装的离子泵还是造成了精细度的下降，后文中介绍超稳腔的部分我们会详细展示其结构。但是当我们 400 L 离子泵旋转，避免直接正对真空室，并在其附近增加一个吸气剂泵后就未再遇到此问题。新的两面腔镜完全使用紫外固化胶粘贴再 ULE 柱子两端，但是并未观察到任何精细度下降。

4.1.6 其他结构

在真空烘烤过程中，阱的支撑结构会发生形变，因此需要保证支撑结构中，各部分材料具有相似的热膨胀系数，以避免在两种材料之间，也就是用胶水固定的空隙处，形成剪切应力从而破坏胶水粘贴。表 4.1 展示了支撑结构中使用到的材料的热膨胀系数。

表 4.1 光纤腔安装结构基底材料的热膨胀系数

材料	热膨胀系数 (ppm/K)
高硼硅玻璃	3.3
压电陶瓷	5.5
氮化铝陶瓷	3.5-5.76

我们将光纤支撑结构安装在氮化铝制造的电路板上，需要电接触的部分使用导电银胶连接起来，再通过真空镍片和真空导线连接到外部。考虑到法布里——珀罗腔的高灵敏度，我们为整体结构设计了两套可以更换的隔振系统。基本结构如图 4.3 所示。第一套系统使用 viton 真空友好的橡胶块进行双层隔振，上层橡胶块直径为 3 mm，下层橡胶块直径为 5 mm。第二套隔振系统则由弹簧支

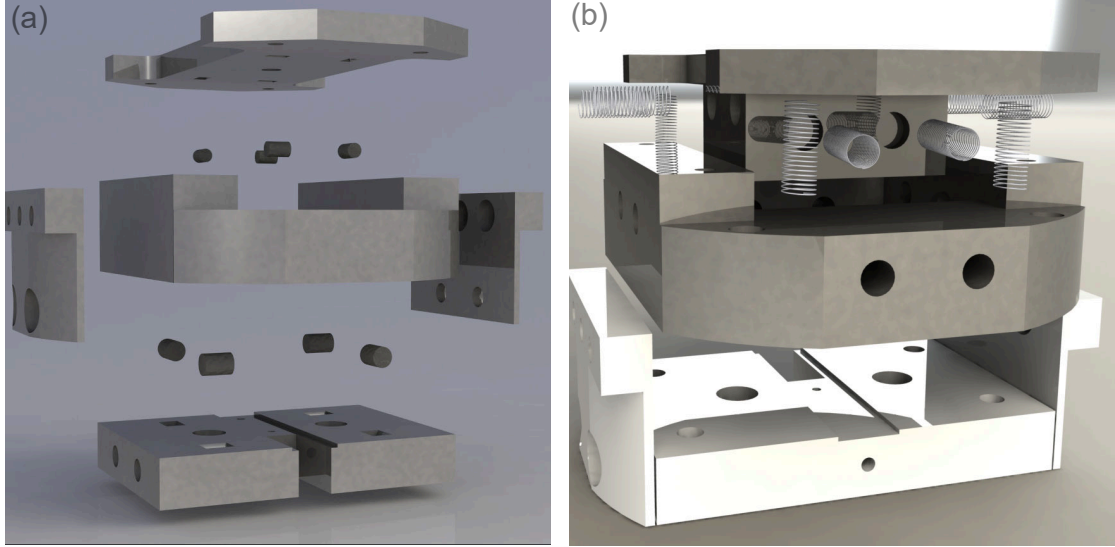


图 4.3 隔振系统设计。(a) 使用 viton 橡胶块设计的双层隔振系统，每层隔振系统由四块圆柱形 viton 橡胶构成，这四块 viton 橡胶分别处在一个长方形的四个顶点，相邻两个橡胶块之间朝向互相垂直。同时两层橡胶块直径不同，来隔离不同频率的机械振动。(b) 使用不锈钢弹簧设计的隔振系统。该系统的特征频率 f 随刚度系数 k 的增大而增大。我们需要将 f 设计得越小越好，因为这样可以隔离的机械噪声频率下限就越低。而 f 越小代表 k 越小， k 越小代表弹簧越软，意味着隔振系统的阻尼较小，反而不利于隔离机械噪声。

持，在三个方向上的弹簧可以隔离各个方向的振动。日常生活中的低频噪声在 200 Hz 以上，因此设计时我们的隔振系统以 50 Hz 为目标特征频率。弹簧材料选择不锈钢，杨氏弹性模量为 194020 N/mm^2 ，弹簧刚度系数为

$$k = \frac{Gd^4}{8D^3n}. \quad (4.1)$$

其中 G 为杨氏模量， d 为弹簧线直径， D 为弹簧外径， n 为弹簧圈数。特征频率的计算公式为

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}}. \quad (4.2)$$

我们选择的弹簧线直径为 0.2 mm，外径 D 为 3 mm，有效圈数为 6，计算得到弹性系数 239.5 N/m，最终计算得到的特征频率为 20 Hz。

4.2 光纤微腔腔镜的加工

4.2.1 腔镜引起的损耗

本节描述我们的目标参数，并介绍几个需要考虑的重要参数——削波损耗，散射损耗以及吸收损耗。

腔镜的有效区域面积在一些条件下会导致精细度的快速下降，这被称为削波损耗。当腔镜的有效区域面积未能远大于腔镜上的高斯模式时，散射到腔镜外部的光子就会损耗，从而造成光子在谐振腔内寿命的下降，进而造成精细度的下降。由于在对称腔中，腔镜上的模式通常会随着腔长的增加而增大，因而对腔长有一定要求的系统，更需要考虑削波损耗。此外，由于在谐振腔几何结构确定的情况下，腔镜上的高斯模式直径与波长成正比，因而在使用较长波长的激光时，同样需要考虑削波损耗。对精细度要求越高对削波损耗的要求也就越高，所需的腔镜镜面也就越大。

我们可以以一种简单的模型来估计削波损耗的最大值，即我们假设在加工凹面以外的光子全部损耗掉了。在这种情况下其损耗表达式为

$$\mathcal{L}_{cl} = e^{-2(D/2)^2/w_m^2}. \quad (4.3)$$

其中 D 为镜面的直径，在这里也就是我们需要加工的凹面的直径， w_m 是腔镜上的高斯模式半径，其数值可以由公式 3.46 计算。在我们设计的谐振腔结构下，削波损耗随着腔镜直径的变化关系，如图 4.4 所示。图中的绿色曲线对应 1550 nm 波长，橙色和蓝色曲线对应 650 nm 和 493 nm。而两条红色虚线代表损耗为 100 ppm 和 1 ppm 的阈值。这意味着当腔长为 250 μm ，腔镜曲率半径为 300 μm 时，我们至少应当确保腔面达到 55 μm 以上，才能保证削波损耗不超过镀膜损耗的 1/5。即使我们不使用 1550 nm 激光锁腔，也要确保腔镜不小于 35 μm 。总体而言，我们的光纤微腔腔镜加工目标是曲率半径不小于 300 μm ，同时腔面直径不小于 55 μm 。

除了削波损耗，另一个需要考虑的是散射损耗，它通常是由腔镜的表面粗糙度决定，表达式为

$$\mathcal{L}_S \approx \left(\frac{4\pi\sigma}{\lambda} \right)^2. \quad (4.4)$$

其中 σ 表示镜面的表面粗糙度。

第三种损耗则是吸收损耗，主要取决于镀膜的材料和技术。它通常是光被镀膜表面的晶格结构吸收导致的。目前离子束溅射（IBS）镀膜技术已经可以做到镀膜的吸收损耗小于 1 ppm。但值得注意的是，通常这一吸收损耗和膜层总厚度有关。在我们的实验中，要求镀膜在三个波段上表现出高发射率特性，这使得镀膜层厚度达到了 6 μm ，因而我们使用离子束溅射镀膜得到的吸收损耗稍高。

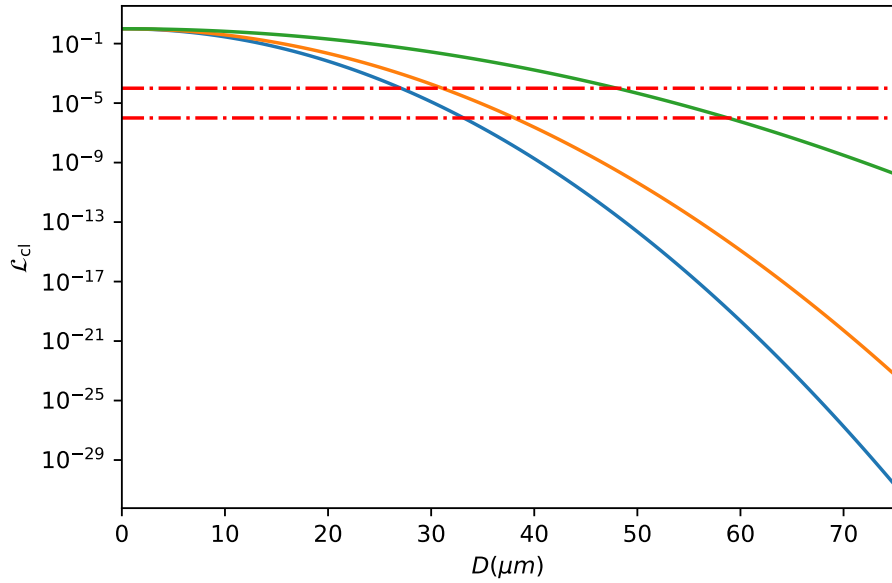


图 4.4 削波损耗上限随着腔镜直径的变化。这里绿色，橙色和蓝色曲线分别对应 1550 nm，650 nm，493 nm 波长的削波损耗随腔镜直径的变化关系。两条红色虚线标出了损耗为 100 ppm 和 1 ppm 的阈值。

4.2.2 光纤微腔加工技术

2010 年，Jakob 研究组为了进行原子与腔耦合方面的研究，开发了一种全新的微型光学谐振腔的制作技术——二氧化碳激光溅射技术^[205]。随后加工开放式法布里——珀罗腔的技术不断发展，目前主要的加工技术包含单脉冲二氧化碳激光溅射加工^[222-227]，衍生技术二氧化碳激光点铣技术^[213,228-229]，化学刻蚀方法^[230]，离子束刻蚀技术^[207]，激光直写技术^[231]等。

1. 二氧化碳激光加工技术

在这些加工技术中，以基于二氧化碳激光的方法最为通用成熟。单脉冲的二氧化碳激光非常适合于加工针对原子系统的光纤微腔，因为通过更换聚焦物镜，它可以轻易在光纤端面上加工出直径 40 μm ，曲率半径从数十到一百多 μm 的腔镜。但是通过单个脉冲加工出曲率半径达到 300 μm ，而腔面直径达到 55 μm 以上的腔镜是非常富有挑战性的。我们使用的激光加工装置的光路如图 4.5。本组此前已经使用这套加工平台加工精细度更低，腔长更短，用于传感或光纤激光器的光纤微腔。这套装置将大功率二氧化碳激光器经过反馈功率稳定后通过小孔进行滤波，随后使用光快门通过机械斩波来控制光脉冲的持续时间，最后通过适用于红外波段的硒化锌透镜将激光聚焦在光纤端面。光斑直径通常可以达到数百 μm ，而光纤中心数十 μm 的区域被高功率激光照射瞬间热蒸发，从而形成一个高斯型的凹面。

有关单脉冲和多脉冲加工的详细步骤，以及我们使用白光干涉术扫描重建

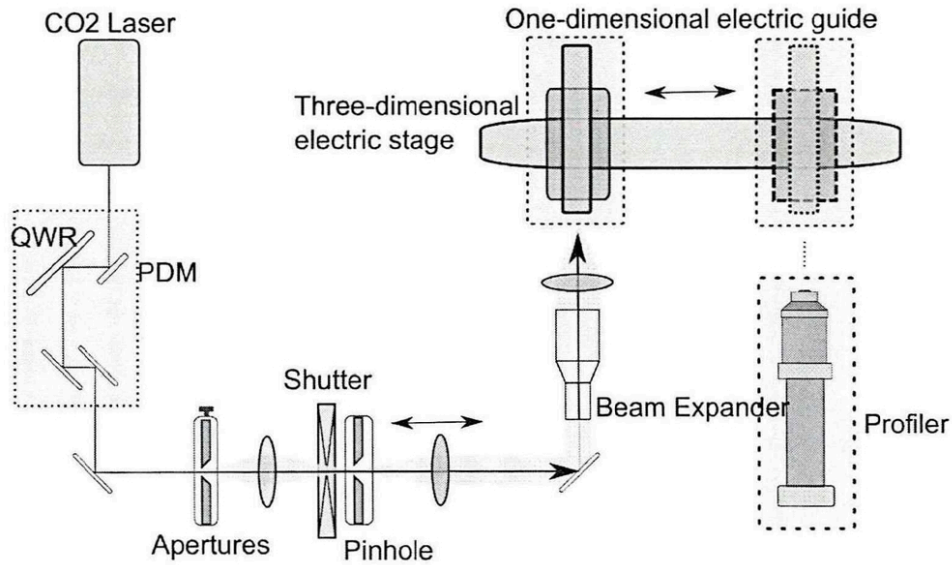


图 4.5 二氧化碳激光加工装置光路，图片引用高新霞博士博士毕业论文^[232]。CO₂ 激光器发出的激光经过反馈功率稳定以及光快门后，通过物镜聚集在光纤端面。随后使用一维压电导轨（图中的 One-dimensional electric guide），将载有光纤的三维压电装置（图中的 Three-dimensional electric stage）移动到轮廓仪处（图中的 Profiler），使用轮廓仪来对光纤腔面进行表征分析。

面型的原理本文不再详述，请查阅高新霞博士的博士毕业论文^[232]。

通常我们使用的单脉冲加工使用的脉冲长度为十几到数十 ms，激光功率可达 1 W，波长为 10.5 微米，聚焦透镜焦距为 125 μm ，加工出的腔面曲率半径为数十到一百多 μm ，腔面总直径通常在 30 μm 到 50 μm 之间。增加功率或者延长光快门打开时间可以增加凹面的直径，但同时也会减小曲率半径增加凹面深度，反之亦然。也可以通过将光纤端面移动到光束聚焦位置之前或者之后，或者更换焦距更长的透镜来增大光斑直径，同时获得更大的腔面直径和曲率半径。事实上，由于单脉冲制造的凹面为高斯型而非球面，实际有效区域的大小仅为中心可以近似成球面的部分，实际使用中腔长也远不能达到稳定腔的边界，即 $g = 0$ ^[212]。

多脉冲点铣的技术在 2016 年已经可以加工腔长达到 1.5 mm 的光纤微腔^[213]的腔镜。图 4.6 展示了我们在多模光纤端面上使用单脉冲和多脉冲激光加工的大曲率半径凹面。

但是，当我们更换为需要使用的光子晶体光纤时，由于激光照射会使光子晶体光纤中心的孔隙区域塌陷，其曲率半径会迅速减小，这为重新寻找合适的加工参数带来了一些困难，因而我们尝试着先将多模光纤熔接在光子晶体光纤端面，随后使用 CT-106 切割刀切断再在多模其多模光纤头部加工凹面。这虽然被证明可行，但是整个流程过于复杂的步骤和时长使得我们最终放弃这一方案，而选择我们发现的一种新方法。

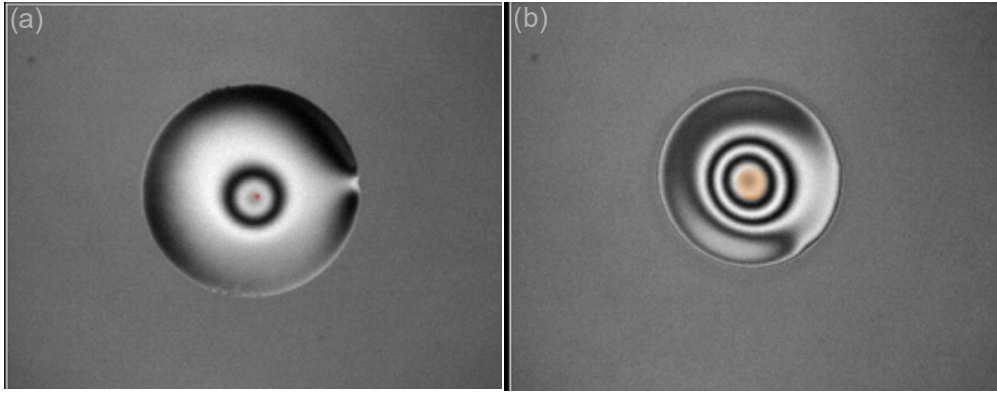


图 4.6 二氧化碳激光技术加工光纤微腔腔镜的干涉物镜照片。(a) 使用单脉冲加工的光纤腔面。为了获得足够大的曲率半径我们不得不使用了极小的能量，使得整个凹面的直径也不到三十微米，这显然并不能符合要求。(b) 使用中等功率的单点照射中心后，在其周围以小激光功率按照顺时针逆时针顺时针的顺序多次反复照射而得到的。这一过程类似于^[213]中描述的点铣过程，图中凹面的曲率半径为 $421\ \mu\text{m}$ 。凹面总直径超过了 $60\ \mu\text{m}$ ，而其截线在 $60\ \mu\text{m}$ 区域内的圆拟合最大偏差仅为 $16\ \mu\text{m}$ ，这基本达到了我们的要求。

2. 电击热回流技术

有趣的是当我们在重复熔接多模光纤到光子晶体光纤端面的过程中，我们意外地注意到，在熔接放电过程中光子晶体光纤自身端面自动坍塌形成了凹面，并且该凹面的直径出乎意料得大，曲率半径也可以很容易做到数百甚至上千 μm 。我们仔细研究了使用这种方式加工的凹面的各方面性能，并且最终采用这种方案制作了所有的光纤样品。

尽管我们使用该方法加工的光纤腔腔镜，不论从腔面大小还是曲率半径上，均不能与使用二氧化碳激光点铣技术加工的最好结果相比，但是该方案仍然具有诱人的巨大优势。使用这种方法加工无需大功率激光也无需精密的位移装置，只需要一台光纤熔接机就可以实现。加工一根光纤只通常只需要数秒，而非点铣法的数分钟。除了方便快速的优势，对设备要求也远低于激光加工方法。激光烧蚀过程是高度非线性的，1.2% 的功率波动就会造成单次烧蚀凹面深度 10%-15% 的变化^[222]，此外不同光纤的不同掺杂情况使得端面不同区域烧蚀效果也不尽相同。光路搭建过程中的角度偏移，多脉冲的先后顺序等等都为激光加工带来了不确定性。而电击热回流技术则不受这些影响，其凹面形成依赖于光纤端面孔洞区域融化塌陷之后的表面张力，因而具有良好的对称性和面型。

(1) 面型

图 4.7 (a) (b) (c) 展示了光纤中心在电击过程中发生的变化。我们通过使用小电压和短放电时间，并且多次电击的方法观察了放电过程中端面面型的变化。由于使用的是具有固体中心的实心光子晶体光纤，其端面一开始会残留有一个突起，但是随着放电的持续，这一突起最终会融入整个曲面。图 4.7 (d) 则展示了我们在一根 LMA-15 光纤端面加工的凹面的两个截面形貌，可以看到整个凹面区域的直径可以达到 $100\ \mu\text{m}$ 以上，对中心直径 $70\ \mu\text{m}$ 区间进行圆拟合得到

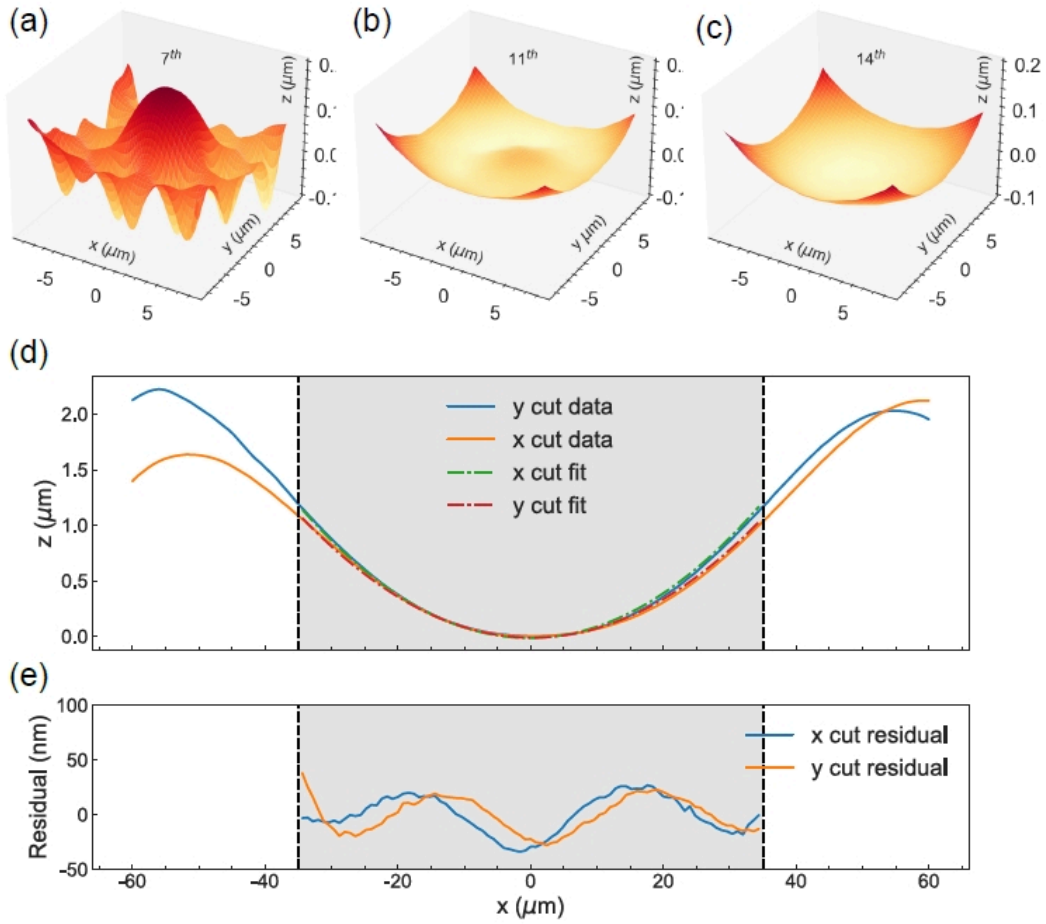


图 4.7 电击热回流技术加工光纤微腔腔镜。(a) (b) (c) 分别为第 7 次, 第 11 次, 第 14 次放电后光纤端面面型图。可以明显看出, 在第 7 次放电后中心凸起还非常明显, 在第 11 次放电后中心凸起下降了很多, 而在第 14 次放电后已经几乎看不到中心凸起了。同时也可以看到, 在第 7 次放电后, 中心凸起周围起伏较多, 粗糙度较差, 而在第 11 次放电之后就光滑了很多。(d) 光子晶体光纤在加工完成后, 端面面型在两个垂直方向上的数据及其拟合结果。(e) 光纤端面在两个垂直方向上的拟合残差。

两个截面的曲率圆半径分别为 $540\text{ }\mu\text{m}$ 和 $520\text{ }\mu\text{m}$, 不论腔面直径还是曲率半径已经远远超过了我们的要求。图 4.7 (e) 展示了拟合残差, 可以看到对圆的偏差均在 $\pm 50\text{ nm}$ 以内。

(2) 可控曲率半径

使用这种方法加工腔镜, 其曲率半径在一定范围内也是可以改变的, 对于同一种光纤而言, 其曲率半径随着放电次数, 放电电压以及放电时长的增加而增加。随着放电程度的增加, 其端面会在完全塌缩后逐渐向外隆起, 最终在表面张力作用下变成凸面, 因而其加工曲面曲率半径实际上是没有上限的。

图 4.8 中展示了放电过程中, 凹面的曲率半径随累计放电时间的变化情况。两种光纤在几何结构上的主要区别是, 孔洞型微纳结构区域的大小以及其外直径。对于 LMA-15 光纤, 六边形孔洞区域的直径可以达到 $120\text{ }\mu\text{m}$, 而 LMA-5 光纤则只有 $40\text{ }\mu\text{m}$, 最终加工出的凹面直径也约等于此值。从图中可以看到, 得益

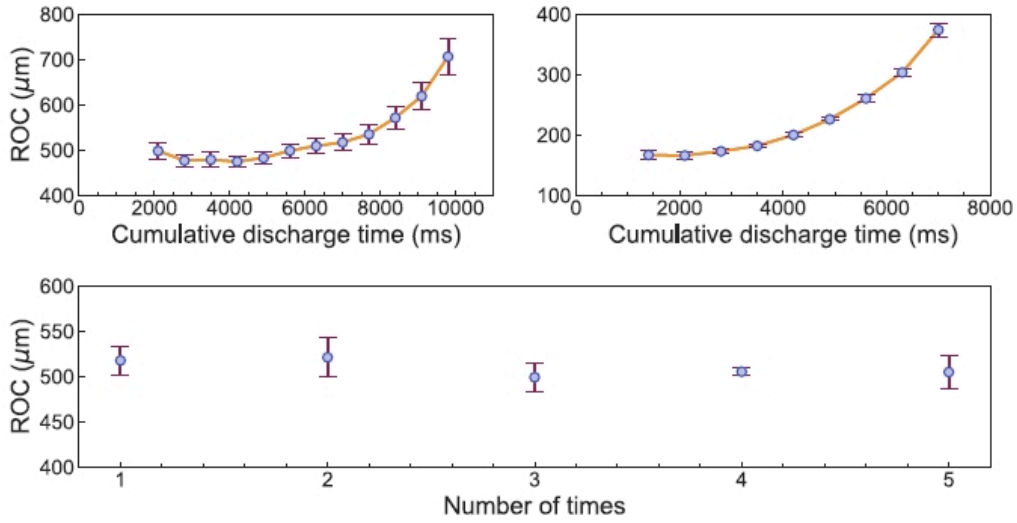


图 4.8 腔镜曲率半径的变化。(a) LMA-15 光纤在被电击时凹面曲率半径的表现, 单次放电参数被设置为 1200 mV, 700 ms。(b) LMA-5 光纤在被电击时凹面曲率半径的表现, 单次放电参数被设置为 700 mV, 700 ms。图中的误差棒是由计算在四个不同截面上的圆拟合标准差得到的, 从某种程度上, 这反映了曲面的椭圆情况。椭偏的腔镜会造成腔镜模式的偏振劈裂^[227], 表现为当使用不同偏振的光扫描谐振腔的透射谱时, 其共振频率会有一定的错位, 而使用混合偏振光时透射谱中单峰分裂为双峰。在有些实验中通过加工长轴短轴具有较大差异的镜面来实现对双频率的共振^[233], 但是在我们的实验中并不需要。

于较大的孔洞型区域, 使用 LMA-15 光纤可以轻松加工出曲率半径超过 500 μm 的腔镜, 而 LMA-5 光纤加工出的凹面曲率半径则可以低至 175 μm 。虽然曲率半径不存在上限, 但是随着曲率半径的增加, 其凹面直径也会在表面向外膨胀的过程中逐渐减小。另一方面, 其曲率半径是存在下限的, 过低的电击程度会使得凹面未坍塌完全而在中间留下一个较小的突起, 从某种程度上, 这限制了我们对于光纤的选择。为了进一步拓展曲率半径下限, 我们可以在凹面已经形成, 但中心存在突起时使用二氧化碳激光单脉冲烧蚀其中心区域, 使用这种方法我们成功在 LMA-8 光纤上加工出了曲率半径在 300 μm 左右, 直径可以到达 90 μm 的光纤腔镜。

为了验证其优秀的可重复性, 我们进行了五次条件相同的重复实验, 结果如图 4.8 所示。使用 LMA-15 光纤测试, 放电参数被设置为 1400 mV, 800 ms, 可以看到 5 次实验中腔面曲率半径的偏差小于 5%。

(3) 表面粗糙度

使用这种方法加工的表面粗糙度甚至低于典型的二氧化碳激光加工过程 ($\sigma = 0.2\text{nm}$)^[213,222,226]。我们使用原子力显微镜 (AFM) 扫描了端面的表面粗糙度, 如图 4.9 所示。

由于此处粗糙度已经接近表面粗糙度极限, 为了根据起伏残差计算表面粗糙度, 我们需要考虑测量系统自身的测量精度, 而系统扫描样品得到的粗糙度可

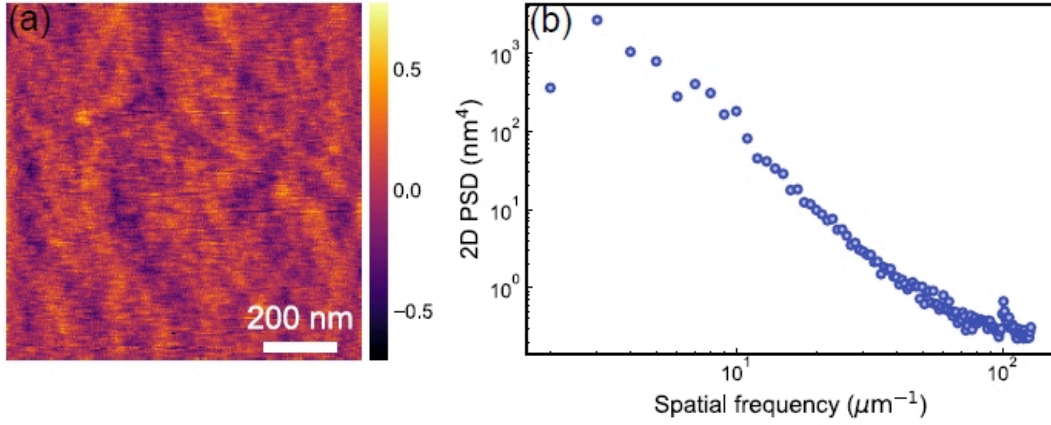


图 4.9 腔镜表面粗糙度。(a) 凹面中心 $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ 区域的表面起伏，在计算起伏时我们直接使用原高度数据减掉了一个六阶拟合的曲面以排除大尺度面型对粗糙度计算的影响。(b) 根据扫描数据绘制的能谱图。能谱常常被用于反映表面结构特征，举例来说，如果表面存在某种尺寸的特征结构，则能谱会在对应波长的位置产生一个尖峰，而图中所示的这种没有尖峰平滑下降的能谱是光滑表面的特征。

以近似的被估计表示为

$$\sigma_{\text{measured}} = \sqrt{\sigma_{\text{sample}}^2 + \sigma_{\text{system}}^2}. \quad (4.5)$$

这里 σ_{sample} 是样品本身的粗糙度，而 σ_{system} 则是测量系统的粗糙度。 σ_{measured} 是我们测量样品时得到的粗糙度。我们可以通过扫描一片几乎完全理想的高度光滑平面，并计算“粗糙度”来表示 σ_{system} 。我们使用了一片通常被用作 AFM 扫描样品基底材料的超光滑云母片来标定系统的测量误差 $\sigma_{\text{system}} = 0.11 \text{ nm}$ 。随后我们根据上面的合成公式反推估计出样片的真实表面粗糙度，在中心尺度为 $5 \mu\text{m}$ 的方形区域内为 $\sigma_{\text{sample}} = 0.15 \text{ nm}$ 。而在中心尺度为 $1 \mu\text{m}$ 的方形区域内为 $\sigma_{\text{sample}} = 0.12 \text{ nm}$ ，这一结果要好于二氧化碳激光加工的结果。根据公式 4.4 我们可以估计散射损耗值 $\mathcal{L}_S$ 约为 8 ppm。

4.2.3 高反射率镀膜

光学镀膜是利用不同折射率的材料多层叠加后的干涉相消相涨，来实现对反射和透射的控制，基本技术手段可以被分为化学蒸发沉积 (CVD) 和物理蒸发沉积 (PVD) 两种^[234]，其中后者是加工高质量镀膜的基本方法。PVD 方法的主要优点在于^[235]

- 广泛可供选择的镀膜材料。
- 可以比较容易的通过控制过程的参数来调整膜层的微尺寸，因而适应于波长选择性镀膜。
- 其镀膜参数工艺相对成熟。

PVD 镀膜方法可以被分为蒸发和溅射两种主要类型，主要区别在于通过加热还

是轰击溅射的方式将需要的折射率材料沉积在需要镀膜的光学表面。作为 PVD 的一种主要方式，离子束溅射（IBS）镀膜技术是实现反射率超过 99.99% 的超高反射率镀膜的唯一途径^[236]，也成为了我们的唯一选择。基本原理是通过加速离子束轰击靶材，使得靶材表面的原子被击飞并沉积在光学表面上。这种方法的优点在于镀膜的致密性好，膜层厚度均匀且可以准确控制，而且可以镀膜的材料种类多，可以镀膜的基底材料也多。但是其缺点在于镀膜速度慢。此处，我们选择了 IBS 镀膜技术在光纤腔镜上溅射了厚度为 6 微米的二氧化硅和五氧化二钽膜层。

4.3 微腔电极制造

将微腔加工成电极的过程是一个非常复杂的过程，在前文其他研究组的工作中，他们使用了包括使用镀铜光纤，将光纤套在金属管中等多种设计，但是这些设计无一例外都没有将屏蔽和保护进行到光纤端面。尽管套管的方案被证明不影响在 3D 陷阱中对离子的囚禁，但是端面暴露过多的介质层会造成离子的加热而必然会影响日后对离子进行门操作的保真度，因而我们需要采用新的方案来保护端面，减少电介质的暴露。

4.3.1 电介质造成的离子加热

被囚禁离子系统中两比特纠缠门是通过声子总线来实现的，要实现高保真度的纠缠门就需要确保在执行门操作期间，两离子的声子态本身不发生变化。而囚禁离子的电场波动显然会影响离子的运动——声子态，这会将离子加热而导致纠缠门的保真度下降。2015 年的一项研究表明即使是是非常薄的电介质薄层也会将电场噪音增加数个数量级^[237]。而在光纤腔与离子阱结合的实验中，谐振腔腔面距离离子只有数百 μm ，其加热影响是不可忽略的。2021 年，Tracy 的研究组深入研究了光纤端面暴露的电介质结构对离子加热的影响^[203]。

想象离子位于一个电介质材料平面上方一段距离处，电介质层会通过感生电场的波动把能量传递给离子，这部分能量与温度 T 有关，同样震动的离子也在拖动电介质表面感应电荷的移动，同时把能量辐射给电介质层。根据波动-耗散理论，当系统达到平衡时，电介质层传递给离子的能量等于离子传递给电介质层的能量，而此时要维持温度不变，这一能量必定等于在电介质层中消耗掉的能量。

可以假设离子在久期运动时受到来自电介质材料的波动阻尼力

$$F_d = m\gamma(\omega)u. \quad (4.6)$$

其中 u 是离子运动的速度， γ 是与频率有关的阻尼系数，可以由计算离子以频率

ω 震动时电介质层中的功率损耗来求解。除了耗散力，离子还受到热运动随机力的影响。上一段中的理论将离子受到力的单边功率谱密度转化为了电介质中的耗散，其表达式可以写成

$$S_F(\omega) = 4k_B T m \operatorname{Re} \gamma[\omega]. \quad (4.7)$$

随后我们将问题转化到了计算感生电场的耗散功率。我们假设电介质的复数介电常数为

$$\epsilon = \epsilon(1 + i \tan \theta). \quad (4.8)$$

其中其虚部代表了损耗。电介质中的能量密度可以写成

$$w_0 = \frac{1}{2} \epsilon E_0 \cdot E_0 = \frac{1}{2} D_0 \cdot E_0. \quad (4.9)$$

其中 E_0 是离子在介质层内产生的电场，如果此时存在额外变化电场 $E(t)$ ，那么能量密度可以写成

$$w(t) = \frac{1}{2} D_0 \cdot E_0 + D_0 \cdot E(t) + \frac{1}{2} D(t) \cdot E(t). \quad (4.10)$$

其中 $D(t)$ 是电位移矢量 D_0 的变化量。假设离子在做小幅震动

$$\delta r(t) = \delta r \cos(\omega t). \quad (4.11)$$

这导致了额外变化电场 $E(t)$ 的存在。下面我们试图写出其能量密度的平均损耗率 $\langle \partial w / \partial t \rangle$ ，由于震动的周期性，上式的前两项在一个周期内平均后是不随时间变的，只有第三项有贡献，将其写作

$$\langle p_{\text{loss}} \rangle = \left\langle E \cdot \frac{\partial D}{\partial t} \right\rangle = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[\hat{E}^* \cdot \frac{\partial \hat{D}}{\partial t} \right]. \quad (4.12)$$

这里 $\hat{E}$ 和 $\hat{D}$ 是 $E(t)$ 和 $D(t)$ 的复振幅，他们之间存在关系

$$\begin{aligned} E(t) &= \operatorname{Re} [\hat{E} e^{-i\omega t}], \\ D(t) &= \operatorname{Re} [\hat{D} e^{-i\omega t}], \\ \hat{D} &= \epsilon \hat{E}. \end{aligned} \quad (4.13)$$

则损耗可以表示为

$$\langle p_{\text{loss}} \rangle = \frac{1}{2} \operatorname{Re} [-i\omega \hat{E}^* \cdot \hat{D}] = \frac{\omega}{2} \epsilon \tan \theta |\hat{E}|^2. \quad (4.14)$$

另一方面离子受到阻尼的能量损耗可以用损耗率表示为

$$\bar{P}_{\text{loss}} = \frac{1}{2} m u_z^2 \operatorname{Re} \gamma[\omega] = \int_V \langle p_{\text{loss}} \rangle dV. \quad (4.15)$$

其中 u_z 是离子运动的最大速度其与最大位移 $\delta(r)$ 存在关系

$$u_z = \omega \delta(r). \quad (4.16)$$

在这里我们先考虑一个维度上的离子震动, 由 4.15 可以推出损耗率 $\gamma(\omega)$ 的取值, 再根据公式 4.7 求出 $S_F(\omega)$ 。随后可以计算离子热率

$$\dot{n}_i = \frac{1}{4m\hbar\omega} S_F(\omega_i). \quad (4.17)$$

文章中对光纤间距从 $500\text{ }\mu\text{m}$ 到 $1200\text{ }\mu\text{m}$ 的情况进行了测量和仿真, 仿真采用的光纤直径为 $230\text{ }\mu\text{m}$, 结果表面热率随着腔长减小而指数增大, 在 $500\text{ }\mu\text{m}$ 时就已经达到 10 phonon/ms , 而其实际测试结果更是高达数十 phonon/ms 的加热速率, 虽然这种加热并不至于导致离子无法被冷却, 但这会大大减少量子门的保真度, 因而减少电介质的暴露面积对于实现基于离子的量子中继至关重要。

4.3.2 电屏蔽层的参数确定

下面我们来考虑对光纤头部做金属屏蔽保护需要的参数。中心需要露出的直径可以由图 4.4 确定, 在设计精细度最大值为 12000 的情况下, 我们考虑使截断损耗不超过 1 ppm 的阈值, 中心露出区域需要有 $60\text{ }\mu\text{m}$ 。实际上这一取值还可以继续放宽, 只是在我们的设计装置中暂时不考虑多比特门的保真度问题, 因而保守的选择了较大的露出腔镜面积。

镀金层的厚度可以由射频电流的趋肤深度决定, 其表达式为

$$\delta_s = \frac{1}{\alpha} = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}}. \quad (4.18)$$

其中 σ 为金属电导率, μ 为金属磁导率, ω 为震荡圆频率。在高频射频电场下, 电流会保持在导体表面层传播而不会进入其内部, 因此当金属屏蔽层厚度到达一定的厚度后, 继续增加其厚度, 射频电流在其中的分布较少, 这一厚度也就成为了我们需要在光纤外层包裹的厚度标准。我们使用的囚禁离子的 RF 频率约为 20 MHz , 可以计算其在金中的趋肤深度约为 $17\text{ }\mu\text{m}$ 。

4.3.3 制造流程

光纤电极的实际制造流程十分复杂, 且在整个工艺流程中其对各步骤的环境控制要求非常严格。如图 4.10 所示, 其加工过程总的来说可以将其分为, 刻蚀, 腔镜制造与镀膜, 光刻, 溅射镀膜, 剥离和电镀这六步。首先在对直径为 $230\text{ }\mu\text{m}$ 的 LMA-8 光子晶体光纤端面进行加工前刻蚀其头部, 以将头部直径减小。一方面, 这可以减少电介质暴露, 另一方面, 这也可以减少从外部进行激光操控时散射到光纤上的杂散光, 影响观察离子成像的对比度。在端面加工腔镜并镀膜后,

开始在外层加工延伸到端面的金属屏蔽层。为了避免金属层遮盖腔镜中心区域，需要将经过镀膜的光纤微腔腔镜通过覆盖光刻胶的方式保护起来，随后通过溅射镀膜使其表面未被光刻胶覆盖的地方均生长一层金属镀膜，最后将覆盖中心的光刻胶剥离，并且将表面覆盖薄层金属的光纤放入电镀液中镀金，增加金属包覆层的厚度以获得最终的光纤电极。

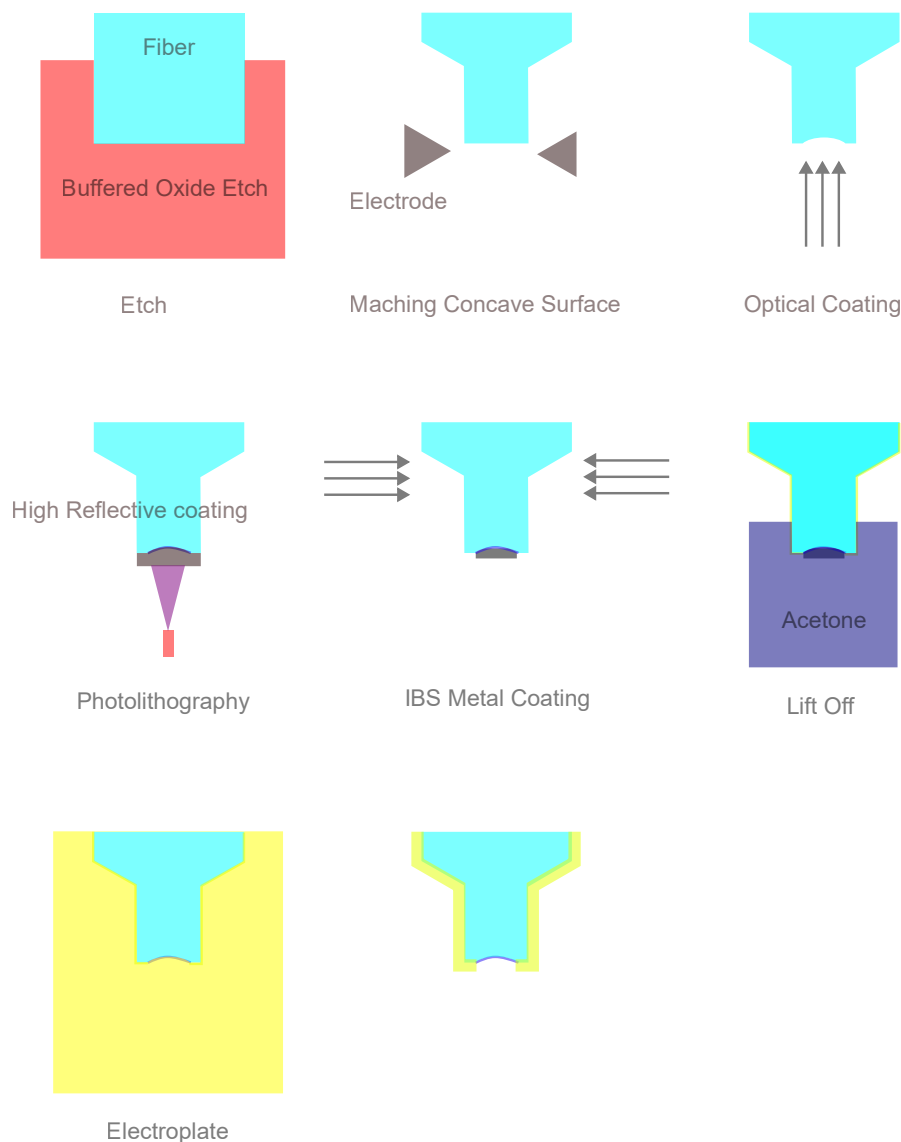


图 4.10 光纤电极制造流程。1. 将直径为 $245\text{ }\mu\text{m}$ 的 LMA-8 光子晶体光纤头部约 $200\text{ }\mu\text{m}$ 部分进行刻蚀至 $120\text{ }\mu\text{m}$ 左右。2. 放在光纤熔接机中，通过放电来得到腔面。3. 通过 IBS 镀膜技术，在光纤端面镀上一层高反膜。4. 在光纤端面进行光刻，在光纤端面中间约为 $85\text{ }\mu\text{m}$ 直径区域内留下一块光刻胶。5. 进行磁控溅射，并进行剥离。此时光纤四周以及端面外围环形区域均镀上了一层金，同时保留中间区域的通光性。6. 将光纤放在电镀液中进行电镀，将金层增厚至 $8\text{ }\mu\text{m}$ 左右。此时端面通光区域直径约为 $60\text{ }\mu\text{m}$ 。这就是我们最终的光纤电极成品。

1. 刻蚀

在开始前我们需要将光纤头部刻蚀减小，但是不希望进入 V 槽的部分也被刻蚀。因为如果 V 槽最终决定了光纤的对准，在 V 槽中光纤的直径均一对

于光纤对准十分重要。我们既不希望被刻蚀区域部分悬空在 V 槽中，也不希望整根光纤被刻蚀的更细，影响稳定性的同时也难以确保被刻蚀区域的均一性。但是两块 V 槽之间的距离只有 2 mm，这意味着伸入刻蚀液体的长度必须被严格控制。

另一方面，为了确保两侧电极的对称性，我们需要确保每次刻蚀后的光纤头部形状高度一致，这对于控制刻蚀速度和刻蚀装置的位移控制提出一定要求。为了解决上面的问题，我们设计了如图 4.11 的光子晶体光纤刻蚀与对准装置。通过

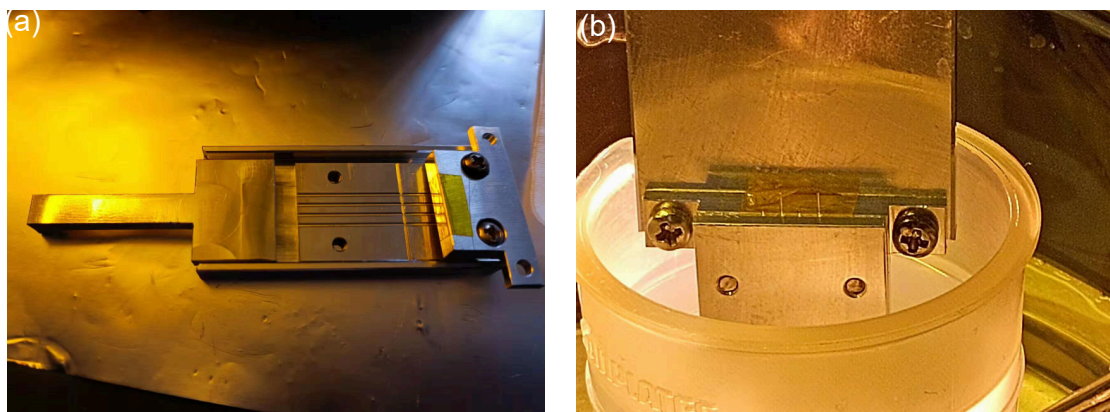


图 4.11 对准装置与刻蚀装置。(a) 对准装置实物图。右侧为光纤夹具，将四根光纤夹持住，初始时夹具上的螺丝并未拧紧，因为光纤尚未完成对准。左侧为滑块，推动滑块，将四根光纤头部推至平齐，此时再拧紧夹具上的螺丝，将光纤固定。(b) 刻蚀装置实物图。光纤对齐后被夹具固定住，再将光纤夹具拧到刻蚀装置上，就实现了四根头部平齐的光纤朝下。

将光纤放入不锈钢 V 槽中，并用滑动装置推动的方式，我们可以将几根光纤的端面对准到同一长度。随后将夹持部位螺丝拧紧，使得光纤不会在刻蚀过程中移动。整个夹持装置被悬挂固定在 z 轴方向上可上下移动的光学升降杆上并悬垂进刻蚀液中。该装置允许同时对四根光纤进行刻蚀。

我们使用的刻蚀液是购买的陶瓷粗化剂，有效成分是氢氟酸。为了保证刻蚀速度不受温度的影响，我们将刻蚀液通过水浴加热的方式保持在 40°C ，此温度下光子晶体光纤的刻蚀速率约为 $1\text{ }\mu\text{m}$ 每分钟。为了避免氢氟酸挥发导致的刻蚀液面下降，我们在刻蚀液上方增加了厚度为 1 cm 的四氯化碳溶液，两者不互溶，四氯化碳会覆盖在刻蚀液上方。值得注意的是刻蚀液和四氯化碳溶液之间会存在一个上凸的接触面，其曲率会影响同时刻蚀的四根光纤接触液面的位置。为了减小这一块的影响，应该使用直径较大的特氟龙烧杯承装刻蚀液。最终经过刻蚀的光纤在接触面上会有一个圆台形状的过渡，但是这并不影响使用。我们将外直径 $245\text{ }\mu\text{m}$ 的 LMA-8 光子晶体光纤头部约 $200\text{--}300\text{ }\mu\text{m}$ 长度的区域刻蚀到了直径 $120\text{ }\mu\text{m}$ 。除了刻蚀的方法实际上常规使用的是研磨法，使用可以改变光纤角度的光纤研磨机可以将光纤头部研磨成特定角度的锥形。另一件需要注意的是由于光子晶体光纤端面具有小孔，为避免刻蚀液进入小孔中，需要先将其端面

轻微电击，这样实际制备的腔镜凹面是刻蚀前后各电击一次的结果。

2. 光纤端面的光刻

光刻是半导体领域常用的技术，通常被用于在电路基底材料上制造从数 nm 到数 μm 不同尺寸的有机物抗腐蚀层，以达到在后面刻蚀工艺中保护覆盖部分的目的。我们在这里将其用作在进行溅射镀金属层时保护腔镜部分不被污染。

光刻胶可以分为正胶和负胶，正胶感光区域在显影之后会溶解，而负胶在感光之后未被曝光区域会溶解在显影液中。光刻工艺可以被分为，甩胶，烘烤，对准曝光，显影几个步骤。通常将样品片装置在甩胶机中吸住并高速转动，转速通常可以达到数千转每分钟。此时加入光刻胶，光刻胶会在离心力作用下覆盖样品，厚度可以由转速控制。随后将涂有光刻胶的样品进行烘烤。使用恰当光通量和波长的紫外光曝光，采用掩膜或者非接触式曝光进行曝光，将图案印制在光刻胶上，最后通过显影将未曝光区域的光刻胶溶解掉。常规的光刻工艺在硅片上进行使用曝光机进行曝光，但是由于我们是在光纤端面上制作无法使用标准的光刻设备和工艺，因而我们自行开发了所需的光刻流程。

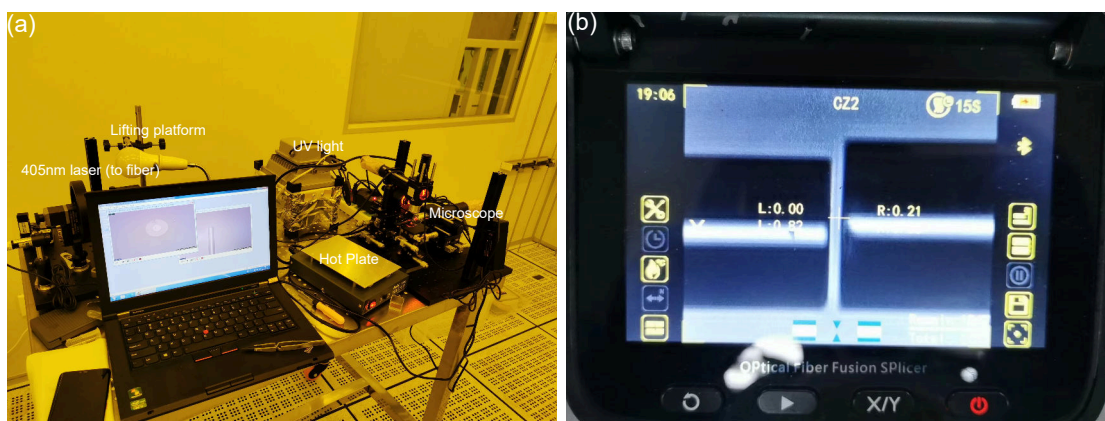


图 4.12 在光纤端面进行光刻使用的装置。(a) 光刻装置整体图。由两个热台，曝光光路，观察端面光路，大紫外灯构成。两个热台分别用于初始烘烤和反转烘烤；曝光光路为将 405 nm 激光耦合进光纤的光路；观察端面光路用于观察光刻后光纤端面情况；大紫外灯用于泛曝光。(b) 光纤熔接机画面。光纤端面在蘸胶之后进行曝光，左侧光纤为曝光光纤，右侧光纤为样品光纤。曝光光纤的另一端连接曝光光路，而曝光光路将 405 nm 激光耦合进了曝光光纤里，因此曝光光纤在光纤熔接机的这一端可以发射 405 nm 激光。右侧样品光纤在曝光时，通过手机控制光纤熔接机，使得两根光纤中间对准，再通过控制两光纤的距离，来控制曝光光斑大小。

我们选择了 AZ5214E 光刻胶，这种光刻胶的典型特点是既可以作为正胶也可以作为负胶使用，当作为负胶使用时需要在显影之前增加一次反转烘烤来使光刻胶属性翻转。整套我们自己搭建的用于在光纤端面制作光刻图案的装置如图 4.12，整个工艺中最为不同的地方在于我们的涂抹光刻胶的方法和曝光方法。

常规光刻胶的匀胶步骤是在高转速的旋转台上完成的，以转速确保表面光刻胶的厚度，而我们在光纤端面上无法完成这一步。我们使用一个升降平移台来

帮助涂抹光刻胶,将待制作的光纤腔镜垂直向下悬挂固定,随后将一小瓶光刻胶放置在升降平台上缓慢上升直到液面恰好接触到光纤端面,立即下降升降台使光纤与光刻胶液面脱离。通过这种方法我们可以极大的避免光刻胶沾染在光纤侧面。但是使用这种方法光刻胶在端面上厚度会高达十多 μm ,并且在表面张力作用下形状中间突起。尽管我们尝试过先将光刻胶涂抹在光纤端面上,在将光纤垂直向上固定在直径 5 cm 的转盘侧面,转盘以大于 7000 转的速度转动,但是这似乎并没能将端面上的光刻胶厚度减少。为了减少光刻胶的厚度,我们将光刻胶和稀释剂以 2:3 的比例稀释后使用,稀释后光刻胶的厚度明显下降,通过改变稀释比例可以控制光刻胶的厚度,但是稀释也会大幅改变光刻胶的工艺参数和性质。

涂抹之后我们使用热台来进行烘烤,温度被设置在 80°C ,烘烤时间根据稀释比例不同或光纤端面性质不同从 3-5 min 不等。随后我们对光纤端面需要保留的区域进行曝光,我们需要曝光的区域是光纤端面上一个直径约为 $85\mu\text{m}$ 的区域。前文中我们提到我们只需要直径为 $60\mu\text{m}$ 的腔镜,这里光刻胶盖住更大的区域是因为在后续电镀过程中,金层还会继续向内生长,另一方面在暂不考虑热率的情况下我们希望优先保证腔信号不会受到影响。AZ5214E 光刻胶可以使用 I 线和 H 线曝光不能被 G 线曝光,因此我们使用一支 405 nm 半导体激光器来进行曝光,激光器出光被耦合到多模光纤中,随后待曝光光纤和多模光纤出射端在光纤熔接机中被对准,使用计时器控制曝光光通量,曝光光通量通常也与稀释比例以及光纤端面的镀膜有关,我们使用的曝光光通量约高于标准值一个量级达到 5000 mJ/cm^2 。

由于我们需要保留被曝光的中心区域的光刻胶,需要将其作为负胶使用,因而曝光结束后我们进行了反转烘烤,温度为 120°C ,烘烤时间为 1 min。反转烘烤的温度对于光刻质量有着重大影响, 2°C 的差异就会导致光刻效果的巨大变化。

烘烤结束后将其浸泡在显影液中进行显影,我们使用的是 MIF300 显影液,典型显影时间为 1 min,但是有时 1 min 不足以完全显影,可以根据情况适当增加或者减少显影时间。显影结束后我们将其浸泡在去离子水中清洗,随后用氮气吹干。光刻结束后的端面如图 4.13 所示。值得注意的是,这种非标准光刻的参数相对不稳定,尽管在由空调进行温度控制的实验室中进行,并且光刻胶被避光且冷藏保存,但是放置时间增加,光刻参数还是会产生变化,并且光刻效果也会随着表面有无镀膜和有无凹面等情况变化,因而在实际进行操作中需要多准备几根光纤来进行测试,或是在光刻效果不佳的情况下使用丙酮进行剥离并重新测试。此外,光刻过程中可能产生气泡,通常情况下光刻胶中包裹的气泡不会对后续的操作产生影响。但不幸的是,当我们完成测试加工镀膜后的光纤腔时,光刻胶在接下来磁控溅射后碎裂了并掉下了一块导致一片我们不希望被遮盖的腔镜

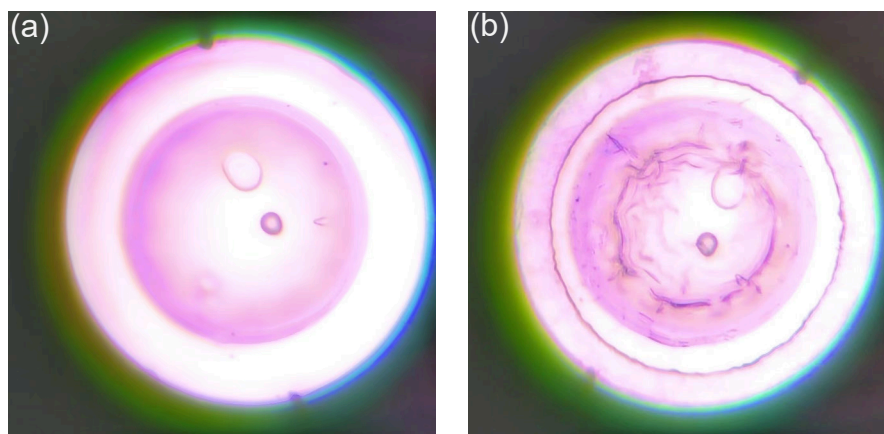


图 4.13 光刻时的光纤腔端面。(a) 光纤在烘烤完成以后的端面图。(b) 光纤在光刻完成后的端面图。

区域被金属覆盖。为了避免这一可能，建议在涂胶操作后进行抽气来排除其中气体，我们的测试证明这一步十分有效。

3. 溅射镀膜与光刻胶剥离

光刻操作保护了腔镜区域之后我们需要在光纤表面未被覆盖的区域生长一层金属基底，我们尝试过利用硝酸银溶液和氨水在水浴条件下利用银镜反应来生长用于电镀的银基底，以及使用热蒸镀的方式来生长基底，因为这些设备允许我们将具有一定长度的光纤垂直向下放置，来在一次操作中完成整根光纤上金属基底的生长。但是结果这样的金属基底非常容易脱落，难以满足进行后续操作的需要。

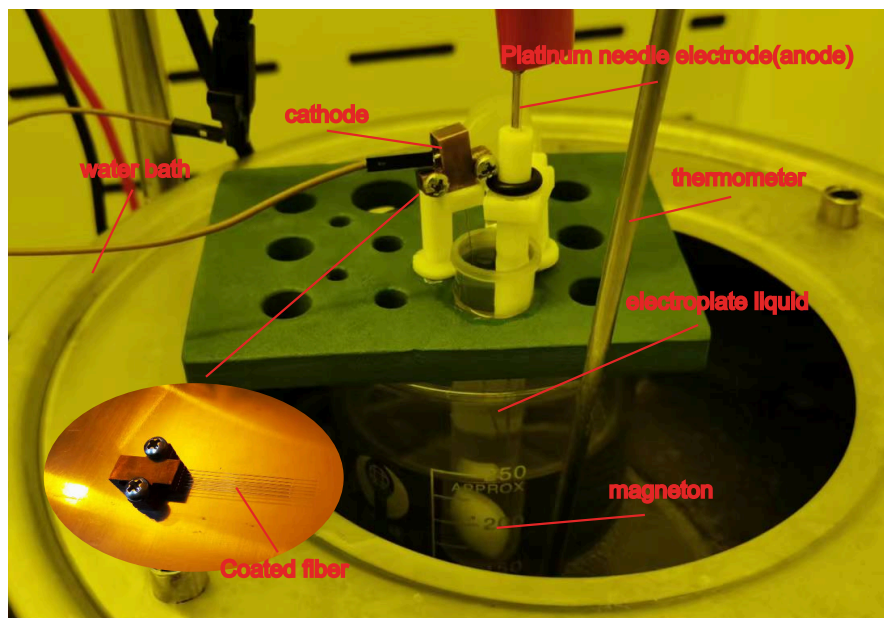


图 4.14 电镀装置实物图。光纤被夹持在光纤夹具上，光纤夹具本身作为电镀时的阴极（图中的 cathode）。电镀阳极则是一根铂针。电镀液装在离心管中，阴极阳极通过各自的 3d 打印零件夹持，保持电极部分伸进电镀液中。离心管底部放有一个磁子，在电镀过程中起搅拌作用。离心管和夹持阴极阳极的 3d 打印零件，均是固定在浮漂上。离心管水浴在盛有水的烧杯中于水浴锅中恒温。

因而我们选择了磁控溅射的方式，磁控溅射具有精准的金属蒸汽方向性，其传送窗口尺寸有限，因而我们只能将光纤沿着镀膜盘平面放置，这样带来的问题是一次只能溅射到一侧，为了保证金属基底的均匀，我们将一根光纤旋转三次，分四个侧面来进行磁控溅射镀膜。我们尝试了以 10 nm 钛作为基底，其上覆盖 100 nm 金和将 50 nm 钛作为基底，其上覆盖 50 nm 金两者配置，后者成本虽然更低但金属附着性不如前者。磁控溅射之后，光纤腔端面的光刻胶同样被薄层金属覆盖，但是由于金属层很薄，且金属层在光刻胶上附着性很差，在丙酮中进行剥离时，光刻胶连同其上的金属会一同被剥离，这样我们就得到了一个除了腔镜区域，其他部分均被金属覆盖的光纤腔电极雏形。典型的剥离参数是将其浸没在丙酮中超声十秒，由于光刻的附着性差异较大，实际时间可能更长或更短。

4. 电镀增厚

磁控溅射之后我们已经获得了光纤腔电极结构的雏形，但是其金属层厚度仅为 110 nm，这远低于 20 MHz 射频电场下电流的趋肤深度，因而我们需要进一步通过电镀的方式来增厚。我们尝试过使用硫酸铜光亮铜电镀液来在银镜反应制备的光纤表面的银基底上电镀铜，但是电镀产生的铜会随着光纤的位置不同而有厚度变化。我们开发了一套系统，使用单片机控制一个步进电机拉动 3D 打印的导轨来定时提拉光纤，从而改善电镀均匀性。但是镀铜还有一个问题是铜在空气中会氧化，这使得加工好的样品无法长时间被保存，最终我们放弃了这种方案改为电镀金。我们使用的电镀金装置如图 4.14 所示，这套装置与初期使用的电镀铜装置存在较大差异。

首先用于提拉光纤的步进电机及其控制系统被去掉了，这是由于我们将光纤截短到了 4 cm，此时电镀区域长度约为 3 cm，在这种情况下，结果表明并未展示出直径上的很大差异；其次，我们设计了同样可以同时电镀四根光纤的电镀夹具槽，与图 4.11 中展示的刻蚀夹持装置相似，这套电镀夹具也包含了一套未在图中展示的对齐装置，可以用于将四根光纤对齐以保证其浸没镀液的长度一致，从而拥有相同的金层生长速度。表面通过磁控溅射已经镀有 100 nm 厚金层的光纤被夹持在上述夹具中，垂直向下浸没在镀液中。通过夹具上的小孔将夹具作为阴极连接到电源，阳极则是一根铂针电极，两者通过一些 3D 打印零件固定在多孔洞的泡沫浮漂上（早期设计是使泡沫浮漂直接漂浮在水浴锅中），装有无氰镀金液的离心管同样被固定在泡沫浮漂上。镀液底部有一个磁子不断搅拌以保证镀液均匀。

电镀电流的选择与镀件和对最终镀件的表面粗糙度要求有关，实验中我们可以根据直径估计需要的电镀电流，直径为 245 μm 长度为 3 cm 的光子晶体光纤表面积为 0.23 cm^2 ，我们使用的电流为 0.3 mA，电镀时间为 90 min。电镀结束后，我们将光纤取出，用去离子水清洗，随后用氮气吹干。磁控溅射后，剥离后和最

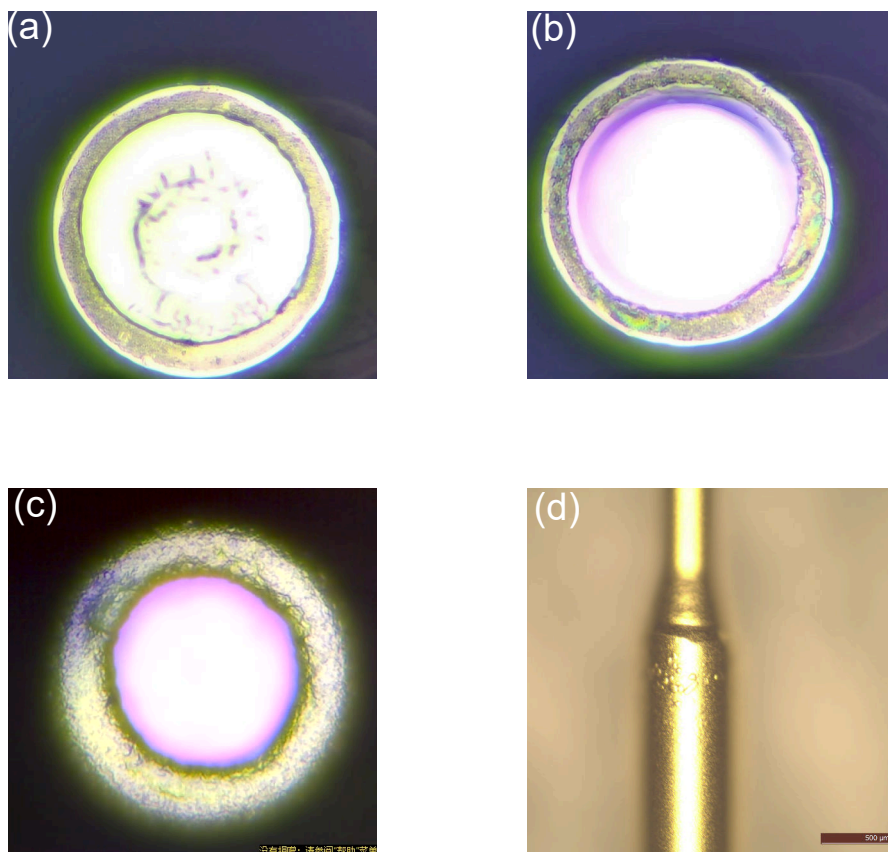


图 4.15 光纤端面图 (a) 做完磁控溅射后 (b) 光刻胶剥离后 (c) 电镀增厚后 (d) 电镀后光纤电极的侧面

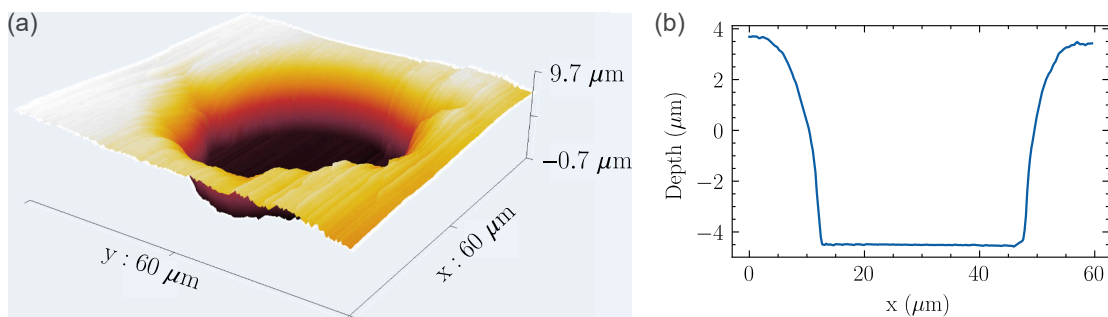


图 4.16 电镀后的光纤电极的 AFM 扫描结果。(a) AFM 扫描结果 3d 图。中间下凹区域即为通光区域，周围环形区域为电镀金区域。(b) 扫描数据的截面分布图。可以更加直观地看到金层形状，以及金层厚度数据。

终电镀后的光纤电极如图 4.15 所示，电镀后，金层向中心的收缩清晰可见，电镀后其头部的侧面照片如图 4.15 所示，拍摄位置是刻蚀造成的阶梯位置，可以看到远离台阶位置的地方是光滑的，但是接触部分存在许多鳞状突起，这是在刻蚀过程中沉积的玻璃碎屑附着造成的，由于这些突起距离离子的距离超过 $500\text{ }\mu\text{m}$ ，对离子的加热相对于腔面介质层可以忽略不计。另一方面，其距离进入 V 槽也有一定距离，因而不会影响到光纤谐振腔的对准。使用显微镜测量电镀前后的光纤，得到镀层厚度为 $8\text{ }\mu\text{m}$ ，前中后三个部位的镀层厚度偏差小于 $1\text{ }\mu\text{m}$ ，镀层具有良好的均匀性。

图 4.16 (a) 展示了电镀光纤的 AFM 扫描结果, 这里展示的光刻区域略小于上面展示的光纤, 由于对光纤端面进行 AFM 扫描有高度限制需要将光纤截断, 因而这里使用的是一根头部经过刻蚀的, 未经二氧化碳激光器加工端面的多模光纤。图 4.16 (b) 是 (a) 中扫描数据的垂直截面分布, 可以看到金层厚度也是 $8\text{ }\mu\text{m}$ 。电镀参数表现稳定, 多次电镀结果厚度偏差小于 $1\text{ }\mu\text{m}$ 。

需要注意的是, 由于我们的结构设计依赖于 V 槽进行不可调谐的机械对准, 因而对电镀的洁净度要求极高, 任何电镀前或者电镀过程中附着在光纤上的颗粒物都会对耦合造成致命影响, 因而我们的电镀操作在中国科学技术大学西区微纳加工中心的千级洁净室内完成, 感谢镀膜组的老师为我们提供支持。

4.4 其他离子阱系统的子系统

上面我们详细介绍了腔阱结合装置最核心的部件, 光纤腔电极的制作方法。下面我们将简要介绍其他离子阱系统的子系统。包括我们设计搭建的真空子系统, 激光光子系统以及电子学子系统。

4.4.1 真空系统

被囚禁的离子需要一套超高真空系统来与外界隔离, 虽然在大气环境下也可以使用离子阱系统囚禁一个离子雾团, 但是这样的情况下无法将离子冷却, 更不用提在离子间操作量子门。这是因为气体分子的运动不断加热离子。因而不同于稀土离子, 被囚禁的离子需要一套超高真空装置来配合, 其真空度通常需要到达 $1\text{e-}10\text{ mbar}$ 。我们使用的系统如图 4.17 所示,

基本组件可以分为真空腔室, 真空规, 阀门和塞斯泵, 另外还有预留给提供高压射频电压的螺旋谐振器以及其他电路接口的两块电路真空馈通。整个离子阱光纤以及原子源炉都被安装在真空腔室及其下方的喇叭形连接件中。

塞斯泵型号为 D100-5, 它由一个吸气剂泵和一个离子泵复合而成。离子泵由沉重的强磁场磁铁钛阴极和阳极组成。当工作时, 阴极首先在数千伏特的高压下发射电子将残留的气体分子电离, 电离出的电子在强磁场的作用下旋转前进, 电离其他气体分子直到撞击到阳极, 强磁场可以有效地延长电子的运动距离从而提高电离概率。电离产生的离子则直接在高压电场作用下直接撞击阴极, 同时溅射出金属钛形成钛膜进一步吸附气体。在这个过程中气体分子越大就具有越大的散射截面而更容易被电子电离。将它配合一个无需供电的吸气剂泵一方面可以增加抽气效果, 另一方面它可以将离子泵溅射出的气体吸收并吸附离子泵溅射出的金属钛来使真空更干净。以氢气为例, 我们使用的塞斯泵抽速为 100 L/s 。

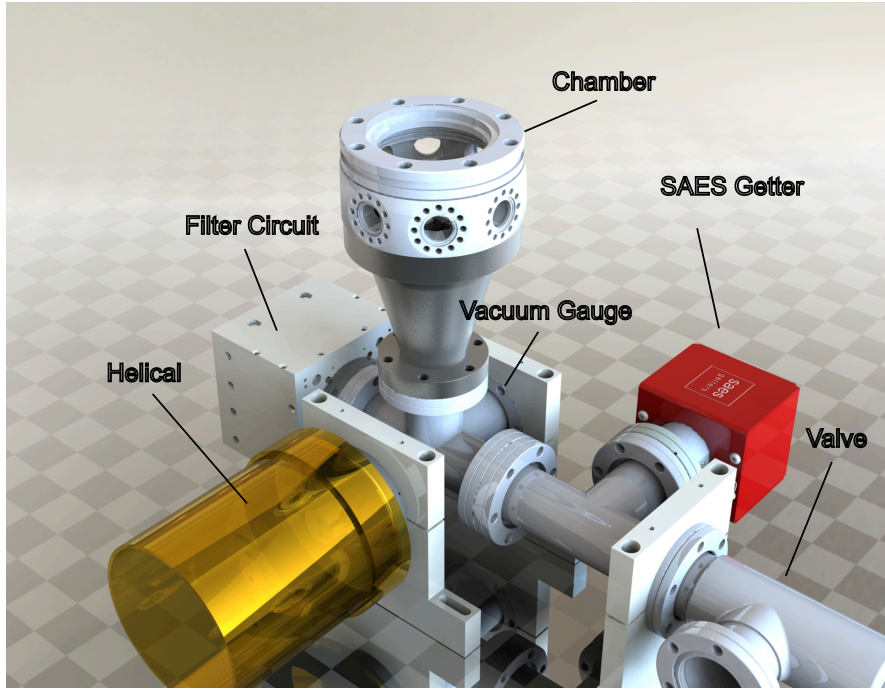


图 4.17 真空系统的整体结构。helical 为 rf 电极提供滤波以及放大效果。Filter Circuit 为各辅助电极提供滤波效果，防止高频杂散信号通过电容等方式耦合进阱中。Chamber 为真空腔体，阱核心即在该部位，chamber 的多窗口为阱的激光操作提供了光通路。Vacuum Gauge 为真空规，用于监测真空度。SAES Getter 为 SAES 复合泵，复合了吸气泵和离子泵。Valve 为真空阀门。

我们使用的真空规是典型的热阴极电离规，它在阴极发射电子电离气体并撞击带正电的栅极，穿过栅极的电子被收集极推回，如此往复将气体分子电离，电离后带正电的离子飞向收集极，在其上形成电流，通过检测电流就可以测量真空系统中的真空度。

4.4.2 电路系统

阱上的电路系统主要包括提供电路接口的滤波电路板以及提供射频电压的螺旋谐振器。

1. 螺旋谐振器

螺旋谐振器本质上是一个 LC 滤波电路，它可以将射频源输出的信号滤波，增强射频信号的单频性，以此来减少电场噪音造成的离子加热。在离子阱系统中使用较高的射频电压进行囚禁可以有效地提高离子的声子频率，而较高的声子频率可以使得离子被更高效的冷却，为离子提供更深的束缚势阱。但是高电压也可能导致电极击穿放电以及发热。我们可以将离子阱系统等效为一个 LCR 谐振电路，其共振频率为

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (4.19)$$

具有品质因数

$$Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}. \quad (4.20)$$

在离子阱系统中电容占主导时，射频电极上的电压与这里电容上的相近，此时射频电极上的电压可以写成^[238]

$$V_{peak} \approx \kappa \sqrt{2PQ}. \quad (4.21)$$

其中 $\kappa = (\frac{L}{C})^{0.25}$ ，从上式中可以看出更高的 Q 可以有效的提升射频电极上的电压，此外更高的谐振电路 Q 值还可以减少陷阱中嘈杂频率产生的电热，从而减少加热。为了获得更大的 Q ，需要增大电感 L 而减小 C 。将射频源和离子阱相连之前还需要考虑阻抗匹配问题，不匹配的阻抗会使得射频信号无法输入到离子阱中而被反射回来，此外放大器的噪音也会直接注入离子阱。因而可以利用一组互感线圈构造一个负载可调的高 Q 滤波器来保证阻抗匹配，同时这种做法也可以避免将放大器直接连接降低 Q 值。

实际上的 *helical* 设计不止需要一组互感线圈，还需要保证其在空间中不会耦合电磁噪音，因而它还需要一个屏蔽壳。在线圈和屏蔽壳上的任何电阻功率消耗都会降低品质因数，因而我们使用铜来制造谐振腔屏蔽壳和线圈，同时制造线圈的铜线粗细也达到了 3 mm 以减小电阻。外壳屏蔽罩安装前被使用砂纸抛光，而线圈则被酸洗以去除其外部的氧化层。为了避免生锈，两者均被使用化学镀镍方法镀上了非常薄层的金属镍。整体连接到电路的电路图如图 4.18 所示。

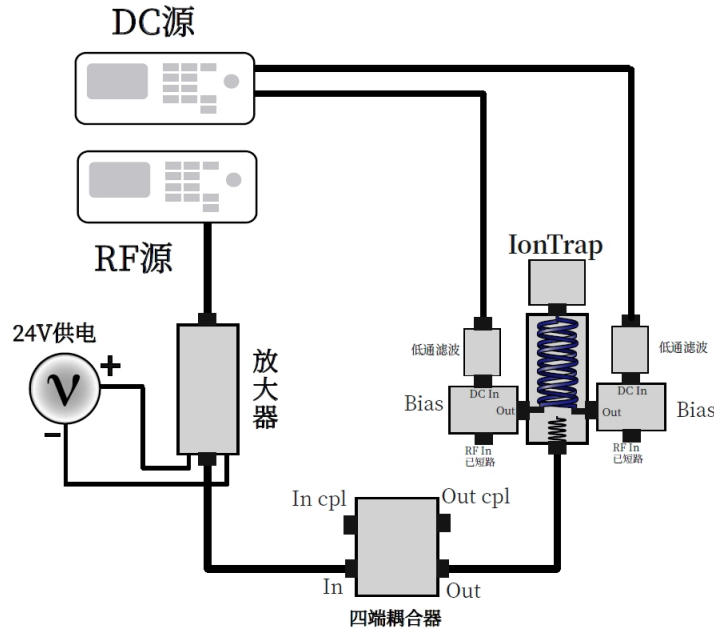


图 4.18 螺旋谐振器的连接电路图。DC 源为阱中 rf 电极提供偏置电压，使得可以操控离子在光纤方向上的位置，来获得离子与腔模的最大耦合。RF 源经过放大器和一个四端耦合器，传进 *helical* 的小线圈中，通过与两个大线圈互感，将 rf 高频信号传输进阱里 rf 电极上。

图中右侧的装置代表了 Helical 螺旋谐振器，顶部连接到离子阱的 RF 电极，底部的互感线圈则通过四端耦合器连接到经过放大的 RF 信号源，四端耦合器用于检测信号来调节耦合。RF 互感线圈有两个，各连接一个射频电极，另一端连接到 bias 用于在不同电极上叠加不同的直流电压。我们在不连接离子阱将 helical 空载同时将 bias 取下，将其连接点短路的情况下测量了螺旋谐振器的共振频率和 Q 值。测试时使用频谱仪不经过放大器连接到四端耦合器的输入端。四端耦合器具有特性，会将输入信号的 1% 从其输入耦合端输出，也可以将从输出端进入的信号从输出耦合端输出。频谱仪将射频信号输入后，频率不与螺旋谐振器共振时，其输入会完全被反射，从输出耦合端可以检测反射信号，当频率共振时则会透射，因而进行频谱扫描会得到一个 deep，扫描结果部分数据如图 4.19 所示。

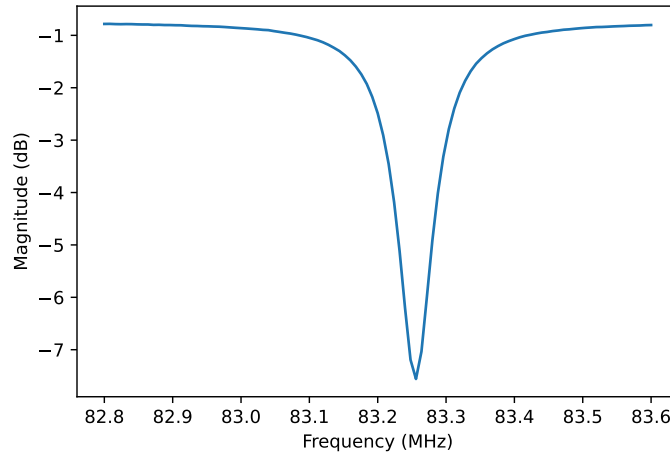


图 4.19 螺旋谐振器空载时的反射谱，Q 值可以高达 800。

根据 Q 值定义为其半峰宽与其谐振频率之比，我们可以测量我们的 Helical 空载 Q 值为 800.

2. 滤波电路

滤波电路主要由两部分组成，一部分是真空内阱电路板上加在直流电极上的滤波电容，另一部分是装配在真空腔外的滤波电路板。真空内的电路板如图 4.20 (a) 所示。在每一根 DC 电极的接线柱附近都并联了一个滤波电容，这些电容可以将外界输入以及阱内通过导线间电容耦合进去的交流信号短接到地，这里我们使用的电容是 1 nF 电容。

真空外的滤波电路如图 4.20 所示，包含了炉管加热电流，DC 电极滤波电路和压电陶瓷驱动滤波电路三部分。由对应中心八根 feedthrough 管脚的引线连接，1 号和 8 号引线对应炉管电流，考虑到其电压噪音较小，我们将其负极与右侧的 DC 电极滤波电路的地连接在一起。2, 3, 4 号接口对应上下左右三组 DC 电极，每组电路由 3 级 RC 滤波电路组成，周围由一圈连接到设备地的地布线环绕来与

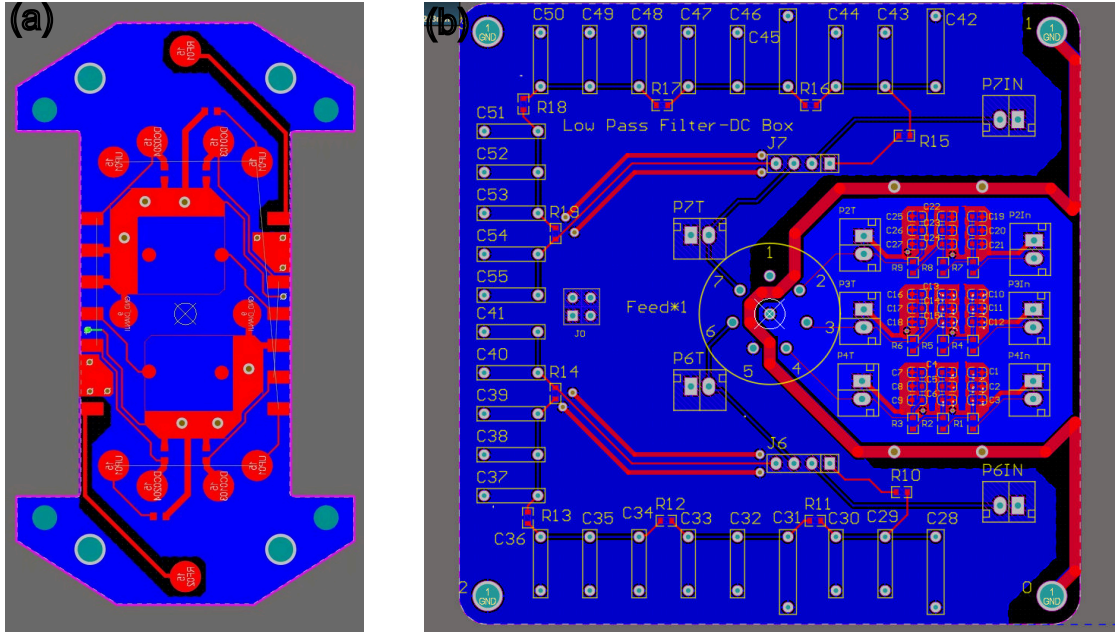


图 4.20 (a) 真空内的氮化铝电路板。为辅助电极等 dc 电极提供最后一级滤波，以及将 helical 的 rf 信号传输到光纤电极上。(b) 真空外的滤波电路板。不仅为各辅助电极提供滤波效果，也为各辅助电极的真空馈通提供与外界的电接触。

压电陶瓷的滤波部分划分开。压电陶瓷滤波一侧占区域较大，整个环绕保护地线以外的区域都是供应两侧压电的滤波电路。我们使用的压电陶瓷上可以施加 $-320\text{ V} \sim 320\text{ V}$ 的电压，最大移动范围为 $1.55\text{ }\mu\text{m}$ ，正好对应了两个锁腔 1550 nm 激光的两个共振周期，从而确保了其中能出现至少一个共振峰。事实上，由于我们的 1550 nm 激光可以允许 100 nm 波长内的波长调谐，这在频域中已经对应了设计腔长下的 20 多个 FSR，因此调谐锁腔激光将是容易的。6, 7 号接口对应了压电陶瓷的接口，由于其需要允许施加数百 V 的高压，因而无法使用贴片元件，而是使用了大量耐高压 cbb 电容和陶瓷片电容，两路滤波均可以通过跳线帽短路而选择不使用以便进行快速调谐和告诉反馈锁定。

我们根据仿真结果选择电阻和电容的数值，并对最终制成的滤波板进行了响应测试，其仿真结果如图 4.21 (a) 所示。压电陶瓷的 3 db 带宽约为 100 Hz ，这是为了满足慢速反馈补偿的需要，而 DC 补偿电极的响应带宽则设置为 20 Hz ，因为补偿电极上的电压无需进行快速反馈调节。实际测试情况如图 4.21 (b) 所示，其数值并没有仿真的高是由于电路板上存在各种寄生电容和电感，其在高频下的耦合会使仿真不准确，实际测试的直流电极滤波电路 3 db 带宽约为 100 Hz ，而压电陶瓷驱动滤波电路带宽为 200 Hz 。其在数百 KHz 到 MHz 的声子频率上的噪音压制效果都低于 60 dB 。

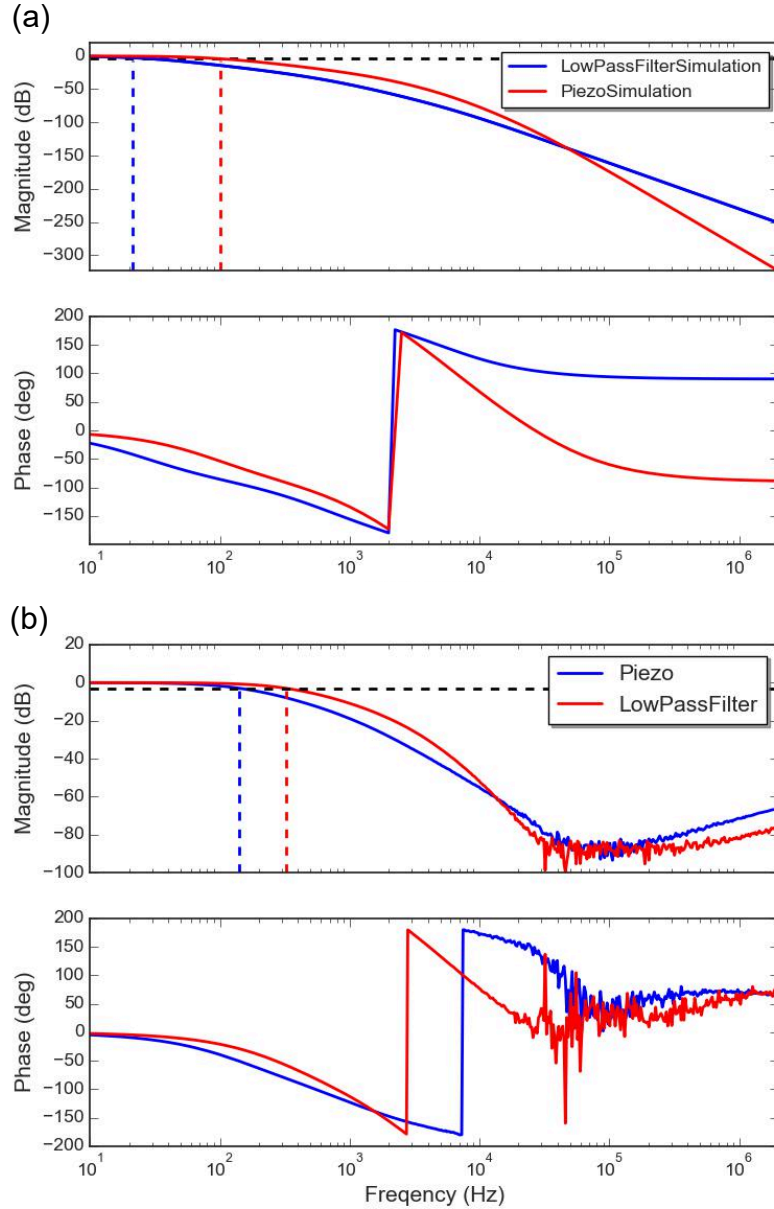


图 4.21 (a) 设计时压电陶瓷和 DC 滤波频率响应情况。压电陶瓷和 DC 滤波的 3 dB 带宽分别为 100 Hz 和 20 Hz (b) 实际测试的压电陶瓷和 DC 电极滤波频率响应。压电陶瓷和 DC 滤波的 3 dB 实际带宽分别约为 200 Hz 和 100 Hz。

4.4.3 激光系统

在离子阱系统中我们还需要使用激光操作离子在能级间的跃迁，因此激光系统可以说是离子阱系统中最关键的部分。目前我们暂时还没有对 $^{138}\text{Ba}^+$ 进行光学比特操作的 1762nm 激光，这里我们主要阐述 493 nm 冷却光，650 nm 再泵浦光和 1550 nm 锁腔激光的配置。用于将原子离子化并加载的 405 nm 激光和 554 nm 激光已经在前文中被描述。图 4.22展示了真空腔各个窗口的激光设置。

其中 1550 nm 激光被从外部使用工作距离为 35 mm 的三丰红外物镜耦合到光纤腔的光纤尾部，为了增加其阻抗匹配 1550 nm 激光可以从两侧输出，反射光经过调制被用于锁定腔长，405 nm 和 554 nm 激光用于进行离子化，493 nm 激光

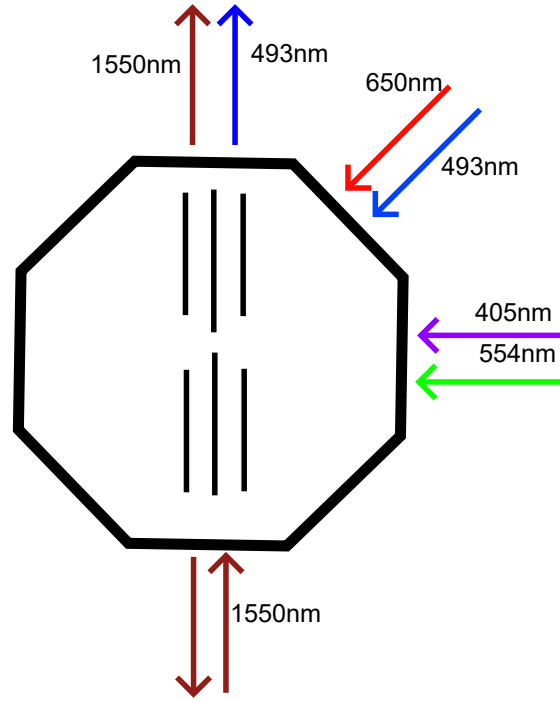


图 4.22 真空腔内的激光打光设置。六边形外围表面 chamber 轮廓，每条边都有镀了增透膜的真空窗口，可以将光从外界打进阱里面。计划 1550 nm 光从光纤尾部以空间光的形式打进阱中，同时会接受到 1550 nm 的腔反射光，用于做 PDH 来锁腔。对向上会收到 1550 nm 的透射光，用于调整 1550 nm 入射光的耦合效率。对向也会收到 493 nm 光，这是离子荧光的 Purcell 增强。405 nm 和 554 nm 是离子化光，在外界光路做好合束后一起从阱侧面打进去。650 nm 和 493 nm 是操作光，同样也在外界合束以后，从斜 45 度打进阱中。

实际上可以分为三束，一束用于进行近共振激发来收集单光子荧光，一束失谐在 10 MHz 上下用于进行多普勒冷却，最后一束失谐 100 MHz 用于在加载离子时进行冷却。我们搭建的光路图如图 4.23 所示。

三路 493 nm 的激光均由 AOM 组成的 double-pass 光路控制开关，所有激光中除了用于离子化第二步激发的 405 nm 激光，其余激光全部需要进行频率锁定。这里我们采取的方案是将 650 nm 和 1550 nm 激光锁定到超稳腔上，再利用传输腔将 493 nm 激光锁定到 650 nm 激光上。554 nm 由于是倍频激光，我们锁定其倍频前的成分，同样通过传输腔我们将其倍频前的 1107 nm 通过传输腔与一束锁定在超稳腔上的 1108 nm 激光锁定。使用的超稳腔的几何结构与利用其反射信号进行 Pound-Drever-Hall (PDH) 稳频的原理参见李睿睿博士有博士论文^[239]，本文不做详细描述。我们使用的电路连接与文献中稍有区别，我们将其展示如图 4.24。主要区别在于我们在电路部分不再使用多个模拟信号器件的组合，而是将伺服系统，混频器，信号源以及所需的滤波器都使用一个 FPGA 代替，用数字方法进行混频和滤波。

此外另外两路激光使用传输腔锁定在其所需波长上，传输腔的光路如图 4.25 所示。与超稳腔锁频相比，传输腔存在着诸多优势，它无需超稳腔所需的稳定结构，同时也无需 EOM 就可以对锁定波长进行快速调谐。我们在这里展示

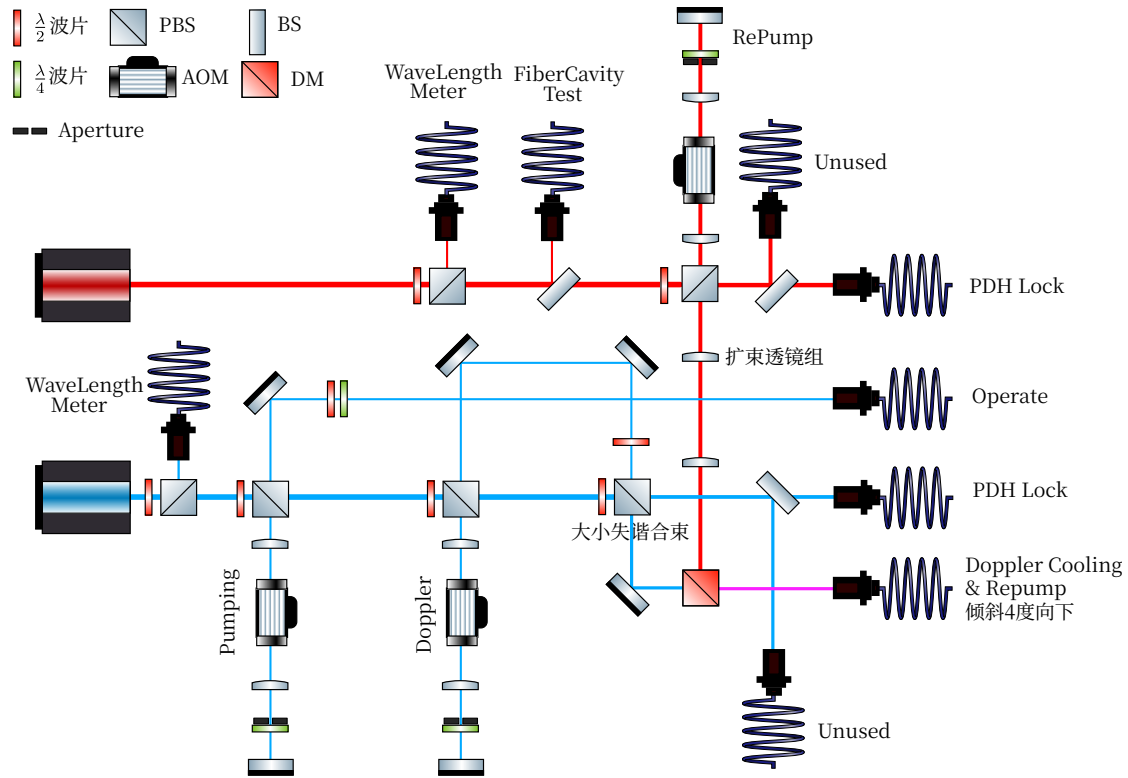


图 4.23 493 nm 和 650 nm 激光光路图。红色光束表示 650 nm，蓝色光束表示 493 nm。对 650 nm，用半波片加 PBS 和 BS，共分了五路光路。分别用于，传输进波长计中，监测激光波长；进行光纤腔的测试，系数计算等；经过 AOM 调制的 DoublePass 光路后与 493 nm 合束，用于进行 Ba⁺ 的 doppler 冷却和 repump；用于 PDH 锁频。对 493 nm，同样用半波片加 PBS 和 BS，分出五路光路。分别用于，传输进波长计中监测激光波长；Ba⁺ 的态探测；Ba⁺ 的 S-P 能级激发；Ba⁺ 的多普勒冷却；用于 PDH 锁频。

的 554 nm 激光的锁定系统，493 nm 的激光锁定系统也与此类似。与超稳腔相比传输腔不是将腔镜固定在 ULE 低热胀玻璃两端，而是将其固定在一块堆叠压电上，我们将 1108 nm 激光与 1107 nm 激光利用光纤 2x2 耦合器进行合束并注入谐振腔，在这里我们不使用 PDH 方法因而无需关注其反射谱。我们选择相对容易调试的透射谱将其光电响应注入 Red Pitaya 可编程逻辑电路。由于这里是同时将两个波长的光注入，因而在压电陶瓷进行扫描时也会获得两组透射峰，一组来自已经锁定的 1108 nm 激光而另一组来自待锁定的 1107 nm 激光。我们首先通过反馈压电陶瓷的扫描中心电压来确保 1107 nm 激光的共振时压电陶瓷上的电压不变，以此来进行初步的腔长主动反馈。随后我们使用 FPGA 反馈 554 nm 激光器的压电陶瓷将 1108 nm 激光的共振峰对应电压锁定。使用这样的配置允许我们通过简单的移动 1107 nm 激光器的共振峰位置来改变其锁定频率，实现锁定频率的快速调谐，对于 554 nm 激光器来说这可以允许我们方便的进行加载离子的同位素选择，而对于 493 nm 则允许我们灵活调节多普勒冷却光以及共振激发光的失谐。传输腔的腔体由低热膨胀系数的殷钢制成，其上覆盖 FPC 加热贴用于控制温度，腔体被 1 cm 厚的隔热棉包裹并被铝制外壳嵌套，其温度漂变被控

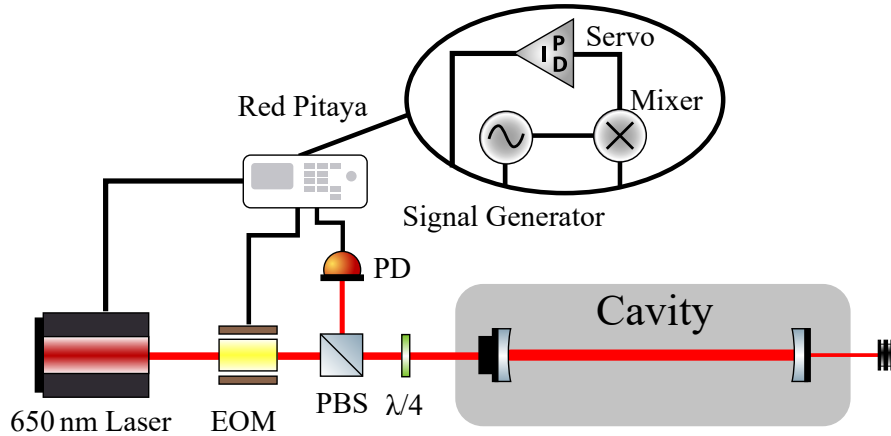


图 4.24 650 nm 再泵浦光 PDH 锁频电路和光路。650 nm 光通过 EOM 后产生边带，通过一个 PBS 和 $\lambda/4$ 波片后传输进超稳腔中。腔的反射信号再次经过 $\lambda/4$ 波片，偏振态与初始想垂直，因此会被 PBS 反射。该反射信号用可光见 PD 进行探测，强度信号传输给 Red Pitaya 中，通过反馈调节，将 650 nm 激光的某一边带锁定至与超稳腔腔模共振，即完成了利用 PDH 的 650 nm 锁频。这里 Red Pitaya 起到了信号发生器，混频器以及伺服放大器的作用。

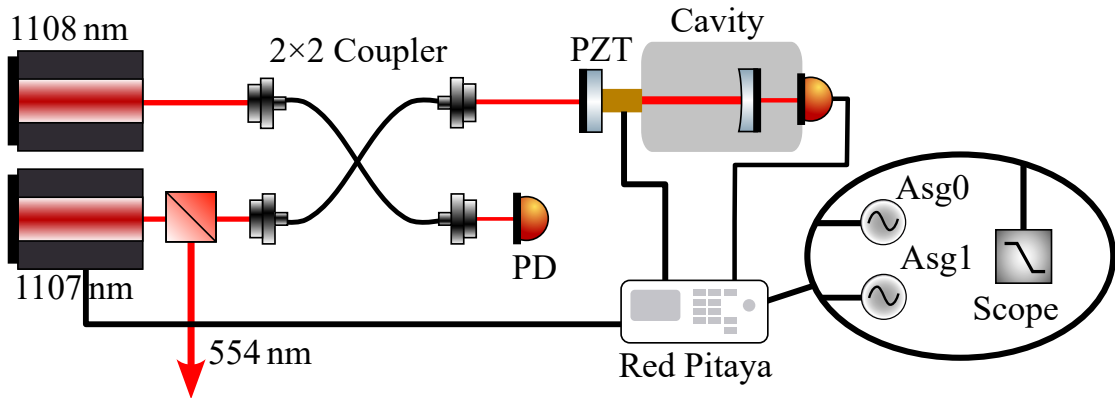


图 4.25 传输腔光路。1108 nm 为参考光，已锁定在另一超稳腔上。我们使用的是 1107 nm 的倍频光，即 554 nm，因此只要锁定的 1107 nm 光，即完成了对 554 nm 的锁定。先用一个 DM 将 554 nm 光滤掉一部分，透过的 1107 nm 光与 1108 nm 参考光进入一个 2×2 耦合器，两个输出端一个接到功率计中，监测功率，另一个输入到传输腔中。传输腔的两片镜子，其中一片固定在剪切压电上，用于扫描腔长。使用 PD 探测传输腔的透射信号，并将透射信号强度传输给 Red Pitaya。此时在传输腔中，随着剪切压电的扫描，可以在透射信号中看到有两个相邻的腔模，他们为 1107 nm 和 1108 nm 的透射信号。在 Red Pitaya 中通过反馈调节，调整 1107 nm 波长，即可将透射谱中 1107 nm 和 1108 nm 的间距固定，完成 1107 nm 激光的锁定。

制在 0.1°C 以内。在将激光锁定前后我们使用 HighFinesse 波长计测量了其波长，结果如图 4.26 所示。可以看到锁定前一小时内波长飘变了 15 MHz，而锁定后漂变通常在 2 MHz 以内，在进一步优化 PID 参数的情况下可以进一步提升其锁定效果。

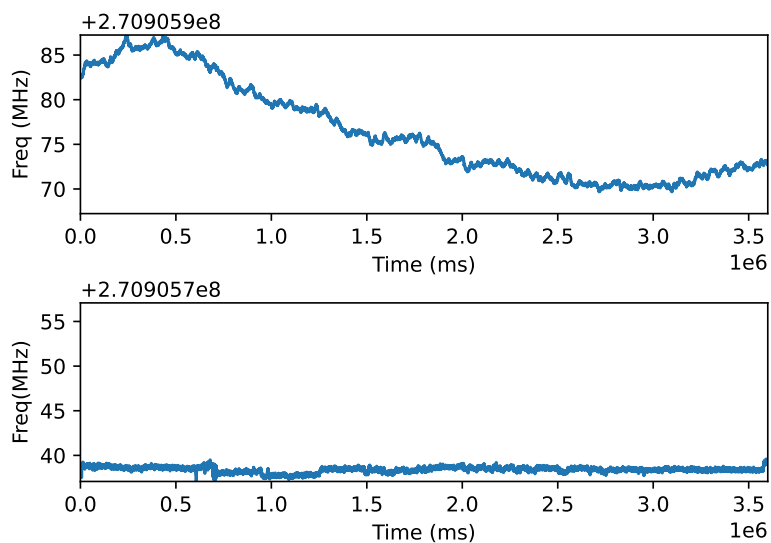


图 4.26 传输腔锁定前与锁定后 1107 nm 激光波长的变化。可以看出，在锁定前，1107 nm 波长在一小时内变化了 15 MHz，而锁定后在一小时内的变化通常都在 2 MHz 以内。

4.5 本章小结

本章总结了其他研究组在离子光纤微腔耦合系统方面的实验进展与设计问题，逐一进行了深入分析，并提出了相应的解决方法。同时，我们展示了我们的设计结构。随后，我们介绍了两种加工微腔腔镜凹面的方法——二氧化碳激光点铣和电击热熔融方法，并对加工的凹面进行了表征。接着，我们详细阐述了将光纤微腔加工成射频电极的独特方法。最后，我们介绍了离子阱的激光、电路以及真空子系统的构成。本章内容较为详细的阐述了系统部件的制造与系统的搭建方法并评估了谐振腔以外部分的性能表现。

第 5 章 空腔测试，对准与离子捕获

测试带有尾纤的光纤微腔时，只需将尾纤与耦合到激光源的光纤通过熔接机熔接在一起。然而，由于我们将带有腔镜的光纤尾纤切除并装配在真空腔室中，因此需要在无法进行腔室内观测的情况下，利用空间光将激光耦合到光纤微腔的后部。针对这一需求，我们设计了一套专用耦合系统，以测试尾纤被切除的光纤微腔。利用此测试装置，我们探讨了上一章中提及的加工工艺对腔镜镀膜的影响，并评估了清除电极加工时附着的金属对腔镜镀膜的影响。我们还开发了辅助装置，用于将微腔在设计结构上进行调谐、测试、对准和安装，并成功将两侧光纤对准至 1 微米以下。安装光纤后的结构在高真空烘烤下展现出良好的结构稳定性。

此外，我们还使用了经过电镀处理的多模光纤替代光纤腔作为电极，进行了离子阱性能测试。我们扫描了 Ba 原子各同位素 $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ 跃迁的荧光光谱，并观察到了被捕获的 $^{138}\text{Ba}^+$ 离子。

5.1 空腔的退火与测试

对空腔的测试主要包括两个方面：一是评估空腔精细度随谐振腔腔长的变化情况；二是对谐振腔腔模与光纤耦合效率以及空间光耦合效率的评估。前者决定了谐振腔对光子的束缚能力以及离子与谐振腔耦合可以达到的强度上限，而后两者则显著影响光子从谐振腔中输出并被收集探测的效率。通过这些测试，我们可以全面了解空腔的性能表现，为后续的研究提供重要依据。

5.1.1 平凹空腔的扫描测试

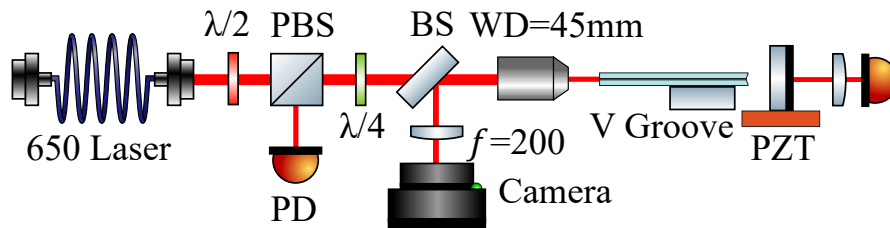


图 5.1 平凹光纤微腔测试光路，这里使用镀膜反射率最高的 650nm 激光进行空腔测试。光路左半部分用于观察谐振腔的反射信号，中间的 CCD 用于对光纤后端面成像来调节耦合，平面镜固定在压电平移台上以进行腔长扫描。

为了表征经过镀膜的带有腔镜的光纤的光纤性能，我们使用平面镜和光纤组成一组平凹腔来进行测试。测试使用的光路如图 5.1 所示，

我们将镀有 coating2 高反射率镀膜的平面镜安装在调整架中并固定在一维

压电平移台上, 该镀膜设计指标在第五章中提及, 它是用于组成光纤微腔反射端腔镜的镀膜。PI 压电平移台的最小移动步长为 10 nm , 总行程超过 $500\text{ }\mu\text{m}$ 。带有微镜的光纤则被放置在 V 槽中, 镀膜一侧朝向平面镜组成平凹腔。该平凹腔的腔长可以由压电平移台调谐。

为了模拟在真空腔室中调节的情况, 我们使用工作距离为 45 mm 的五倍 APO 无穷远物镜来将激光耦合到带有腔镜的光纤尾部, 该物镜搭配焦距为 20 厘米 的凸透镜和 CCD 来对光纤尾部成像, 一块 BS 被用于分出部分反射光来进入 ccd 成像。物镜被安装在 Thorlabs MBT616B 三轴平移台上, 该型平移台带有精度为 $50\text{ }\mu\text{m/rev}$ 的精细调节功能, 适合进行波导耦合工作。

在成像系统左侧是类似 PDH 锁定时使用的观测谐振腔反射信号的光路, 通过对输入信号增加调制边带同时扫描谐振腔腔长可以计算谐振腔线宽。

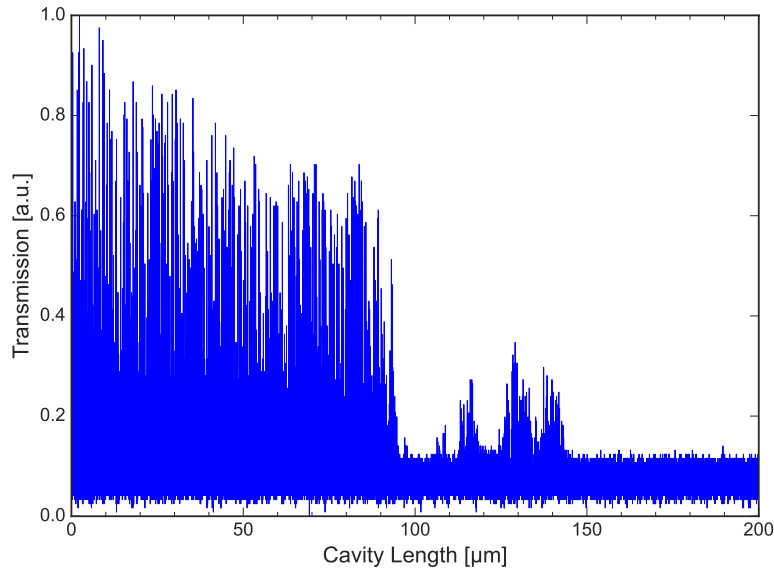


图 5.2 使用压电平移台进行腔长扫描时观测到透射信号的强度变化。

直接使用压电平移台进行长距离腔长扫描得到的透射强度变化如图 5.2 所示。图中空腔透射强度随腔长增加而下降的原因主要有三方面: 腔镜上模场直径增加导致的削波损耗增加, 腔镜偏离理想球面引起的衍射损耗, 以及腔内高斯模式与光纤模式耦合效率随腔长增加而降低。其中, 前两者不仅会降低透射强度, 还会影响空腔的精细度。

我们制造的光纤端面上的微腔腔镜直径普遍超过 $60\text{ }\mu\text{m}$ 。根据公式 4.3, 我们估计其削波损耗上限不应超过 10 ppm , 因此并非透射下降的主导因素。实际上, 透射强度的下降主要是由衍射损耗和耦合效率的变化引起的。此外, 当腔长在 $100\text{ }\mu\text{m}$ 附近时, 谐振腔透射信号消失, 这是由于腔镜偏离理想球面, 导致腔内高斯基模耦合到高阶模式, 进而引起精细度下降和基模透射信号的消失。

如上一章所述, 在电加工凹面的过程中, 腔镜中心可能先形成微小突起。

为了获得所需曲率半径的凹面, 我们未对光纤施加足够的放电以彻底消除这些突起。尽管这些突起导致的腔面对球面的拟合偏差仅有十几纳米, 但由于其位于正中心位置, 实际测试中显示其造成的衍射损耗远超预期。

鉴于电击热熔融方法在特定型号光纤上加工具有良好球面形状的凹面时存在最小曲率半径的限制, 为了保持凹面曲率半径和光纤类型的同时消除凹面中心的突起, 进而减少腔长增加时的衍射损耗, 我们可以采用二氧化碳激光单脉冲照射来修复电击热熔融法加工后腔镜凹面中心残留的突起。

直接的压电平移台扫描已经能够反应谐振腔中的损耗, 但是为了根据定义准确的计算精细度随腔长的变化情况, 需要根据公式3.17测量各腔长下的线宽, 再结合根据腔长计算出自由光谱程来计算精细度。我们采用了电光调制器(EOM)来测量线宽, 在扫描腔长时, EOM会对透射信号调制边带, 这些边带与中心透射峰之间的相对频率差是固定的, 对应于施加在EOM上的调制信号频率。通过匀速扫描谐振腔长度可以在时域上观察到三个透射峰, 通过测量主峰的半高全宽与主峰与边带间距的比例, 我们可以准确地确定谐振腔的线宽。

考虑到对应于数百微米腔长的谐振腔, 其自由光谱程可达Thz量级, 腔长的定标需要使用波长可调谐的激光器。我们使用一台Toptica CTL1500激光器来进行腔长的定标, 该激光器最大可以无跳模的从波长1460nm扫描到1570nm, 对应扫描频率差达到14Thz, 它可以校准的腔长最短约为10微米。

我们首先将腔长调谐在约80微米的长度, 利用1550nm激光器校准腔长, 随后使用压电平移台闭环控制来获得其他位置的绝对腔长来计算该位置的自由光谱程。

5.1.2 镀膜退火

采用离子束溅射(IBM)技术, Laser-Optics公司为我们加工有凹面的光纤端面溅射了厚度为6 μm 的高反射率镀膜, 镀膜材料为 $\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ 。利用这两种材料的折射率不同, 可以通过设计膜层对不同波长激光的干涉特性在光滑基底上制造高反射率镀膜。但是直接溅射沉积的材料晶体中通常存在缺陷, 这些缺陷会增加镀膜对光的吸收从而影响腔镜反射率, 为了减少镀膜的损耗, 需要对镀膜进行退火。

退火是一种广泛应用于改善薄膜材料性质的技术, 它能显著地改变薄膜的结构、机械和光学特性。退火温度的选择对于镀膜结构中的缺陷数量和张力的有直接影响, 这些因素是镀膜吸收损耗的主要原因^[240]。随着退火温度的升高, 镀膜中的张力通常会先降低再增加, 同时退火也会导致镀膜的反射率谱线整体向长波方向偏移。

我们在综合参考文献资料、专业人员建议和实际实验测试后将退火温度设

定为 300 摄氏度, 保温时间为 5 小时。为了防止快速温度变化对镀膜结构造成损害, 我们控制升温 and 降温速率在每小时 100 摄氏度以内。退火过程是在马弗炉中进行的, 经过镀膜的光纤被放置在洁净的陶瓷坩埚中。退火前后, 我们利用上一节提到的方法对光纤的精细度进行了测试, 测试结果如图 5.3 所示。

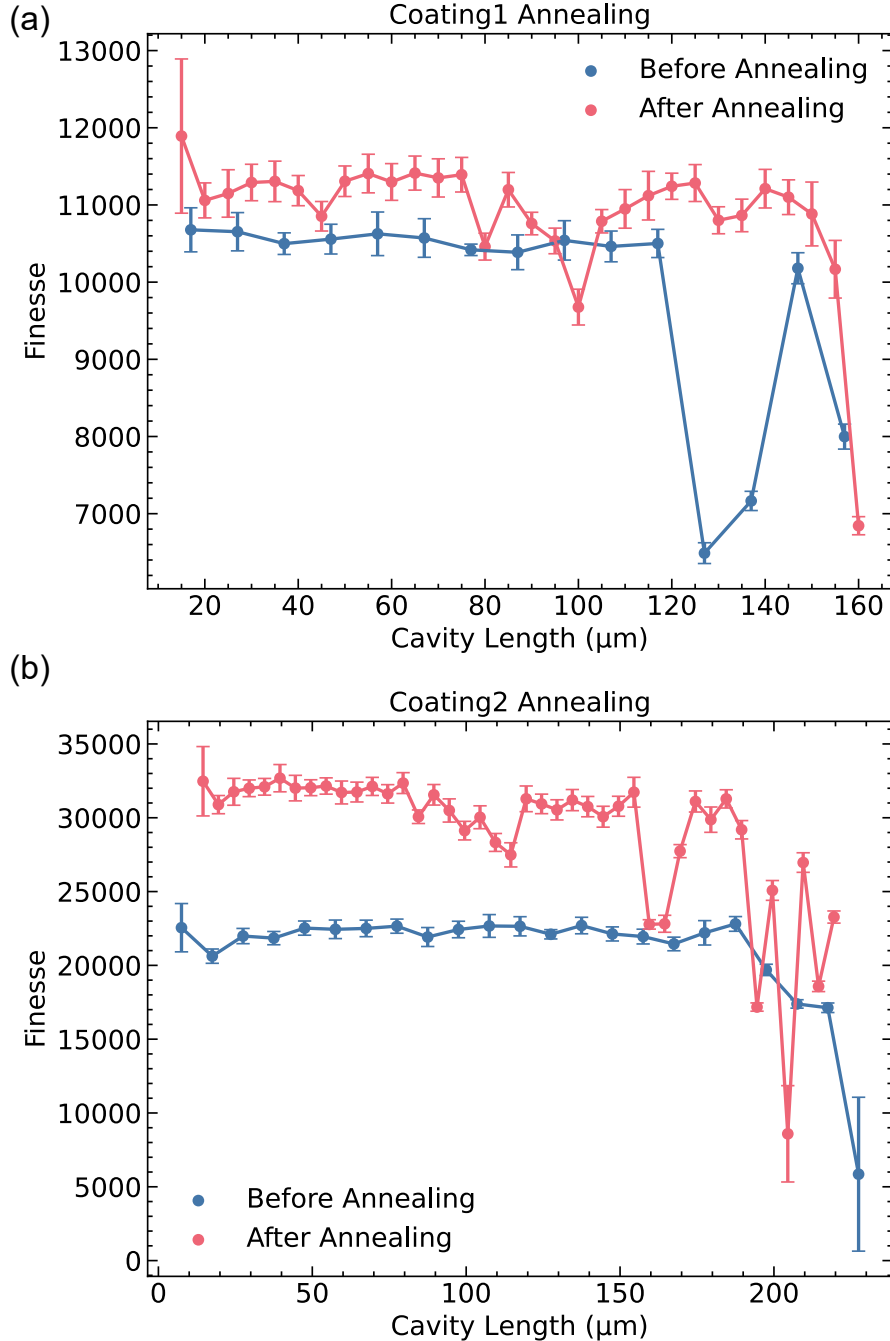


图 5.3 对于 (a) 输出端和 (b) 反射端退火前后光纤组成的谐振腔精细度随腔长的变化。

从图中我们可以看到无论对于 $T = 500 \text{ ppm}$ 的输出端还是对于 $T = 50 \text{ ppm}$ 的反射端镀膜光纤, 退火后的光纤组成的谐振腔精细度都有提升, 其中反射端镀膜的光纤腔镜性能提升明显。对于高反射率光学谐振腔, 正确的退火来降低镀膜吸收造成的损耗是至观重要的。

我们被告知退火前，对于 493 nm，650 nm 和 1550 nm 的损耗约为 250 ppm，75 ppm 以及 25 ppm，在退火后其损耗应当下降到五分之一也就是 50 ppm，15 ppm 和 5 ppm。我们将镀膜方为我们提供的退火前后估计的相关光学参数罗列在表 5.1 中。

表 5.1 供应商提供的退火前后镀膜估计参数

镀膜	透射率 (ppm)	损耗 (ppm)	退火后损耗 (ppm)
coating1@493 nm	1100 ± 600	250	50
coating1@650 nm	500 ± 120	75	15
coating1@1550 nm	500–100/300	25	5
coating2@493 nm	100 ± 50	250	50
coating2@650 nm	50 ± 30	75	15
coating2@1550 nm	500 ± 120	75	5

根据精细度公式 3.27 我们可以估算在两种情况下退火前后谐振腔对 650 nm 激光可以达到的最大精细度取值区间。对于使用 coating1 退火前光纤和 coating2 退火后平面镜情况，最大精细度区间应在 7000 到 12 800 区间内，实际测试最大精细度约为 10 500。退火后其最大精细度区间取值应在 7500 到 14 600 之间，而其实际测试值约为 11 000。实际上可以计算退火前后精细度提升应在 510 到 1800 之间，其取值与透射率的实际值有关。

同样的使用 coating2 退火前光纤和 coating2 退火前平面镜组成谐振腔时，最大精细度区间为 20 300–33 000，其实际测试值为 22 000。退火后其取值区间应为 25 100–48 300，其实际测试值为 32 000。由此可见，我们的退火工艺基本上达到了预期的指标。

5.1.3 电极加工工艺的影响与金属清洁方案

在上一章中我们详细介绍了将光纤微腔加工为光纤电极的方法，在这个过程中光纤腔的腔镜需要接触包括光刻胶，显影液，丙酮，金电镀液等多种物质，这些物质理论上并不与镀膜材料反应，但是对于高反射率镀膜，这一工艺流程对镀膜的影响仍然需要被测试。

我们在工艺前后测量了其精细度随腔长的变化如图 5.4 所示。

从图中可以看出，在短腔长的情况下，精细度基本保持不变，说明镀膜的吸收损耗和散射损耗并未受到显著影响。当腔长增加时，精细度出现一些波动，但这并非削波损耗所致。根据前文的计算，金属包层留出的腔镜直径已足以确保削波损耗低于 1 ppm，且轮廓仪检测未发现腔镜表面有污损或变形。因此，我们认为这种波动主要是由光纤在前后两次测试中的摆放角度而非镀膜属性的变化引起的。谐振腔内高阶模式与基模的耦合会随着腔长以及谐振腔的结构变化而改变，测试时未将平面镜角度相对于微腔的角度调谐好可能是导致腔长在 125 到 150 微米之间时精细度出现突然下降的原因。

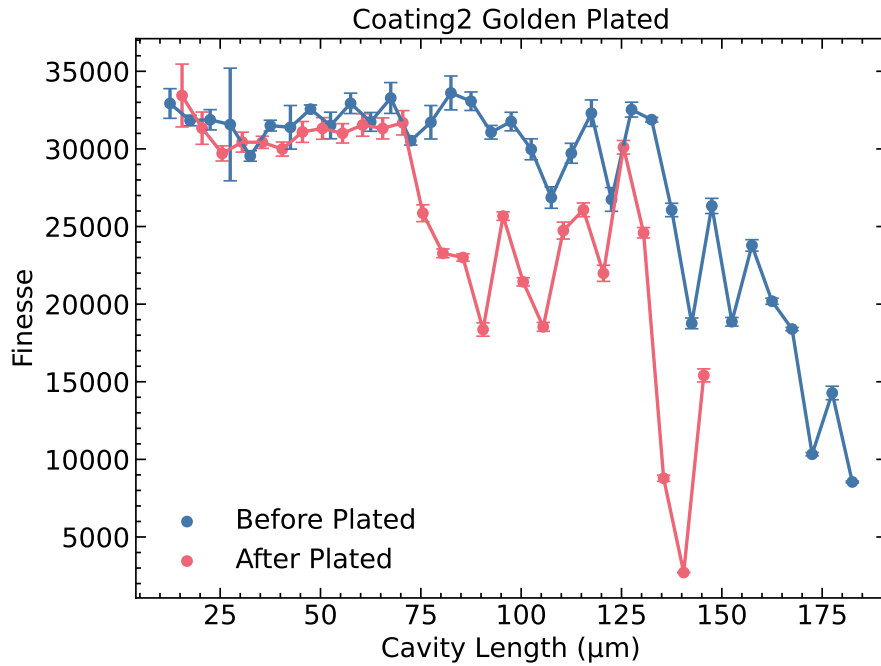


图 5.4 光纤腔镜工艺前后精细度变化。

在一些情况下, 我们需要移除表面加工的金属层。由于磁控溅射工艺中金层沉积在钛基底上, 我们可以使用特定的化学试剂来去除对应的金属。具体来说, 我们用王水去除金层, 用热的浓盐酸去除钛基底。我们已经测试了这种去除方法对光纤精细度的影响, 并记录了处理前后的精细度变化情况如图 5.5 所示。

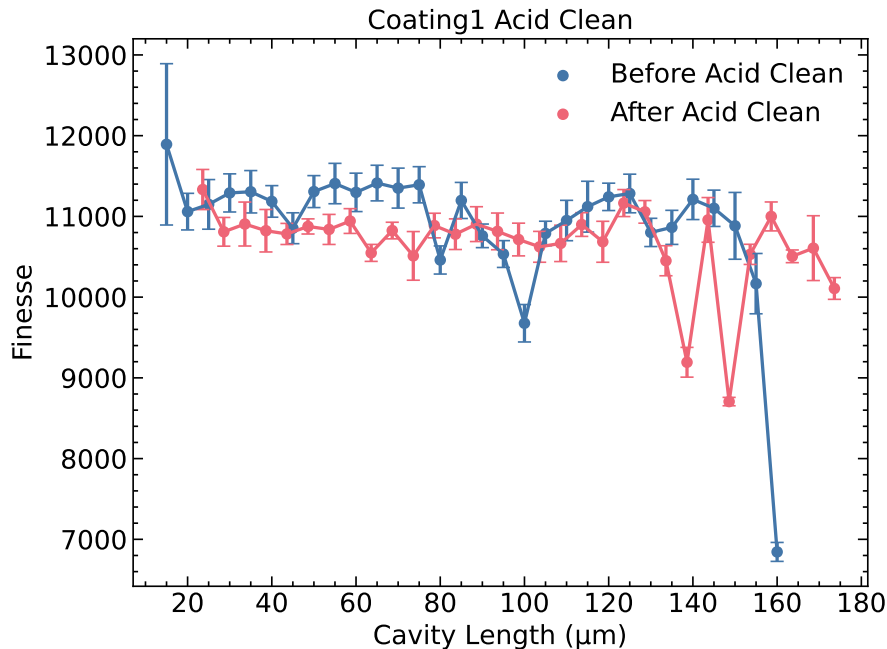


图 5.5 酸洗操作对精细度的影响。

虽然王水和热浓盐酸都不会与光纤腔镜的二氧化硅外层材料发生化学反应。但图示数据表明, 去除金属后, 光纤腔镜的精细度有所降低。如果将精细度的平均值从 10 800 降至 10 400 视为基准, 则损耗可视为增加了 20 ppm。目前无法准

确判断精细度的降低是由于强酸浸泡还是因为难以清除的金属颗粒残留在腔镜表面所致。对于精细度小于或等于 10 000 的光学谐振腔, 此清洁方法可以接受, 而对于使用酸处理精细度更高的谐振腔腔镜, 可能需要更多的测试和数据支持。

5.1.4 光纤腔的对准与耦合测试

光纤腔的耦合效率与其两面腔镜的对准情况密切相关, 由于我们采用电击热熔融方法加工的凹面是高度对称的光子晶体结构在均匀受热时坍塌产生的, 其腔镜自然的对准了光纤模场, 因而对于我们而言, 腔镜对准偏差主要来自于两根光纤在安装时的错位。公式 3.109 展示了在存在横向位移偏差和角度偏差时, 光纤腔耦合效率与腔模式和光纤模式之间的关系。基于该公式, 我们可以估算在对准粘接过程中角度和位置偏差对耦合效率的影响。上一章介绍了估算在存在偏差情况下计算高斯模式耦合效率的方法, 但在此我们需要对原有公式进行适当修正。这是因为通过电击熔融法制备的光纤微腔腔镜, 其端面内一定深度的光子晶体结构会坍塌成实心, 如图 5.6 所示。因此在这种情况下, 我们不能假设光纤镜面即为光纤内传播的高斯光束的束腰位置。

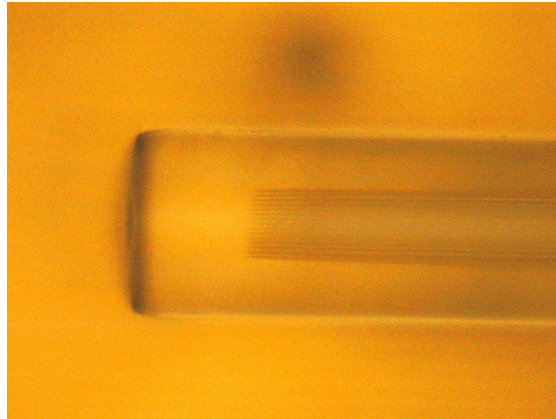


图 5.6 使用电击熔融方法加工得到的光纤头部, 其顶端有一定长度的熔融部分。

为了解决这个问题我们使用光学传输矩阵的方法估算新的从光纤内出射的高斯模式束腰位置。在这里我们建立简单模型, 假设从熔融坍塌区域和光子晶体区域交界面出射的光在熔融的均匀介质中传播, 在空气和玻璃界面发生折射并出射。我们需要计算最终出射的高斯模式的等效束腰位置和大小。

假设坍塌后的光纤折射率为 n_1 , 空气折射率为 n_2 , 则光穿过坍塌区域到达曲率半径为 r 的凹面并且发生折射的传输矩阵为

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_2 - n_1}{n_1} \frac{1}{r} & \frac{n_2}{n_1} \end{pmatrix}. \quad (5.1)$$

当高斯光在在介质中传输时瑞利距离的表达式为

$$z_0 = \frac{\pi \omega_0^2 n_2}{\lambda}. \quad (5.2)$$

如果熔融部分长度为 x ，则高斯光束穿过腔面之后的参量可以表示为

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D}, \quad (5.3)$$

其中

$$\begin{aligned} A &= 1, \\ B &= 0, \\ C &= \frac{n_2 - n_1}{n_1} \frac{1}{r}, \\ D &= \frac{n_2}{n_1}. \end{aligned} \quad (5.4)$$

将上式带入公式 5.1，得到

$$q_2 = \frac{q_1}{\frac{n_2 - n_1}{n_1} \frac{1}{r} q_1 + \frac{n_2}{n_1}}. \quad (5.5)$$

其中 q_1 的取值为

$$q_1 = \frac{1}{\frac{1}{R(x)} - i \frac{\lambda}{\pi n \omega^2(x)}} = \frac{1}{\frac{1}{x(1+x_0^2/x^2)} - i \frac{\lambda}{\pi n_2 \omega_0^2(1+x^2/x_0^2)}}. \quad (5.6)$$

上式中的 $R(x)$ 为高斯光束波前曲率半径， ω 为高斯光束光斑半径。上式中用到了公式 3.30 以及公式 3.31。将上式带入 5.7，并且取倒数化简得到

$$\frac{1}{q_2} = \frac{n_2 - n_1}{n_1} \frac{1}{r} + \frac{n_2}{n_1} \frac{1}{x(1 + \frac{x_0^2}{x^2})} - \frac{i n_2}{n_1} \frac{\lambda}{\pi n_2 \omega_0^2 \left(1 + \frac{x^2}{x_0^2}\right)}. \quad (5.7)$$

假设这个新的高斯模式束腰相对于镜面距离为 a ，我们可以按照公式 5.6 的形式写出其形式

$$\frac{1}{q_1} = \frac{1}{R(x)} - i \frac{\lambda}{\pi n \omega^2(x)} = \frac{1}{x(1 + x_0^2/(x+a)^2)} - i \frac{\lambda}{\pi n_2 \omega_0'^2 \left(1 + \frac{(x+a)^2}{x_0^2}\right)}. \quad (5.8)$$

令表达式 5.7 和 5.8 相等，我们可以求解玻璃真空交界面上出射高斯模式的等效的束腰半径以及其束腰位置移动 a

$$\begin{aligned} \omega_0'^2 &= \frac{\omega_0^2}{\left(\frac{x}{n_2 r}(n_2 - n_1) + 1\right)^2 + \frac{\pi^2 \omega_0^4}{\lambda^2 r^2}(n_2 - n_1)^2} \\ a &= (n_2 - n_1) \left(n_1 n_2^2 \pi^2 r \omega_0^4 - \lambda^2 n_2 r^2 x + n_1 n_0^2 \pi^2 \omega_0^4 x \right. \\ &\quad \left. - n_2^3 \pi^2 \omega_0^4 x + \lambda^2 n_1 r x^2 - 2 \lambda^2 n_2 r x^2 + \lambda^2 n_1 x^3 - \lambda^2 n_2 x^3 \right) \\ &\quad / \left(\lambda^2 n_2^2 r^2 + n_1^2 n_2^2 \pi^2 \omega_0^4 - 2 n_1 n_2^3 \pi^2 \omega_0^4 + n_2^4 \pi^2 \omega_0^4 - \right. \\ &\quad \left. 2 \lambda^2 n_1 n_2 r x + 2 \lambda^2 n_2^2 r x + \lambda^2 n_1^2 x^2 - 2 \lambda^2 n_1 n_2 x^2 + \lambda^2 n_2^2 x^2 \right). \end{aligned} \quad (5.9)$$

白光干涉术扫描得到的构成谐振腔的两根光纤端面凹面的曲率半径分别为 $320\text{ }\mu\text{m}$ 和 $380\text{ }\mu\text{m}$ 。基于这些修正后的参数, 我们可以针对我们实际使用的光纤利用公式 3.109 估计光纤模式与腔模式的耦合效率。如图 5.7 所示, 这里仅讨论了对于波长为 493nm 时的情况, 对准良好时耦合效率在腔长超过 50nm 后随着腔长增加而逐渐减小。

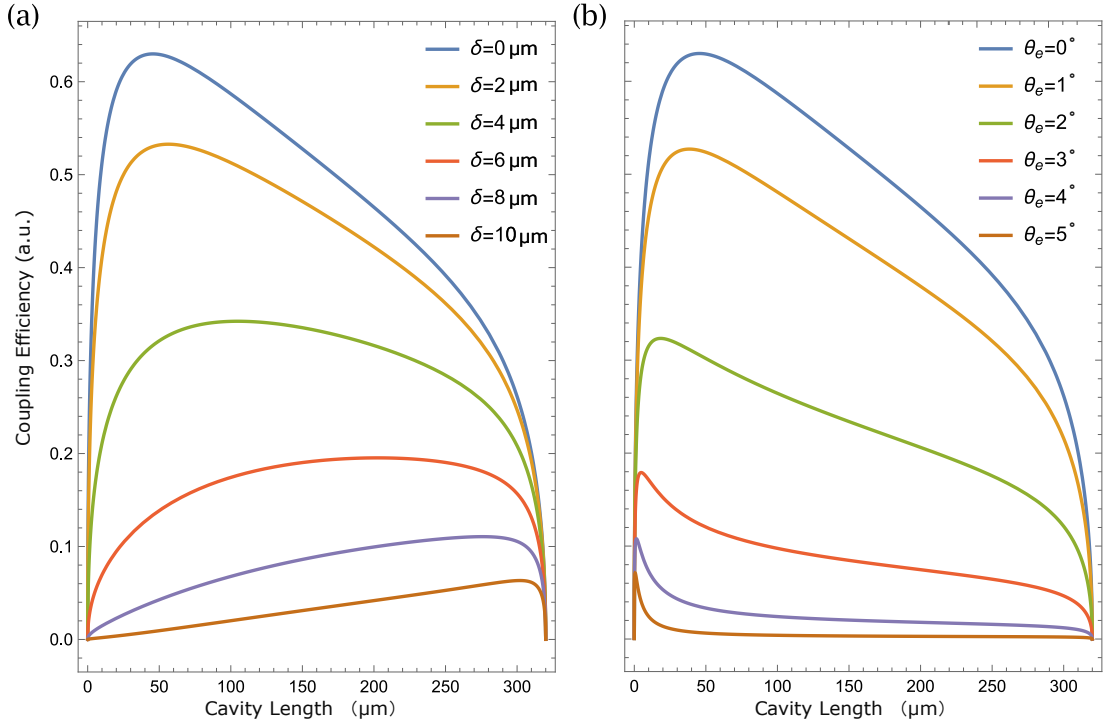


图 5.7 在考虑熔融部分修正后腔模式与光纤模式耦合效率随两模式横向位置和角度偏差的变化。

从图中可以观察到, 当腔模式和光纤模式的横向误差达到 $2\text{ }\mu\text{m}$ 时, 耦合效率会从原本的 40% 进一步降低。光纤的错位会同时引起角度和横向位置的偏差。对于我们的设计而言, 由于耦合效率的最大值本身就不高, 因此位置和角度的偏差对耦合效率的影响并不显著。然而, 对于设计目标为高耦合效率的情况, 腔镜位置的微小偏差都会导致耦合效率的快速下降。

为了将两侧光纤的对准精度提升至 $1\text{ }\mu\text{m}$ 以内, 从而避免额外的损耗, 我们设计了一套装置, 用于将光纤精准地安装在其调谐和安装结构中。装置的具体结构如图 5.8 所示。

除了用于固定光纤的 V 槽装置外, 该系统还配备了两组显微镜, 分别从正上方和侧面观察, 以及两个装有“手臂”的三维平移台。这些“手臂”的顶部下方附有小块硅胶, 可在适当压力下通过摩擦来前后移动光纤或使其在 V 槽内滚动。前者用于调整光纤在 V 槽中的位置, 后者则用于旋转腔镜, 以消除因腔面椭圆导致的偏振模式分裂。在装配过程中, 光纤被放置于 V 槽内, 通过移动“手臂”用硅胶按压光纤, 并利用平移台进行位置调整。同时, 使用显微镜监测位置,

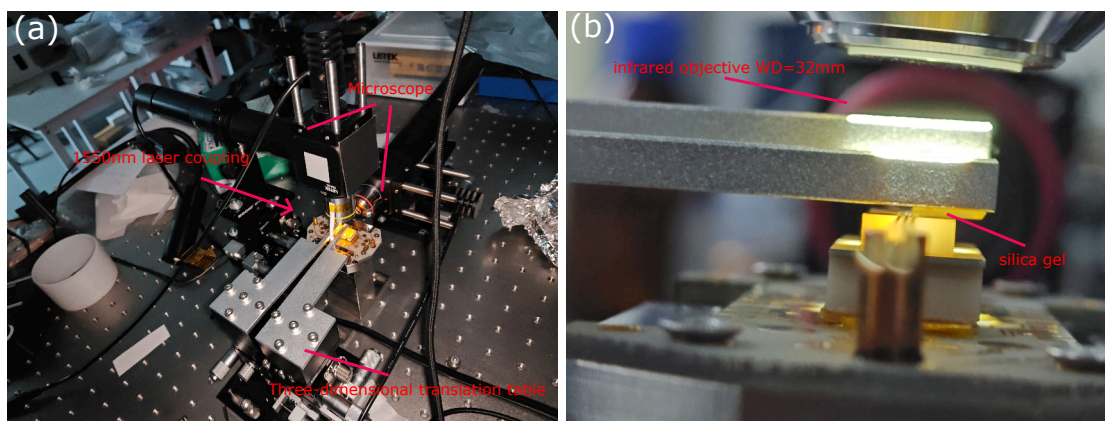


图 5.8 (a) 光纤对准安装装置。(b) 用于旋转光纤和改变腔长的结构。

并涂抹紫外线固化胶^①以固定光纤。在粘贴前后，我们可以直接通过红外物镜将 1550 nm 波长的激光耦合进光纤，并进行宽范围波长扫描，以观察其透射和反射谱。图 5.9 展示了固定光纤腔长度为 220 μm 时的扫描测试结果。

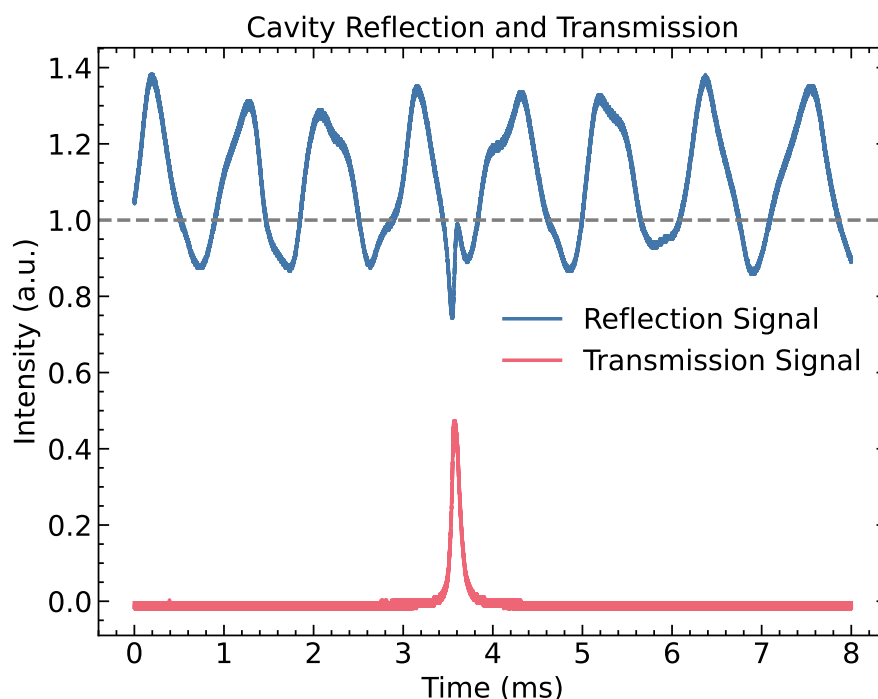


图 5.9 将 1550nm 激光耦合到固定的微腔中并进行波长扫描时其透射和反射谱。

图中反射信号的周期性波动主要是由激光扫描过程中的强度抖动引起的。激光器在 1531 nm 至 1535 nm 之间进行循环扫描，每个半周期的时长大约为 1.5 s。我们利用示波器的自触发功能来捕获透射信号，从而得到图中显示的尖峰信号。当使用抖动信号的尖峰区域基线作为光强 1.0 的参考时，信号深度大约为 25%。这一耦合强度与使用 1550 nm 激光完全对准腔模式时的强度基本相符。此反射信号的 dip 深度足以满足进行 PDH 锁腔的需求。

为了确保粘贴后的结构在真空烘烤过程中不会发生变化而导致耦合效率下

^①EPO-TEK OG116-31

降，我们将直径为 240 微米的多模光纤以类似方法安装后，在真空中烘烤至 180 摄氏度并保持三天。取出后，利用显微镜进行测量，未观测到光纤位置发生移动。目前，我们已成功采用这种方法将光纤微腔固定在调谐结构上，并装配进真空腔室中。通过宽波段扫描得到的自由光谱程，我们计算出最终固定后的谐振腔腔长为 232 微米。此外，我们还利用上一节描述的方法测量了其透射谱线宽，并据此计算了谐振腔的精细度，对于 1550nm、493nm 和 650nm 激光，空腔的精细度分别为 4500、4700 和 8200，这意味着当前谐振腔腔长下衍射损耗削波损耗等损耗总和在 200-300ppm 之间。

5.2 真空系统中的测试

微腔陷阱结构被测试完成后被安装在设计的超高真空系统中。在搭建真空系统时，所有配件被按照丙酮，乙醇，水的顺序进行超声清洗，完成搭建后，真空被通过阀门连接到串联的涡轮分子泵和离子泵。当气压下降到一定程度后，我们将真空包裹并加热烘烤。其中真空腔室由于内部包含胶水和玻璃窗口，其烘烤温度较低，仅为 125°C，其他地方则被烘烤到 200°C 以上。为了避免消磁，烘烤时塞斯泵上的磁铁被取下。期间反复激活加热吸附剂泵将其放气，同时将炉管加热促进碳酸钡和金属锆的反应，并将其排出的气体释放。烘烤一个星期后，降低烘烤温度并启动离子泵继续放气，最终完成放气并关闭抽气阀门和前级泵，真空度最低达到了 $2\text{e-}10$ mbar。

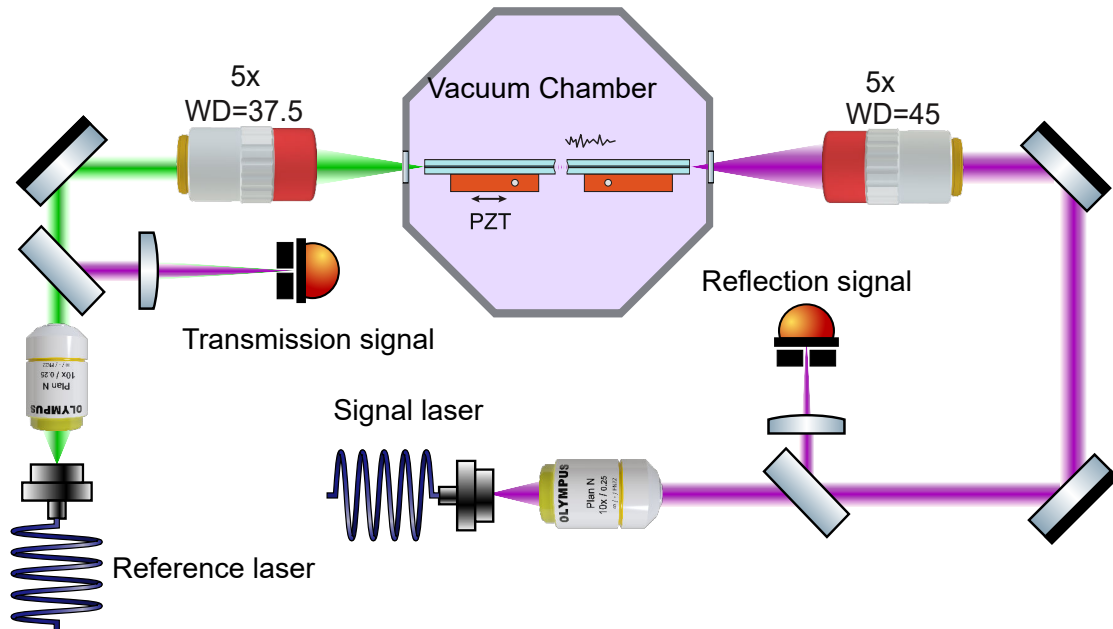


图 5.10 使用长工作距离物镜从真空腔室外耦合到光纤微腔输入侧的方法，使用对镀膜高透射的 554nm 激光作为参考光从高反射率一侧入射，从微腔输出侧沿着参考光反打调整耦合。

5.2.1 空间光耦合光纤微腔

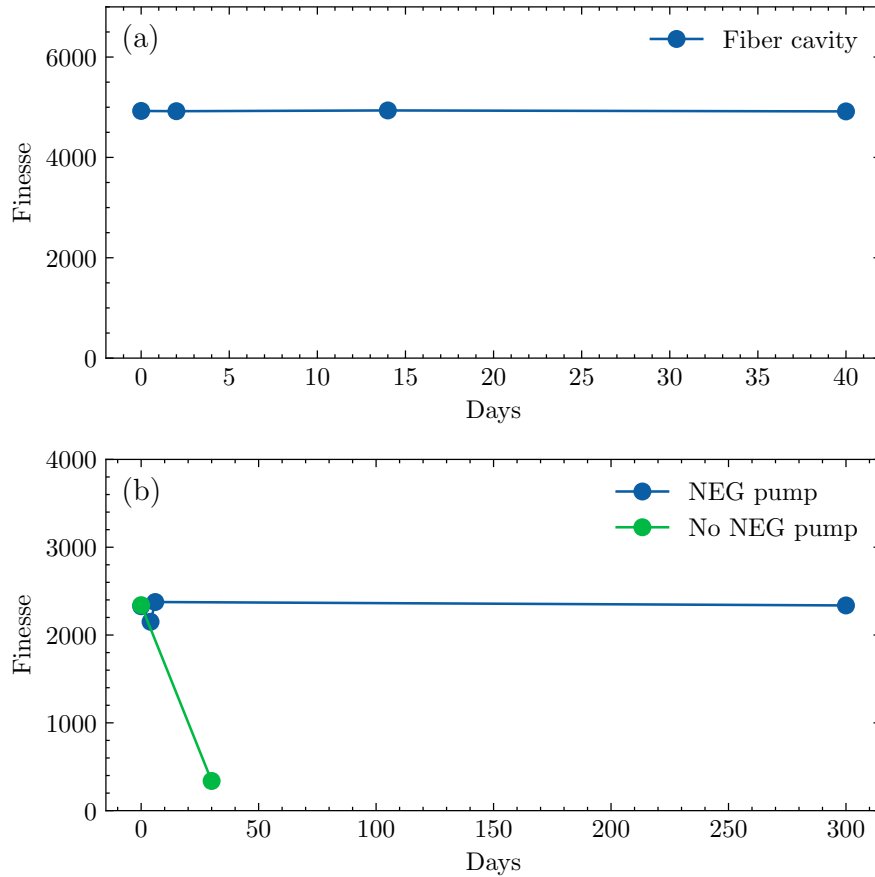


图 5.11 真空中光纤微腔和超稳腔的精细度变化。(a) 光纤微腔在真空中一个月的精细度变化, 其中第二天到第十三天进行了 125 摄氏度的真空烘烤。(b) 超稳腔在真空中的精细度变化, 没有吸附剂泵时真空度快速下降, 增加吸附剂泵后真空度在一年内保持不变。

结构被安装在真空腔室中后, 我们使用如图 5.10 所示的光路从腔室外耦合到光纤微腔的输入端。我们使用长工作距离物镜将能够高效透过微腔镀膜的 554 nm 激光从谐振腔高反射端输入, 从输出端可以观察到绿光从光纤模式中输出。以透射光作为参考光将信号光从输出端反打入射, 并探测透射和反射信号以监测谐振腔的精细度变化。当使用 650 nm 激光作为信号光探测微腔时激光通过光路各部分的衰减如 5.2 所示。

表 5.2 激光经过光路各部分的衰减

	真空腔外光路	真空窗口	光纤微腔 (实验)	光纤微腔 (理论)
衰减比例 (%)	16.8	92	0.72	3.68 ^①

我们在真空烘烤前后的 30 天中监测了光纤微腔的精细度变化如图 5.11(a) 所示, 精细度在一个月没有明显变化。超稳腔中使用了与光纤微腔结构相同的镀膜镜片, 为了估计光纤微腔在真空中精细度的保持时长, 我们监测了超稳腔在一

^①两个腔面与光纤传输模式的模式匹配分别为 41.6% 与 54.7%, 腔透射的阻抗匹配带来的损耗为 16.2%, 总共衰减至 3.68%

年中的精细度变化。图5.11(b) 展示了超稳腔的精细度变化情况, 在超稳腔真空连接吸附剂泵情况下超稳腔精细度连续一年中没有下降, 而不连接吸附剂泵时, 精细度在一个月內发生了严重衰退, 这可能是真空中的污染造成的。

5.2.2 调谐响应与机械稳定性测试

不脱拽尾纤的光纤微腔集成在隔振系统中后表现出了极强的机械稳定性。我们使用压电放大器调谐光纤谐振腔的腔长, 使得腔长与 650nm 激光共振, 在不进行任何主动腔长锁定的情况下记录谐振腔透射强度随时间的变化如图5.12所示。

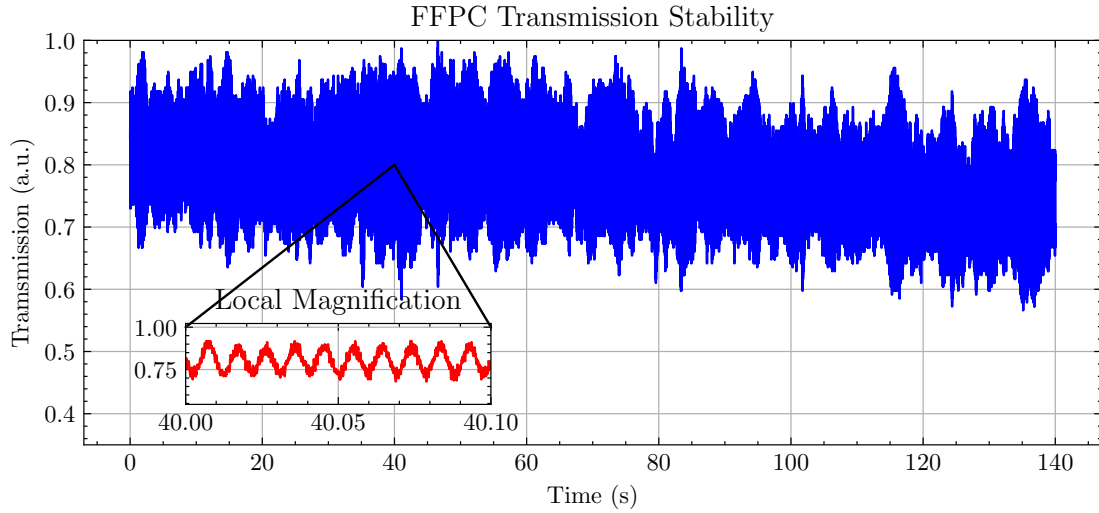


图 5.12 微腔机械稳定性测试, 通过改变压电陶瓷电压调谐微腔腔长使其与 650 nm 激光共振, 在不进行主动反馈的情况下记录透射信号随时间的变化。

在两分钟的时间内, 谐振腔透射强度的长漂变化低于 10%。强度波动中包含了频率为 100 Hz 幅度不超过 20% 的抖动, 根据公式3.92计算出谐振腔线宽约为 $2\pi \times 40$ MHz。由此可以推算出在不进行主动反馈的情况下, 10 ms 内的共振频率抖动不超过 8 Mhz。如此高度的机械稳定性极大的保证最终离子与谐振腔的相互作用强度可达到预期, 即耦合强度达到设计值。

此外我们还测试了结构的机械响应带宽, 高带宽的机械响应有利于执行更加高带宽的腔长调谐以及良好的腔长锁定。我们通过调节压电电压使得谐振腔与 650nm 激光存在半个线宽的失谐, 随后将另一侧压电连接到 Moku:Lab(Liquid Instruments) 硬件平台以测试其机械响应, 测试结果如图5.13所示, 该整体结构的机械响应带宽高达 50kHz, 允许通过腔长调谐使得共振频率进行快速切换。

5.3 离子阱系统的测试

在等待光纤微腔镀膜的时间中, 我们使用镀金光纤作为射频电极测试了系统捕获离子的能力并扫描了 Ba 原子同位素 $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ 跃迁谱线。

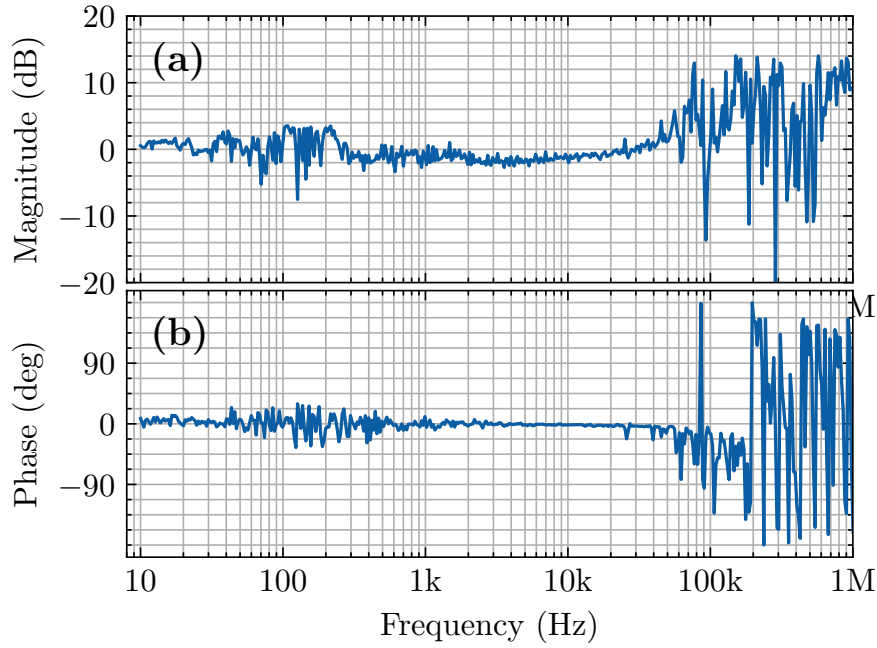


图 5.13 微腔离子阱结构的调谐响应曲线, 结构的调谐带宽可达到 50kHz。

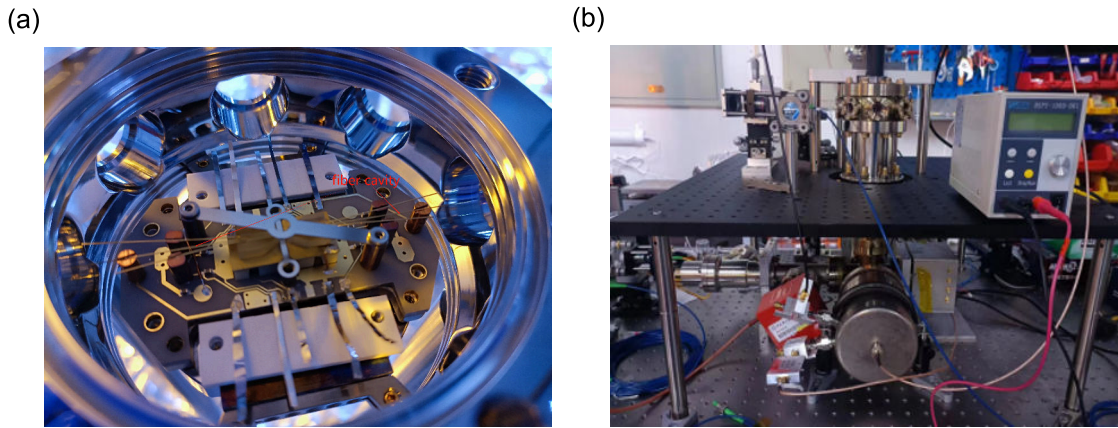


图 5.14 (a) 被安装在真空腔中的光纤微腔及其固定结构。(b) 离子阱系统整体组装结构。

图5.14(a) 中展示了光纤微腔最终被安装在真空腔室内的照片, 验证装置的结构与图中展示的相似, 只是中心的射频电极由普通的镀金光纤充当。图5.14(b) 展示了整套验证装置的外观, 493nm 和 650nm 激光被合束后从与射频电极成 45 度的方向聚焦在陷阱中心。顶部一个 NA=0.2 物镜被安装在平移台上用于收集离子荧光, 554nm 和 405nm 激光作为离子化光从另一窗口聚焦在势阱中心下方, 电流源则被用于加热炉管产生金属 Ba 原子。

我们利用前述设备扫描了炉管中材料产生的钡原子的荧光光谱, 如图 5.15(a) 所示。在测试过程中, 我们对用于同位素筛选的 554 nm 激光波长进行了小范围的扫描, 并从顶部窗口物镜连续收集陷阱中心区域的原子荧光图像, 镜头后追加了 554nm 带通滤光片以消除其他波长散射光的影响, 同时一个小孔被安装在套管中以减弱两侧电极上的杂散光。我们通过对荧光区域像素值进行积分来表示

荧光强度。为避免荧光饱和后的光谱展宽, 我们在扫描到光谱后逐步降低 554nm 激光功率, 并重复扫描直至峰宽稳定。此外, 我们还评估了在多普勒冷却光波长未锁定的情况下, 装置捕获离子团的能力, 从顶部窗口拍摄的被囚禁离子如图 5.15(b)。此时进入陷阱的射频电压约为 300V, 图中上下两侧较亮光斑是射频电极对冷却光的散射造成的, 而电极之间的发光区域则对应着未充分冷却的离子团。通过这些测试, 我们验证了离子阱各系统组件的性能, 证明该装置在光学和电学性能方面均能满足将单个粒子耦合到光学谐振腔中的需求。

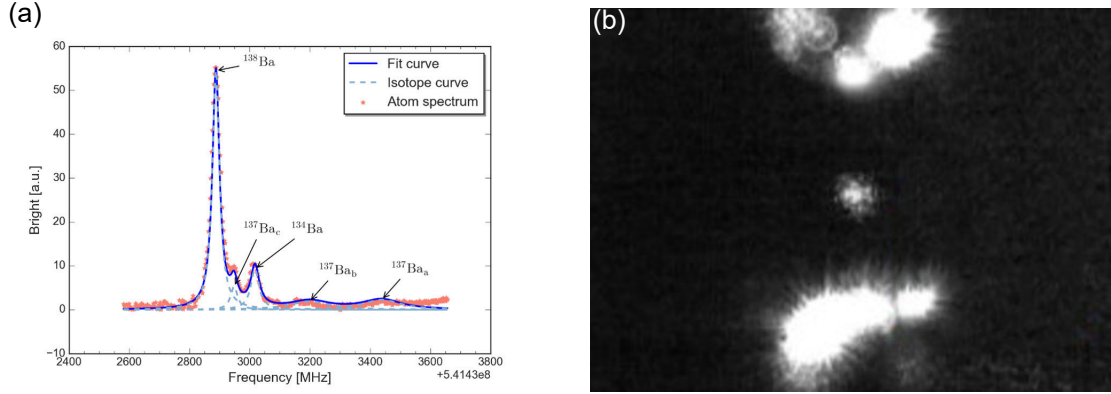


图 5.15 (a) Ba 原子同位素荧光扫描谱。(b) 离子阱中的离子团照片。

5.4 本章小结

本章介绍了光纤微腔的测试方法, 并通过精细度测试探讨了电极加工工艺及腔镜清洁工艺对镜面性能的影响。结果表明, 上一章所述的工艺并未对谐振腔镜面的光学属性产生不利影响。随后, 我们详细阐述了空腔对准的方法, 并成功获取了用于锁定谐振腔长度的反射信号。最后, 我们展示了使用验证装置扫描钡原子荧光光谱以及捕获离子的实验结果。实验说明了我们的系统在光学和电学方面均能满足将离子耦合在光纤微腔中的需要。

第6章 总结与展望

量子力学历经百年发展，量子通信技术也积淀了数十年。当前，量子科学研究的焦点已从对量子力学基本原理的探索，转向如何利用其特性解决现实问题。以量子计算与量子通信技术为代表的量子技术，在近三十年的第二次量子革命中取得了显著进步，从概念提出、实验验证，逐步迈向工程化乃至商业化的新阶段。构建大规模量子网络，即量子互联网，是未来量子技术发展的核心目标之一，对于扩大量子计算规模、延伸量子通信距离、提升量子通信安全性等方面均具有重要意义。然而，实现实用化的大规模量子网络仍面临诸多挑战。将光学谐振腔与固定量子比特结合来构建高效的量子网络节点是实现量子中继和分布式量子计算的重要方法。

本文提出一套使用光纤微腔来增强光离子相互作用的装置，并详细分析了其性能，同时展示了实验进展。首先，我们设计了一种离子囚禁结构，它利用光学谐振腔腔镜光纤作为射频电极，是针阱的一种变形。通过三个方向的补偿电极，我们能够有效调节离子的微运动并控制其在谐振腔中的位置。借助 COMSOL 和 MATLAB 仿真工具，我们绘制了陷阱中的赝势分布，并计算了各个方向的声子频率。此外，我们还深入讨论了补偿电极对离子移动能力的影响，确保离子可以被精确移动到谐振腔的腔模中。随后，我们介绍了 Ba^+ 的能级结构、原子的加载和离子化方法，以及量子比特的编码和操作方案。在第三章中，我们系统阐述了光学谐振腔的基本理论、光物质相互作用的基本模型，以及腔增强量子网络对谐振腔的性能要求。基于这些理论，我们选择了合适的光纤微腔结构、镀膜和光纤种类，并给出了耦合效率和协同因子的设计预期。同时，我们分析了离子光纤微腔耦合系统可能遇到的问题，并针对每个问题提出了有效的设计解决方案。

为了实现这一设计，我们采用了二氧化碳激光加工和电击热熔融方法，在光子晶体光纤端面上制造出了具有特定曲率半径和凹面直径的凹面。利用光刻、磁控溅射、电镀等微纳加工工艺，我们成功制作了适合离子阱系统使用的微腔光纤电极。我们讨论了这种电极在解决谐振腔中离子加热问题方面的作用，并通过实验验证了加工前后光纤微腔的性能，证明了该方法在加工高精度光纤微腔方面的可行性。此外，我们还讨论了离子阱的激光、电学和真空系统的设计，搭建了一套验证装置，并成功囚禁了 Ba^+ 离子。

我们的分析和测试结果表明，光纤腔与离子之间的确定性耦合是可行的。设计中的高对准精度以及光纤位置对高温烘烤过程的鲁棒性，使得该机械结构设计能够支持更高精细度的谐振腔的安装，从而实现 $C \gg 1$ 的目标。此外，经过加工的微腔电极还可以用于线性陷阱，以囚禁多离子并实现多比特量子门，从而

演示完整的量子中继协议。然而，当前系统仍存在问题，主要包括光纤腔镜面加工的不完美导致的衍射损耗，以及光纤模式与谐振腔模式匹配效率不高导致的耦合效率损失。前者限制了光纤腔腔长的进一步增加（尽管长腔长能有效减少加热，但会降低耦合强度 g ），后者则直接影响腔光子的收集和探测效率。为解决这些问题，我们可以通过优化微腔腔镜的形状和采用更大模场直径的光子晶体光纤来提升系统性能。

在未来的工作中，我们将利用当前系统验证腔增强光子收集效率，制造基于离子的单光子源，并进一步引入磁场以利用塞曼能级演示确定性离子光子纠缠。同时，我们还将采用 1762nm 激光进行 Optical Shelving 方法进行态探测，以测量纠缠保真度。

离子系统作为天然的量子比特系统，具有长相干时间存储和高保真度门操作等诸多优势。作为实现量子计算和量子中继的有力候选者，离子系统与光纤微腔的结合对于扩展量子计算规模和推动量子中继从第一代演示系统向第二代、第三代发展具有重要意义。我们相信，这一技术的突破将极大地推动量子技术的发展，并为未来的量子通信和量子计算技术提供有力支持。

参 考 文 献

- [1] FEYNMAN R P. Simulating physics with computers[M]//Feynman and computation. CRC Press, 2018: 133-153.
- [2] BENNETT C H, DIVINCENZO D P. Quantum information and computation[J]. Nature, 2000, 404(6775): 247-255.
- [3] DE LEON N P, ITOH K M, KIM D, et al. Materials challenges and opportunities for quantum computing hardware[J]. Science, 2021, 372(6539): eabb2823.
- [4] BARENDS R, KELLY J, MEGRANT A, et al. Superconducting quantum circuits at the surface code threshold for fault tolerance[J]. Nature, 2014, 508(7497): 500-503.
- [5] ARUTE F, ARYA K, BABBUSH R, et al. Quantum supremacy using a programmable superconducting processor[J]. Nature, 2019, 574(7779): 505-510.
- [6] WU Y, BAO W S, CAO S, et al. Strong quantum computational advantage using a superconducting quantum processor[J]. Physical Review Letters, 2021, 127(18): 180501.
- [7] HUANG H L, WU D, FAN D, et al. Superconducting quantum computing: a review[J]. Science China Information Sciences, 2020, 63: 1-32.
- [8] AI G Q. Suppressing quantum errors by scaling a surface code logical qubit[J]. Nature, 2023, 614(7949): 676-681.
- [9] BALL P. First 100-qubit quantum computer enters crowded race[J]. Nature, 2021, 599: 542.
- [10] NEWSROOM I. Ibm unveils 400 qubit-plus quantum processor and next-generation ibm quantum system two[EB/OL]. 2022. <https://newsroom.ibm.com/2022-11-09-IBM-Unveils-400-Qubit-Plus-Quantum-Processor-and-Next-Generation-IBM-Quantum-System-Two>.
- [11] CASTELVECCHI D. Ibm releases first-ever 1,000-qubit quantum chip[J]. Nature, 2023, 624(7991): 238-238.
- [12] SHOR P W. Polynomial time algorithms for discrete logarithms and factoring on a quantum computer[C]//Algorithmic Number Theory: First International Symposium, ANTS-I Ithaca, NY, USA, May 6–9, 1994 Proceedings 1. Springer, 1994: 289-289.
- [13] CIRAC J I, ZOLLER P. Quantum computations with cold trapped ions[J]. Physical Review Letters, 1995, 74(20): 4091.
- [14] BROWN K R, OSPELKAUS C, COLOMBE Y, et al. Coupled quantized mechanical oscillators[J]. Nature, 2011, 471(7337): 196-199.
- [15] BENHELM J, KIRCHMAIR G, ROOS C F, et al. Towards fault-tolerant quantum computing with trapped ions[J]. Nature Physics, 2008, 4(6): 463-466.
- [16] MYERSON A, SZWER D, WEBSTER S, et al. High-fidelity readout of trapped-ion qubits

- [J]. Physical Review Letters, 2008, 100(20): 200502.
- [17] HARTY T, ALLCOCK D, BALLANCE C J, et al. High-fidelity preparation, gates, memory, and readout of a trapped-ion quantum bit[J]. Physical Review Letters, 2014, 113(22): 220501.
- [18] BERMUDEZ A, XU X, NIGMATULLIN R, et al. Assessing the progress of trapped-ion processors towards fault-tolerant quantum computation[J]. Physical Review X, 2017, 7(4): 041061.
- [19] GAEBLER J P, TAN T R, LIN Y, et al. High-fidelity universal gate set for be 9+ ion qubits [J]. Physical Review Letters, 2016, 117(6): 060505.
- [20] BALLANCE C, HARTY T, LINKE N, et al. High-fidelity quantum logic gates using trapped-ion hyperfine qubits[J]. Physical Review Letters, 2016, 117(6): 060504.
- [21] HARTY T, SEPIOL M, ALLCOCK D, et al. High-fidelity trapped-ion quantum logic using near-field microwaves[J]. Physical Review Letters, 2016, 117(14): 140501.
- [22] BOLLINGER J, HEINZEN J. A 303-mhz frequency standard based on trapped[J]. IEEE transactions on instrumentation and measurement, 1991, 40(2).
- [23] WANG P, LUAN C Y, QIAO M, et al. Single ion-qubit exceeding one hour coherence time [A]. 2020.
- [24] KESELMAN A, GLICKMAN Y, AKERMAN N, et al. High-fidelity state detection and tomography of a single-ion zeeman qubit[J]. New Journal of Physics, 2011, 13(7): 073027.
- [25] CRAIN S, CAHALL C, VRIJSEN G, et al. High-speed low-crosstalk detection of a 171yb+ qubit using superconducting nanowire single photon detectors[J]. Communications Physics, 2019, 2(1): 97.
- [26] CHRISTENSEN B, WILEN C, OPREMCAK A, et al. Anomalous charge noise in superconducting qubits[J]. Physical Review B, 2019, 100(14): 140503.
- [27] BROWN K R, CHIAVERINI J, SAGE J M, et al. Materials challenges for trapped-ion quantum computers[J]. Nature Reviews Materials, 2021, 6(10): 892-905.
- [28] STAFF I. Ionq forte: The first software-configurable quantum computer[EB/OL]. 2023. <https://ionq.com/resources/ionq-forte-first-configurable-quantum-computer>.
- [29] QUANTINUUM. System model h2: Accelerating your path to fault-tolerant quantum computing[EB/OL]. 2023. <https://www.quantinuum.com/hardware/h2>.
- [30] MOSES S, BALDWIN C, ALLMAN M, et al. A race track trapped-ion quantum processor [A]. 2023.
- [31] LEVINE H, KEESLING A, SEMEGHINI G, et al. Parallel implementation of high-fidelity multiqubit gates with neutral atoms[J]. Physical Review Letters, 2019, 123(17): 170503.
- [32] MADJAROV I S, COVEY J P, SHAW A L, et al. High-fidelity entanglement and detection of alkaline-earth rydberg atoms[J]. Nature Physics, 2020, 16(8): 857-861.

- [33] JAKSCH D, CIRAC J I, ZOLLER P, et al. Fast quantum gates for neutral atoms[J]. Physical Review Letters, 2000, 85(10): 2208.
- [34] MÜLLER M, LESANOVSKY I, WEIMER H, et al. Mesoscopic rydberg gate based on electromagnetically induced transparency[J]. Physical Review Letters, 2009, 102(17): 170502.
- [35] ISENHOWER L, SAFFMAN M, MØLMER K. Multibit c k not quantum gates via rydberg blockade[J]. Quantum Information Processing, 2011, 10: 755-770.
- [36] SU S, SHEN H, LIANG E, et al. One-step construction of the multiple-qubit rydberg controlled-phase gate[J]. Physical Review A, 2018, 98(3): 032306.
- [37] SHI X F. Deutsch, toffoli, and cnot gates via rydberg blockade of neutral atoms[J]. Physical Review Applied, 2018, 9(5): 051001.
- [38] WU X, LIANG X, TIAN Y, et al. A concise review of rydberg atom based quantum computation and quantum simulation[J]. Chinese Physics B, 2021, 30(2): 020305.
- [39] GUJARATI T P. Rydberg-atom-based creation of an n-particle greenberger-horne-zeilinger state using stimulated raman adiabatic passage[J]. Physical Review A, 2018, 98(6): 062326.
- [40] CRANE E, SCHUCKERT A, LE N H, et al. Rydberg entangling gates in silicon[J]. Physical Review Research, 2021, 3(3): 033086.
- [41] THEIS L, MOTZOI F, WILHELM F, et al. High-fidelity rydberg-blockade entangling gate using shaped, analytic pulses[J]. Physical Review A, 2016, 94(3): 032306.
- [42] SAFFMAN M, BETEROV I, DALAL A, et al. Symmetric rydberg controlled-z gates with adiabatic pulses[J]. Physical Review A, 2020, 101(6): 062309.
- [43] BETEROV I, SAFFMAN M, YAKSHINA E, et al. Quantum gates in mesoscopic atomic ensembles based on adiabatic passage and rydberg blockade[J]. Physical Review A, 2013, 88(1): 010303.
- [44] RAO D B, MØLMER K. Robust rydberg-interaction gates with adiabatic passage[J]. Physical Review A, 2014, 89(3): 030301.
- [45] WU H, HUANG X R, HU C S, et al. Rydberg-interaction gates via adiabatic passage and phase control of driving fields[J]. Physical Review A, 2017, 96(2): 022321.
- [46] PETROSYAN D, MOTZOI F, SAFFMAN M, et al. High-fidelity rydberg quantum gate via a two-atom dark state[J]. Physical Review A, 2017, 96(4): 042306.
- [47] YU D, WANG H, MA D, et al. Adiabatic and high-fidelity quantum gates with hybrid rydberg-rydberg interactions[J]. Optics Express, 2019, 27(16): 23080-23094.
- [48] MITRA A, MARTIN M J, BIEDERMANN G W, et al. Robust mølmer-sørensen gate for neutral atoms using rapid adiabatic rydberg dressing[J]. Physical Review A, 2020, 101(3): 030301.
- [49] KHAZALI M, MØLMER K. Fast multiqubit gates by adiabatic evolution in interacting

- excited-state manifolds of rydberg atoms and superconducting circuits[J]. *Physical Review X*, 2020, 10(2): 021054.
- [50] EVERED S J, BLUVSTEIN D, KALINOWSKI M, et al. High-fidelity parallel entangling gates on a neutral-atom quantum computer[J]. *Nature*, 2023, 622(7982): 268-272.
- [51] YANG J, HE X, GUO R, et al. Coherence preservation of a single neutral atom qubit transferred between magic-intensity optical traps[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 117(12): 123201.
- [52] GUO R, HE X, SHENG C, et al. Balanced coherence times of atomic qubits of different species in a dual 3×3 magic-intensity optical dipole trap array[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 124(15): 153201.
- [53] MANETSCH H J, NOMURA G, BATAILLE E, et al. A tweezer array with 6100 highly coherent atomic qubits[A]. 2024. arXiv: 2403.12021.
- [54] LEVINE H, KEESLING A, OMRAN A, et al. High-fidelity control and entanglement of rydberg-atom qubits[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(12): 123603.
- [55] YONEDA J, HUANG W, FENG M, et al. Coherent spin qubit transport in silicon[J]. *Nature communications*, 2021, 12(1): 4114.
- [56] YANG C H, LEON R, HWANG J, et al. Operation of a silicon quantum processor unit cell above one kelvin[J]. *Nature*, 2020, 580(7803): 350-354.
- [57] NOIRI A, TAKEDA K, NAKAJIMA T, et al. Fast universal quantum gate above the fault-tolerance threshold in silicon[J]. *Nature*, 2022, 601(7893): 338-342.
- [58] XUE X, RUSS M, SAMKHARADZE N, et al. Quantum logic with spin qubits crossing the surface code threshold[J]. *Nature*, 2022, 601(7893): 343-347.
- [59] MAŁDZIK M T, ASAAD S, YOUSSEY A, et al. Precision tomography of a three-qubit donor quantum processor in silicon[J]. *Nature*, 2022, 601(7893): 348-353.
- [60] BURKARD G, LADD T D, PAN A, et al. Semiconductor spin qubits[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2023, 95(2): 025003.
- [61] PETTA J R, JOHNSON A C, TAYLOR J M, et al. Coherent manipulation of coupled electron spins in semiconductor quantum dots[J]. *Science*, 2005, 309(5744): 2180-2184.
- [62] HANSON R, KOUWENHOVEN L P, PETTA J R, et al. Spins in few-electron quantum dots [J]. *Reviews of modern physics*, 2007, 79(4): 1217.
- [63] ZWANENBURG F A, DZURAK A S, MORELLO A, et al. Silicon quantum electronics[J]. *Reviews of modern physics*, 2013, 85(3): 961.
- [64] COISH W, LOSS D. Hyperfine interaction in a quantum dot: Non-markovian electron spin dynamics[J]. *Physical Review B*, 2004, 70(19): 195340.
- [65] LANGSJOEN L S, POUDEL A, VAVILOV M G, et al. Qubit relaxation from evanescent-

- wave johnson noise[J]. Physical Review A, 2012, 86(1): 010301.
- [66] TENBERG S B, ASAAD S, MAŁDZIK M T, et al. Electron spin relaxation of single phosphorus donors in metal-oxide-semiconductor nanoscale devices[J]. Physical Review B, 2019, 99(20): 205306.
- [67] ZAJAC D, HAZARD T, MI X, et al. Scalable gate architecture for a one-dimensional array of semiconductor spin qubits[J]. Physical Review Applied, 2016, 6(5): 054013.
- [68] HA W, HA S D, CHOI M D, et al. A flexible design platform for si/sige exchange-only qubits with low disorder[J]. Nano Letters, 2021, 22(3): 1443-1448.
- [69] CRYPTOGRAPHY B C B G Q. Public key distribution and coin tossing[C]//Proc. of IEEE Int. Conf. on Comput. Sys. and Sign. Proces., Bangalore, India. 1984: 175-179.
- [70] EKERT A K. Quantum cryptography based on bell's theorem[J]. Physical Review Letters, 1991, 67(6): 661.
- [71] MARTIN-LOPEZ E, LAING A, LAWSON T, et al. Experimental realization of shor's quantum factoring algorithm using qubit recycling[J]. Nature photonics, 2012, 6(11): 773-776.
- [72] SHANNON C E. Communication theory of secrecy systems[J]. The Bell system technical journal, 1949, 28(4): 656-715.
- [73] PIRANDOLA S, ANDERSEN U L, BANCHI L, et al. Advances in quantum cryptography [J]. Advances in optics and photonics, 2020, 12(4): 1012-1236.
- [74] BENNETT C H, BRASSARD G, MERMIN N D. Quantum cryptography without bell's theorem[J]. Physical Review Letters, 1992, 68(5): 557.
- [75] BRUSS D. Optimal eavesdropping in quantum cryptography with six states[J]. Physical Review Letters, 1998, 81(14): 3018.
- [76] BOSTRÖM K, FELBINGER T. Deterministic secure direct communication using entanglement[J]. Physical Review Letters, 2002, 89(18): 187902.
- [77] QING-YU C, BAI-WEN L. Deterministic secure communication without using entanglement [J]. Chinese Physics Letters, 2004, 21(4): 601.
- [78] DENG F G, LONG G L. Secure direct communication with a quantum one-time pad[J]. Physical Review A, 2004, 69(5): 052319.
- [79] DENG F G, LONG G L. Bidirectional quantum key distribution protocol with practical faint laser pulses[J]. Physical Review A, 2004, 70(1): 012311.
- [80] LUCAMARINI M, MANCINI S. Secure deterministic communication without entanglement [J]. Physical Review Letters, 2005, 94(14): 140501.
- [81] CERF N J, LEVY M, VAN ASSCHE G. Quantum distribution of gaussian keys using squeezed states[J]. Physical Review A, 2001, 63(5): 052311.
- [82] GOTTESMAN D, PRESKILL J. Secure quantum key distribution using squeezed states[J].

- Quantum Information with Continuous Variables, 2003: 317-356.
- [83] WEEDBROOK C, LANCE A M, BOWEN W P, et al. Quantum cryptography without switching[J]. Physical Review Letters, 2004, 93(17): 170504.
 - [84] VAN ASSCHE G, CARDINAL J, CERF N J. Reconciliation of a quantum-distributed gaussian key[J]. IEEE Transactions on Information Theory, 2004, 50(2): 394-400.
 - [85] GROSSHANS F, GRANGIER P. Continuous variable quantum cryptography using coherent states[J]. Physical Review Letters, 2002, 88(5): 057902.
 - [86] BENNETT C H, BRASSARD G, CRÉPEAU C, et al. Teleporting an unknown quantum state via dual classical and einstein-podolsky-rosen channels[J]. Physical Review Letters, 1993, 70(13): 1895.
 - [87] BOUWMEESTER D, PAN J W, MATTLE K, et al. Experimental quantum teleportation[J]. Nature, 1997, 390(6660): 575-579.
 - [88] CACCIAPUOTI A S, CALEFFI M, VAN METER R, et al. When entanglement meets classical communications: Quantum teleportation for the quantum internet[J]. IEEE Transactions on Communications, 2020, 68(6): 3808-3833.
 - [89] TSURUMOTO K, KUROIWA R, KANO H, et al. Quantum teleportation-based state transfer of photon polarization into a carbon spin in diamond[J]. Communications Physics, 2019, 2(1): 74.
 - [90] LUO Y H, ZHONG H S, ERHARD M, et al. Quantum teleportation in high dimensions[J]. Physical Review Letters, 2019, 123(7): 070505.
 - [91] ERHARD M, KRENN M, ZEILINGER A. Advances in high-dimensional quantum entanglement[J]. Nature Reviews Physics, 2020, 2(7): 365-381.
 - [92] PIRANDOLA S, EISERT J, WEEDBROOK C, et al. Advances in quantum teleportation[J]. Nature photonics, 2015, 9(10): 641-652.
 - [93] KIMBLE H J. The quantum internet[J]. Nature, 2008, 453(7198): 1023-1030.
 - [94] CIRAC J I, ZOLLER P, KIMBLE H J, et al. Quantum state transfer and entanglement distribution among distant nodes in a quantum network[J]. Physical Review Letters, 1997, 78(16): 3221.
 - [95] SIMON C. Towards a global quantum network[J]. Nature Photonics, 2017, 11(11): 678-680.
 - [96] CAO Y, ZHAO Y, WANG Q, et al. The evolution of quantum key distribution networks: On the road to the qinternet[J]. IEEE Communications Surveys & Tutorials, 2022, 24(2): 839-894.
 - [97] BARZ S, KASHEFI E, BROADBENT A, et al. Demonstration of blind quantum computing [J]. science, 2012, 335(6066): 303-308.
 - [98] CACCIAPUOTI A S, CALEFFI M, TAFURI F, et al. Quantum internet: Networking chal-

- lenges in distributed quantum computing[J]. IEEE Network, 2019, 34(1): 137-143.
- [99] JOZSA R, ABRAMS D S, DOWLING J P, et al. Quantum clock synchronization based on shared prior entanglement[J]. Physical Review Letters, 2000, 85(9): 2010.
- [100] GOTTESMAN D, JENNEWEIN T, CROKE S. Longer-baseline telescopes using quantum repeaters[J]. Physical Review Letters, 2012, 109(7): 070503.
- [101] WEI S H, JING B, ZHANG X Y, et al. Towards real-world quantum networks: a review[J]. Laser & Photonics Reviews, 2022, 16(3): 2100219.
- [102] WEHNER S, ELKOUSS D, HANSON R. Quantum internet: A vision for the road ahead[J]. Science, 2018, 362(6412): eaam9288.
- [103] LU C Y, CAO Y, PENG C Z, et al. Micius quantum experiments in space[J]. Reviews of Modern Physics, 2022, 94(3): 035001.
- [104] LIAO S K, CAI W Q, LIU W Y, et al. Satellite-to-ground quantum key distribution[J]. Nature, 2017, 549(7670): 43-47.
- [105] CASTELVECCHI D. China's quantum satellite clears major hurdle on way to ultrasecure communications[J]. Nature, 2017, 15.
- [106] COURTLAND R. China's 2,000-km quantum link is almost complete [news][J]. IEEE Spectrum, 2016, 53(11): 11-12.
- [107] CHEN Y A, ZHANG Q, CHEN T Y, et al. An integrated space-to-ground quantum communication network over 4,600 kilometres[J]. Nature, 2021, 589(7841): 214-219.
- [108] FANG K, ZHAO J, LI X, et al. Quantum network: from theory to practice[J]. Science China Information Sciences, 2023, 66(8): 180509.
- [109] SCARANI V, BECHMANN-PASQUINUCCI H, CERF N J, et al. The security of practical quantum key distribution[J]. Reviews of modern physics, 2009, 81(3): 1301.
- [110] PRESKILL J. Quantum computing in the nisq era and beyond[J]. Quantum, 2018, 2: 79.
- [111] FITZSIMONS J F. Private quantum computation: an introduction to blind quantum computing and related protocols[J]. npj Quantum Information, 2017, 3(1): 23.
- [112] AHARONOV D, BEN-OR M, EBAN E. Proceedings of innovations in computer science [M]. Tsinghua University Press, 2010.
- [113] BROADBENT A, FITZSIMONS J, KASHEFI E. Universal blind quantum computation [C]//2009 50th annual IEEE symposium on foundations of computer science. IEEE, 2009: 517-526.
- [114] MORIMAE T, FUJII K. Blind quantum computation protocol in which alice only makes measurements[J]. Physical Review A, 2013, 87(5): 050301.
- [115] REICHARDT B W, UNGER F, VAZIRANI U. Classical command of quantum systems[J]. Nature, 2013, 496(7446): 456-460.

- [116] CUOMO D, CALEFFI M, CACCIAPUOTI A S. Towards a distributed quantum computing ecosystem[J]. IET Quantum Communication, 2020, 1(1): 3-8.
- [117] CALEFFI M, CACCIAPUOTI A S, BIANCHI G. Quantum internet: From communication to distributed computing![C]//Proceedings of the 5th ACM international conference on nanoscale computing and communication. 2018: 1-4.
- [118] CALEFFI M, AMORETTI M, FERRARI D, et al. Distributed quantum computing: a survey [A]. 2022.
- [119] VAN METER R, NEMOTO K, MUNRO W, et al. Distributed arithmetic on a quantum multicomputer[J]. ACM SIGARCH Computer Architecture News, 2006, 34(2): 354-365.
- [120] KOZLOWSKI W, WEHNER S, METER R V, et al. Architectural principles for a quantum internet[J]. Internet Engineering Task Force, Internet-Draft draft-irtf-qirg-principles-03, 2020.
- [121] ILLIANO J, CALEFFI M, MANZALINI A, et al. Quantum internet protocol stack: A comprehensive survey[J]. Computer Networks, 2022, 213: 109092.
- [122] FOA. Optical fiber testing - loss and attenuation coefficient[EB/OL]. 2019. <https://www.thefoa.org/tech/ref/testing/test/loss.html>.
- [123] 康宁. 康宁® SMF-28® ULL 光纤产品组合[EB/OL]. 2021. <https://www.corning.com/optical-communications/worldwide/en/home/products/fiber/optical-fiber-products/smf-28-ull.html>.
- [124] WOOTTERS W K, ZUREK W H. A single quantum cannot be cloned[J]. Nature, 1982, 299 (5886): 802-803.
- [125] ZENG Y, ZHANG J, LIU Z, et al. Entanglement management through swapping over quantum internets[J]. ACM SIGMETRICS Performance Evaluation Review, 2023, 51(2): 69-71.
- [126] DAI W, RINALDI A, TOWSLEY D. Entanglement swapping in quantum switches: Protocol design and stability analysis[A]. 2021.
- [127] MASTRIANI M. Simplified entanglement swapping protocol for the quantum internet[J]. Scientific Reports, 2023, 13(1): 21998.
- [128] DÜR W, BRIEGEL H J, CIRAC J I, et al. Quantum repeaters based on entanglement purification[J]. Physical Review A, 1999, 59(1): 169.
- [129] CIOBANU B C, IANCU V, POPESCU P G. Entanglenetsat: A satellite-based entanglement resupply network[J]. IEEE Access, 2022, 10: 69963-69971.
- [130] AZUMA K, ECONOMOU S E, ELKOUSS D, et al. Quantum repeaters: From quantum networks to the quantum internet[J]. Reviews of Modern Physics, 2023, 95(4): 045006.
- [131] DUAN L M, LUKIN M D, CIRAC J I, et al. Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics[J]. Nature, 2001, 414(6862): 413-418.

- [132] JIANG L, TAYLOR J M, NEMOTO K, et al. Quantum repeater with encoding[J]. Physical Review A, 2009, 79(3): 032325.
- [133] SANGOUARD N, DUBESSY R, SIMON C. Quantum repeaters based on single trapped ions[J]. Physical Review A, 2009, 79(4): 042340.
- [134] STACE T M, BARRETT S D, DOHERTY A C. Thresholds for topological codes in the presence of loss[J]. Physical Review Letters, 2009, 102(20): 200501.
- [135] PIERCE J R. Theory and design of electron beams[J]. (No Title), 1954.
- [136] ANDRESEN G, ASHKEZARI M, BAQUERO-RUIZ M, et al. Trapped antihydrogen[J]. Nature, 2010, 468(7324): 673-676.
- [137] COLLABORATION T A. Confinement of antihydrogen for 1,000 seconds[J]. Nature physics, 2011, 7(7): 558-564.
- [138] GABRIELSE G, FEI X, HELMERSON K, et al. First capture of antiprotons in a penning trap: a kiloelectronvolt source[J]. Physical Review Letters, 1986, 57(20): 2504.
- [139] GABRIELSE G, FEI X, OROZCO L, et al. Thousandfold improvement in the measured antiproton mass[J]. Physical Review Letters, 1990, 65(11): 1317.
- [140] MARCH R E. An introduction to quadrupole ion trap mass spectrometry[J]. Journal of mass spectrometry, 1997, 32(4): 351-369.
- [141] WINELAND D J, MONROE C, ITANO W M, et al. Experimental issues in coherent quantum-state manipulation of trapped atomic ions[J]. Journal of research of the National Institute of Standards and Technology, 1998, 103(3): 259.
- [142] BRUZEWICZ C D, CHIAVERINI J, MCCONNELL R, et al. Trapped-ion quantum computing: Progress and challenges[J]. Applied Physics Reviews, 2019, 6(2).
- [143] LEIBFRIED D, BLATT R, MONROE C, et al. Quantum dynamics of single trapped ions[J]. Reviews of Modern Physics, 2003, 75(1): 281.
- [144] BERKELAND D, MILLER J, BERGQUIST J C, et al. Minimization of ion micromotion in a paul trap[J]. Journal of applied physics, 1998, 83(10): 5025-5033.
- [145] GLOGER T F, KAUFMANN P, KAUFMANN D, et al. Ion-trajectory analysis for micromotion minimization and the measurement of small forces[J]. Physical Review A, 2015, 92(4): 043421.
- [146] WHITE B M, LOW P J, DE SEREVILLE Y, et al. Isotope-selective laser ablation ion-trap loading of Ba^{+137} using a BaCl_2 target[J]. Physical Review A, 2022, 105(3): 033102.
- [147] NIFFENEGGER R J, STUART J, SORACE-AGASKAR C, et al. Integrated multi-wavelength control of an ion qubit[J]. Nature, 2020, 586(7830): 538-542.
- [148] GAO S, HUGHES W, LUCAS D M, et al. An optically heated atomic source for compact ion trap vacuum systems[J]. Review of Scientific Instruments, 2021, 92(3).

- [149] GREENBERG N, WHITE B M, LOW P J, et al. Trapping Ba^+ with seven-fold enhanced efficiency utilizing an autoionizing resonance[A]. 2023.
- [150] HARLANDER M, BROWNNUTT M, HÄNSEL W, et al. Trapped-ion probing of light-induced charging effects on dielectrics[J]. *New Journal of Physics*, 2010, 12(9): 093035.
- [151] WU Q, FILZINGER M, SHI Y, et al. Progress towards large-scale parallel quantum information processing with trapped Be^+ ions[J]. *Bulletin of the American Physical Society*, 2021, 66.
- [152] OSPELKAUS C, WARRING U, COLOMBE Y, et al. Microwave quantum logic gates for trapped ions[J]. *Nature*, 2011, 476(7359): 181-184.
- [153] MAG. MICHAEL C. Precision spectroscopy with 40Ca^+ ions in a Paul trap[D]. Innsbruck: Universität Innsbruck, 2009.
- [154] YUM D, DE MUNSHI D, DUTTA T, et al. Optical barium ion qubit[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2017, 34(8): 1632.
- [155] AI M Z, LI S, HOU Z, et al. Experimental realization of nonadiabatic holonomic single-qubit quantum gates with optimal control in a trapped ion[J]. *Physical Review Applied*, 2020, 14(5): 054062.
- [156] LEE P, BLINOV B, BRICKMAN K, et al. Atomic qubit manipulations with an electro-optic modulator[J]. *Optics letters*, 2003, 28(17): 1582-1584.
- [157] NEUHAUSER W, HOHENSTATT M, TOSCHEK P, et al. Localized visible Ba^+ mono-ion oscillator[J]. *Physical Review A*, 1980, 22(3): 1137.
- [158] AUCHTER C, NOEL T W, HOFFMAN M R, et al. Measurement of the branching fractions and lifetime of the $5\text{d } 5/2$ level of Ba^+ [J]. *Physical Review A*, 2014, 90(6): 060501.
- [159] TAYLOR P, ROBERTS M, GATEVA-KOSTOVA S, et al. Investigation of the $2\text{s } 1/2 - 2\text{d } 5/2$ clock transition in a single ytterbium ion[J]. *Physical Review A*, 1997, 56(4): 2699.
- [160] OZERI R. Tutorial The trapped-ion qubit toolbox[J]. *Contemporary Physics*, 2011, 52(6): 531-550.
- [161] DIETRICH M R, AVRIL A, BOWLER R, et al. Barium ions for quantum computation[C]// *AIP Conference Proceedings*: Vol. 1114. American Institute of Physics, 2009: 25-30.
- [162] IONQ. Ionq's new barium systems demonstrate industry-leading qubit readout performance. [EB/OL]. 2022. <https://ionq.com/news/march-03-2022-barium-demonstrates-leading-readout>.
- [163] CROCKER C. High purity single photons entangled with barium ions for quantum networking[D]. Maryland: University of Maryland, 2019.
- [164] TOH G, O'REILLY J, SAHA S, et al. Progress towards a three-node ion-trap quantum network[C]// *Quantum Computing, Communication, and Simulation III*: Vol. 12446. SPIE, 2023:

- 148-152.
- [165] AN F A, RANSFORD A, SCHAFFER A, et al. High fidelity state preparation and measurement of ion hyperfine qubits with $\chi > 1/2$ [J]. Physical Review Letters, 2022, 129(13): 130501.
- [166] LEIGH M. High power pulsed fiber laser sources and their use in terahertz generation[D]. 2008.
- [167] PURCELL E M. Spontaneous emission probabilities at radio frequencies[M]//Confined Electrons and Photons: New Physics and Applications. Springer, 1946: 839-839.
- [168] JAYNES E T, CUMMINGS F W. Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser[J]. Proceedings of the IEEE, 1963, 51(1): 89-109.
- [169] DREXHAGE K H. Interaction of light with monomolecular dye layers[M]//Progress in optics: Vol. 12. Elsevier, 1974: 163-232.
- [170] GOY P, RAIMOND J, GROSS M, et al. Observation of cavity-enhanced single-atom spontaneous emission[J]. Physical Review Letters, 1983, 50(24): 1903.
- [171] HULET R G, HILFER E S, KLEPPNER D. Inhibited spontaneous emission by a rydberg atom[J]. Physical Review Letters, 1985, 55(20): 2137.
- [172] SANDOGHDAR V, SUKENIK C, HINDS E, et al. Direct measurement of the van der waals interaction between an atom and its images in a micron-sized cavity[J]. Physical Review Letters, 1992, 68(23): 3432.
- [173] BERNARDOT F, NUSSENZVEIG P, BRUNE M, et al. Vacuum rabi splitting observed on a microscopic atomic sample in a microwave cavity[J]. Europhysics Letters, 1992, 17(1): 33.
- [174] KIMBLE H J, CARNAL O, GEORGIADES N, et al. Quantum optics with strong coupling [C]//AIP Conference Proceedings. 1994: 314-335.
- [175] BRUNE M, NUSSENZVEIG P, SCHMIDT-KALER F, et al. From lamb shift to light shifts: Vacuum and subphoton cavity fields measured by atomic phase sensitive detection[J]. Physical Review Letters, 1994, 72(21): 3339.
- [176] REMPE G, THOMPSON R, KIMBLE H J, et al. Measurement of ultralow losses in an optical interferometer[J]. Optics letters, 1992, 17(5): 363-365.
- [177] HOOD C J, LYNN T, DOHERTY A, et al. The atom-cavity microscope: Single atoms bound in orbit by single photons[J]. Science, 2000, 287(5457): 1447-1453.
- [178] PINKSE P, FISCHER T, MAUNZ P, et al. Trapping an atom with single photons[J]. Nature, 2000, 404(6776): 365-368.
- [179] WILK T, WEBSTER S C, KUHN A, et al. Single-atom single-photon quantum interface[J]. Science, 2007, 317(5837): 488-490.
- [180] HOOD C, CHAPMAN M, LYNN T, et al. Real-time cavity qed with single atoms[J]. Physical

- Review Letters, 1998, 80(19): 4157.
- [181] BOCA A, MILLER R, BIRNBAUM K, et al. Observation of the vacuum rabi spectrum for one trapped atom[J]. Physical Review Letters, 2004, 93(23): 233603.
- [182] RITSCH H, DOMOKOS P, BRENNECKE F, et al. Cold atoms in cavity-generated dynamical optical potentials[J]. Reviews of Modern Physics, 2013, 85(2): 553.
- [183] WALLQUIST M, HAMMERER K, ZOLLER P, et al. Single-atom cavity qed and optomechanics[J]. Physical Review A, 2010, 81(2): 023816.
- [184] BOCHMANN J, MÜCKE M, GUHL C, et al. Lossless state detection of single neutral atoms [J]. Physical Review Letters, 2010, 104(20): 203601.
- [185] DEIST E, LU Y H, HO J, et al. Mid-circuit cavity measurement in a neutral atom array[J]. Physical Review Letters, 2022, 129(20): 203602.
- [186] WELTE S, HACKER B, DAISS S, et al. Photon-mediated quantum gate between two neutral atoms in an optical cavity[J]. Physical Review X, 2018, 8(1): 011018.
- [187] GALLEGO J, ALT W, MACHA T, et al. Strong purcell effect on a neutral atom trapped in an open fiber cavity[J]. Physical Review Letters, 2018, 121(17): 173603.
- [188] KELLER M, LANGE B, HAYASAKA K, et al. A calcium ion in a cavity as a controlled single-photon source[J]. New Journal of Physics, 2004, 6(1): 95.
- [189] GUTHÖHRLEIN G R, KELLER M, HAYASAKA K, et al. A single ion as a nanoscopic probe of an optical field[J]. Nature, 2001, 414(6859): 49-51.
- [190] SCHUPP J, KRCMARSKY V, KRUTYANSKIY V, et al. Interface between trapped-ion qubits and traveling photons with close-to-optimal efficiency[J]. PRX quantum, 2021, 2(2): 020331.
- [191] KRUTYANSKIY V, CANTERI M, MERANER M, et al. Telecom-wavelength quantum repeater node based on a trapped-ion processor[J]. Physical Review Letters, 2023, 130(21): 213601.
- [192] TAKAHASHI H, KASSA E, CHRISTOFOROU C, et al. Strong coupling of a single ion to an optical cavity[J]. Physical Review Letters, 2020, 124(1): 013602.
- [193] FORN-DÍAZ P, LAMATA L, RICO E, et al. Ultrastrong coupling regimes of light-matter interaction[J]. Reviews of Modern Physics, 2019, 91(2): 025005.
- [194] FRISK KOCKUM A, MIRANOWICZ A, DE LIBERATO S, et al. Ultrastrong coupling between light and matter[J]. Nature Reviews Physics, 2019, 1(1): 19-40.
- [195] MEYSTRE P, SARGENT M. Elements of Quantum Optics[M]. Berlin, Heidelberg: Springer, 2007.
- [196] CARMICHAEL H, BRECHA R, RAIZEN M, et al. Subnatural linewidth averaging for coupled atomic and cavity-mode oscillators[J]. Physical Review A, 1989, 40(10): 5516.

- [197] HU-BERLIN. Copy of quantum optics 09, chapter 12[EB/OL]. 2009. https://www.physik.hu-berlin.de/de/nano/lehre/copy_of_quantenoptik09/Chapter12.
- [198] KUHN A, LJUNGGREN D. Cavity-based single-photon sources[J]. *Contemporary Physics*, 2010, 51(4): 289-313.
- [199] SENELLART P, SOLOMON G, WHITE A. High-performance semiconductor quantum-dot single-photon sources[J]. *Nature nanotechnology*, 2017, 12(11): 1026-1039.
- [200] SOMASCHI N, GIESZ V, DE SANTIS L, et al. Near-optimal single-photon sources in the solid state[J]. *Nature Photonics*, 2016, 10(5): 340-345.
- [201] VOLZ J, GEHR R, DUBOIS G, et al. Measurement of the internal state of a single atom without energy exchange[J]. *Nature*, 2011, 475(7355): 210-213.
- [202] LEUCHS G, SONDERMANN M. Light-matter interaction in free space[J]. *Journal of Modern Optics*, 2013, 60(1): 36-42.
- [203] TELLER M, FIORETTO D A, HOLZ P C, et al. Heating of a trapped ion induced by dielectric materials[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 126(23): 230505.
- [204] NAKAV H, FINKELSTEIN R, PELEG L, et al. Effect of fast noise on the fidelity of trapped-ion quantum gates[J]. *Physical Review A*, 2023, 107(4): 042622.
- [205] HUNGER D, STEINMETZ T, COLOMBE Y, et al. A fiber fabry-perot cavity with high finesse[J]. *New Journal of Physics*, 2010, 12(6): 065038.
- [206] MIGUEL-SÁNCHEZ J, REINHARD A, TOGAN E, et al. Cavity quantum electrodynamics with charge-controlled quantum dots coupled to a fiber fabry-perot cavity[J]. *New Journal of Physics*, 2013, 15(4): 045002.
- [207] ALBRECHT R, BOMMER A, PAULY C, et al. Narrow-band single photon emission at room temperature based on a single nitrogen-vacancy center coupled to an all-fiber-cavity[J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 105(7).
- [208] KATO S, AOKI T. Strong coupling between a trapped single atom and an all-fiber cavity[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 115(9): 093603.
- [209] JOYCE W, DELOACH B. Alignment of gaussian beams[J]. *Applied optics*, 1984, 23(23): 4187-4196.
- [210] GULATI G K, TAKAHASHI H, PODOLIAK N, et al. Fiber cavities with integrated mode matching optics[J]. *Scientific Reports*, 2017, 7(1): 5556.
- [211] SCHÜPPERT K, CASABONE B, FRIEBE K, et al. Integrated fiber-mirror ion trap for strong ion-cavity coupling[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2013, 84(12).
- [212] BENEDIKTER J, HÜMMER T, MADER M, et al. Transverse-mode coupling and diffraction loss in tunable fabry-pérot microcavities[J]. *New Journal of Physics*, 2015, 17(5): 053051.
- [213] OTT K, GARCIA S, KOHLHAAS R, et al. Millimeter-long fiber fabry-perot cavities[J].

- Optics express, 2016, 24(9): 9839-9853.
- [214] BRANDSTATTER B U. Integration of fiber mirrors and ion traps for a high-fidelity quantum interface[D]. Innsbruck: University of Innsbruck, 2013.
- [215] STEINER M, MEYER H M, DEUTSCH C, et al. Single ion coupled to an optical fiber cavity [J]. Physical Review Letters, 2013, 110(4): 043003.
- [216] STEINER M. A Single Ion Inside a Miniature Cavity[D]. Cambridge, UK: University of Cambridge, 2014.
- [217] BALLANCE T G. An ultraviolet fibre-cavity for strong ion-photon interaction[D]. Magdalene College: University of Cambridge, 2016.
- [218] SCHMITZ J, MEYER H M, KÖHL M. Ultraviolet fabry-perot cavity with stable finesse under ultrahigh vacuum conditions[J]. Review of Scientific Instruments, 2019, 90(6).
- [219] SCHÜPPERT K. A fiber cavity perpendicular to a linear ion trap[D]. Innsbruck: Universität Innsbruck, 2020.
- [220] KOBEL P. A memory-based quantum network node with a trapped ion in an optical fibre cavity[D]. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2022.
- [221] GANGLOFF D, SHI M, WU T, et al. Preventing and reversing vacuum-induced optical losses in high-finesse tantalum (v) oxide mirror coatings[J]. Optics express, 2015, 23(14): 18014-18028.
- [222] HUNGER D, DEUTSCH C, BARBOUR R J, et al. Laser micro-fabrication of concave, low-roughness features in silica[J]. Aip Advances, 2012, 2(1).
- [223] RUELE T, POGGIO M, BRAAKMAN F. Optimized single-shot laser ablation of concave mirror templates on optical fibers[J]. Applied optics, 2019, 58(14): 3784-3789.
- [224] GREUTER L, STAROSIELEC S, NAJER D, et al. A small mode volume tunable microcavity: Development and characterization[J]. Applied Physics Letters, 2014, 105(12).
- [225] UPHOFF M, BREKENFELD M, REMPE G, et al. Frequency splitting of polarization eigenmodes in microscopic fabry-perot cavities[J]. New Journal of Physics, 2015, 17(1): 013053.
- [226] MULLER A, FLAGG E B, LAWALL J R, et al. Ultrahigh-finesse, low-mode-volume fabry-perot microcavity[J]. Optics letters, 2010, 35(13): 2293-2295.
- [227] ZHOU K, CUI J M, HUANG Y F, et al. An ultraviolet fiber fabry-perot cavity for florescence collection of trapped ions[J]. Chinese Physics Letters, 2017, 34(1): 013701.
- [228] TAKAHASHI H, MORPHEW J, ORUČEVIĆ F, et al. Novel laser machining of optical fibers for long cavities with low birefringence[J]. Optics express, 2014, 22(25): 31317-31328.
- [229] GALLEGO J, GHOSH S, ALAVI S K, et al. High-finesse fiber fabry-perot cavities: stabilization and mode matching analysis[J]. Applied Physics B, 2016, 122: 1-14.
- [230] QING P, GONG J, LIN X, et al. A simple approach to fiber-based tunable microcavity with

- high coupling efficiency[J]. *Applied Physics Letters*, 2019, 114(2).
- [231] HESSENAUER J, WEBER K, BENEDIKTER J, et al. Laser written mirror profiles for open-access fiber fabry-perot microcavities[J]. *Optics Express*, 2023, 31(11): 17380-17388.
- [232] 高新霞. 光纤法珀微腔激光器及其应用的实验研究[D]. 中国科学技术大学, 2023.
- [233] BREKENFELD M, NIEMIETZ D, CHRISTESEN J D, et al. A quantum network node with crossed optical fibre cavities[J]. *Nature Physics*, 2020, 16(6): 647-651.
- [234] KAISER N, PULKER H K. Optical interference coatings: Vol. 88[M]. Springer, 2013.
- [235] STENZEL O. Optical coatings: Material aspects in theory and practice[M]. Springer Science & Business, 2014.
- [236] OPTICS E. An introduction to optical coatings[EB/OL]. 2024. <https://www.edmundoptics.com/knowledge-center/application-notes/lasers/an-introduction-to-optical-coatings/>.
- [237] KUMPH M, HENKEL C, RABL P, et al. Electric-field noise above a thin dielectric layer on metal electrodes[J]. *New Journal of Physics*, 2016, 18(2): 023020.
- [238] SIVERNS J, SIMKINS L, WEIDT S, et al. On the application of radio frequency voltages to ion traps via helical resonators[J]. *Applied Physics B*, 2012, 107: 921-934.
- [239] LI R. 基于高通光离子阱的量子操控实验研究[D]. Hefei: University of Science and Technology of China, 2023.
- [240] ZHAO Y, WANG Y, GONG H, et al. Annealing effects on structure and laser-induced damage threshold of ta2o5/sio2 dielectric mirrors[J]. *Applied surface science*, 2003, 210(3-4): 353-358.

致 谢

在本论文的研究与撰写过程中，我有幸得到了众多学者和同事的帮助与支持。在此，我要感谢郭光灿院士，李传锋教授组建了实验室为我们的实验提供了可能。我要特别感谢我的导师黄运锋研究员以及崔金明副研究员，他们的专业指导和无私帮助对我的研究工作和学术成长起到了决定性的作用。我的导师黄运锋老师为我提供了宽松的科研环境，充分的发挥空间，足够的资金支持，以及优秀的团队成员，不仅使我在科研能力上而且使我在团队协作能力上都有长足进步。崔金明老师在我遭遇实验困境时常常能够一针见血的指出问题所在并提出解决方案，他的严谨的科研态度和灵活的实验手段使我受益匪浅。

我还要感谢该项工作的团队成员陈蔚彬师弟以及章成浩师弟。虽然这是我一个人的毕业论文，但是其中的每一项工作都是我们共同的努力成果。尽管腔 QED 的研究在国内外都充满着挫折和挑战，但是他们始终没有放弃，和我一道将工作推进至目前的地步。“长风破浪会有时，直挂云帆济沧海”，尽管存在挫折，但是目之所及在通往目标的道路上已没有不可逾越的障碍。我相信我们在相对的未知中正在走向正确的方向，尽管艰难的道路短期内未能看到肯定的成果，但是我希望他们不因此而怀疑自己的方向，更不应当怀疑自己的能力。“谁终将点燃闪电，必长久如云漂泊。”

此外，我还要感谢鲍星宇硕士的为项目的奠基工作以及组内其他师兄弟在我遇到问题时及时的帮助与指导。

在读期间发表的学术论文与取得的研究成果

已发表论文

1. **Ding Fang**, Jin-Ming Cui, Wei-Bin Chen, Yan Chen, Rui-Rui Li, Cheng-Hao Zhang, Yun-Feng Huang, Chuan-Feng Li, and Guang-Can Guo, "Arc discharge method to fabricate large concave structures for open-access fiber Fabry-Pérot cavities," Opt. Express 32, 2906-2915 (2024)
2. Bao X Y, Cui J M, **Fang D**, et al. Design of a fiber cavity ion trap for a high-efficiency and high-rate quantum network node. JUSTC, 2023, 53(7): 0705 doi: 10.52396/JUSTC-2023-0005
3. 王晨旭, 贺冉, 李睿睿, 陈炎, **房鼎**, 崔金明, ... 郭光灿. (2022). 量子计算与量子模拟中离子阱结构研究进展. 物理学报.

待发表论文

1. **Ding Fang**, Wei-Bin Chen, Cheng-Hao Zhang, Jin-Ming Cui, Yun-Feng Huang, Chuan-Feng Li, and Guang-Can Guo, "A fiber Fabry-Pérot cavity electron for trapped ion experiments", in preparation.