

中国科学技术大学

工程博士学位论文



镱离子阱光电测控系统的研制及其 工程化探索

作者姓名： 叶蔚然

类别领域： 新一代信息通信技术

校内导师： 韩永建 教授

实践导师： 黄运锋 研究员

完成时间： 二〇二五年十月二十日

University of Science and Technology of China

A dissertation for doctor's degree



Ytterbium Ion Trap Optoelectronic Measurement and Control System and Its Engineering Development

Author: Ye Weiran

Speciality: new-generation information and communication technology

Supervisor: Prof. Han Yongjian

Practice supervisor: Prof. Huang Yunfeng

Completion date: October 20, 2025

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： 叶蔚然

签字日期： 2025.6.9

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除后也遵守此规定。

☒ 公开 ☐ 控阅 (____ 年)

作者签名： 叶蔚然

导师签名： 董运锋 韩永建

签字日期： 2025.6.9

签字日期： 2025.6.10

创新性及应用性说明

本学位论文聚焦于离子阱量子计算工程系统，以囚禁离子及量子物理的基础理论为指导，在离子阱量子计算体系的光电测控领域做出了创新性成果，对提高离子阱量子计算的工程化指标起到了推动作用。创新性成果主要体现在：

1. 研制了一种新型的集成化宽带三倍频激光测控系统，在离子量子比特的稳定操控上具有较高的应用价值。
2. 研制了基于光锁相环及马赫曾德强度调制器的拉曼操控光路，有效降低了离子量子比特进行拉曼操控时的错误率。
3. 对囚禁离子的射频系统进行了工程化改进，并实现了离子阱中射频功率和相位的主动稳定控制，有效提高了离子运动态的相干性。

摘要

离子阱体系作为一个具有广泛应用前景的量子计算体系，目前已经在国内外量子计算中被广泛应用。相比其他量子体系而言，被囚禁在离子阱中的离子量子比特具有相干时间长、对量子态进行门操作的保真度高等优点。随着芯片离子阱的发展和分布式离子阱架构的提出，离子量子比特的可扩展性也得到了保证，这使得离子阱量子体系成为最具有潜力的量子计算平台之一。

实现容错量子计算要求离子阱量子计算机具备进行超低错误率门操作的能力，而复杂的外界环境使当前的离子阱量子计算系统很难达到相应的阈值条件，体现出了离子阱量子计算工程化的必要性。工程化的体系对于显著提升量子计算机的性能指标、高精度的量子精密测量、高效率的量子通信网络以及推动量子技术迈向更高水平的商业化与产业化都具有显著的战略意义和应用价值。离子阱量子计算体系往往需要多个前沿科技领域的深度协同与紧密结合，这也使得其工程化的实现过程充满挑战。本文首先介绍了分段式刀片离子阱的具体结构，然后分别指出了囚禁离子及电子学系统、离子非相干操控的光电系统、相干操控的光电系统以及囚禁离子的射频系统中存在的不足，并从工程化的角度提出了优化方案，进而有效地提高了相关系统的工程指标。这些创新性的优化方案主要有：

1. 宽带多功能集成式三倍频激光操控系统。基于基态超精细能级所具备的长相干时间，镱（Yb）离子的超精细能级被视为离子量子比特的良好载体。目前，离子态的非相干操作激光通常采用分立的光电元件产生，具备较高的复杂度和低鲁棒性，给量子计算实验带来不利影响。本文创新性地提出了一种宽带调制的集成式三倍频激光系统，它基于多路射频通道的光电控制系统实现了操作激光的分时复用，使光路同时具备了便捷性和可扩展性，三倍频激光的产生效率可达 0.2%，调制切换时间为 6.5 ns。另外，还提到了囚禁离子所必须的其他光电系统的优化研制方法，这些光电系统提高了整个离子阱系统的集成度和稳定性，并为离子的高保真相干操控奠定了基础。

2. 基于光锁相环的马赫曾德式拉曼激光系统。在离子阱量子计算中，拉曼光被广泛应用于离子量子比特的独立寻址。目前主流的产生拉曼激光的方式或需要昂贵的锁模脉冲激光器或需要多个激光器和调制器共同产生，光路集成度低、成本高且难以运维。本文主要介绍了基于马赫曾德式强度调制器来产生拉曼操作光的方法，在载波抑制-双边带调制的工作模式下能够有效抑制其他边带成分。另外，针对拉曼光可能出现的相位噪声过高的情形，本文创新性地设计了一

种基于光锁相环的拉曼操作光电系统，很大程度上地降低了拉曼光路的搭建成本，实现了 $-80 \text{ dBc/Hz @100Hz}$ 的相位噪声。最后，本文展示了通过这套拉曼操作光电系统成功实现了 Yb 离子量子比特的高保真操控，单量子比特保真度可超过 99.9%，同时实现了对离子链中单离子的低串扰寻址。

3. 离子阱射频信号的主动稳定系统。离子阱中的射频信号用于提供对离子进行径向束缚的电场，离子径向运动的声子态的相干性与射频信号的稳定性息息相关。在实现多量子比特门操作的过程中，通常以离子的声子态作为媒介，因此声子态的相干性直接影响着多离子量子比特门操作保真度。为提高离子的声子态相干性，本文在离子阱射频链路中基于微弱信号测量和反馈技术成功实现了离子阱射频信号功率和相位的主动稳定，从而将离子径向运动的声子态相干时间提高至 60 ms 左右，为实现高保真多离子量子比特操作提供了技术支持。

最后，文末介绍了当前离子阱体系在工程化领域的基本进展，并给出了离子阱量子计算体系的集成化方法以及可扩展性方面的努力，同时对未来离子阱量子计算的发展方向做出了展望。

关键词：量子计算；离子阱；工程化；拉曼操控；微弱信号检测

ABSTRACT

The ion trap system, a promising quantum computing architecture, is now widely used in quantum computing at home and abroad. Compared to other quantum systems, trapped ion qubits have the advantages of long coherence time and high gate operation fidelity. With the development of chip-based ion traps and the proposal of distributed ion trap architectures, the scalability of ion qubits has been enhanced, making the ion trap quantum system one of the most promising quantum computing platforms.

To realize fault-tolerant quantum computing, ion-trap quantum computers need to perform ultra-low error-rate gate operations. However, the complex external environment makes it difficult for current systems to meet threshold conditions, highlighting the necessity of engineering ion-trap quantum computing. An engineering system can significantly enhance quantum computer performance, enable high-precision quantum measurement, improve quantum communication efficiency, and drive quantum technology commercialization and industrialization, offering strategic and application value. The iontrap quantum computing system requires deep collaboration across cutting-edge fields, posing engineering challenges. This paper first introduces the specific structure of a segmented blade ion trap. Then, it identifies the shortcomings of the following subsystems: Ion confinement and electronics systems; Photonics systems for incoherent ion manipulation; Photonics systems for coherent ion manipulation; RF systems for ion confinement. From an engineering perspective, optimization solutions are proposed to improve the engineering performance of these systems. These innovative optimizations are:

1. Broadband integrated tripling laser control system: Ytterbium (Yb) ion hyperfine levels are good carriers for qubits due to their long coherence time. Current incoherent ion operation lasers rely on discrete photonic components, leading to complexity and low robustness. This paper proposes a broadband modulated integrated tripling laser system. Using a multi-channel RF photonic control system, it enables time-division multiplexing of operation lasers, offering convenience and scalability. The tripling laser generation efficiency is 0.2%, with a modulation switching time of 6.5 ns. Additionally, optimized methods for other essential photonic systems in ion confinement are discussed. These improvements enhance the integration and stability of the ion trap system and lay the foundation for high-fidelity coherent ion manipulation.
2. Mach-Zehnder Raman laser system based on optical phase-locked loops: Ra-

man light is widely used for addressing individual ion qubits. Current Raman laser generation methods either require expensive mode-locked pulsed lasers or multiple lasers and modulators, resulting in low integration, high cost, and difficult maintenance. This paper introduces a method to generate Raman operation light using a Mach-Zehnder intensity modulator. In carrier-suppressed double-sideband modulation mode, other sideband components are effectively suppressed. To address potential high phase noise in Raman light, an innovative Raman operation photonic system based on optical phase-locked loops is designed. This significantly reduces Raman optical path construction costs and achieves phase noise of -80 dBc/Hz at 100 Hz. Using this system, high-fidelity manipulation of Yb ion qubits is successfully demonstrated, with single-qubit fidelity exceeding 99.9% and low crosstalk addressing of individual ions in an ion chain.

3. Active stabilization system for ion trap RF signals: RF signals in ion traps provide radial confinement fields for ions. The coherence of ion phonon states depends on the stability of RF signals. Since phonon states mediate multi-qubit gate operations, their coherence directly impacts gate fidelity. To improve phonon state coherence, an active stabilization system for ion trap RF signals based on weak signal measurement and feedback technology is implemented. This extends the coherence time of ion radial motion phonon states to approximately 30 ms, providing technical support for high-fidelity multi-ion qubit operations.

Finally, the paper outlines the current progress of ion trap systems in engineering, presents integration methods and scalability efforts for ion trap quantum computing systems, and provides an outlook on the future development of ion trap quantum computing.

KEY WORDS: Quantum Computing, Ion Trap, Engineering, Raman Manipulation, Weak Signal Detection

目录

第 1 章 绪论	1
1.1 量子力学与量子计算的发展	1
1.1.1 量子力学的萌芽	1
1.1.2 从量子力学到量子计算	1
1.2 量子计算简介	2
1.2.1 量子比特	2
1.2.2 量子逻辑门与量子线路	4
1.3 量子计算的体系概述	6
1.3.1 离子阱体系发展概况	6
1.3.2 其他量子计算体系的发展现状	7
1.4 量子计算的工程化征途	10
1.4.1 量子计算体系的工程化进展	10
1.4.2 离子阱系统工程化的必要性分析	11
1.4.3 离子阱光电测控系统的工程化进展	12
1.5 本文主要结构及内容	13
第 2 章 囚禁离子及控制理论	14
2.1 离子囚禁基本理论	14
2.1.1 离子阱的基本原理	14
2.1.2 线性 Paul 阱	15
2.1.3 离子的运动模式	19
2.1.4 离子的附加微运动	21
2.2 镱离子及其操控理论	22
2.2.1 Yb 离子简介	23
2.2.2 Yb 原子的光电离	25
2.2.3 离子冷却	25
2.2.4 离子态初始化与探测	28
2.2.5 单离子相干操控方法	31
2.3 控制理论及其在离子阱中的应用	38
2.4 本章小结	41

第 3 章 离子阱及囚禁离子非相干操控光电系统的研制	42
3.1 分段式刀片离子阱	42
3.1.1 基本结构	43
3.1.2 真空系统	46
3.1.3 DC 和 RF 电子学系统	47
3.2 宽带调制三倍频激光系统的研制	51
3.2.1 369 nm 激光系统简介	51
3.2.2 宽带调制三倍频激光系统方案	52
3.2.3 实验结果与分析	56
3.2.4 369 nm 后续光路	59
3.3 激光稳频系统	59
3.3.1 PDH 稳频基本原理	60
3.3.2 PDH 稳频光电系统	63
3.3.3 传输腔稳频	65
3.4 其他光电系统搭建	66
3.4.1 光功率稳定系统	66
3.4.2 935、780 nm 光路系统	68
3.4.3 PMT 与离子成像光路	68
3.4.4 其他配置简介	71
3.5 本章小结	72
第 4 章 囚禁离子相干操控光电系统的研制	74
4.1 基于 MZM 的拉曼操控光路	75
4.1.1 背景	75
4.1.2 MZM 原理及工作点稳定	76
4.1.3 光路配置及实验结果	79
4.2 基于 MZM 的光锁相环光路	81
4.2.1 背景	81
4.2.2 光路配置	82
4.2.3 实验结果	84
4.3 双侧拉曼寻址光路简介	87
4.3.1 光路配置	87
4.3.2 实验结果	89
4.4 本章小结	91

第 5 章 囚禁离子射频控制系统	92
5.1 离子阱射频系统的基本电路模型	93
5.2 螺旋谐振器	96
5.2.1 螺旋谐振器的结构	96
5.2.2 螺旋谐振器的改进	97
5.2.3 螺旋谐振器的测试	100
5.3 射频信号对离子声子态的影响	101
5.4 射频信号稳定方案	102
5.4.1 射频信号稳定的基本流程	103
5.4.2 射频信号稳定的结果	105
5.4.3 离子声子态相干性的测量	109
5.5 本章小结	110
第 6 章 总结与展望	112
6.1 全文总结	112
6.2 离子阱系统的工程化进展与展望	113
6.3 对离子阱量子计算体系的未来展望	116
参考文献	117
致谢	134
在读期间取得的科研成果	136

第 1 章 绪论

1.1 量子力学与量子计算的发展

1.1.1 量子力学的萌芽

量子力学的理论萌芽可追溯至 20 世纪初普朗克开创性的研究工作。1900 年，马克斯·普朗克（Max Planck）为解决黑体辐射问题，首次提出能量量子化假说，这一革命性构想不仅突破经典物理的连续性框架，更为量子理论奠定了数学基础。1905 年，阿尔伯特·爱因斯坦（Albert Einstein）提出了光量子假说，从独特的视角解释了光电效应，并明确指出光具有波粒二象性。随后，尼尔斯·玻尔（Niels Bohr）于 1913 年构建量子化原子模型（玻尔模型），成功解释氢原子光谱的分立性特征，这标志着旧量子理论体系的成立。后来，阿瑟·康普顿（Arthur Compton）于 1923 年展示了康普顿散射实验，验证了光子具有动量属性；斯特恩-盖拉赫实验（1922 年）则揭示了电子角动量的量子化现象，这些发现不仅验证了微观粒子的量子化特性，更为后续理论体系的构建提供了关键性实验依据。

量子力学的形式化体系建立始于 1925 年维尔纳·海森堡（Werner Heisenberg）创立的矩阵力学，该理论通过矩阵和向量等代数关系描述物理量的量子特性。翌年，埃尔温·薛定谔（Erwin Schrödinger）提出波动力学理论，他以了微分方程的形式刻画量子系统的动力学演化，经数学证明，矩阵力学与波动力学在希尔伯特空间下具有等价性，这一突破标志着量子力学在数学体系上具有完备性。马克斯·玻恩（Max Born）在同年提出了波函数概率诠释，以及海森堡 1927 年建立了不确定性原理，这些共同实现了对量子力学体系的完美诠释。

1927 年第五届索尔维会议上，以玻尔、海森堡为代表的哥本哈根学派系统阐述了量子力学的正统诠释框架，强调观测行为的不可逆性及互补性原理。尽管爱因斯坦对此提出著名质疑——“上帝不掷骰子”，强调其对概率本质的哲学性质疑，但量子力学的理论预言已通过大量实验验证，其应用范围从微观粒子体系拓展至凝聚态物理、量子化学等交叉学科。当代量子信息和量子计算技术的发展，更彰显量子力学理论在工程应用层面的深远影响。

1.1.2 从量子力学到量子计算

二十世纪八十年代，保罗·贝尼奥夫（Paul Benioff）首次将量子力学原理应用于图灵机模型^[1-2]，构造了量子力学版本的计算机理论框架。次年，理查德·费曼（Richard Feynman）在《用计算机模拟物理学》演讲中提出著名论断：经典计算机无法高效模拟量子系统，必须采用量子力学规则构建计算装置。这一思想

奠定了量子模拟的理论基础^[3]。

1985年，大卫·多伊奇（David Deutsch）建立量子图灵机的严格数学框架，并提出首个量子算法（Deutsch-Jozsa 算法）^[4]，首次证明量子计算在特定问题上具有指数级加速优势。1994年，彼得·肖尔（Peter Shor）提出整数质因数分解的量子算法（Shor 算法）^[5]，该算法相比经典算法在时间复杂度上实现了指数级加速，大大推动了量子计算在算法理论框架下的发展，展现了量子计算的优越性。

直至近现代，随着新材料、新工艺、新技术等物理实现技术的不断突破与革新，量子计算逐渐从理论推演走向物理实现。实现通用量子计算机已经成为近现代量子计算科技工作者所追求的终极目标，相信通用量子计算机的完成必将为物理学界带来一场新的革命。

1.2 量子计算简介

1.2.1 量子比特

与经典计算机中通常以高低电平表示的一个经典比特不同，一个量子比特可以被表示成高低电平或高低电平之间的任意一种状态。若以 $|0\rangle$ 表示低电平， $|1\rangle$ 表示高电平，那么一个量子比特的状态可表示为

$$|\Psi\rangle = \alpha |0\rangle + \beta |1\rangle, \quad (1.1)$$

称为叠加态。其中 α 和 β 被称为概率幅，它们满足关系 $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$ 。

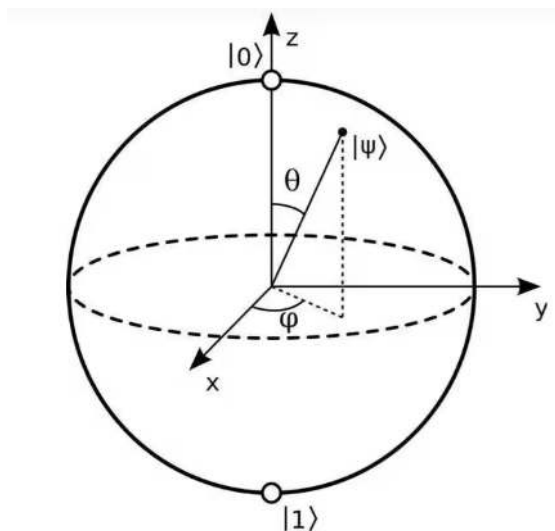


图 1.1 布洛赫球示意图。

为了形象化地表达一个量子态，人们提出了使用布洛赫球^[6]的方式来对任意一个量子态进行描述，布洛赫球如图1.1所示，它是在自旋 S_z 表象下以泡利算符 $(\sigma_\alpha, \alpha = x, y, z)$ 为动态坐标定义的球体（详细推导可参见 2.2.5 节），球体表

面上的每一个点可以表示为一个纯态，其表达式为

$$|\Psi\rangle = \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)|0\rangle + \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)e^{i\phi}|1\rangle, \quad (1.2)$$

或者使用密度矩阵表示为

$$\rho(\mathbf{r}) = \frac{1}{2}(I + \mathbf{r} \cdot \boldsymbol{\sigma}), \quad (1.3)$$

其中 $\mathbf{r} = (\sin\theta \cos\phi, \sin\theta \sin\phi, \cos\theta)$ 表示球面上任意一点的方向矢量， $\boldsymbol{\sigma} = \sigma_x \hat{x} + \sigma_y \hat{y} + \sigma_z \hat{z}$ 表示泡利算符形成的矢量， I 是单位矩阵。如果量子态是一个混态，则上述密度矩阵改写为

$$\rho = \frac{1}{2} \left(I + \sum_n \rho_n \mathbf{r}_n \cdot \boldsymbol{\sigma} \right), \quad (1.4)$$

其中 ρ_n 表示系统处于第 n 个纯态 $|\Psi\rangle_n$ 的概率，此时代表混态的方向矢量为

$$\mathbf{r} = \sum_n \rho_n \mathbf{r}_n, \quad (1.5)$$

这个矢量指向布洛赫球内部的一个点。因此布洛赫球可以用来描述任意一个量子态。

对量子计算而言，我们希望理想的量子比特是具有相干性的，即量子态可以表示成一个相位稳定的纯态。当量子比特与外界环境发生相互作用时，量子比特的相位信息（即式 Eq. (1.2) 中的 ϕ ）会发生破坏，这一现象被称为退相干，如何避免量子比特发生退相干是每个量子计算体系需要攻克的难点之一。另外，对任一量子比特而言，在观测过程中会导致量子比特发生随机坍缩，这也是量子比特与经典比特之间的重要区别之一。

对多量子比特的体系而言，在某些相互作用的条件下，系统会形成纠缠态。纠缠态是两个或多个量子系统组成的复合系统的量子态，它不能被表示成各个子系统之间直积的形式，例如对双量子比特系统，它们的希尔伯特空间分别为 H_1 和 H_2 ，则复合系统的量子态

$$|\Psi_{12}\rangle \neq |\Psi_1\rangle \otimes |\Psi_2\rangle. \quad (1.6)$$

其中 $|\Psi_1\rangle \in H_1$ ， $|\Psi_2\rangle \in H_2$ 。典型的纠缠态有双量子比特 Bell 态^[7]，即

$$\begin{aligned} |\Phi^+\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|0\rangle_1 |0\rangle_2 + |1\rangle_1 |1\rangle_2), \\ |\Phi^-\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|0\rangle_1 |0\rangle_2 - |1\rangle_1 |1\rangle_2), \\ |\Psi^+\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|0\rangle_1 |1\rangle_2 + |1\rangle_1 |0\rangle_2), \\ |\Psi^-\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|0\rangle_1 |1\rangle_2 - |1\rangle_1 |0\rangle_2). \end{aligned} \quad (1.7)$$

这是一组最大纠缠态。当粒子 1 和粒子 2 处于纠缠态时，如果对其中一个粒子进行测量，则另一个粒子也会坍缩到某一个量子态上，这在经典物理学中是无法解释的，由此衍生出的量子态不可克隆定理，其在量子密码学^[8-9]、量子隐形传态^[10-11]等领域得到了广泛应用。

在不同的量子体系中，纠缠态的产生途径是不相同的，例如对于光学量子比特，相干光经过简单的光学元件（如非线性晶体）即可实现两个量子比特之间的纠缠；而在离子阱体系中，囚禁离子的内态会与自发辐射产生的光子形成纠缠，而两离子之间也可利用离子的运动态作为媒介来使内态之间形成纠缠态，这是由于离子之间存在库仑相互作用等。

1.2.2 量子逻辑门与量子线路

在量子计算中，量子逻辑门用于对量子比特进行操控^[12]，对单量子比特，我们可以以向量的形式表示为

$$|\Psi\rangle = \alpha \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \beta \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (1.8)$$

单量子比特逻辑门通常由一个 2×2 的矩阵表示，且该矩阵必须是一个酉矩阵，设单量子比特门表示为矩阵 U ，则该矩阵变换应该满足 $U^\dagger U = I$ ，其中 $U^\dagger$ 是矩阵 U 的转置共轭， I 是单位阵。泡利算符对应的矩阵就是典型的单量子比特逻辑门，例如 Z 门

$$Z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

它保持 $|0\rangle$ 态不变，而将 $|1\rangle$ 态相位翻转 π 。又如应用最广泛的 Hadamard 门^[12]，它的矩阵表示为

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix}, \quad (1.10)$$

它把 $|0\rangle$ 变到 $|0\rangle$ 至 $|1\rangle$ 的中间状态 $\left(\frac{|0\rangle+|1\rangle}{\sqrt{2}}\right)$ ，而把 $|1\rangle$ 变到同样是 $|0\rangle$ 至 $|1\rangle$ 的中间状态 $\left(\frac{|0\rangle-|1\rangle}{\sqrt{2}}\right)$ ，且满足 $H^2 = I$ 。事实上，任意单量子比特门都可由相位门和旋转门组合得到，即

$$U = e^{i\alpha} \begin{pmatrix} e^{-i\beta/2} & 0 \\ 0 & e^{i\beta/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \frac{\gamma}{2} & -\sin \frac{\gamma}{2} \\ \sin \frac{\gamma}{2} & \cos \frac{\gamma}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-i\delta/2} & 0 \\ 0 & e^{i\delta/2} \end{pmatrix}. \quad (1.11)$$

其中 α, β, γ 和 δ 都是实数，此式可以表示一个单量子比特门的精确描述。为了描述多量子比特的量子计算，有必要引入多量子比特逻辑门。

多量子比特门的原型是受控非门 (CNOT gate)^[13]，这个门的模型如图1.2所示，主要由两个量子比特组成，其中上面的线表示控制逻辑比特，下面的线表示目标量子比特，它的作用可用一个 4×4 阶矩阵表示，即

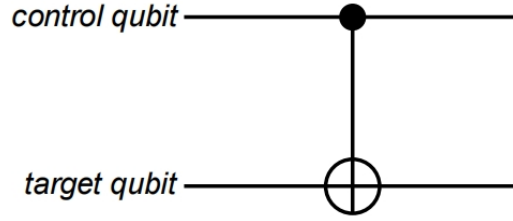


图 1.2 受控非门示意图。

$$U_{\text{CNOT}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.12)$$

若控制比特置为 1，则目标比特会发生翻转，若控制比特为 0，则目标比特保持不变。对双量子比特门而言，其控制矩阵也需要满足酉矩阵条件，典型的多量子比特门还有与经典比特类似的与门、或门、异或门等，也有仅在量子比特中有意义的受控相位 (CZ) 门、Toffoli 门等。可以证明，单量子比特门与受控非门可以组成量子计算的通用量子门^[14]。

在离子阱量子计算机中，两离子之间多量子比特门也是依赖运动态作为媒介实现的，例如典型的 CZ 门，但这个逻辑门的缺点是对离子的运动模式要求较高，必须将离子链冷却至运动基态，对当前大多数离子阱而言，这个操作是非常困难的，因此目前常见的多量子比特门是 Mølmer-Sørensen (MS) 门^[15]。MS 门是通过对离子链施加两束对称失谐的红蓝边带激光来激发离子，使单光子过程被抑制，通过精确控制两束激光的失谐频率使离子内态与运动态之间的耦合大大降低，同时在两离子的内态之间形成纠缠。

一般而言，一个量子线路^[16]主要由三个部分组成，即输入量子比特、量子比特逻辑门运算、对量子比特进行测量。量子算法就是凭借量子线路实现的对输入量子比特进行控制的方法，事实证明，量子计算机与经典计算机相比大大简化了算法的复杂度，展现出了量子计算的优越性。

随着量子计算的发展，目前也衍生出了很多量子计算量子计算的模型，这些模型通过不同的算法实现了容错量子计算^[17]，如绝热量子计算模型^[18-19]、基于测量的量子计算模型 (MBQC)^[20]等等。

1.3 量子计算的体系概述

上面介绍了量子计算以及量子线路在理论上的一些方法和结论，但如何在现实生活中实现这些方法，如何在物理硬件层面将这些量子理论付诸实践，是众多量子科学家始终所探寻的。2000年，物理学家 DiVincenzo 提出了五条判据^[21]，如今我们将其扩充为八条，这些判据用来给出一个适合通用量子计算的物理体系的标准。

- 有一个局域系统可以用来表示量子比特（如两能级系统）。
- 整个系统可以被制备在一个初始状态。
- 系统可以实现通用的量子门操作。
- 系统操作后的结果可以被高效地测量。
- 整个系统的相干时间足够长（远超逻辑门操作时间）。
- 不同的量子比特是可区分的。
- 系统是可扩展的。
- 系统可以通过飞行比特进行通信传输。

时至今日，基于物理实现方式的不同，已经产生了许多目前主流的量子计算体系，每种体系都有其独特的物理原理、优势和不足，但众多科学家和量子计算公司都在各自的体系中为实现通用量子计算机而不断努力。这里，我将以离子阱、超导、冷原子、光量子 and 拓扑量子这五个量子计算体系为例，简单介绍一下目前量子计算的发展概况。除此以外，还有基于半导体量子点^[22]、固态电子自旋^[23]等量子计算体系，这里不再展开叙述。

1.3.1 离子阱体系发展概况

离子阱是通过对离子施加电场或者磁场来对离子进行囚禁的技术，离子相较于中性原子由于其带电特性可以方便地通过库仑相互作用被囚禁在势阱中心^[24-25]。自二十世纪五十年代，科学家便开始不断探寻如何使用电磁场来囚禁单个带电粒子，并分别通过不同的理论方法发展出了两种囚禁离子的方式并沿用至今，分别被称为 Paul 阱和 Penning 阱。随着微制备和电磁介质材料等现代科学技术的不断进步，囚禁离子的技术也日趋成熟，离子阱的结构类型也越来越丰富，从宏观的线性离子阱到微观的表面芯片阱，展现出囚禁离子量子体系所呈现出的广阔前景。

离子量子比特通常被编码在离子内态能级上，主要包括离子的基态与激发态能级、离子的超精细能级、塞曼（Zeeman）能级等。例如早年间 NIST 的 Wineland 研究组将量子比特编码在 Be^+ 的基态与激发态能级上^[26]，而多个研究组将量子比特编码在 Ca^+ 的基态与激发态能级上^[27-28]；超精细能级作为量子比特具有较长的 T_1 时间，因此是编码量子比特的最佳载体，编码在超精细能级上的离子量

子比特主要有 Yb^{+} ^[29]、 Sr^{+} ^[30]等；塞曼能级作为量子比特通常易受磁场扰动造成退相干，需要良好的磁屏蔽条件进行辅助，常见的有利用 Ca^{+} ^[31]的塞曼能级作为量子比特载体。在离子量子比特进行相干操控方面，一般通过对离子施加微波脉冲或激光脉冲即可实现对单量子比特的操控，而在多量子比特方面则可以依靠离子之间的长程库仑相互作用，以离子的运动态作为媒介实现离子之间的纠缠操控^[32-33]。

为防止离子与外界环境耦合作用，离子通常被制备在超高真空中，且对离子量子比特操控需要高精度的激光、微波和控制系统，对实验要求比较苛刻，但这样做给离子量子比特带来了超高的量子态相干时间和门操作的保真度。目前，在离子阱平台测量到的最长超精细能级量子比特的相干时间能够达到小时量级^[34]，远超其他主流的量子体系，单量子比特门操作的保真度最高可达到 99.9999%^[35-36]，例如 Quantinuum 的 H 系列和 IonQ 的 Aria 离子阱系统均将单量子比特门操作保真度做到了 99.99% 以上^[37-39]，对双量子比特门操作而言，目前国际领先水平也提高到了 99.8% 大关，如 Quantinuum 的 H2 离子阱已经将双量子比特门操作的保真度做到了 99.82%^[40]，最新报道的美国牛津大学研究组已经将双量子比特门操作的保真度做到了 99.97%^[41]。可扩展性是离子阱体系面临的挑战之一，使用芯片阱以及量子电荷耦合器件 (QCCD)^[42]是目前主流的离子阱体系架构，Quantinuum 的“H2”芯片阱搭载了 56 个量子比特^[40]，预计在 2025 年推出 100 个以上可操纵量子比特并集成纠错编码能力的“H3”芯片阱；离子晶体可以显著提升可操纵离子数量，如清华大学团队实现了 500 个以上离子晶体的稳定囚禁，并基于此完成了一种哈密顿量学习方案^[43-44]。

1.3.2 其他量子计算体系的发展现状

1.3.2.1 超导

超导量子体系是目前国际上最成熟的量子体系之一，得益于方便大规模集成的半导体工艺，超导量子体系已经形成了较为成熟的工程化体系。

超导量子比特的核心组件是约瑟夫森结 (Josephson Junction)^[45]。它由两片超导体通过一层薄绝缘层 (约 1 纳米) 连接而成。在极低温的情况下，超导材料的电阻趋近于 0，电子形成库珀对 (Cooper pairs) 在材料中流动形成超导电流。当超导电流通过约瑟夫森结的绝缘层时，会产生量子隧穿效应，形成非线性的能级。超导量子比特被编码在这些宏观能级上，可以通过微波脉冲对单个量子比特的能级进行操控^[46]。

尽管超导量子比特被制备在超低温环境中，但其仍然与环境存在较强的耦合，这导致超导量子比特的相干时间很短，通常只有几百微秒，这是限制超导量子比特进行大规模量子计算的瓶颈之一^[47]。但基于其超快的门操作时间，在相

干时间内量子比特操作仍具有比较高的保真度，例如，IBM 已经在 2023 年将单量子比特门操作保真度提高至 99.99%，两量子比特门保真度达 99.4%（接近商用化要求）^[48]；谷歌自 2019 年实现量子霸权^[49]后，2023 年也通过优化控制脉冲和减少噪声，将单量子比特门保真度提升至 99.95%^[50]，2024 年谷歌团队通过基于超导量子芯片 Willow 的突破性研究，成功解决了在量子纠错领域近 30 年的关键问题，这一成就被视为量子纠错发展的重要里程碑^[51]。可扩展性是超导量子比特具备的巨大优势之一，得益于如今高精度的半导体加工工艺，2022 年 IBM 在其 Osprey 芯片上搭载了 433 个量子比特^[52]，而在 2023 年 12 月推出的 Condor 芯片则搭载超过 1000 个量子比特数量^[48]；国内在 2022 年发布的祖冲之三号量子计算机中搭载了 119 个超导量子比特^[53]，同时预计通过分布式量子计算架构，使用多芯片互联方案实现千量子比特规模^[54]；2024 年搭载 72 位量子比特的“本源悟空”超导量子计算机已覆盖全球 139 个国家和地区，展现了国内量子计算机的迅猛发展。

1.3.2.2 中性原子

中性原子量子体系^[55-56]通常是用激光将冷原子囚禁在势阱中，利用光镊对原子进行精确操控，光镊阵列是实现可扩展量子计算的途径之一^[57]；而利用光晶格的方式^[58]囚禁大量原子，则可以实现大规模量子模拟。中性原子量子比特通常也被编码在原子内态能级上，通过激光或微波驱动原子能级实现单量子比特门操作，而多量子比特门则通过原子间长程偶极相互作用（如光子介导或磁场耦合）实现纠缠^[59-60]。

相比离子阱体系，中性原子体系在量子比特相干时间上略显不足，目前编码在超精细能级的中性原子量子比特相干时间普遍在分钟量级，如铯原子的核自旋能级^[61]，而以电子自旋编码的量子比特相干时间则普遍在秒量级^[62]。在门操作保真度方面，单量子比特门操控保真度可达 99.9%^[63]；而双量子比特门操控保真度约 99% 到 99.5%^[64-65]，但具备极短的两比特门操控时间，2022 年日本团队实现了低至 6.5 ns 的双量子比特门操作^[66]。另外，中性原子体系也具备较强的可扩展性，哈佛大学的 Lukin 组于 2020 年实现了 256 量子比特可编程光晶格系统^[67]，于 2023 年实现千量子比特级的光晶格阵列（实验中未完全填充）^[68]，为量子模拟提供了前所未有的扩展性；ColdQuanta 在 2022 年实现大于 100 量子比特的光镊操控，并于 2023 年通过 Hilbert 系统^[69]将其商业化，成为中性原子量子计算领域的重要里程碑^[70]。

1.3.2.3 光子量子

光子量子体系是利用光子（Photon）作为量子信息的载体，通过操控光子的量子态（如偏振、路径、相位、轨道角动量等）来实现量子计算^[71-72]。光子量子体系因其天然的长距离传输能力和低噪声特性，在量子信息领域具有独特优势，但也面临光子间弱相互作用和可扩展性等挑战。

光子量子比特通常被编码在光的偏振、路径、轨道角动量等物理特性上，通过分束器、偏振片、非线性晶体等光学元件对单量子比特或多量子比特进行操作^[73-74]，并通过单光子探测器（如雪崩光电二极管）来对量子态实施探测^[75]。光子量子体系由于几乎不与环境发生相互作用，因此具备超长的相干时间，但同时也面临着几乎没有可扩展性的问题，为此，目前比较有前景的解决方式是光子芯片技术^[76-77]，通过将光学元件集成在芯片上，实现紧凑的具有可扩展性的光子量子体系^[78]。

光子量子独特的传输特性使其成为飞行量子比特的最佳候选，例如光子的量子态与固态自旋量子比特之间的纠缠^[79]，离子光子纠缠^[80]，或作为量子通信中的量子中继器^[81]，解决长距离量子密钥分发（QKD）^[82]的损耗问题等。另外，光子量子计算机在解决特定的问题上有着独特的优势，2020年，中国科学技术大学的潘建伟研究组在其自研的“九章”光子量子计算机上实现了76光子的玻色采样（Boson Sampling），展示量子计算的优越性^[83]，2023年，潘建伟团队的光子量子计算机“九章三号”将可操纵光子数增加到255个，并证明了在一定噪音规模下具有鲁棒性，处于国际领先水平^[84-85]。

1.3.2.4 拓扑量子

拓扑量子计算（TQC）^[86-87]是量子计算领域的一个前沿方向，其核心思想是利用拓扑量子态（如非阿贝尔任意子）的鲁棒性来实现抗噪声的量子计算。与传统量子比特（如超导、离子阱等）相比，拓扑量子计算的理论模型具有天然的抗干扰能力，但其物理实现具有很高的挑战性^[88]。

拓扑量子计算的典型体系有Majorana费米子体系^[89-90]，在拓扑超导材料（如纳米线、拓扑绝缘体-超导体异质结）中，Majorana费米子的编织可实现非阿贝尔任意子统计，由此可实现量子门的执行；另外，在分数量子霍尔效应^[91]中，非阿贝尔任意子可通过电子的集体激发实现，2012年MIT在 $\nu = 5/2$ 分数量子霍尔态中观测到非阿贝尔任意子^[92]，2021年在多层石墨烯中观察到分数量子反常霍尔效应，为在零磁场条件下探索电荷分数量子化和非阿贝尔任意子编织现象提供了理想平台^[93]。

2025年2月20日，微软发布全球首款拓扑架构量子芯片Majorana，该芯片的核心创新在于利用拓扑超导体这一全新物质状态，结合砷化铟（半导体）和铝

(超导体)材料,通过原子级精确排列构建了拓扑导体纳米线,形成了稳定的马约拉纳零能模(MZMs),并以此作为量子比特的物理载体^[94]。

1.4 量子计算的工程化征途

1.4.1 量子计算体系的工程化进展

量子计算从上个世纪八十年代开始起步,经过理论推演和物理实体的从无到有,已经逐渐演变成全球各大科技公司和科研院所百家争鸣的景象。从谷歌的“量子优越性”实验到中国的“九章”光量子计算机,从IBM的量子云计算平台到IonQ的离子阱系统,量子计算正沿着一条充满挑战与希望的工程化道路加速前进。这条征途不仅关乎量子物理基本原理,更是一场涉及材料科学、精密制造、算法优化、系统集成等多维度的综合性工程革命。

在工程化的道路上,量子计算各体系需要应对各种技术挑战。例如物理体系与环境的耦合问题,无论是超导、离子阱体系或中性原子体系,量子比特制备与操作时都容易受到外界环境的干扰(如电磁干扰、温度波动等)从而发生退相干,这就要求我们提高与外界环境的屏蔽能力,同时增强硬件的抗干扰能力。为此,超导量子芯片被置于接近绝对零度的低温中;离子阱和中性原子体系被安置在超高真空中,以最大程度地降低外界环境干扰。

量子计算的潜力源于量子叠加与纠缠的指数级扩展性,但实现这一目标的技术复杂度却也随之增加,这是量子计算工程化所面临的另一难题。以光量子计算为例,中国科学技术大学的“九章二号”实现了113个光子的玻色采样,但其光学干涉网络需操控超过140个模式,涉及数千个精密光学元件的对准与稳定;离子阱的可扩展性难题之一在于多离子之间声子模式过于稠密难以区分,相邻离子操控时也容易发生串扰,QCCD架构和分布式架构等是合理的解决方案(详见第6章)。

量子纠错是工程化道路上不可避免的挑战,量子纠错手段的发展对量子门保真度的提高具有重要意义。表面编码理论是目前常见的量子纠错理论,它通过冗余量子比特构建逻辑量子位,将错误率降至可接受范围。谷歌于2024年演示的逻辑量子比特纠错实验^[95],标志着容错量子计算迈出关键一步。

量子计算的优越性已经在具体应用场景中得到验证:量子计算机加速分子结构模拟,加快新药研发与材料设计进程;量子计算机利用其优越性的算法优势,在物流调度和金融投资优化等领域崭露头角;量子计算对传统加密算法的威胁已引发全球关注,后量子密码学的研究与标准化进程加速。IBM的“量子优势路线图”预测^[96],2030年将出现实用级量子计算机。

在量子计算领域持续取得突破的当代,我们正亲身见证着从基础的量子力

学理论向应用技术实践的转化过程。随着量子比特操控错误率越来越低，通用量子计算机的雏形已经逐步显现。当前，量子计算正与人工智能、生物科技等前沿领域呈现出深度融合的发展态势，一个超越传统经典计算范式的全新时代已然在技术融合的浪潮中悄然开启。

1.4.2 离子阱系统工程化的必要性分析

对一个真实的离子阱量子体系而言，囚禁的离子不可避免地会与外界环境发生相互作用，这导致即使不进行任何操作，量子比特也会随时间的推移而失去信息。通常，我们使用量子比特的上能级寿命 (T_1 时间) 以及量子比特的退相干时间 (T_2 时间) 作为衡量量子比特携带信息的重要参数，对量子比特进行相干操作时，部分退相干的量子比特会给操作带来更高的错误率。除此以外，还有许多情形也会导致量子比特操作的错误率的增加，例如操控激光的频率可能与跃迁频率存在不必要的失谐；激光的脉冲时间尺度可能过大或者过小，对应量子比特的态绕着略微倾斜的轴旋转，或旋转角度过大或过小。我们以门操作保真度 (Fidelity) 的概念来衡量期望输出状态与实际输出状态之间的差异，我们所不期望的量子比特退相干现象也会导致门操作保真度的降低。

如何延长量子比特的退相干时间、提高量子比特门操作的保真度是一个离子阱量子计算体系所面临的最主要的挑战，有很多因素都会对上述两者的指标造成影响，诸如环境噪音、电磁场波动、残余气体碰撞、温度波动、光强波动等等。

在离子阱中，以离子的超精细能级编码得到的量子比特通常具有很长的寿命，但离子阱中离子的运动状态很容易受到扰动，这被称为运动加热。随着时间推移，离子的运动态对应的声子数增加，进而导致离子相干时间减小，二离子操作的保真度降低。即使是对运动态不敏感的 MS 门操作，声子态相干时间减小也会导致保真度的下降。

电磁场噪声是造成离子运动加热的主要因素之一，典型的电磁场噪音来源有 DC 电源或 RF 驱动设备，这些设备所产生的噪声与阱结构或热效应无关，一般可以通过使用低噪音信号源或在链接线路上添加滤波器等途径来减小噪音，有时，电磁链路中不可避免地自发产生额外噪音，如螺旋谐振器产生的低频固有噪音，则可通过主动反馈系统对噪音进行主动抑制；除此以外，热噪音也是电磁场噪音的重要组成部分，它通常是由任何电阻器中的载流子热运动导致，这种噪音一般难以分辨，但可以通过尽量使用低电阻率材料或非热敏电阻来尽量控制；对表面离子阱而言，离子附近的表面电极和电解质也会产生表面噪声，将离子阱置于低温环境中可以有效减小这类噪声。

事实上，离子阱系统的很多噪音可能是由于不同设备的信号之间产生了不

必要的串扰、信号与外界环境之间产生了意外的耦合，诸如电磁兼容的 EMC 问题、激光散射光导致 PMT 暗计数升高、离子阱系统随外界环境温度波动剧烈等等，工程化离子阱系统有利于减小甚至避免整个系统的噪音、降低损耗，使整个系统更加集成，提高离子阱系统的稳定性，同时也可作为离子阱系统进一步商业化创造了条件。

1.4.3 离子阱光电测控系统的工程化进展

在离子阱量子计算平台中，我们使用直流（DC）电极和射频（RF）电极来囚禁离子，使用微波或激光对离子进行操控，使用各种类型的光电探测器对离子荧光进行探测，从而获取离子带给我们的信息。因此，离子阱的光电测控系统可以被视为离子阱量子计算机的核心组件，光电测控系统性能高低直接影响了离子阱中离子的相干时间、量子门操作保真度、门操作速率、量子比特数目等核心指标，对量子计算机的性能产生直接影响。

在囚禁离子方面，低温漂高精度直流信号源产生 DC 信号，经多通道低通滤波器滤波并输入到离子阱 DC 电极；而射频信号通常由螺旋谐振器（Helical Resonator）产生，目的是为离子阱 RF 电极提供高电压增益和阻抗匹配。射频信号的大小取决于囚禁离子的种类和电极形状等因素，它决定了离子运动态的声子频率。如 Innsbruck 大学利用螺旋谐振器产生 27.4 MHz 的射频信号用于囚禁 Ca 离子，产生最大径向声子频率为 3 MHz^[97]。为提高声子态的相干性，人们通常采用主动反馈的方式来稳定 RF 信号，详见第 5 章。

在离子的非相干操控方面，任何种类的离子都需要使用多种波长的激光来对离子施加冷却、态初始化和态探测等非相干操作，这些激光通常不需要同时作用在离子上。目前，大多离子阱非相干操控激光仍然使用多路激光并通过电光调制器（EOM）调制边带信号和声光调制器（AOM）作为光开关的方式产生，光损耗大的同时集成度较低，不利于光路的稳定和可扩展性^[97-99]。为了稳定激光长漂或压窄线宽，激光频率需要被稳定在足够稳定的参考信号上，激光稳频的方法详见第 3 章。

在离子的相干操控方面，人们通常使用微波脉冲或激光脉冲对离子的内态进行操控，对使用超精细能级编码的离子量子比特而言，拉曼激光脉冲仍是目前国内外最常见的操控离子自旋和运动态能级的方法。拉曼激光脉冲的产生方式主要有锁模脉冲激光方案、单频激光调制和主从激光锁相方案等，现在国内外主流的方案是锁模脉冲激光配合声光调制器（AOM）来实现单离子的拉曼操控和多离子之间的纠缠操控，如美国 NIST 的研究组^[38]和 Maryland 大学研究组^[100]均使用这种方式产生拉曼光束。使用激光进行单离子寻址主要通过多通道 AOM、声光偏转器（AOD）或波导等方式实现，如 Maryland 大学研究组采用多

通道 AOM 实现单离子寻址^[101]。

在离子量子态的探测或读出上，通常利用大数值孔径物镜对离子荧光进行收集，并通过光电倍增管等高灵敏度光探测器件对单离子进行探测。为了降低量子态探测的错误率，最重要的就是提高荧光收集物镜的数值孔径，这主要由离子阱系统的通光孔径所限制，例如，Innsbruck 大学的研究团队使用 NA=0.5 的物镜系统对量子态进行探测，探测的分辨率为 $0.5\mu\text{m}$ ^[97]。我们将离子阱置于玻璃真空腔中有利于提高系统的通光孔径。

1.5 本文主要结构及内容

本文主要从理论及硬件层面上介绍了离子阱量子比特的制备和操控方法，并提供了许多能够提高囚禁离子量子计算机指标的创新型方法，全文的基本结构安排如下：

第一章主要从量子力学的起源开始讲起，介绍了量子计算的出现和发展脉络，并对量子计算做了简单介绍；通过几种不同的量子计算体系，介绍了目前主流量子计算体系中存在的问题和瓶颈，并介绍了目前离子阱量子计算系统的进展和不足，以及实现工程化的必要性。

第二章主要从理论的角度，介绍了如何在离子阱中对离子进行囚禁以及囚禁离子的运动模式，并以铯离子为例介绍了离子基本的操控方法和量子比特的基本控制理论，为后续实验操作提供了理论依据。

第三章主要以分段式刀片阱为出发点，结合第二章所述的离子控制理论，详细介绍了我们的离子阱实验平台及各种非相干操控的光电系统，为捕获离子和第四章中对离子进行相干操控奠定了基础。

第四章主要介绍了一种离子阱相干操控方法和相应的操控光路，并介绍了利用光锁相环来对光路进行优化的方法，最后展示了我们通过该光路对离子进行相干操作的实验结果。

针对相干操作过程中囚禁离子声子态所具备的低相干性问题，第五章主要介绍了离子阱的射频系统的具体配置以及相关的工程优化措施，并提出了一种主动稳定射频信号幅度和相位的具体方法，并展示了这种方法对离子声子态相干性的优化结果。

第六章主要介绍了目前离子阱系统中的工程化进展，对全文进行了总结并从工程化领域对未来进行了展望。

第2章 囚禁离子及控制理论

在上世纪初期，人们就对如何操控带电粒子开始了一系列探索。早期的阴极射线管实验揭示了电场和磁场对带电粒子的偏转作用，由此产生了最早的质谱仪和粒子选择器。二十世纪五十年代，沃尔夫冈·保罗（Wolfgang Paul）首次提出利用快速振荡的电场（射频电场）和静态电场的组合来约束离子的设想，并成功捕获了铝粉等带电粒子，随后这种方法由于其高灵敏度的特性被广泛应用于质量分析领域。1973年，汉斯·德默尔特（Hans Dehmelt）团队首次在 Penning 阱中成功捕获了一个电子，并将其存储了几个月，通过对捕获电子的磁性质测量，验证了量子电动力学的相关理论；随后，Hans Dehmelt 团队在 70 年代后期成功捕获了单个钡离子，为单离子的光谱学研究开辟了道路。

1989年，Hans Dehmelt 和 Wolfgang Paul 通过他们对离子阱的发展方面所做出的贡献被授予诺贝尔物理学奖^[102]，从此离子阱逐渐走入了广大科技工作者的视线。随着射频场的发展、超高真空技术的日趋完善，以及激光技术的日益精进，离子阱也在各个领域展现出了其强大的物理优势，如基础理论的验证、精密物理量的测量、高保真度量子计算等。现如今，随着离子阱结构的日趋完善，囚禁离子的手段越来越成熟，越来越多的高校和公司选择开发离子阱作为实验平台，并在这一平台上诞生了诸多研究成果，量子产业也基于离子阱平台获得了更加迅猛的发展。

离子阱作为囚禁离子的一种物理平台，根据离子阱的物理结构不同，束缚离子的数目和种类也有所不同。它可以用来束缚单个或多个离子，一维、二维或三维的离子晶体，甚至束缚各种不同运动模式的离子^[103]。在本章中，我们首先会对离子阱束缚离子的原理做一个简单介绍，之后讨论了被离子阱束缚的一维离子链的运动模式；此后，我们介绍了基于 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子进行相干操作的方法，为使用离子进行量子计算提供了理论依据。

2.1 离子囚禁基本理论

2.1.1 离子阱的基本原理

从基本的动力学角度出发，带电荷量为 q 的粒子在静电场 $\mathbf{E}$ 中受到的力为

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = q\mathbf{E}(\mathbf{r}). \quad (2.1)$$

若要求粒子被束缚在空间中的某个位置，当粒子偏移平衡位置时，应产生梯度力将粒子拉回平衡位置，即

$$q \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x_i} = -q \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_i^2} \leq 0 \quad (x_i = x, y, z), \quad (2.2)$$

其中 ϕ 是电场力形成的势场。考虑到拉普拉斯方程

$$\nabla^2 \phi = 0, \quad (2.3)$$

对比式 Eq. (2.2) 和 Eq. (2.3) 可知，除非三个方向上的电场均满足 $\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x_i} \equiv 0$ ，否则必定存在某个方向无法产生电场梯度力。因此，只使用静电场无法稳定囚禁带电粒子。

为解决这一问题，Wolfgang Paul 和 Hans Dehmelt 分别提出了两种不同的物理模型，现在分别称为 Paul 阱^[104]和 Penning 阱^[105]。其中 Penning 阱是由 Frans Michel Penning 在二十世纪三十年代发明的 Penning 真空计发展而来，其基本原理是结合静磁场（轴向磁场）与静电场（四极电场）来束缚离子，其中静磁场迫使离子绕磁感线做回旋运动，而静电场则限制离子在离子阱中的轴向运动。而 Paul 阱则是通过高频交变电场（射频场）来产生离子阱中径向的束缚势场（赝势），而轴向的束缚则由静电场提供。

两种离子阱结构各自存在着一些优点和缺点，例如 Paul 阱无需磁场，只利用电场实现对离子的束缚，规模较小，主要应用于少量离子的精密操控，在实验室场合应用广泛，并且随着量子计算机产业的日趋成熟，Paul 阱这一结构也被主要选择作为离子阱量子计算机基本架构，随着半导体技术的发展以及光制造产业精密程度越来越高，Paul 阱也向着小型化与集成化迈进。而 Penning 阱则需要超导磁体提供强磁场，这种磁体通常体积较大，难以集成，但能捕获更高电荷态的离子（如反质子），常用于高能物理或量子模拟实验。

接下来我将以线性 Paul 阱为例详细讲解离子阱的束缚原理。

2.1.2 线性 Paul 阱

线性 Paul 阱示意图如图2.1所示，主要由两个射频（RF）电极和两个直流（DC）电极所组成。为避免不必要的混淆，我们定义 x, y 方向为电磁场的径向， z 方向为电磁场的轴向。在 RF 和 DC 电场的共同作用下，电势场可以表示为

$$\phi(x, y, z, t) = \phi_{DC}(x, y, z) + \phi_{RF}(x, y, z, t), \quad (2.4)$$

其中 ϕ_{DC} 为 DC 电场所产生的简谐势，而 ϕ_{RF} 为 RF 电场所产生的简谐势，即

$$\phi_{DC}(x, y, z) = \frac{1}{2} U_{DC} (\alpha_{DC} x^2 + \beta_{DC} y^2 + \gamma_{DC} z^2), \quad (2.5)$$

$$\phi_{RF}(x, y, z, t) = \frac{1}{2} U_{RF} \cos(\omega_{RF} t) (\alpha_{RF} x^2 + \beta_{RF} y^2 + \gamma_{RF} z^2). \quad (2.6)$$

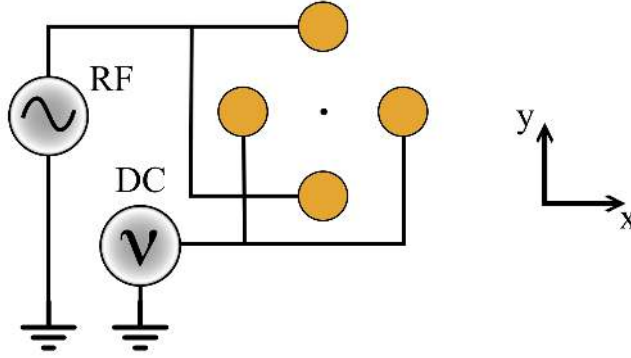


图 2.1 离子阱原理图。

由以上二式不难看出， U_{DC} 和 U_{RF} 分别代表 DC 电场和 RF 电场作用在势阱中心的幅度，而 $\alpha_{DC}, \beta_{DC}, \gamma_{DC}, \alpha_{RF}, \beta_{RF}, \gamma_{RF}$ 分别与 Paul 阱的具体结构有关，它们直接决定了阱中电场线的形状。式 Eq. (2.4) 务必满足拉普拉斯方程式 Eq. (2.3)，因此三个方向的系数满足以下条件

$$\alpha_{DC} + \beta_{DC} + \gamma_{DC} = 0, \quad (2.7)$$

$$\alpha_{RF} + \beta_{RF} + \gamma_{RF} = 0. \quad (2.8)$$

RF 电场提供了离子的轴向束缚，而我们默认离子的位置恰好在势阱的中心，因此由系统的对称性，我们得到

$$\gamma_{DC} = -(\alpha_{DC} + \beta_{DC}) > 0, \quad (2.9)$$

$$\gamma_{RF} = 0, \alpha_{RF} = -\beta_{RF}. \quad (2.10)$$

由此可见，射频电场所产生的势场在 x 、 y 方向是恰好相反的，势场改变的周期恰为射频信号的周期，而稳定束缚的条件是系数大于 0，因此可以理解为在 x 、 y 平面上射频势场在各个方向实现了周期性的稳定束缚。在某一时刻射频电场在 x 、 y 平面内形成了一种马鞍状的势场，如图2.2所示。对 DC 电场而言，不可能存在三维空间内各方向系数均大于 0 的情况，而式 Eq. (2.9) 给出的是在 z 方向稳定束缚而在 x 、 y 方向不稳定束缚的情况，这也是我们实际离子阱中遇到的情形。由于幅度足够高的射频电场提供了在 x 、 y 方向足够稳定的束缚，其作用效果与 DC 电场形成的势垒相抵消，因此仍然可以为离子提供稳定的束缚。

按照上面的分析，RF 电场的周期性变化在空间中形成了周期性转动的马鞍状势场，这个势场提供了稳定的径向束缚。为此，我们对 RF 电场在时间上（一个周期内）求平均，再将电场转换为等效的势场，即可得到 RF 电极在径向产生的等效势，对电荷量为 e ，质量为 m 的带电粒子，其势表达式为

$$\phi_p = \frac{eU_{RF}^2}{4m\omega_{RF}^2}(\alpha_{RF}^2 x^2 + \beta_{RF}^2 y^2). \quad (2.11)$$

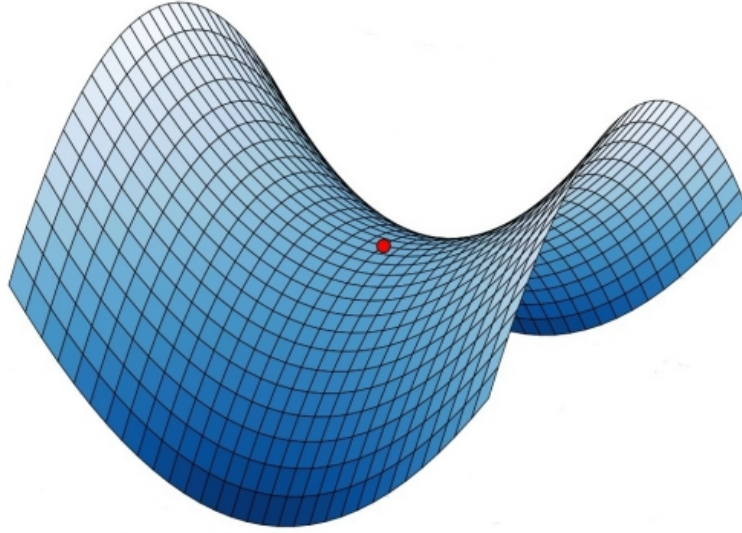


图 2.2 RF 在某一时刻产生的马鞍状势场。

可见，RF 电场的势在径向上表现为一个抛物面形势阱，其势阱深度与射频电场强度、射频频率以及射频电极的形状均有直接关系。

为了求解离子在离子阱中运动情况，将束缚条件式 Eq. (2.9) 和 Eq. (2.10) 代入式 Eq. (2.4)，并按照 x , y , z 方向将电势写成

$$\begin{aligned}\phi(x, y, z, t) &= \phi(x, t) + \phi(y, t) + \phi(z, t) \\ &= \frac{1}{2}(U_{DC}\alpha_{DC} + U_{RF}\alpha_{RF} \cos(\omega_{RF}t))x^2 \\ &\quad + \frac{1}{2}(U_{DC}\beta_{DC} + U_{RF}\beta_{RF} \cos(\omega_{RF}t))y^2 \\ &\quad + \frac{1}{2}U_{DC}\gamma_{DC}z^2.\end{aligned}\tag{2.12}$$

首先考虑径向 x 方向的运动方程，利用经典动力学方程

$$m\ddot{x} = -e\frac{d\phi(x, t)}{dx},\tag{2.13}$$

并做如下变量代换

$$\xi = \frac{\omega_{RF}t}{2},\tag{2.14}$$

$$a_x = \frac{4eU_{DC}\alpha_{DC}}{m\omega_{RF}^2},\tag{2.15}$$

$$q_x = \frac{2eU_{RF}\alpha_{RF}}{m\omega_{RF}^2}.\tag{2.16}$$

即可将运动方程转换为标准的 Mathieu 方程^[106]

$$\frac{d^2x}{d\xi^2} + [a_x - 2q_x \cos(2\xi)]x = 0.\tag{2.17}$$

在满足条件 $a_x, q_x^2 \ll 1$ 的情况下，上述方程具有一阶近似解

$$x(t) = 2A_x \cos(\beta_x \frac{\omega_{RF}t}{2}) [1 - \frac{q_x}{2} \cos(\omega_{RF}t)],\tag{2.18}$$

其中 A_x 是与离子初始状态有关的常数, $\beta_x = \sqrt{a_x + q_x^2/2}$ 是一个与离子运动频率有关的常数。从式 Eq. (2.18) 可以看到, 离子在径向的运动是由一个频率为 $\beta_x \omega_{RF}/2$ 的简谐运动, 和一个运动频率与射频信号频率相同的简谐运动叠加而成, 前者我们通常称之为久期运动 (Secular Motion), 而后者通常被称为微运动 (Micromotion)。考虑到 $q_x \ll 1$, $\beta_x \ll 1$, 因此微运动的运动频率远高于久期运动, 幅度则远小于久期运动的幅度。图2.3给出了在任意坐标下离子径向的久期运动和微运动的坐标曲线, 可见离子在径向上做着附带微运动的简谐运动, 并且离子的位置距离平衡位置越远, 则微运动的幅度越大。

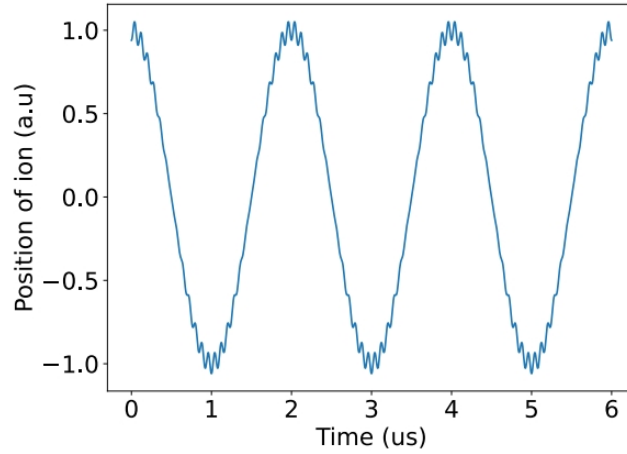


图 2.3 离子径向运动曲线。

为保证径向离子的稳定束缚, 一般而言 $U_{RF} \gg U_{DC}$, 因此 $a_x \ll q_x$ 。在这种情况下即可写出离子径向久期运动频率为

$$\omega_x = \frac{eU_{RF}\alpha_{RF}}{\sqrt{2}m\omega_{RF}}. \quad (2.19)$$

此式也可通过赝势式 Eq. (2.11) 直接写出, 因为简谐振子的势能可表示为

$$\frac{1}{2}m\omega_x^2 x^2 = \frac{eU_{RF}^2}{4m\omega_{RF}^2} \alpha_{RF}^2 x^2. \quad (2.20)$$

接下来考虑单个离子在轴向方向上的运动。同样的方式, 离子在轴向运动的势场可表示为

$$\phi(z) = \frac{1}{2}U_{DC}\gamma_{DC}z^2, \quad (2.21)$$

则离子运动的动力学方程为

$$\ddot{z} = -e\frac{U_{DC}\gamma_{DC}}{m}z, \quad (2.22)$$

此二阶微分方程的解为

$$z(t) = A_z \cos(\omega_z t), \quad (2.23)$$

其中 A_z 是与初始状态有关的常数, ω_z 则是离子在轴向上做久期运动的频率, 即

$$\omega_z = \sqrt{\frac{eU_{DC}\gamma_{DC}}{m}}. \quad (2.24)$$

此式表明, 离子在轴向上的运动是简谐运动, 且简谐运动的频率与 DC 电极的电压有关。

本小节通过离子的动力学公式推导了离子在线性 Paul 阱中的运动方程, 并求解了离子在径向和轴向的束缚下的不同的运动模式。事实上, 在上述推导过程中, 我们用到了很多近似和先决条件, 比如在求解 Mathieu 方程过程中做出的近似条件, 实际上当 DC 电场电压过大的情况下, a_x 在方程中的影响会被放大, 从而对离子在径向上带来更多的微运动^[107]; 另一方面, 随着离子阱的结构不断精进, 从早期的四级杆阱^[108]到束缚单个离子的针状阱^[109], 到如今的宏观尺度下刀片阱和微观尺度下的芯片阱, 阱的尺寸不断缩小, 其在空间中产生的势场也越来越复杂, 因此, 为了更精确地获得离子的运动状态需要通过计算机等辅助手段对离子进行模拟或仿真。从式 Eq. (2.19) 和式 Eq. (2.24) 可以看到, 离子运动模式的频率与 DC 和 RF 信号直接相关, DC 和 RF 信号的稳定性直接影响了离子运动态能级的稳定性, 决定了离子运动态的退相干时间, 因此在对离子量子比特进行相干操作前, 通常应使 DC 和 RF 信号保持稳定状态 (见第 5 章)。

2.1.3 离子的运动模式

上面我们讨论了单个离子在 Paul 离子阱中的运动状态, 但对于应用离子阱来进行量子计算而言, 单个离子显然是不够的。可操纵的离子数越多, 意味着具有更多的量子比特可供使用, 从而有效提高量子计算的算力。相应地, 离子阱中的离子数越多, 离子的运动模式就会变得更加复杂。一维离子链是扩展离子阱量子比特数目的第一步, 通过在轴向上添加多个 DC 电极, 将轴向势阱的底部变得较为平坦, 从而使得离子在轴向上能够束缚多个离子。一维离子链由于其易于制备、易于寻址等特点已经在量子计算中被广泛使用, 下面将对一维离子链的运动模式稍做讨论^[110]。

我们考虑在 Paul 阱中的, 轴向被束缚了 N 个离子组成一维离子链的情况, 每个离子的质量均为 M 。考虑到离子在阱中不仅会受到简谐势场的作用, 还会受到其他离子施加的电磁相互作用, 则系统在轴向上的相互作用势能为

$$V = \sum_{m=1}^N \frac{1}{2} M \omega^2 z_m(t)^2 + \sum_{\substack{n,m=1 \\ (n \neq m)}}^N \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0} \frac{1}{|z_n(t) - z_m(t)|}, \quad (2.25)$$

其中第 m 个离子的位置

$$z_m(t) \approx z_m^{(0)} + q_m(t), \quad (2.26)$$

其中 $z_m^{(0)}$ 是离子轴向的平衡位置。 $q_m(t)$ 则是离子在平衡位置处进行的声子振动位移，也即对应离子的声子模式。利用

$$\left. \frac{\partial V}{\partial z} \right|_{z=z_m^{(0)}} = 0, \quad (2.27)$$

可得

$$u_m - \sum_{n=1}^{m-1} \frac{1}{(u_m - u_n)^2} + \sum_{n=m+1}^N \frac{1}{(u_m - u_n)^2} = 0, \quad (2.28)$$

其中 $u_m \equiv \frac{z_m^{(0)}}{l}$ 定义为第 m 个离子无量纲化后的平衡位置，这里 $l^3 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 M \omega^2}$ 。求解此方程，即可求出离子数为 N 情况下各离子的平衡位置。例如对 $N=2$ ，考虑到对称性，有 $u_1 = -u_2$ ，并结合式 Eq. (2.28)，即可求出离子的平衡位置为 $u_1 = -(\frac{1}{2})^{2/3}$ ， $u_2 = (\frac{1}{2})^{2/3}$ 。

对在平衡位置处进行小振动的情况，此时第 m 个离子的拉格朗日量可以写为

$$L = \frac{M}{2} \sum_{m=1}^N \dot{q}_m^2 - \frac{1}{2} \sum_{n,m=1}^N q_n q_m \left. \frac{\partial^2 V}{\partial z_n \partial z_m} \right|_{q_m, q_n=0}. \quad (2.29)$$

注意到势能项可以写成矩阵形式

$$A_{nm} = \begin{cases} 1 + 2 \sum_{p=1, p \neq m}^N \frac{1}{|u_m - u_p|^3} & \text{if } n = m \\ -\frac{2}{|u_m - u_n|^3} & \text{if } n \neq m \end{cases}, \quad (2.30)$$

则拉格朗日量改写为

$$L = \frac{M}{2} \sum_{m=1}^N \dot{q}_m^2 - \omega^2 \sum_{n,m=1}^N A_{nm} q_n q_m. \quad (2.31)$$

代入拉格朗日方程得到

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_m} - \frac{\partial L}{\partial q_m} = M \ddot{q}_m - \omega^2 \sum_{n=1}^N A_{nm} q_n = 0. \quad (2.32)$$

将位移 q_m 按照声子的本征态展开为 $q_m = \sum_{k=1}^N a_{k,m} (\hat{a}_k e^{-i\omega_k t} + \hat{a}_k^\dagger e^{i\omega_k t})$ ，并代入上式，可得到第 m 个声子在单个声子态 k 下的本征方程为

$$\left(\frac{\omega_k}{\omega} \right)^2 M a_{k,m} = \sum_{n=1}^N A_{nm} a_{k,n}. \quad (2.33)$$

通过求解上式，即可得到离子轴向运动声子态的声子频率以及对应的声子模式。求解上式本质上是求解矩阵 A_{nm} 的本征值和本征向量，对 $N=2$ ，可求得两个模式的声子频率分别为 $\omega_1 = \omega$ ， $\omega_2 = \sqrt{3}\omega$ ，对应的声子模式为 $a_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(1, 1)$ ， $a_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(1, -1)$ 。前者表示两个离子在离子阱中以相同的模式运动，称为质心 (COM) 模，后者表示两个离子以异向的模式运动，称为摇摆 (Stretch) 模。

同样的方式，我们可以写出离子在径向运动的势能矩阵^[111]

$$B_{nm} = \left(\left(\frac{\omega^t}{\omega} \right)^2 + \frac{1}{2} \right) \delta_{nm} - \frac{1}{2} A_{nm}, \quad (2.34)$$

其中 ω^t 表示离子在径向势场作用下产生的角频率（式 Eq. (2.19)），以及对应的本征方程

$$\left(\frac{\omega_k^t}{\omega} \right)^2 b_{k,m} = \sum_{n=1}^N B_{nm} b_{k,n}. \quad (2.35)$$

同样地，通过求解矩阵 B_{nm} 的本征值，可求得当 $N=2$ 时径向两个运动模式的声子频率分别为 $\omega_1^t = \omega^t$, $\omega_2^t = \sqrt{(\omega^t)^2 - \omega^2}$ ，同样对应了质心模与摇摆模。注意到对声子态 k 下轴向、径向运动频率满足关系

$$2((\omega^t)^2 - (\omega_k^t)^2) = \omega_k^2 - \omega^2. \quad (2.36)$$

这表明轴向声子频率会随 k 的增加而增加，相应地径向声子频率会减小，质心模对应了最小的轴向声子频率和最大的径向声子频率。从此式也可看出，随离子数量的增加，声子模式的数量也会增加，这导致多离子的声子谱变得十分密集，对多离子量子比特操控带来了一定的困难。

2.1.4 离子的附加微运动

前面已经提到，在 Paul 阱中，在 RF 电场的作用下，离子在径向方向上除了会做一个低频的久期运动，同时还携带有一个频率与 RF 信号频率相同的微运动，这个运动除了使用激光冷却等主动对离子进行冷却的方法外并无其他手段进行消除，这个微运动被称为本征微运动。然而在实际实验中，由于电极结构的不均匀性、外界杂散电场等因素的存在，会导致在离子阱势场中附加产生一个静电场，这个静电场会使得原 DC 电极产生的静电场的零点（即 DC 势场的极点）发生偏移，从而与 RF 电场的零点（RF 势场的极点）位置不重合，这种附加静电场会使得离子产生附加微运动。

设附加静电场的电场强度为 $E_1(x)$ ，则 Mathieu 方程 Eq. (2.19) 改写为

$$\frac{d^2 x}{d\xi^2} + [a_x - 2q_x \cos(2\xi)] x = \frac{eE_1(x)}{m}. \quad (2.37)$$

同样在一阶近似条件 $a_x, q_x^2 \ll 1$ 的情况下，上述方程的解变为

$$x(t) = \left[\frac{eE_1}{m\omega_x^2} + 2A_x \cos(\omega_x t) \right] \left[1 - \frac{q_x}{2} \cos(\omega_{RF} t) \right]. \quad (2.38)$$

展开上式后不难发现，附加静电场的存在不仅会使离子在径向的平衡位置发生改变，还多了一项频率与射频频率相同的附加微运动。该微运动的存在会使得多普勒冷却的效果大幅下降，离子囚禁时间显著减小，还会影响离子的相干时间，

因此,消除附加静电场产生的微运动是在进行离子阱实验之前不可避免的重要步骤。

实验中,通过对离子运动的方向的观测即可实现离子微运动的初步补偿^[112]。具体实验原理是当射频幅度降低时,离子受到的射频束缚力就会减弱,如果 DC 势场的零点和 RF 势场的零点不在同一位置,则在这个过程中离子会被移动至 DC 势场的零点,根据这一现象,我们便可以通过调整各个 DC 电极的电压来改变 DC 势场的零点位置,使得 DC 势场的零点与 RF 势场相重合,这个过程可能会重复若干次,直至降低 RF 信号幅度时在 ccd 上所看到的离子成像不会发生明显位移。

这种补偿微运动的方式虽然简便,但也存在着诸多不足之处,如肉眼观测离子的运动难免会产生很高的观测误差;射频功率升高和降低会使得温度发生变化,离子阱热效应的存在也会导致离子发生不必要的偏移等等,这些不足导致微运动补偿效果并未达到理想的效果。目前,国内外目前已经有诸多方法来进行微运动补偿,如参数激发法^[113-114]、射频光子关联法^[115]、谱线扫描法^[116-117]等,我们在使用上述通过离子轨迹进行初步微运动补偿后,使用参数激发法对离子微运动进行二次补偿,最终达到了较为理想的效果。

值得注意的是,除了附加静电场会导致离子产生附加微运动外,还有诸多因素也可能导致离子产生不必要的微运动。例如在使用双线圈产生射频信号的螺旋谐振器时,由于两线圈长度不一致从而导致两路射频信号在离子阱 RF 刀片上产生相位不一致的射频信号,这个问题通常可以在 RF 信号进入离子阱前添加同相电容来解决;另外不完美的接地或电磁兼容的问题也会导致 RF 或 DC 电极上产生不必要的噪音信号,这种信号也可能在离子上产生附加微运动,因此在 DC 或 RF 电路设计上应务必注意电磁兼容的问题。

2.2 镜离子及其操控理论

离子阱作为非常具有潜力的量子计算平台,线性 Paul 阱通过射频电场和静电场将离子束缚在离子阱中。为了实现精密的量子系统参数的测量或进行高保真度的量子计算,离子的选择尤为重要。

离子的选择通常遵循以下几个方面。首先是具有稳定且长寿命的钟态能级作为编码量子比特的能级,使具有足够长的时间对离子进行冷却或量子态操作;其次是编码量子比特能级具备长相干时间,这就要求能级对电磁场的扰动不敏感;离子质量也是衡量离子作为量子比特好坏的重要因素之一,质量过小的离子对外界电磁场扰动及其敏感,微运动较难补偿,但质量小的离子的声子频率高,意味着与运动态相关的量子比特门操作速率更快;另外,还需要考虑使用激光或

微波操控的便捷性，特别是用于寻址激光波长匹配性与光路复杂度；最后，还需要考虑离子荧光波长与其他量子体系的关联性，为后续构建量子纠缠网络提供足够的便捷性。

最初，人们选择钙离子作为囚禁离子所使用的元素^[27,118]，这是因为钙是一种自然界中的常见元素，其离子化过程（电离）比较方便，适中的离子质量也为离子阱实验提供了足够的便利性，常用于量子计算的钙离子的同位素是 $^{40}\text{Ca}^+$ ，其基态和激发态的能级频率差在可见光波段，可以直接使用比较成熟的商用激光器对离子进行操作，但 $^{40}\text{Ca}^+$ 无法使用超精细能级作为量子比特，而需要光学跃迁的量子比特对外界环境极其敏感，相干时间很短。除此以外，常见的离子元素选择还有 Yb^+ ^[29]、 Sr^+ ^[30,119]、 Be^+ ^[120] 等等，这些离子都可作为在离子阱中进行量子计算的载体，同时也各具备优缺点，例如 Yb^+ 离子超精细能级编码的量子比特具有超长相干时间，但质量大的特点使得通过运动态进行的量子门操作速率较低； Sr^+ 离子与中性铯原子光钟技术兼容，可用于混合量子系统，但其波长覆盖红外和紫外波段，激光系统复杂且同位素纯化成本高等；除此以外，还有在离子阱中束缚多种离子的混合量子系统，如 $\text{Yb}^+ - \text{Ba}^+$ 混合量子系统^[121] 等。这里，我们使用 Yb^+ 离子作为离子阱中囚禁离子的元素，下面我将基于该离子介绍如何在离子阱中对其进行控制。

2.2.1 Yb 离子简介

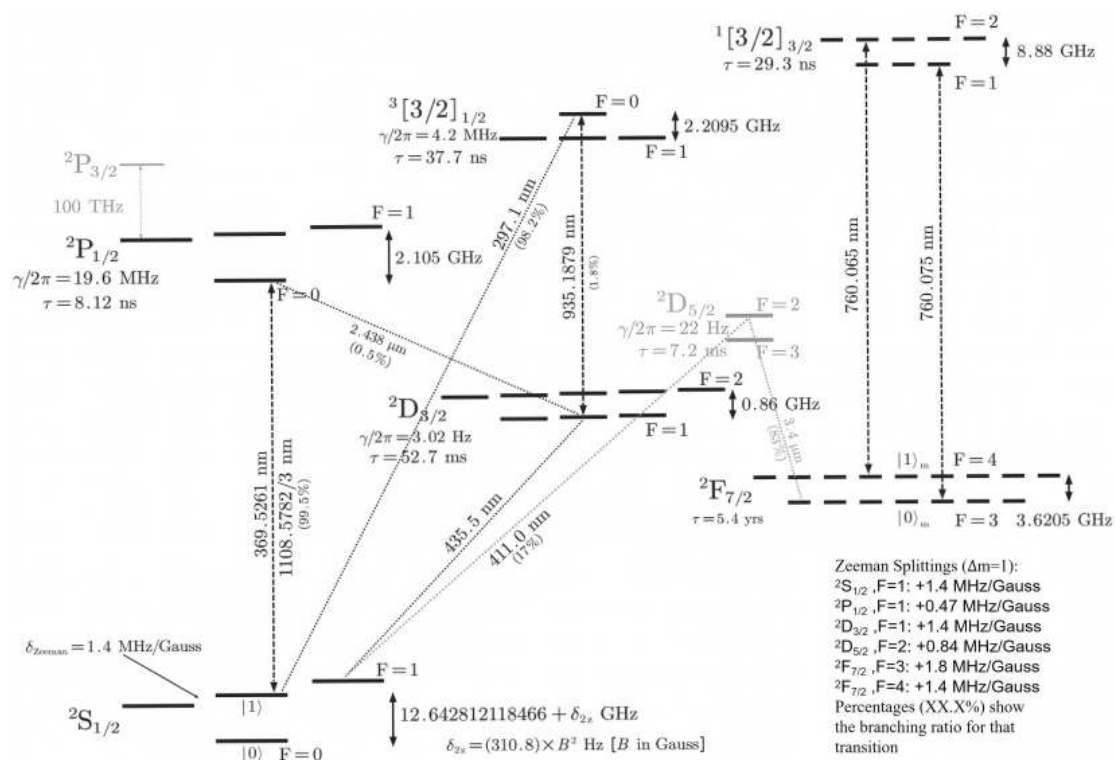


图 2.4 Yb 离子能级示意图。

Yb 是一种碱金属元素，它是元素周期表中第 70 号元素，属于镧系金属。自然界中存在镱的多种同位素，如表2.1所示，其中我们主要使用的同位素是 $^{171}\text{Yb}^+$ 和 $^{174}\text{Yb}^+$ ，其自然丰度分别为 14.3% 和 31.8%。 $^{171}\text{Yb}^+$ 的核自旋为 1/2，因此具备超精细能级。 $^{171}\text{Yb}^+$ 的主要能级结构及跃迁情况如图2.4所示。对于 $^{174}\text{Yb}^+$ 离子，其质子数和中子数均为偶数，因此核自旋为零，不具备超精细能级劈裂，仅可以用作光学跃迁的量子比特。实际上，在实验中我们通常使用 $^{174}\text{Yb}^+$ 来调试各种参数，比如 DC 电压参数，RF 信号的频率和功率，各波长激光的入射方向和成像系统的焦距等，这是因为 $^{174}\text{Yb}^+$ 作为自然丰度最大的同位素其获取难度最低。

表 2.1 镱 (Yb) 元素的主要同位素

同位素	自然丰度 (%)	核自旋 (I)	备注
^{168}Yb	0.13	0	无核自旋。
^{170}Yb	3.04	0	无核自旋。
^{171}Yb	14.3	1/2	核自旋为 1/2。
^{172}Yb	21.7	0	无核自旋。
^{173}Yb	16.1	5/2	核自旋较大。
^{174}Yb	31.8	0	无核自旋。
^{176}Yb	12.9	0	无核自旋。
^{169}Yb	—	7/2	放射性 (半衰期 32 天)
^{175}Yb	—	7/2	放射性 (半衰期 4.2 天)

在 $^{171}\text{Yb}^+$ 能级图中我们可以看到，由核自旋导致离子的基态和激发态产生的超精细能级劈裂分别为 12.6428 GHz 和 2.105 GHz，基态超精细能级对一阶磁场响应不敏感，具有很长的寿命和相干时间，因此我们把它们编码成为量子比特，即 $|0\rangle \equiv |^2S_{1/2}, F=0, m_F=0\rangle$ ， $|1\rangle \equiv |^2S_{1/2}, F=1, m_F=0\rangle$ 。图2.4中还展示了对离子施加磁场后各能级所产生的塞曼分裂，对基态 $^2S_{1/2}$ 能级而言，其塞曼能级差为 $\delta_{\text{Zeeman}} = 1.4 \times B$ MHz，其中 B 为磁场的磁感应强度，单位为 Gauss，在实验中，即使不使用塞曼能级作为操作能级，离子阱中也需要一个磁场来消除下能级的能级简并，防止离子发生相干布居囚禁^[122]从而无法进行多普勒冷却。理想情况下，我们一般只在基态 $^2S_{1/2}$ 和 $^2P_{1/2}$ 之间对离子进行操作，但总会有极低的概率离子被转移至更高阶的激发态，如 $^2D_{3/2}$, $^2F_{7/2}$ 等，这些态有的寿命较长，因此我们需要通过对应波长的激光将离子回泵至基态。

2.2.2 Yb 原子的光电离

通常使用光电离的手段将 Yb 原子电离成 Yb^+ 离子，考虑到 Yb^+ 离子单次电离所需要的电离能很高，因此我们采用双光子电离^[123]的形式对 Yb 原子实现离子化。双光子电离的原理如图2.5所示，首先采用一束 398.9 nm 左右的激光将处于基态的 Yb 原子激发到第一激发态 $^1P_1$ ，此时 Yb 原子中处于激发态的电子发生电离所需的阈值波长为 394.1 nm，任何低于此波长的光都会使电子发生电离，由此得到我们所需的 Yb^+ 离子。

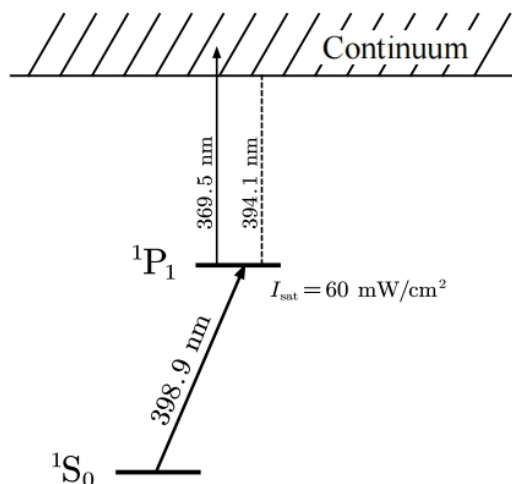


图 2.5 Yb 原子双光子电离示意图。

实验中，我们通常使用脉冲激光来烧蚀 Yb 金属靶材^[124]，被烧蚀的位置便会发生相变产生 Yb 原子蒸汽，这种处理方式产生原子蒸汽的速率快，靶材消耗少，对温度的影响小。Yb 原子蒸汽经过上述方式即可发生双光子电离过程产生 Yb 离子，随后，运动到阱势阱中心的离子便会被 Paul 电场束缚，经多普勒冷却过后即可被稳定囚禁。值得注意的是，Yb 原子的不同同位素之间具有不同的基态和第一激发态之间的能级差，根据此现象，我们可以通过改变 398.9 nm 激光的波长实现同位素选择^[125]。

2.2.3 离子冷却

2.2.3.1 多普勒冷却

多普勒冷却 (Doppler Cooling)^[126]能够将离子化后的离子进行初步冷却，经过多普勒冷却后的离子才能更容易被离子阱的势场捕获。

多普勒冷却本质上就是利用多普勒效应对离子进行冷却。如图2.6所示，我们选择的多普勒冷却光，是一束相对 $^2S_{1/2}$ 和 $^2P_{1/2}$ 两能级共振频率红失谐的激发光。根据多普勒效应，当光场中的离子运动方向与光矢量方向相反时，在离子本身运动的参考系中会感受到更高频率的激发光，此时离子便更容易发生共振

激发吸收光子；相反，如果离子运动方向与光矢量方向相同，则离子会感受到频率更低的激发光，此时离子被激发的概率更低。由于激发态寿命很短，对于 $^2P_{1/2}$ 态能级，其寿命仅 8.12 ns，因此很快会发生自发辐射回到基态。在以上两个过程中，离子与吸收的光子动量的方向相反，根据动量守恒，离子吸收光子后的动量会降低，而自发辐射的过程由于出射光子的随机性，则可以认为辐射光子的总动量为 0。随上述两个过程的不断重复（冷却循环），离子的动量会被逐渐降低，这便是多普勒冷却的基本原理。下面从散射力的角度对此做进一步分析。

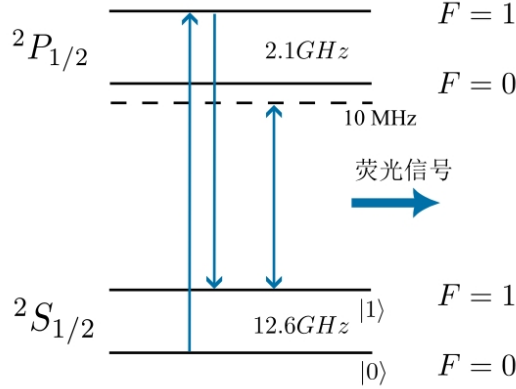


图 2.6 Yb 离子多普勒冷却示意图。

从动力学的角度，散射力可以表示为光子动量和散射率的乘积，即

$$F_{\text{scatt}} = \hbar k R_{\text{scatt}}. \quad (2.39)$$

对单模光场作用到一个二能级系统，则该系统的光子散射率由下式给出

$$R_{\text{scatt}} = \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{\text{sat}}}{1 + I/I_{\text{sat}} + 4\delta^2/\Gamma^2}, \quad (2.40)$$

其中 Γ 是自发辐射速率，它与上能级的寿命有关； $\delta = \omega - \omega_0 + kv$ 是速度为 v 的离子感受到的冷却激光频率 $\omega + kv$ 和能级共振频率 ω_0 之间的失谐频率，这里默认离子的运动方向与光矢量的方向相反，并且已经考虑到多普勒效应； I 是多普勒冷却激光的光强； I_{sat} 是饱和吸收光强，可表为

$$I_{\text{sat}} = \frac{\pi \hbar c \Gamma}{3 \lambda^3}, \quad (2.41)$$

对我们所使用的二能级系统，激发波长 $\lambda = 369.5 \text{ nm}$ ，自发辐射速率 $\Gamma = 2\pi \times 19.6 \text{ MHz}$ ，由此求得饱和光强 $I_{\text{sat}} = 51 \text{ mW/cm}^2$ 。为了将上述散射力看成阻尼力，将散射力展开为与速度有关的形式

$$F_{\text{scatt}}(v) = F_0 - \beta_{\text{damp}} v, \quad (2.42)$$

其中 F_0 是一个与速度无关的常数，它代表在势场中施加了一个常数力的作用，考虑到离子阱中电场强度足够大， F_0 可忽略不计； β 被称为阻尼系数，可表示为

$$\beta_{\text{damp}} = \hbar k^2 \frac{I}{I_{\text{sat}}} \frac{-4\delta/\Gamma}{[1 + I/I_{\text{sat}} + 4\delta^2/\Gamma^2]^2}. \quad (2.43)$$

从阻尼系数的表达式不难看出,当失谐量满足 $\delta = -\Gamma/2$, 激光光强满足 $I = 2I_{\text{sat}}$ 时, 阻尼系数最大, 为 $\hbar k^2/4$ 。这表明失谐频率恰好等于自然线宽的一半时, 多普勒冷却的效果达到最佳, 需要注意的是, 这里的失谐频率包含多普勒频移项 kv , 它与离子的速度有关, 因此当离子的运动速度较大时, 应选择红失谐量更大 (即 ω 更小) 的多普勒冷却光以提高离子的冷却效果。

在 Yb 离子体系中, 多普勒冷却循环并不是稳定的。我们在多普勒循环中所使用的二能级体系是由 $^2S_{1/2} |F=1\rangle$ 和 $^2P_{1/2} |F=0\rangle$ 所组成, 考虑到超精细能级的存在, 离子处在 $^2P_{1/2} |F=0\rangle$ 态时, 有一定概率被失谐激发到 $^2P_{1/2} |F=1\rangle$ 态, 随后有概率经自发辐射掉到 $^2S_{1/2} |F=0\rangle$ 态, 此时单束多普勒冷却光无法将其泵浦至 $^2P_{1/2} |F=0\rangle$ 导致冷却循环停止, 为了解决这个问题, 最简单的方式就是在原先的冷却光上施加一个失谐频率为 14.7 GHz 的边带, 将处于 $^2S_{1/2} |F=0\rangle$ 的离子泵浦回 $^2P_{1/2} |F=1\rangle$ 态随后经自发辐射回到冷却循环。另外, 如图2.4所示, 处在 $^2P_{1/2} |F=0\rangle$ 态的离子在自发辐射时有概率掉到 $^2D_{3/2}$ 态, 这是一个亚稳态, 寿命大约为 53 ms, 为了将掉到此态的离子回泵至冷却循环, 需要一束 935 nm 的激光并附加一个失谐频率为 3.07 GHz 的边带。图2.4中还给出了离子落到 $^2F_{7/2}$ 态的情况, 这种情况大多是由真空背景气体所造成, $^2F_{7/2}$ 态的寿命长达 5 年, 为此, 我们通常施加一个 760 nm 的激光并附加一个 5.08 GHz 的边带来将离子泵浦至 $^1[3/2]_{3/2}$ 态, 随后经自发辐射回到冷却循环, 这个过程还可使用 638 nm 的激光代替, 将离子从 $^2F_{7/2}$ 态泵浦至 $^1[5/2]_{5/2}$ 态。除此以外, Yb 离子还可能与真空背景气体中的 H 原子碰撞形成 YbH⁺ 分子^[127], 通常可以使用大功率强聚焦激光将 YbH⁺ 分子解离。

2.2.3.2 亚多普勒冷却

多普勒冷却是依靠吸收和辐射光子的方式对离子进行冷却, 但由于离子自发辐射的存在, 离子会受到辐射出光子对离子施加的反作用力, 该力会对离子重新进行加热, 当冷却速率与加热速率相等时, 离子即被冷却至多普勒冷却极限温度。理论推导可知, 多普勒冷却的极限温度可以表示为^[128]

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}, \quad (2.44)$$

其中 k_B 是玻尔兹曼常数。根据此公式计算, 多普勒冷却最低温度大约数百 μK 量级, 若希望将离子冷却至更低温度, 则需要亚多普勒冷却技术。

常见的亚多普勒冷却技术有西西弗斯 (Sisyphus) 冷却^[129]、边带冷却^[130-131]、蒸发冷却^[132]、协同冷却^[133]、暗态激光冷却^[134]等, 实验中常常组合使用各种方式来对离子进行冷却。这里我们以电磁感应透明 (EIT) 冷却^[135-136] 为例做一个简单介绍。

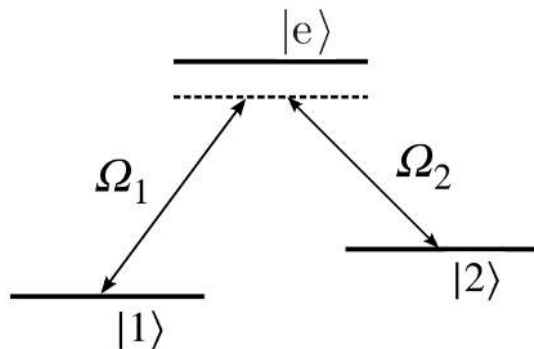


图 2.7 EIT 能级图。

EIT 冷却是一种基于量子干涉效应的暗态激光冷却技术，利用 EIT 现象实现对原子或离子的深度冷却。其核心是通过控制光与探测光的相干作用，将原子“囚禁”在暗态（不吸收光子的量子态）^[122]，从而大幅降低光子散射引起的加热效应，突破传统多普勒冷却的极限。EIT 主要的应用场景是一个三能级体系，能级结构为 Λ 形如图 2.7 所示。我们施加两束强度分别为 Ω_1 和 Ω_2 的激光，且满足 $\Omega_2 \gg \Omega_1$ ，两束激光分别被称为控制光和探测光，探测光远强于控制光的目的是为了维持暗态的生成同时抑制自发辐射。在实际操作过程中，我们维持两束激光的频率差恰好等于下能级之间的频率差，此时由于相干布居囚禁，离子会被驱动至暗态（即 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 的叠加态），此时离子不会吸收探测光光子，同时也不会发生自发辐射。

对于冷却过程我们仍然可以使用多普勒效应来进行理解，由于多普勒效应，高速离子感受到的光频率会更高，此时频率恰好满足共振激发的条件使离子发生共振激发并发出光子，这个过程会使离子发生减速。当离子被减速到 EIT 冷却区域，即离子感受到的光频率满足 EIT 条件时，离子会被驱动至暗态从而避免自发辐射导致的加热。由于双光子跃迁的线宽更窄，所以离子被冷却的温度会更低，这就是 EIT 冷却的基本原理。

2.2.4 离子态初始化与探测

2.2.4.1 态初始化

多普勒冷却结束后，Yb 离子所处的状态通常是未知的，因此有必要在量子态操控前将离子统一制备到超精细能级能级中的 $|0\rangle$ 态。Yb 离子态初始化的过程如图 2.8 所示，我们通常使用一束附加频率为 2.1 GHz 边带的 369 nm 激光即可完成，该激光脉冲将处在 $|1\rangle$ 态的离子泵浦至 $^2P_{1/2} |F=1\rangle$ 态，随后有一定概率自发辐射至 $|0\rangle$ 态，重复这个过程，随初始化光照射的时间越长，离子被初始化的几率就越大，通过实验可知离子在 20 μs 左右即可实现大于 99% 保真度的态初始化。

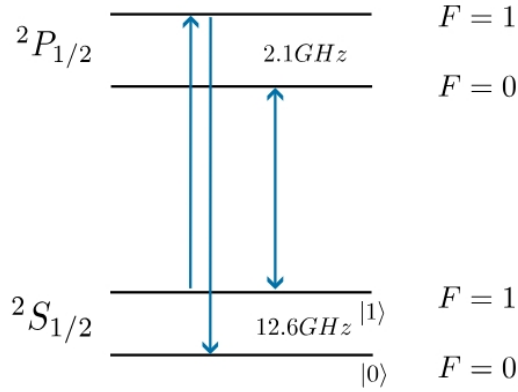


图 2.8 Yb 离子态初始化示意图。

2.2.4.2 自旋依赖荧光探测

在量子力学中，对量子态进行观测实质上是一种破坏性的测量。例如，在自旋 S_z 表象下，对任意量子叠加态 $|\Phi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$ 进行测量时，叠加态会发生坍缩，这里，我们分别以 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 为基对量子态进行测量，得到的离子处于 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 态的概率分别为 $|\langle 0|\Phi\rangle|^2 = |\alpha|^2$ ， $|\langle 1|\Phi\rangle|^2 = |\beta|^2$ 。

通过离子编码的量子态进行态操作后，需要对离子当前所处的状态进行态探测，我们所使用的态探测方式均为自旋依赖荧光探测^[137-139]。在离子阱中，我们通过对离子施加一个 369 nm 无任何附加边带的激光脉冲，即可实现在一次操作中对离子的荧光探测。具体原理如图2.9所示，如果一次观测后离子处于 $|1\rangle$ 态，则 369 nm 的激光会将离子泵浦至 $2P_{1/2} |F=0\rangle$ 态，由于选择定则，在自发辐射时离子会回到 $2S_{1/2} |F=1\rangle$ 态，这个过程中会释放光子，不停地重复态探测过程，离子便会不断发出光子，我们称此时离子处于亮态；类似地，如果一次观测后离子处于 $|0\rangle$ 态，由于 369 nm 激光相比激发态与基态能级差具有大失谐，因此无法发出光子，我们称此时离子处于暗态，根据离子荧光发出的情况我们即可甄别离子目前的量子态，因此我们称此为自旋依赖荧光探测。

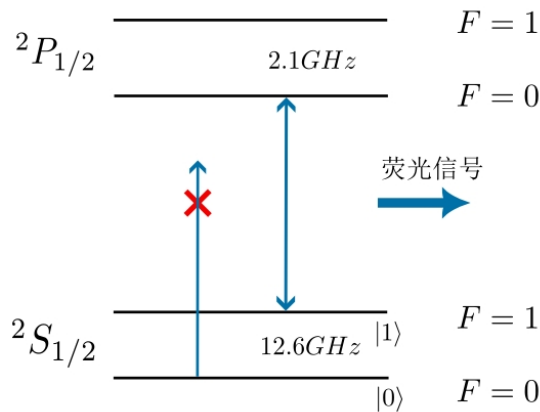


图 2.9 Yb 离子态探测示意图。

在进行实验时，通常使用光电倍增管（PMT）来收集离子荧光，并对收集到的光子进行计数。实际上，由于失谐激发的存在，导致即使处于暗态的离子有时也会以极低的概率发出荧光，同时由于 PMT 存在暗计数，以及外界环境存在的杂散光等原因，处于暗态的离子可能被识别为亮态；同样地，对亮态的离子也有可能存在失谐激发^[140]，导致离子被自发辐射到暗态，荧光收集效率也会影响亮态离子的识别。为此，在从环境层面降低态探测错误率的同时，有必要对探测到的荧光设定一个探测阈值，如果探测到的光子数低于阈值，我们可认为此次探测过程中离子处于暗态，如果高于这个阈值，我们认为此次探测过程中离子处于亮态。

可采用对离子进行态制备后直接进行探测的方式确定探测阈值。实验中，应首先通过态初始化过程将离子初始化至 $|0\rangle$ 态，然后通过自旋依赖荧光探测测量荧光计数，这个过程被重复几千次，即可得到暗态下荧光计数分布图；同样，通过态初始化并施加一个微波 π 脉冲将离子制备到 $|1\rangle$ 态并进行态探测，重复与前面相同次数后，可得到亮态下荧光计数分布图。实验得到的荧光分布如图2.10所示，可见暗态光子数主要分布在 0, 1 个，极少情况为 2 个等，而亮态荧光计数则形成泊松分布。两者的交点可以被规定为态探测阈值。当态探测阈值被设定为 1 的情况下，可求得此时离子态制备和探测 (SPAM) 保真度分别为 $F_0 = 99.3\%$, $F_1 = 99\%$ 。一般而言，我们可以通过提高荧光光子的收集效率，优化冷却、态制备和探测时间，减小杂散光等途径进一步优化 SPAM 保真度。

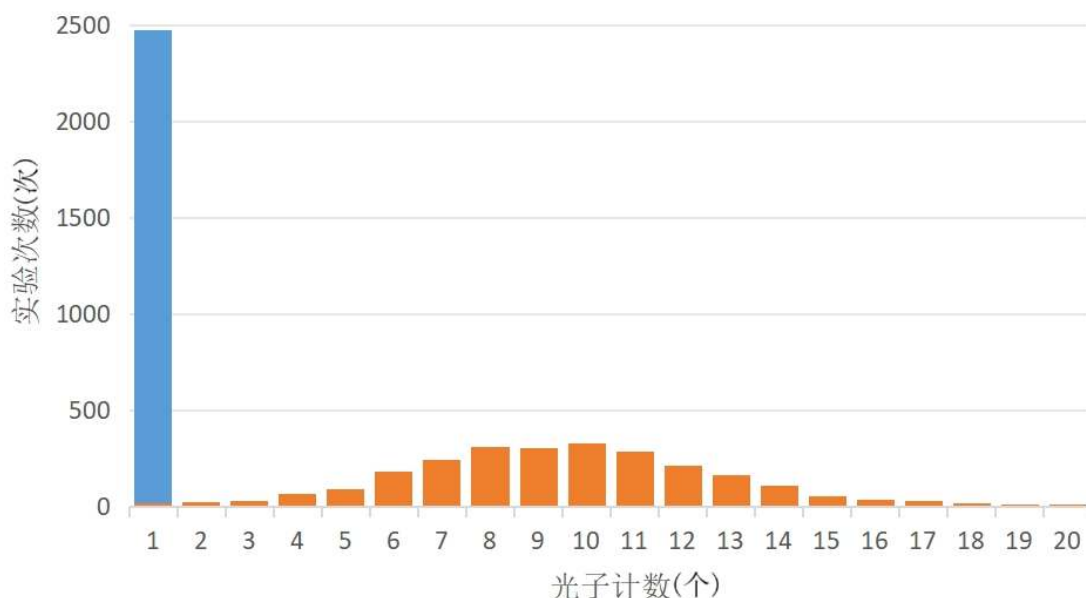


图 2.10 Yb 离子态探测光子计数分布图。

SPAM 保真度的高低直接决定了量子体系进行量子计算保真度的高低，是衡量一个量子体系好坏的重要依据，目前，如何提高 SPAM 是国内外量子计算研究组或公司进行研究的重要课题。例如超导体系中 Google 的悬铃木处理器 SPAM

保真度可达 99.9%^[50], 量子点体系单电子自旋 SPAM 保真度在 98%-99%^[141], 而离子阱中单离子量子态 SPAM 保真度已经超过 99.99%^[142], 这得益于离子的长相干时间和激光探测的超高精度。此外, 利用机器学习等手段也可提高 SPAM 保真度^[143]。

在 2.2.2-2.2.4 节中, 我们介绍了对 Yb 离子的双光子电离、冷却、态制备与态探测过程, 这些过程都是对离子内态信息的破坏性操作, 称其为非相干操控, 对应的操控光电系统我们将其称为非相干操控光电系统, 在第 3 章中对囚禁离子的非相干操控光电系统进行了详细介绍。

2.2.5 单离子相干操控方法

在离子阱量子计算中, 目前常用的量子比特操控途径主要分为微波电磁场操控以及激光操控, 我们通常使用微波对离子进行全局操控, 而激光则由于其具有的强聚焦性和灵活性能够实现对单个离子进行独立寻址、光镊等操作。本节将从基本的量子光学理论出发, 对离子操控的常用方法进行理论推演。

2.2.5.1 微波操控^[144]

考虑单模电磁场（微波场）与二能级系统的相互作用, 设振幅为 E_0 的电磁场

$$\mathbf{E}(t) = \hat{\mathbf{e}} E_0 \cos(\omega t), \quad (2.45)$$

也可写成共轭形式

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(t) &= \mathbf{E}_0^{(+)} e^{-i\omega t} + \mathbf{E}_0^{(-)} e^{i\omega t} \\ &= \mathbf{E}^{(+)}(t) + \mathbf{E}^{(-)}(t). \end{aligned} \quad (2.46)$$

考虑一个二能级体系, 上能级和下能级分别为 $|e\rangle$ 和 $|g\rangle$, 对失谐为 $\Delta = \omega - \omega_0 \rightarrow 0$ 的近共振跃迁, 这里 ω_0 为共振跃迁频率, ω 为驱动场频率, 若以上能级为势能零点, 其哈密顿量可以写为

$$H = H_A + H_{AF}. \quad (2.47)$$

其中 $H_A = \hbar\omega_0 |e\rangle\langle e| = \hbar\omega_0 \sigma^\dagger \sigma$, 而后者为原子与场的相互作用项, 可用偶极算符表为 $H_{AF} = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}$ 。这里偶极算符定义为 $\mathbf{d} = -e\mathbf{r}_e$ 。在电子自旋的 S_z 表象下, 偶极算符可表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{d} &= \langle g|\mathbf{d}|e\rangle(\sigma + \sigma^\dagger) \\ &= \mathbf{d}^{(+)} + \mathbf{d}^{(-)}, \end{aligned} \quad (2.48)$$

其中 $\sigma = |g\rangle\langle e|$ 称为下降算符。注意到 σ 的期望值具有时间依赖项 $e^{-i\omega_0 t}$, 由于 $|\omega - \omega_0| \ll \omega + \omega_0$, 我们可以使用旋转波近似 (RWA) 或称慢变近似来忽略高频

项，则相互作用哈密顿量可表为

$$\begin{aligned} H_{AF} &= -\mathbf{d}^{(+)} \cdot \mathbf{E}^{(-)} - \mathbf{d}^{(-)} \cdot \mathbf{E}^{(+)} \\ &= -\langle g | \hat{\epsilon} \cdot \mathbf{d} | e \rangle \left(E_0^{(-)} \sigma e^{i\omega t} + E_0^{(+)} \sigma^\dagger e^{-i\omega t} \right) \\ &= \frac{\hbar \Omega}{2} (\sigma e^{i\omega t} + \sigma^\dagger e^{-i\omega t}), \end{aligned} \quad (2.49)$$

其中 Ω 称为拉比频率，即

$$\Omega = -\frac{2\langle g | \hat{\epsilon} \cdot \mathbf{d} | e \rangle E_0^{(+)}}{\hbar} = -\frac{\langle g | \hat{\epsilon} \cdot \mathbf{d} | e \rangle E_0}{\hbar}. \quad (2.50)$$

从此式可以看出，拉比频率大小不仅与微波场强有关，还与电磁场偏振方向有关。因此，系统的总哈密顿量可以写为

$$H = \hbar \omega_0 \sigma^\dagger \sigma + \frac{\hbar \Omega}{2} (\sigma e^{i\omega t} + \sigma^\dagger e^{-i\omega t}). \quad (2.51)$$

设两能级系统的量子态可表示为

$$|\psi\rangle = c_g |g\rangle + c_e |e\rangle. \quad (2.52)$$

并将其和哈密顿量式 Eq. (2.51) 代入薛定谔方程

$$i\hbar \partial_t |\psi\rangle = H |\psi\rangle, \quad (2.53)$$

可得

$$\begin{aligned} \partial_t c_g &= -i \frac{\Omega}{2} c_e e^{i\omega t}, \\ \partial_t c_e &= -i \omega_0 c_e - i \frac{\Omega}{2} c_g e^{-i\omega t}. \end{aligned} \quad (2.54)$$

在与驱动场频率相同的转动参考系下，激发态振幅可转换为慢变形式

$$\tilde{c}_e = c_e e^{i\omega t}, \quad (2.55)$$

则式 Eq. (2.54) 可改写为

$$\begin{aligned} \partial_t c_g &= -i \frac{\Omega}{2} \tilde{c}_e, \\ \partial_t \tilde{c}_e &= i \Delta \tilde{c}_e - i \frac{\Omega}{2} c_g. \end{aligned} \quad (2.56)$$

求解这个微分方程组，即可得到基态和激发态的概率幅随时间的变化方程。我们考虑共振情况，此时 $\Delta = 0$ ，由式 Eq. (2.56) 有

$$\begin{aligned} \partial_t^2 c_g &= -\left(\frac{\Omega}{2}\right)^2 c_g, \\ \partial_t^2 \tilde{c}_e &= -\left(\frac{\Omega}{2}\right)^2 \tilde{c}_e. \end{aligned} \quad (2.57)$$

考虑到初始条件为 $c_g(0)$ 和 $\tilde{c}_e(0)$ ，则以上两方程的解为

$$\begin{aligned} c_g(t) &= c_g(0) \cos\left(\frac{1}{2}\Omega t\right) - i \tilde{c}_e(0) \sin\left(\frac{1}{2}\Omega t\right), \\ \tilde{c}_e(t) &= \tilde{c}_e(0) \cos\left(\frac{1}{2}\Omega t\right) - i c_g(0) \sin\left(\frac{1}{2}\Omega t\right). \end{aligned} \quad (2.58)$$

由于在实际实验中，离子会被优先初始化到基态，即 $c_g(0) = 1$, $\tilde{c}_e(0) = 0$ ，则概率幅可改写为

$$\begin{aligned} c_g(t) &= \cos\left(\frac{1}{2}\Omega t\right), \\ \tilde{c}_e(t) &= -i \sin\left(\frac{1}{2}\Omega t\right). \end{aligned} \quad (2.59)$$

则基态和激发态的概率分别为

$$\begin{aligned} P_g(t) &= |c_g(t)|^2 = \cos^2\left(\frac{1}{2}\Omega t\right) = \frac{1}{2}(1 + \cos \Omega t), \\ P_e(t) &= |\tilde{c}_e(t)|^2 = \sin^2\left(\frac{1}{2}\Omega t\right) = \frac{1}{2}(1 - \cos \Omega t). \end{aligned} \quad (2.60)$$

可见基态和激发态的概率分别以频率大小为拉比频率做简谐振动，这个振动被称为拉比振荡。由此可见，对初态制备在基态的离子，通过施加固定时间的单微波脉冲，即可实现对单个量子态的门操作。

一般而言，我们可以使用布洛赫球（Bloch Sphere）来对两能级体系的量子比特进行描述，与上述推导不同的是，布洛赫球实质上是在旋转坐标系下以泡利算符 (σ_α , $\alpha = x, y, z$) 的期望值为量子态演化的动态坐标。这里，我们直接给出任意量子态（旋转坐标系 S_z 表象下）

$$|\psi\rangle = \begin{bmatrix} \tilde{c}_e \\ c_g \end{bmatrix}, \quad |\psi\rangle\langle\psi| = \begin{bmatrix} \rho_{ee} & \tilde{\rho}_{eg} \\ \tilde{\rho}_{eg} & \rho_{gg} \end{bmatrix}, \quad (2.61)$$

下泡利矩阵的期望值满足

$$\begin{aligned} \langle\sigma_x\rangle &= \langle\sigma\rangle + \langle\sigma^\dagger\rangle = \tilde{\rho}_{eg} + \tilde{\rho}_{ge}, \\ \langle\sigma_y\rangle &= i\langle\sigma\rangle - i\langle\sigma^\dagger\rangle = i(\tilde{\rho}_{eg} - \tilde{\rho}_{ge}), \\ \langle\sigma_z\rangle &= \rho_{ee} - \rho_{gg}. \end{aligned} \quad (2.62)$$

利用密度矩阵下的薛定谔-冯诺伊曼方程，即可得到布洛赫矢量运动方程

$$\begin{aligned} \partial_t \langle\sigma_x\rangle &= \Delta \langle\sigma_y\rangle, \\ \partial_t \langle\sigma_y\rangle &= -\Delta \langle\sigma_x\rangle - \Omega \langle\sigma_z\rangle, \\ \partial_t \langle\sigma_z\rangle &= \Omega \langle\sigma_y\rangle. \end{aligned} \quad (2.63)$$

布洛赫矢量被定义为 $\langle\sigma\rangle = \langle\sigma_x\rangle \hat{x} + \langle\sigma_y\rangle \hat{y} + \langle\sigma_z\rangle \hat{z}$ ，则上式改写为

$$\partial_t \langle\sigma\rangle = \wp \times \langle\sigma\rangle, \quad (2.64)$$

其中 $\wp = \Omega \hat{x} - \Delta \hat{z}$ 称为进动矢量。所以上述布洛赫矢量运动方程即可理解为布洛赫矢量绕进动矢量发生拉莫尔进动。对任意布洛赫矢量，其进动频率为

$$|\wp| = \sqrt{\Omega^2 + \Delta^2}. \quad (2.65)$$

这就是等效拉比频率，当失谐为 0 时进动频率即为拉比频率。

利用布洛赫球可以比较容易地理解拉姆齐（Ramsey）过程^[145]。拉姆齐过程的脉冲时序如下图（a）所示，首先将离子制备在 $|0\rangle$ 态，然后施加一个与上下

能级频率差近共振的微波脉冲，脉冲时间 T 满足 $\Omega T = \pi/2$ ，此时布洛赫矢量表现为绕 x 轴旋转了 90° ，然后让离子自由演化一段时间 τ ，在这段时间中离子可能会积累相位差，积累的相位差表现为布洛赫矢量绕 z 轴进行旋转，如果失谐 $\Delta \neq 0$ ，则布洛赫矢量绕 z 轴以失谐频率 Δ 旋转，最后再施加一个 $\pi/2$ 脉冲，如果自由演化时间恰好满足 $\Delta\tau = 2k\pi$ ， k 为整数，则离子将会翻转到在 $|1\rangle$ 态，如下图 (b) 所示。

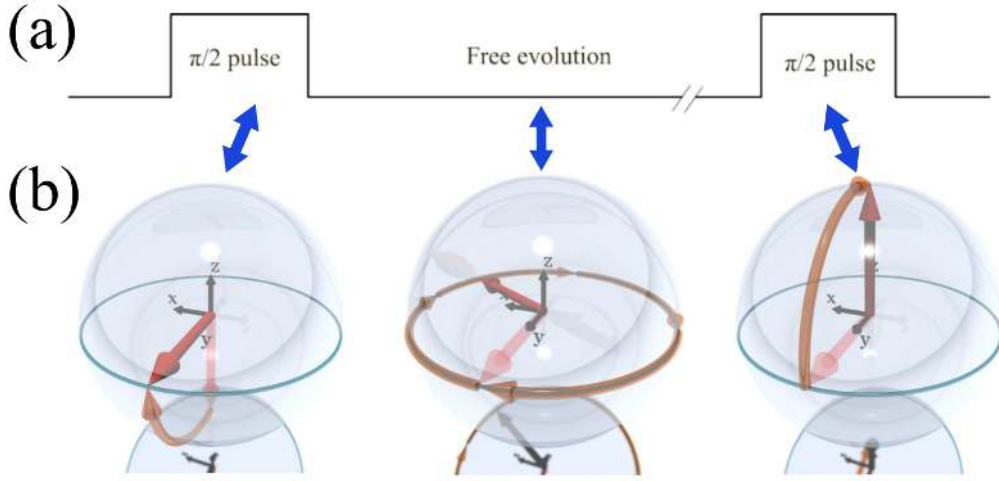


图 2.11 Ramsey 时序与布洛赫球上的旋转^[144]。

当失谐量 Δ 一定时，如果扫描自由演化时间 τ ，则 $|1\rangle$ 态布居将会形成拉姆齐条纹。在自由演化时间 τ 内，离子可能会发生退相干，退相干会导致拉姆齐条纹对比度发生下降，由此我们可以测量离子在当前两能级系统中的退相干时间。

2.2.5.2 自旋与运动态耦合

在上面的讨论中，我们仅考虑了电磁场对二能级系统内态（自旋态）的影响，但在实际对离子进行操作时，如果操作光的波长 λ 与离子运动的波包相近，就会导致操作激光与离子的运动态发生耦合，于是激光不仅影响了离子内态，也影响了离子的运动态^[146-147]。离子的运动态在量子力学中可以看成简谐运动，其能量是量子化的，考虑离子的轴向运动模式，则其哈密顿量

$$H_{motion} = \hbar\omega_z(n + \frac{1}{2}), \quad (2.66)$$

若仍以上升下降算符表示，这里为了与离子内态区分，以 $a^\dagger$ 和 a 表示离子运动态（声子态）的上升下降算符（或称产生湮灭算符）。则自由离子的哈密顿量可写为

$$H_f = \hbar\omega_0\sigma^\dagger\sigma + \hbar\omega_z a^\dagger a, \quad (2.67)$$

这里忽略了式 Eq. (2.66) 中的常数项，因为我们只关注声子的运动振幅。考虑 z 方向传播的电磁场 $E(t) = E_0 \cos(kz - \omega t + \phi)$ ，利用类似上节推导的方式，并考

考虑到旋转波近似 (RWA) 忽略高频项 $\omega + \omega_0$, 这里直接给出转动参考系下相互作用哈密顿量表达式为

$$H_I = \frac{\hbar}{2} \Omega \left\{ \sigma^\dagger e^{i\eta(a^\dagger e^{i\omega_z t} + a e^{-i\omega_z t})} e^{-i(\Delta t - \phi)} + \sigma e^{-i\eta(a^\dagger e^{i\omega_z t} + a e^{-i\omega_z t})} e^{i(\Delta t - \phi)} \right\}. \quad (2.68)$$

其中 Ω 是拉比频率, Δ 为操作光频率与上下能级频率差的失谐量, $\eta = k \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_z}}$, 称为兰姆迪克参数^[148]。

兰姆迪克参数 η 的物理意义在于描述离子运动波包的宽度与激光波长的关系。具体来说, 当 $\eta \ll 1$ 时, 离子运动在兰姆迪克区域内, 此时, 离子的运动被限制在远小于激光波长的范围内, 激光与离子的相互作用可以忽略离子运动的耦合效应。当 $\eta \approx 1$ 或更大时: 离子的运动幅度与激光波长相近, 离子的运动对激光与离子的相互作用有显著影响, 此时需要考虑激光对离子运动的调制效应, 激光冷却效率和使用激光进行量子态操作的保真度均会降低。

当 $\eta \ll 1$ 时, 将式 Eq. (2.68) 按泰勒展开至兰姆迪克系数 η 的一阶项, 并略去高阶项, 即

$$\begin{aligned} H_{\text{int}} = & \frac{\hbar}{2} \Omega \{ (\sigma^\dagger e^{-i(\Delta t - \phi)} + \sigma e^{i(\Delta t - \phi)}) \\ & + i\eta (\sigma^\dagger a e^{-i(\Delta t - \phi)} e^{-i\omega_z t} - \sigma a^\dagger e^{i(\Delta t - \phi)} e^{i\omega_z t}) \\ & + i\eta (\sigma^\dagger a^\dagger e^{-i(\Delta t - \phi)} e^{i\omega_z t} - \sigma a e^{i(\Delta t - \phi)} e^{-i\omega_z t}) \}. \end{aligned} \quad (2.69)$$

由此可见, 当失谐量 $\Delta = 0$ 时

$$H_{\text{car}} = \frac{\hbar}{2} \Omega (\sigma^\dagger e^{i\phi} + \sigma e^{-i\phi}). \quad (2.70)$$

此式与运动态算符无关, 表明激光只驱动离子内态 $|g\rangle \leftrightarrow |e\rangle$, 驱动拉比频率为 Ω 。当失谐量 $\Delta = -\omega_z$ 时

$$H_{\text{rsb}} = \frac{\hbar}{2} \Omega i\eta (-a\sigma^\dagger e^{i\phi} + a^\dagger \sigma e^{-i\phi}). \quad (2.71)$$

称为红边带跃迁, 此时激光驱动离子态在 $|n\rangle |g\rangle \leftrightarrow |n-1\rangle |e\rangle$ 之间振荡, 驱动拉比频率为 $\Omega_{n,n-1} = \sqrt{n}\eta\Omega$ 。当失谐量 $\Delta = \omega_z$ 时

$$H_{\text{bsb}} = \frac{\hbar}{2} \Omega i\eta (a^\dagger \sigma^\dagger e^{i\phi} - a\sigma e^{-i\phi}). \quad (2.72)$$

称为蓝边带跃迁, 此时激光驱动离子态在 $|n\rangle |g\rangle \leftrightarrow |n+1\rangle |e\rangle$ 之间振荡, 驱动拉比频率为 $\Omega_{n,n+1} = \sqrt{n+1}\eta\Omega$ 。

从式 Eq. (2.71) 可以看到, 利用红边带跃迁会使得离子运动态声子数目降低, 根据这个理论可以实现边带冷却 (Sideband Cooling)。边带冷却的过程如下图所示, 其具体的时序为在每次使用红边带跃迁后将离子进行初始化操作, 不断重复这个过程, 即可将离子冷却至更低声子数的状态。

一般而言, 离子被囚禁时通常不会处在单一的运动态下, 对应的声子数也是不确定的。我们假设离子的运动态分布满足热态分布, 即处在态 $|n\rangle$ 上的概率为

$$P(n) = \frac{1}{\bar{n} + 1} \left(\frac{\bar{n}}{\bar{n} + 1} \right)^n, \quad (2.73)$$

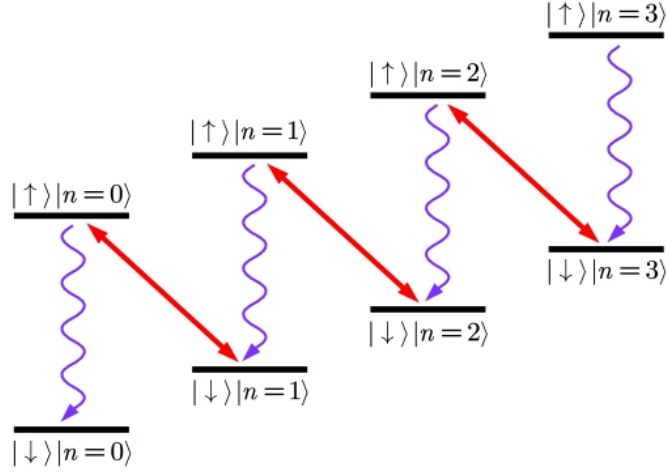


图 2.12 边带冷却示意图。

其中 $\bar{n}$ 为平均声子数。若我们对离子的自旋态执行态操控实验，根据式 Eq.(2.60) 可知，离子处在上能级的概率分别为

$$P_{\uparrow, \text{BSB}}(t) = \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} P(n) (1 - \cos(\Omega_{n, n+1} t)), \quad (2.74)$$

$$P_{\uparrow, \text{RSB}}(t) = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} P(n+1) (1 - \cos(\Omega_{n+1, n} t)), \quad (2.75)$$

其中式 Eq.(2.74) 对应蓝边带跃迁，而 Eq.(2.75) 对应红边带跃迁的情况。注意到拉比频率满足 $\Omega_{n+1, n} = \Omega_{n, n+1}$ ，则以上两式之比可写为

$$R = \frac{P_{\uparrow, \text{RSB}}(t)}{P_{\uparrow, \text{BSB}}(t)} = \frac{\bar{n}}{\bar{n} + 1} \quad (2.76)$$

可见红蓝边带的激发概率之比与态操控作用时间无关，因此实验上测得任意时刻红蓝边带激发概率之比，即可求出离子运动所处的平均声子数为 $\bar{n} = R/(1 - R)$ 。由式 Eq.(2.74) 可知，通过拟合离子蓝边带跃迁时的拉比振荡曲线，亦可求出对应的平均声子数。

从本节的内容可以看到，当离子的运动幅度在兰姆迪克区域内时，我们可以通过离子的运动态作为媒介直接对离子内态进行操控，而不同运动模式的声子频率是量子化的，并且与 DC 与 RF 信号直接相关。这表明，当离子的自旋态与运动态能级发生耦合时，以运动态能级作为量子比特的相干性直接取决于 DC 和 RF 信号的稳定性。因此，对囚禁离子的量子比特而言，稳定的 DC 和 RF 信号尤为重要，它直接影响了离子阱量子计算体系中进行量子比特门操作的保真度。

2.2.5.3 受激拉曼操控

由于激光的频率通常在 THz 量级，而作为超精细量子比特的能级通常在 GHz 量级，因此无法直接对离子进行激光脉冲操控。但激光操控是有必要的，这

是因为在离子阱中离子的间距通常在几微米的量级，常见的大数值孔径的物镜的分辨率可以做到小于微米的量级，这对在多离子链或二维离子阵列中实现对单离子寻址和操控都具有重要意义。

受激拉曼跃迁（SRT）^[149-150]是一种典型的通过两束激光来操控离子的手段，它能够通过第三个能级（虚能级）作为媒介实现对离子内态量子比特的驱动。在经典理论中我们可以认为是两束电磁波作用在离子上时，会与离子内态（电子）物质波波进行混频，从而产生了一个等效电磁波，这个电磁波会驱动离子在两能级系统中发生振荡。

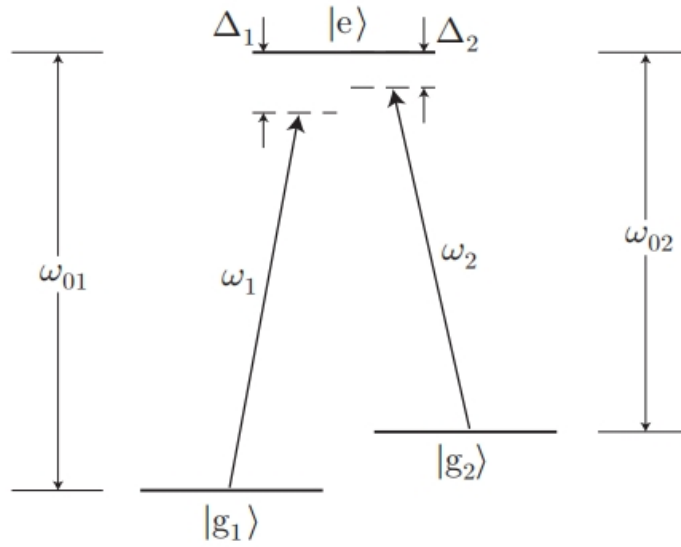


图 2.13 三能级体系示意图^[151]。

受激拉曼跃迁示意图如图2.13所示，设两个电磁波

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= \hat{\epsilon}_1 E_{01} \cos(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega_1 t) + \hat{\epsilon}_2 E_{02} \cos(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega_2 t) \\ &= \mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}^{(-)}(\mathbf{r}, t), \end{aligned} \quad (2.77)$$

其中 $\mathbf{E}^{(+)}$ 和 $\mathbf{E}^{(-)}$ 分别是共轭形式的电磁场

$$\mathbf{E}^{(\pm)}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \left(\hat{\epsilon}_1 E_{01} e^{\pm i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}} e^{\mp i\omega_1 t} + \hat{\epsilon}_2 E_{02} e^{\pm i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}} e^{\mp i\omega_2 t} \right), \quad (2.78)$$

与前面的推导类似，这里我们直接定义转动参考系下的态矢量

$$|\psi\rangle = \tilde{c}_1 |g_1\rangle + \tilde{c}_2 |g_2\rangle + c_e |e\rangle, \quad (2.79)$$

其中 $\tilde{c}_\alpha(t) = c_\alpha(t)e^{-i\omega_\alpha t}$ 。在转动参考系下，并考虑到旋转波近似忽略高频项，则自由粒子哈密顿量和相互作用哈密顿量可分别表示为

$$\tilde{H}_A = \frac{p^2}{2m} + \hbar\Delta_1 |g_1\rangle\langle g_1| + \hbar\Delta_2 |g_2\rangle\langle g_2|, \quad (2.80)$$

$$\begin{aligned} \tilde{H}_{AF} &= -\mathbf{d}^{(+)} \cdot \tilde{\mathbf{E}}^{(-)} - \mathbf{d}^{(-)} \cdot \tilde{\mathbf{E}}^{(+)} \\ &= \frac{\hbar\Omega_1}{2} \left(\sigma_1 e^{-i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}} + \sigma_1^\dagger e^{i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}} \right) + \frac{\hbar\Omega_2}{2} \left(\sigma_2 e^{-i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}} + \sigma_2^\dagger e^{i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}} \right), \end{aligned} \quad (2.81)$$

接下来需要将哈密顿量代入薛定谔方程进行求解，即

$$i\hbar\partial_t|\psi\rangle = (\tilde{H}_A + \tilde{H}_{AF})|\psi\rangle, \quad (2.82)$$

进而有

$$\begin{aligned} i\hbar\partial_t c_e &= \frac{p^2}{2m}c_e + \frac{\hbar\Omega_1}{2}e^{i\mathbf{k}_1\cdot\mathbf{r}}\tilde{c}_1 + \frac{\hbar\Omega_2}{2}e^{i\mathbf{k}_2\cdot\mathbf{r}}\tilde{c}_2 - \hbar\Delta c_e, \\ i\hbar\partial_t \tilde{c}_1 &= \frac{p^2}{2m}\tilde{c}_1 + \frac{\hbar\Omega_1}{2}e^{-i\mathbf{k}_1\cdot\mathbf{r}}c_e + \hbar(\Delta_1 - \Delta)\tilde{c}_1, \\ i\hbar\partial_t \tilde{c}_2 &= \frac{p^2}{2m}\tilde{c}_2 + \frac{\hbar\Omega_2}{2}e^{-i\mathbf{k}_2\cdot\mathbf{r}}c_e + \hbar(\Delta_2 - \Delta)\tilde{c}_2, \end{aligned} \quad (2.83)$$

这里我们已令 $\Delta := (\Delta_1 + \Delta_2)/2$ 。我们使用的操作激光满足 $\Delta \simeq \Delta_1 \simeq \Delta_2$ ，且满足大失谐条件 $|\Delta| \gg \Gamma$ 。在这种情况下激发态的布居满足绝热条件 $\partial_t c_e = 0$ ，这意味着态初始化后离子几乎不会被激发到激发态 $|e\rangle$ 。同时考虑到 $p^2/2m \ll \hbar|\Delta|$ ，直接可以写出离子在 $|e\rangle$ 态与基态概率幅之间满足

$$c_e = \frac{\Omega_1}{2\Delta}e^{i\mathbf{k}_1\cdot\mathbf{r}}\tilde{c}_1 + \frac{\Omega_2}{2\Delta}e^{i\mathbf{k}_2\cdot\mathbf{r}}\tilde{c}_2. \quad (2.84)$$

当失谐足够大 ($\Delta \gg \Omega_1, \Omega_2$) 的条件下，离子在激发态的布居几乎一直为 0。对基态的概率幅，我们有

$$\begin{aligned} i\hbar\partial_t \tilde{c}_1 &= \frac{p^2}{2m}\tilde{c}_1 + [\hbar\Delta_1 + \hbar\omega_{AC1}]\tilde{c}_1 + \frac{\hbar\Omega_R}{2}e^{i(\mathbf{k}_2-\mathbf{k}_1)\cdot\mathbf{r}}\tilde{c}_2, \\ i\hbar\partial_t \tilde{c}_2 &= \frac{p^2}{2m}\tilde{c}_2 + [\hbar\Delta_2 + \hbar\omega_{AC2}]\tilde{c}_2 + \frac{\hbar\Omega_R}{2}e^{i(\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2)\cdot\mathbf{r}}\tilde{c}_1, \end{aligned} \quad (2.85)$$

这与两能级系统的运动方程几乎完全一致。由此，我们可以获得在受激拉曼跃迁过程中满足的等效拉比频率（或称拉曼频率）为

$$\Omega_R = \frac{\Omega_1\Omega_2}{2\Delta}. \quad (2.86)$$

以及能级偏移量

$$\omega_{AC\alpha} = \frac{\Omega_\alpha^2}{4\Delta}. \quad (2.87)$$

称为 AC Stark 偏移。可见，通过受激拉曼跃迁中，我们可以等效地实现对离子的双超精细能级量子比特操控，拉比振荡的频率由式 Eq. (2.86) 给出，同时由于双电磁波的影响离子能级会发生 AC Stark 偏移，偏移量由式 Eq. (2.87) 给出。实验中可以发现，稳定且低相噪的拉曼操控光路有利于降低量子比特门操作的错误率，对离子阱系统中相干拉曼操控光路进行的工程优化具体详见第 4 章。

2.3 控制理论及其在离子阱中的应用

最后简单介绍一下控制理论基础及其在离子阱系统中的应用。

控制系统从控制方式来看主要可以分为两种，一种被称为开环控制，对于特定的输入信号作用于开环系统，它按照系统的固定规律（传递函数）运行，从而

得到输出信号，对于我们需要的输出信号，开环控制系统必须能够写出其准确的传递函数，使输出信号满足我们的需求，由于传递函数是固定的，因此开环控制系统对外部扰动信号的抑制能力几乎没有，这是开环传递函数的重大缺陷；为了解决开环控制系统的缺陷，人们引入反馈系统作用于系统输入，这样构成的控制系统称为闭环控制系统，它更容易实现输出信号的高精度控制，且具有较强的抑制外部扰动的能力。

离子阱控制系统中，很多系统均可被视为简单的开环控制系统。例如直流信号的产生系统，为了在离子阱 DC 电极上产生噪音尽可能小的直流信号，我们使用窄带低通滤波电路对 DC 信号进行滤波，带宽越小，在噪音谱密度相同的条件下 DC 电极所获得的噪音信号越小，这是我们所希望的；又如 RF 信号产生系统中，我们以简单 RLC 电路作为基本理论，离子阱电容作为输出负载，在离子阱 RF 电极产生高压射频信号（详见第 5 章），这些系统都是由输入经控制系统的传递函数直接得到输出，因此为开环控制系统。

一般闭环控制系统的结构如下图所示，其中 $U(s)$ 为系统输入信号的拉普拉斯变换， $C(s)$ 、 $G(s)$ 分别为控制器和被控系统的传递函数， $H(s)$ 为探测器的传递函数， $D(s)$ 为外界扰动信号的拉普拉斯变换， $N(s)$ 为噪音信号的拉普拉斯变换，定义开环传递函数 $L(s)$ 满足

$$L(s) = C(s)G(s)H(s) \quad (2.88)$$

则最终输出信号的拉普拉斯变换 $X(s)$ 可表为

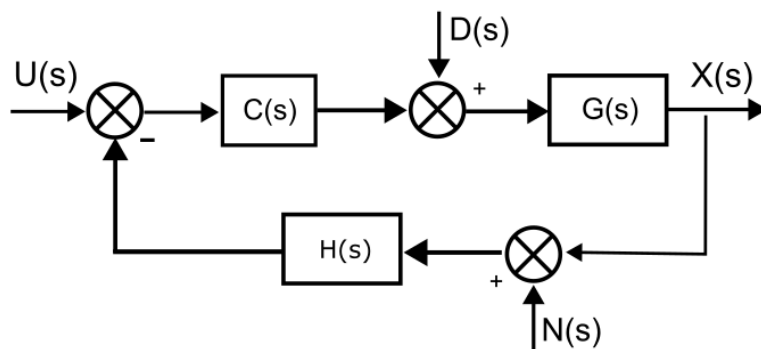


图 2.14 含有扰动信号和噪音信号的闭环控制系统框图。

$$X(s) = \frac{C(s)G(s)}{1 + L(s)}U(s) - \frac{C(s)G(s)}{1 + L(s)}N(s) + \frac{G(s)}{1 + L(s)}D(s) \quad (2.89)$$

这表明输入参考信号、噪音和扰动信号共同决定输出，定义补偿灵敏度（闭环）传递函数和灵敏度（扰动）传递函数分别为

$$T(s) = \frac{C(s)G(s)}{1 + L(s)} \quad (2.90)$$

$$S(s) = \frac{G(s)}{1 + L(s)} \quad (2.91)$$

我们设计控制系统的目的是为了使输出信号尽可能与输入参考信号保持一致(称为跟随系统, 离子阱闭环控制系统大部分均为这种系统), 这就意味着在噪音和扰动为 0 (即 $N(s) = D(s) = 0$) 的情况下, 系统闭环传递函数尽可能保持为 1, 即

$$T(s) \rightarrow 1 \quad (2.92)$$

同时系统抑制外界扰动的能力强, 即在噪音为 0 的情况下, 灵敏度(扰动)传递函数尽可能保持为 0

$$S(s) \rightarrow 0 \quad (2.93)$$

上面两个条件是一个良好跟随系统应该满足的条件, 值得注意的是, 噪音 $N(s)$ 对输出的传递函数与系统闭环传递函数形式上是一致的, 当系统满足式 Eq. (2.92) 时, 噪音也会被完全传递至输出, 这不是我们所希望的, 注意到系统在反馈路径上一直到控制器之前的区域所引入的噪音对输出的传递函数均与闭环传递函数保持一致, 这表明: 这部分区域应尽可能避免引入噪音, 引入的噪音无法通过添加控制器消除。而对于控制器到被控系统部分引入的扰动信号则可以通过添加控制器(其传递函数为 $C(s)$)进行抑制。

一般而言, 扰动信号是一个低频信号, 它主要由外界环境引入, 如温度、机械振动或电磁干扰等, 这部分对系统的输出信号影响很大, 因此控制系统需要对低频扰动信号具备良好的压制效果, 这要求控制器设计应保证具有较大的低频增益, 同时, 高频部分通常为噪音信号, 换句话说带宽越大, 系统各部分的噪音也就越大(包括控制器), 因此控制器的高频增益不宜过大。PI 控制器对于各种被控系统而言是一个良好的控制器, 其幅频特性曲线如下图所示, 具有低频增益大且不会放大高频增益的特性, 同时在系统中结合一个低通滤波器, 即可使系统满足上述传输特性, 本文后续所使用的伺服系统均基于此特性进行设计。在进行伺服控制器设计时, 应考虑系统增益及相位特性曲线满足稳定性条件, 防止系统发生不稳定的情况, 控制系统稳定性判定条件在相关书籍中均有介绍, 此处不再赘述。

离子阱是一个精密系统, 对外界环境的变化及其敏感, 因此其中很多控制系统均需要使用闭环控制系统加以控制。典型的闭环控制系统有激光频率控制系统, 激光频率控制系统中, 我们通常以一个稳定的电压作为参考信号, PI 控制器作为伺服控制系统, 而被控系统则为激光器的压电陶瓷、电流等, 当被控系统接受的电压发生变化时, 激光器输出激光的频率就会发生变化, PDH 系统作为激光频率控制系统的一部分, 其实质为激光频率的探测器, 其输出的电压信号可以被视为激光频率对应的电压信号。其他典型的闭环控制系统包括激光功率主动稳定控制系统、射频功率与相位主动稳定系统、温度控制系统等, 这些系统在后

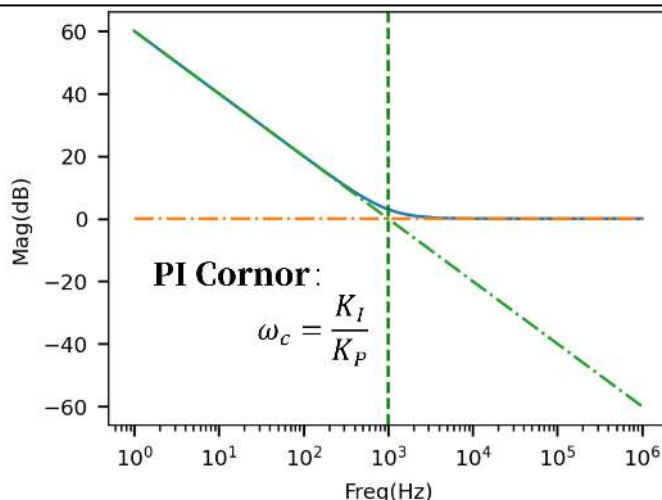


图 2.15 PI 控制器幅频特性曲线，拐点频率为 $\omega_c = \frac{K_I}{K_P}$ 。

续章节中均进行了详细介绍。

总之，离子阱的开环控制系统、闭环控制系统共同组成了离子阱控制系统，它们相辅相成，最终将施加到离子的信号（光电信号）控制完善。

2.4 本章小结

在本章的前半部分，我们首先从理论的角度出发介绍了离子囚禁的基本原理和方法，并以 Paul 型离子阱为原型求解了单个离子在离子阱中径向和轴向的运动方程。随后，我们使用经典力学的手段求解了一维离子链在离子阱中的运动模式，并给出了对应的声子频率，为后续声子态操控提供了理论基础。最后我们提出了离子产生附加微运动的可能原因，并给出了相应的处理方式，这对提高囚禁离子的相干性、降低离子阱的热率都有着显著意义。

本章的后半部分首先对我们所使用的 Yb 离子做了一个简单介绍，并给出了 Yb 离子的能级图和主要的跃迁谱线；随后基于 Yb 离子介绍了对离子阱中量子比特进行相干和非相干操控的主要方法，其中非相干操控包括 Yb 原子的光电离、离子的冷却方法、态初始化和态探测等，相干操控则主要介绍了单离子的微波和拉曼光操控，以及离子的内态和运动态耦合的相关理论，为后续以离子运动态作为媒介的双量子比特门操作奠定了理论基础。

在本章的最后，我们对控制理论的基本知识进行了简单介绍，并从理论的角度介绍了离子阱中的开环以及闭环控制系统，给出了闭环控制器设计的基本原则，为后文中伺服控制系统的设计提供了理论支撑。

在后续的章节中，我们会基于本章中所介绍的理论内容，分别对整个囚禁离子的电子学系统以及对离子量子比特进行相干操控与非相干操控的光电测控系统做出相应的介绍。

第3章 离子阱及囚禁离子非相干操控光电系统的研制

自早期 Paul 提出利用静电场和射频电场囚禁离子的方案以来,离子阱的结构也进行了多个里程碑式的迭代过程,由于基本的囚禁原理的相似性,目前主流的离子阱结构也基本趋于稳定。实现通用性离子阱量子计算机要求离子阱具备束缚更多可操控离子的能力,同时要具备集成度高、可扩展性强等特性,这对离子阱结构提出了更高的要求。

前面已经提到,对 Paul 离子阱中的离子进行束缚,通常需要高压射频信号、高精度 DC 信号,为了保证离子被稳定囚禁在离子阱中,要求囚禁离子的势场尽可能稳定,同时信号之间的串扰和外界环境的噪声都需要尽可能的低。在对离子进行控制时,我们通常使用高精度窄线宽激光系统和低相噪的微波系统,并需要通过各种开关和脉冲信号对这些信号进行控制,这些光电系统的性能高低直接影响了离子态进行操作时的速率和保真度。

在本章中,我们首先介绍了目前本组正在使用的分段式刀片阱的具体结构^[152],阱的各项参数以及相关指标,介绍了囚禁离子所需的高压 RF 信号和 DC 信号的电路部分,并提及了为减小串扰做出的相关改进;之后,我们详细介绍了一种分时复用的激光操作光路配置,区别与目前主流的多路操作光,这种光路在空间复杂性和光损耗方面都具备独特的优势;最后,我们介绍了对 Yb 离子操作所需的其他操作光路和光路控制系统,并对 PMT 和离子成像光路做了一个简单介绍。

3.1 分段式刀片离子阱

随着科技的进步和精密制造技术的发展,离子阱的结构从传统的宏观三维离子阱,逐步向着精密的二维离子阱迈进,从应用层面考虑,前者更适用于在实验室中进行量子计算或量子信息实验,而后者适用于进行商业化量子计算机的构建。

首先对于三维离子阱而言,目前典型的离子阱结构有针状阱、四极杆阱和刀片阱。针状阱的结构简单,集成度高,通过外围四个针状金属静电极和中间两个针状射频电极将离子束缚在阱的中心,由于电极小,能够施加的电场强度不高,针状阱通常只能束缚一个离子,可扩展性低,但具有良好的通光性,因此常被用于进行单离子的量子模拟实验;四极杆阱则是由四根圆柱形金属电极构成,其中对角线上的两个是 DC 电极,另外两个则是 RF 电极,为了在轴向上束缚离子链,通常将 DC 电极进行分段或使用端帽电极提供轴向束缚,这种离子阱制作方

便,但仍具备轴向束缚离子较少,且径向通光孔径较低等问题。分段式刀片阱由 Innsbrunk 大学的 Rainer Blatt 于 2002 年首次提出^[153],由 4 个刀片形状金属电极组成,其中两个相对的刀片是 DC 电极,另一组相对的刀片是 RF 电极,另外通过附加端帽电极施加轴向束缚的 DC 电场, Maryland 大学的 Christopher Monroe 首次提出一种分段式刀片阱^[154],通过对 DC 刀片分段来实现轴向离子链的束缚。实践证明,分段式刀片阱具有超高的通光孔径,较低功率的射频信号即可产生足以束缚多离子的较深势阱,因此分段式刀片阱已经成为三维离子阱的首选结构。

随着光学和半导体产业逐渐成熟,机械生产和微纳加工工艺的精度逐渐升高,为提高离子阱量子计算机的小型化和集成化,二维离子阱成为离子阱在未来的发展方向。表面阱^[155]是典型的二维离子阱结构,由于离子阱的电极被控制在一个平面,其 DC 与 RF 电极产生的势阱相对较浅,离子被束缚在距离表面阱表面较近的位置,而且很容易被加热导致离子很难被冷却到较低的声子数,因此一般我们将表面芯片阱配置在低温腔中辅助冷却。另外,表面阱具有很低的通光孔径,为离子的寻址和操作带来了一定的困难。随表面电极加工工艺的成熟,可以通过在表面阱上添加各种通孔来提高通光孔径^[155],并且灵活的电极配置可以实现离子的移动和操作,因此表面芯片阱成为优化离子阱可扩展性的一种重要的解决途径。

3.1.1 基本结构

在离子阱量子计算中,我们需要使用多束激光共同作用来对离子进行操控,更大的通光孔径意味着可以兼容更大数值孔径的物镜,从而带来更大的光束发散角,这对离子精密操控有着重要意义。例如,更大的通光孔径在离子成像上可以提供更高的成像分辨率;在荧光收集上可以提供更高的收集效率,提高态探测的保真度;更大数值孔径的物镜能够带来更小的光学衍射极限,可以使光斑会聚到更小的尺度,从而提高态操作的保真度、降低串扰和错误率等^[156]。

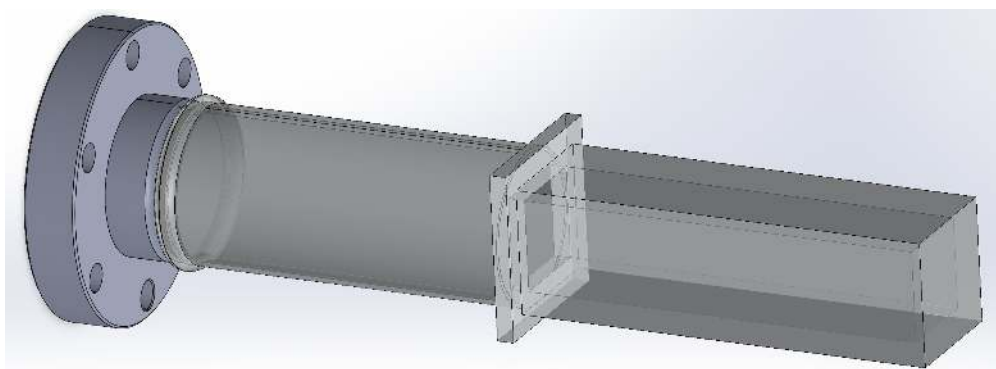


图 3.1 离子阱玻璃真空腔结构图。

为了最大限度地提高通光孔径,我们直接使用玻璃真空腔作为我们离子阱的载体,玻璃真空腔的材料是 Pyrex,它能够承受超高真空并且具备耐高温特性,

能够承受高于 450°C 的高温烘烤，另外其具备超高的透光性，对可见光波段的透射率约为 90%，非常适合作为离子阱中玻璃腔进行使用。我们设计的玻璃腔体如图3.1所示，使用更大内径的腔-法兰转接管能够提高真空的抽取效率和真空度。

我们最新设计的离子阱结构如图3.2所示，它主要由四个纯金属的刀片电极所组成，其中两个相对的电极射频（RF）电极，另外两个相对的电极直流（DC）电极，RF 和 DC 电极的形状大致相同。为了在轴向束缚多个离子，同时实现对离子进行微运动补偿等操作，我们将 DC 电极分成 5 段，每一段均由一个独立的高精度 DC 源进行独立控制。

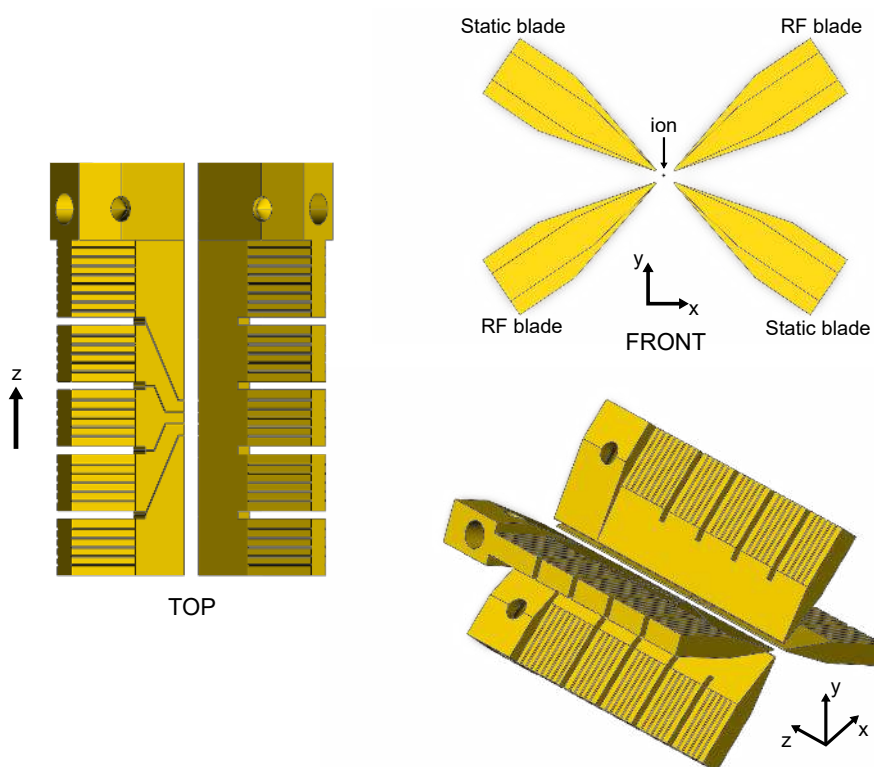


图 3.2 分段式刀片离子阱结构图。

我们使用的电极材料是铍铜合金，铍铜合金具有高强度和高硬度的特点，具有优异的导电性和导热性的同时具备出色的耐磨性，无磁性的特点使其对磁场环境极不敏感，同时具有良好的加工性能。加工后的刀片电极长 15 mm，宽度约为 1 mm，刀片尾端为了增加与蓝宝石条的接触面积而将宽度扩展为 2 mm；我们的电极刀刃处夹角约 20° ，倒角半径约 $40\ \mu\text{m}$ 。这里蓝宝石条的目的是固定几个 DC 电极，注意到我们刀片的侧面利用激光切割出了许多条形凹槽，其目的是为了增加胶水的附着点从而将蓝宝石条紧贴在五个 DC 电极两侧，增加 DC 电极的稳定性。

从电极背面看，刀片被四个凹槽分成五个部分，凹槽宽度约 1 mm，对 DC 电极而言，这五个部分是完全独立的，通过蓝宝石条被粘合在一起，在 DC 电极的刀刃处利用激光将电极进行切割，从而实现 DC 电极的分段，切割宽度大约为

20 μm ; 对 RF 电极而言, 除刀刃部分不进行切割外, 其他部分均与 DC 电极保持相同, 仅仅是为了系统的对称性而做出的加工, 刀片的尾部设置有一个固定孔, 用于固定真空 RF 导线。

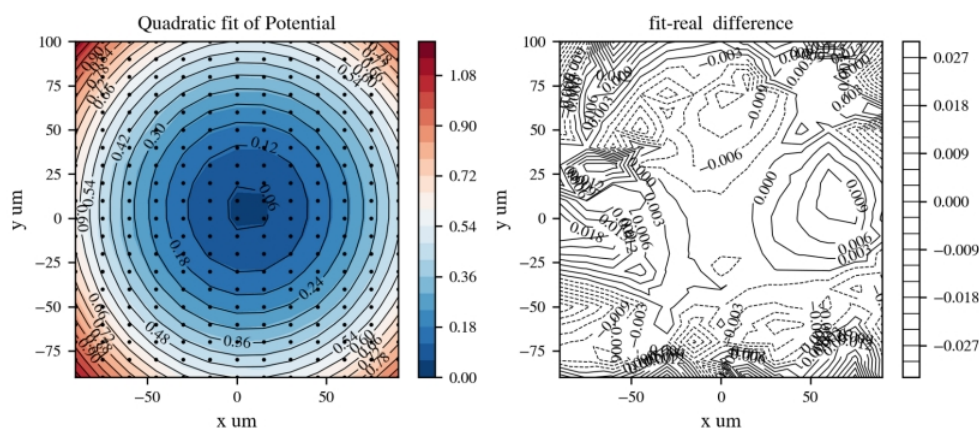


图 3.3 (a) 离子阱径向势阱等高线图。(b) 与简谐势阱差值等高线图, 图片引自^[157]。

在离子阱进行制作之前, 我们需要使用 Comsol 对分段式刀片离子阱的势阱形状做了相关模拟, 当两个相对的电极距离为 700 μm , x、y 方向两个相邻间距为 600 μm 、360 μm 的情况下, 模拟结果如图 3.3 所示, 可以看到当使用 500 V 射频电压束缚离子时, 离子阱径向势阱深度可达 0.84 V, 对射频频率 24.394 MHz 的情形, 计算可得到离子在 x、y 方向运动频率分别为 1.237 MHz 和 1.322 MHz。对离子阱电场详细的模拟步骤在文献^[158]中具有更详细的描述。

DC 电极的电气连接方式是使用柔性电路板 (FPC), 在 FPC 上设置有与五个 DC 电极之间的宽度相匹配的通孔, 通过导电银胶直接将电极与 FPC 上的铜线进行固定。导电银胶具有高电导率与低电阻率的特性, 同时具有强附着力和大范围的工作温度, 高温型导电银胶最高耐温可达 300 $^{\circ}\text{C}$, 而且对真空环境具有高适应性, 因此可以在我们的系统中得到使用。真空 RF 导线也通过导电银胶与 RF 电极进行连接, 降低了 RF 环路损耗, 降低热效应的同时使系统能够承受更大的 RF 功率。

为了将刀片以预设的尺寸进行安装, 我们设计了蓝宝石校准板以对准刀片, 如图 3.4 所示, 在我们使用的老版校准板的设计中, 通常先使用一块蓝宝石晶圆将其利用紫外激光加工成所需的刀片形状, 之后再利用键合的方式与另一块蓝宝石晶圆固定在一起。目前, 新版校准板已经实现一体化加工工艺, 使校准板制作过程大大简化。

最后, 我们通过一根铍铜金属材料的柱子将四个刀片组成的离子阱与真空腔室相连, 这里采用铍铜金属柱子的目的是为了缩短接地路径, 即减小射频与参考地之间的回路距离从而提高系统的电磁兼容 (EMC) 性能。RF 导线经过固定件与金属柱子分隔, 直接与真空馈通相连; 布有 DC 导线的 FPC 被直接通过螺



图 3.4 蓝宝石校准板。

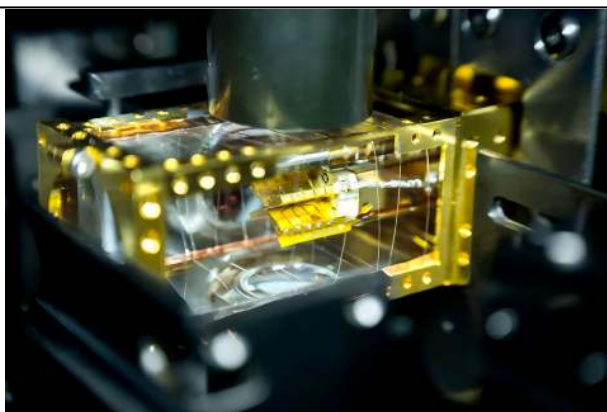


图 3.5 刀片的组装与固定。

丝固定在金属柱子上。具体结构如图3.5所示。

3.1.2 真空系统

为了提高离子的相干性，即降低离子与外界相互作用的几率，我们必须将离子处于超高真空的环境中，这里对我们离子阱的真空系统做一个简要说明，真空抽取的详细步骤在文献^[159]中已给出。

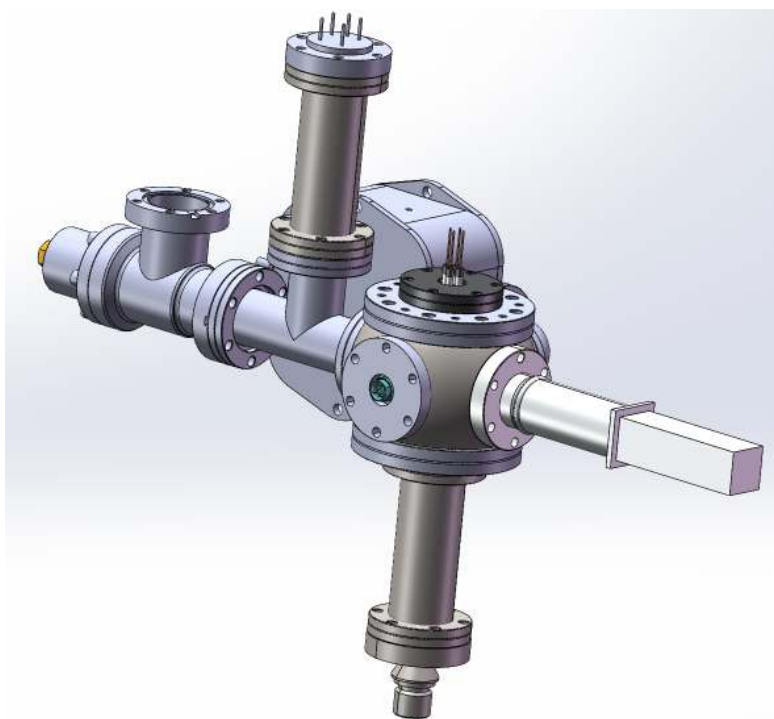


图 3.6 离子阱真空系统。

我们的真空系统整体如图3.6所示。在真空抽取之前，图中的所有真空零件都需要使用丙酮、异丙醇和水进行反复清洗以清除零件表面的有机物。在真空抽取的过程中，我们先后使用机械泵和涡轮分子泵对整个真空系统进行抽气，当真空度下降至 1×10^{-6} torr 以下量级时，开始对真空系统进行烘烤，玻璃腔体部分被加热到 220°C ，其余部分被加热到 250°C 左右。升温结束后需要对真空系统部

分部件进行放气，期间会使得系统真空度发生变化。分子泵与真空腔体之间安装有真空角阀，当系统真空度基本不发生变化时，关闭角阀，打开离子泵并对系统进行降温。当温度降至室温后，可使用钛泵对系统中的剩余气体分子进行最后的抽取，最终，我们抽取后系统的真空度应低于 1×10^{-11} torr。真空度随时间的变化曲线如下图3.7所示，其中出现的尖峰是对真空泵放气所致。

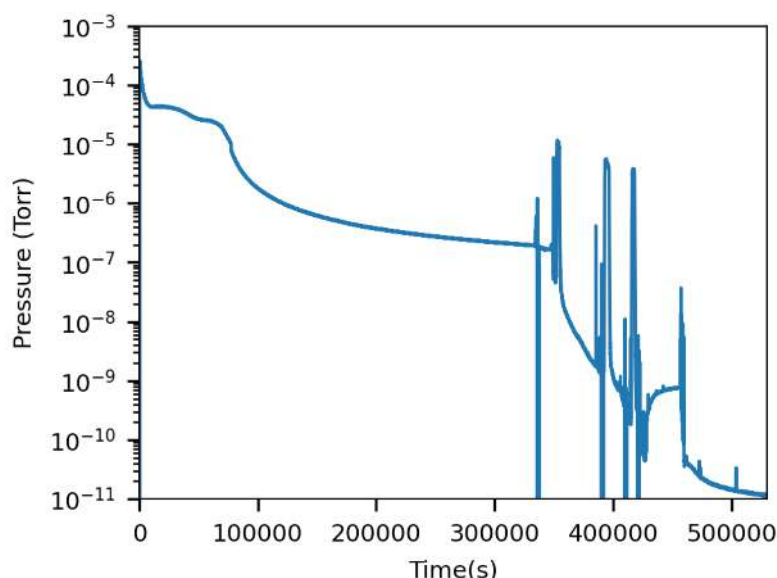


图 3.7 真空腔内压强变化曲线。

真空抽取完成后，我们使用复合泵（SAES，NEX Torr D200）来维持系统的超高真空状态。复合泵主要是由离子泵和吸附剂泵组成，分别用于抽取系统内残余或产生的惰性气体和活性气体。且复合泵本身机械振动很小，在日常使用中也不会对离子阱系统造成任何影响。超高真空制备完成后，我们还使用残余气体分析仪对真空中残余气体成分进行了分析，分析可知在系统中残留的氢气是最多的，使用抽速更大的吸附剂泵可能会进一步提高系统的真空度。

3.1.3 DC 和 RF 电子学系统

直流（DC）电场和射频（RF）电场是在 Paul 阱中囚禁离子的重要工具。在第二章中，我们了解到射频信号和直流信号的稳定性直接决定了离子在离子阱中各种运动状态的稳定性。因此，一个稳定的直流和射频信号产生系统对离子阱量子计算来说具有重要意义。在本小节中，我们仅介绍在离子阱中稳定直流信号的产生途径，而对于射频信号的产生与稳定过程，我们将在第五章中进行详细介绍。

我们所使用的 DC 源是利用芯片 AD5791 自制的高精度 DC 源，它不仅可以用作离子阱中 DC 信号的产生，还可以作为高精度参考信号源。AD5791 是一款具有 20 位位宽的高精度数模转换（DAC）芯片，它的分辨率可达 1 ppm，具有极低的噪音谱密度（ $7.5 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ ）和极低的温漂（ $< 0.05 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ ），因此非常适

合作为离子阱 DC 信号的产生信号源。

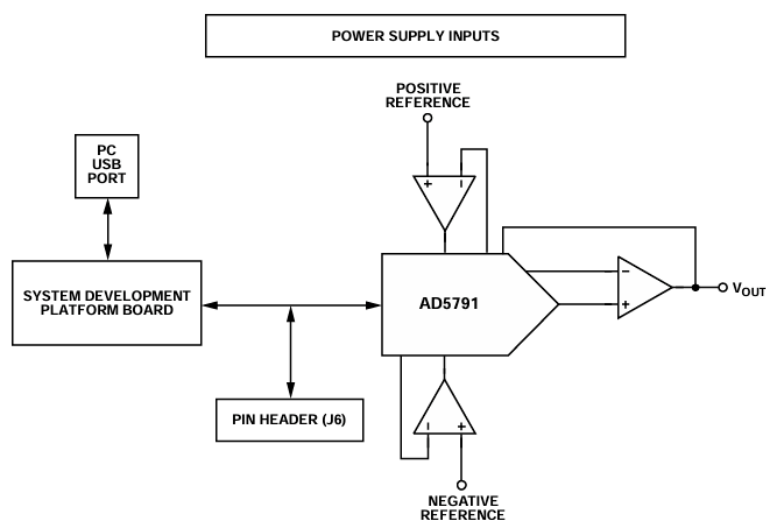


图 3.8 AD5791 外围电路原理图。

AD5791 外围的电路设计原理如图3.8所示，需要提供基准电压以保证 DAC 正常工作，如果正负供电电压分别为 V_{DD} 和 V_{SS} ，则正基准电压范围为 $5V$ 至 $V_{DD}-2.5V$ ，负基准电压范围为 $5V_{SS}+2.5V$ 至 $-5V$ 。根据 ADI 提供的用户手册，不同的基准电压源会带来不同的积分非线性（INL）误差，这会导致输出的 DC 电压发生不必要的长漂，为此，我们分别使用 LTC6655 以及 LTZ1000 在输出电压为 $10V$ 的条件下测量的电压波动曲线如图3.9蓝线所示，而绿线为温度波动曲线。

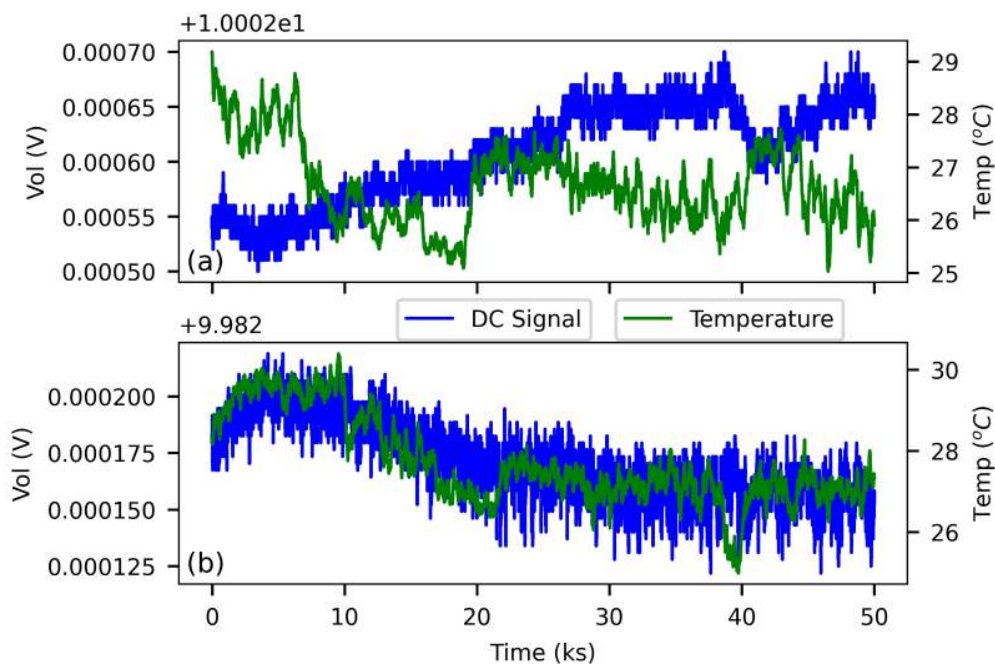


图 3.9 输出电压为 $10V$ 时 AD5791 长漂曲线，基准电压源分别为 (a) LTC6655 (b) LTZ1000。

从图中可以看到，由于 AD5791 的低温漂特性，不论使用哪种参考基准源，

输出电压的波动幅度均低于 10 ppm，但相比较而言，LTZ1000 的波动幅度会更小一些，同时从图中也可看出两种参考源的温度特性是相反的。

尽管使用了高精度低温漂的 DAC 作为 DC 信号源，但为了防止高频串扰的存在影响离子的相干性或离子阱的热率，在进入真空之前对 DC 源进行滤波操作是有必要的^[160-161]。考虑到 LC 滤波可能会存在共振点引入不必要的高频串扰，这里我们还是选用 RC 滤波电路来对 DC 信号进行滤波。我们自行设计的多通道滤波电路如图3.10所示，为了防止噪音串扰，我们还设计了铝制外壳来对 DC 信号进行屏蔽。

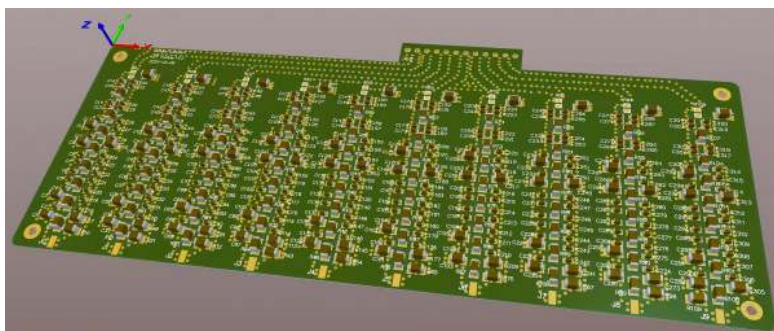


图 3.10 DC 滤波板电路模型图。

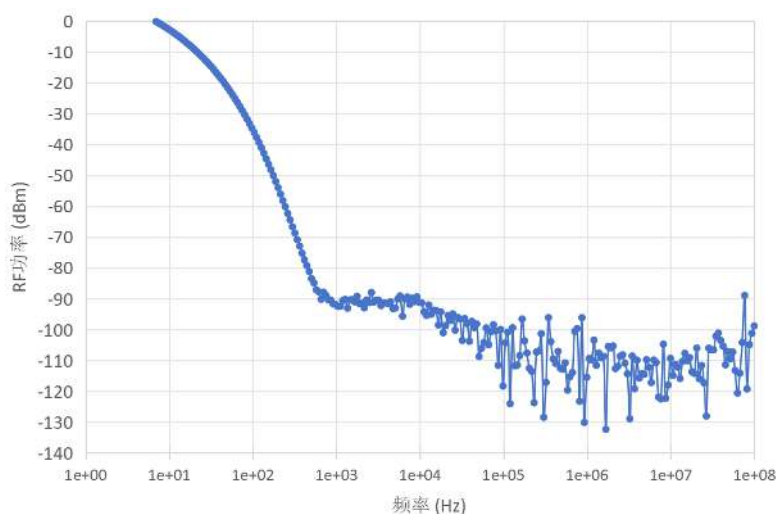


图 3.11 DC 滤波板频率响应曲线。

为了表征 DC 滤波板的滤波性能，我们使用频率响应分析仪对滤波器进行测试，扫描频率的测试结果如图3.11所示。从图中可以看出，滤波器在非通频带内均有比较好的滤波效果，超多的滤波级次使滤波器的 3 dB 带宽降低至 10 Hz，另外，在声子频率（1-3 MHz）左右，滤波器的滤波效果均大于 90 dB，这表明在 DC 电极，高频信号对声子频率的影响几乎可以忽略不计，这对提高离子声子态的相干性具有重要意义。

DC 信号经过真空馈通被传输到连接至离子阱 DC 电极的 FPC 上。考虑到离

子阱尺寸较小，DC 和 RF 电极之间的距离很近，RF 信号与 DC 信号之间难以避免地会发生串扰，由此会产生 EMC 问题，为了尽可能降低 RF 信号对 DC 电极的影响，我们在 FPC 上靠近 DC 电极的一端添加了几个滤波电容。FPC 的 pcb 设计如图3.12所示。

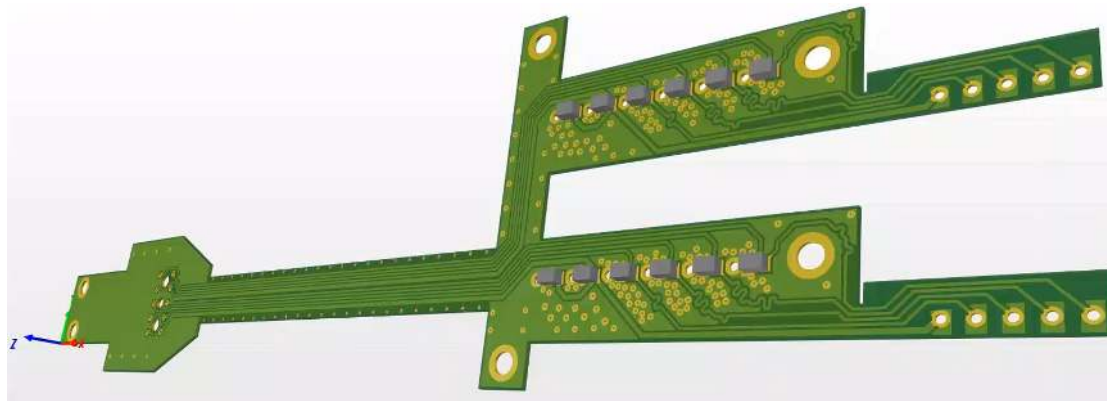


图 3.12 FPC 电路模型图。

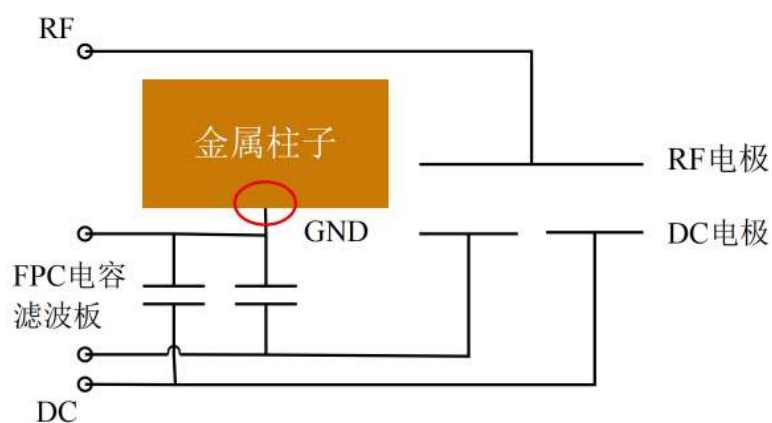


图 3.13 FPC 接地结构。

这里，我们对 FPC 的接地做了特殊设计，如图3.13所示，考虑到 RF 信号总是沿总阻抗最小的路径回流到参考地平面，我们在靠近 DC 电极的位置设置了大量金属化过孔，同时凭借镀银螺丝将金属化过孔与金属柱子相连，以保证 RF 信号尽量快地回流至地平面，同时考虑到 DC 的参考地与 FPC 的 GND 是相同的，因此我们在 FPC 远离 DC 刀片的一端禁止与金属柱子共地连接，从而防止 DC 与 RF 参考地之间发生串扰（实质就是采用单点接地的方式来减小串扰）。为了表征 RF 信号对 DC 信号的串扰，我们通过施加一定功率的射频信号，然后在 DC 信号的真空馈通处对射频信号进行测量，测量结果表明，RF 在 DC 信号上的串扰相比输入射频信号，为-45 dBc 左右，这表明在 FPC 上的电容配置及接地对 RF 的信号串扰有一定的抑制效果。

3.2 宽带调制三倍频激光系统的研制

从第二章中已经介绍过的 Yb 离子能级图中可以得知, 369 nm 是 Yb 离子操作光中最主要的波长, 它不仅可以用于对 Yb 离子的冷却、态制备与态探测, 还可用于 Yb 原子的离子化过程。在本小节中将主要介绍一种通过三倍频以及电光调制的手段来产生多波长激光的方法, 该方法相比传统的操作激光光路具有明显的优势。

3.2.1 369 nm 激光系统简介

在大多数原子或离子中, 量子比特态所对应的超精细能级分裂均为 GHz 量级。为了实现对原子或离子的冷却、态制备与态探测, 通常借助处于相同波长范围内的激光来完成, 同时会运用电光调制器 (EOM) 来产生与超精细能级分裂相契合的激光边带^[162]。

传统方法^[98,163]中, 该过程需通过光分束片或通过半玻片与 pbs 的组合将主激光为多束从激光, 再分别用 EOM 对每束光进行调制, 最后在利用 pbs 将各束调制光进行合束, 或者采用多个串联的 EOM 来实现。然而, 众多光学元件的使用会导致光损耗增加、空间利用效率降低, 还会使整个光路的稳定性下降, 这给离子的操作带来许多不利影响。近年来, 利用宽带光纤 EOM 灵活产生多个激光频率这一技术已得到深入探索^[164-165]。但时至今日, 对于囚禁离子所需的近紫外 (NUV) 波段内的多频率激光产生, 宽带光纤 EOM 仍未实现。此外, 为了对囚禁离子的超精细量子比特进行相干操控, 还需要额外配备一套具有大失谐特性的多频激光系统, 以便对量子比特执行拉曼操作。

目前, 宽带光纤 EOM 大多集中在红外波段, 除非使用特殊类型的电光材料^[166-167]。在诸多量子计算实验用的碱土金属离子中, 例如 $^{40}\text{Ca}^+$ 、 $^{171}\text{Yb}^+$ 以及 $^9\text{Be}^+$, 其基态与激发态之间的能级跃迁通常发生在紫外波段, 对应的波长分别是 397 nm、369 nm 和 313 nm。在本研究中, 我们推出了一种集成了光纤激光光学与非线性过程的综合且可靠的解决方案, 即先用光纤 EOM 对红外激光 (1108 nm) 进行调制, 随后通过掺镱光纤放大器 (YDFA) 进行放大。经放大后的激光再经过两段周期性极化的晶体, 完成三倍频过程, 从而产生出所需的紫外激光及其边带信号。

我们所提出的激光系统与采用商业近紫外 (NUV) 直接二极管激光器及多个电光调制器 (EOM) 组合的系统相比, 具有诸多显著优势:

1. 该系统采用光纤激光器与光纤放大器产生放大激光, 具备高稳定性, 且有效避免了跳模现象。
2. 激光生成过程中的调制与放大均通过光纤连接实现, 从而确保了高品质的激光光斑以及卓越的光束指向稳定性。

3. 调制部分的设计更具可扩展性。当需要新增激光频率时，仅需添加相应的射频（RF）通道，无需额外配置空间光 EOM 及其驱动电路，这种设计不仅降低了成本，还提高了空间利用率。

鉴于红外波段的光纤激光器、光纤放大器以及宽带 EOM 均已实现商业化且技术成熟，同时用于三倍频（THG）的光学晶体采用单次倍频的设计，只需要对晶体光路进行简单耦合并对晶体做好温度相位匹配处理，因此整个解决方案易于实施。

总之，本小节中介绍的激光调制技术具有广泛的应用潜力。宽带 EOM 的特性能够涵盖大多数原子和离子的超精细能级差，使其适用于大多数原子和离子量子信息实验中的操作激光^[168]。此外，我们提出的方案具有宽带频率灵活性，为量子比特操控提供了更多可能的路径。例如，通过任意波形发生器（AWG）与宽带 EOM 生成的频率啁啾脉冲激光可用于实现多能级原子或离子态中的快速绝热拉曼跃迁^[169]等。

3.2.2 宽带调制三倍频激光系统方案

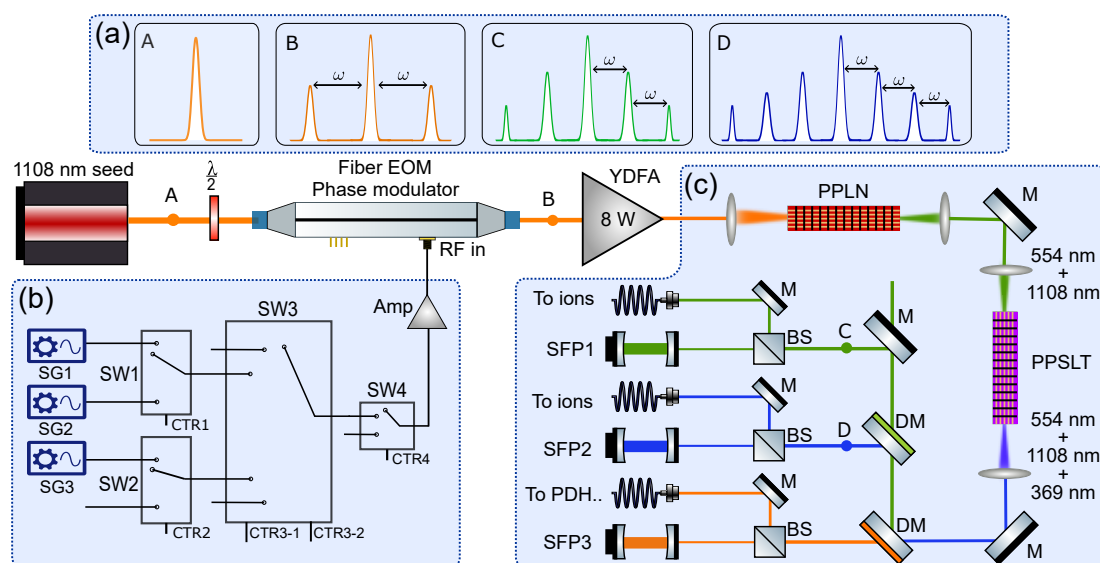


图 3.14 369 nm 三倍频光电系统示意图。

实验中使用的整体光路图如图3.14所示。光纤 EOM 相位调制器（带宽为 20 GHz）是光路中的关键组件。将一台 1108 nm 激光器（Precilasers, FL-SF-1108-S，输出功率 100 毫瓦，可调谐范围 6 GHz）产生的 1108 nm 激光以线性偏振方式耦合进 EOM 进行调制。调制前后的激光光谱（分别对应图中标记的 A 点和 B 点）如图3.14（a）所示。

通过光纤 EOM 对激光进行调制，增强了整个过程的灵活性和可扩展性。为了满足不在同一时间且频率不同的激光调制需求（即分时复用），我们可以方便

地添加对应频率的 RF 信号，并在高频 RF 电路板上策略性地规划射频开关，最终将它们输入到光纤 EOM 中进行调制。这种方法将传统的多通道光开关转变为多通道电开关，显著减少了光路的功率损耗，同时提高了光路的稳定性。

图3.14 (b) 展示了我们在光纤 EOM 的射频 (RF) 输入端所采用的电子配置。一个多通道射频信号发生器生成频率分别为 2.1 GHz、12.6 GHz 和 14.7 GHz 的射频信号。信号发生器的每个通道首先连接到一个单刀双掷射频开关 (ADRF5027, 频率范围为 9 kHz 至 44 GHz, 插入损耗 ≤ 2 dB, 隔离度 ≥ 51 dB), 分别标记为 SW1 和 SW2, 然后依次连接到一个单刀四掷射频开关 SW3 (ADRF5046, 频率范围为 100 MHz 至 44 GHz, 插入损耗 ≤ 2.1 dB, 隔离度 ≥ 46 dB) 和一个单刀双掷射频开关 SW4 (ADRF5027)。每个射频开关均设有控制端, 用于管理其开关方向。最终, 选定的射频信号通过一个宽带射频放大器 (Minicircuits ZVA-213-S+, 频率范围 1 至 18 GHz, 增益 ≥ 30 dB, $P_{1dB} \geq 14$ dBm) 输入到 EOM 的射频输入端口。三层射频开关的特殊设计确保了在提供足够数量的射频通道的时候, 每路射频信号与其他信号之间保持了足够高的隔离度 (> 90 dB)。这避免了不需要的频率成分出现在 369 nm 激光的输出光谱中。这种设计有助于降低量子比特操作中的错误率, 并提高态制备与测量态探测 (SPAM) 的保真度。

我们为此设计并制作了一个高频电路板, 如图3.15所示。该电路板主要由四个射频开关芯片和七个输入 SMA 接口组成。电路板采用 Rogers RO4003C 材料, 其介电损耗为 0.0027, 并使用压接式无焊 SMA 连接器, 有效降低了在板上传输的射频信号的插入损耗。此外, 射频开关的控制线通过 2.54 毫米引脚引出, 便于与外部控制信号连接。经过多次测试, 在 14.7 GHz 的频率的测试条件下, 在电路板上任意一路输入该信号的插入损耗和隔离度分别为 9.1 dB 和 105 dB, 在离子实验中已经证实, 此隔离度能够提供足够高的 SPAM 保真度。

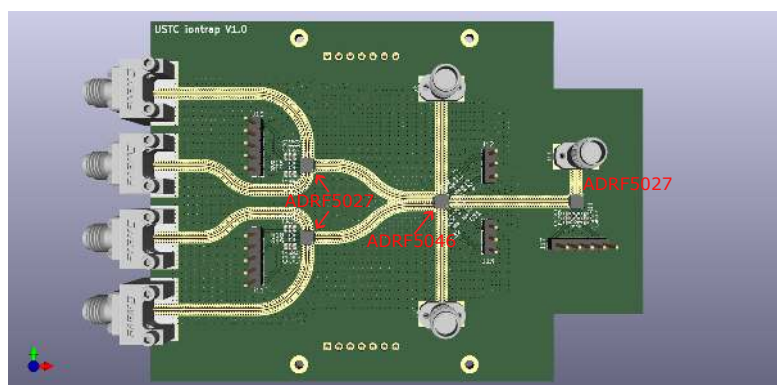


图 3.15 射频开关控制板。

从光纤耦合器输出的 1108 nm 调制激光, 经掺镱光纤放大器 (YDFA, Precilasers, FA-SF-1108-10-CW) 放大至 8 W。随后, 放大后的激光依次耦合进入两块周期极化相位匹配晶体, 通过二次谐波 (SHG) 过程产生 554 nm 激光, 以及

通过三次谐波（THG）过程产生 369 nm 激光。

第一块非线性晶体是周期性极化铌酸锂（PPLN）晶体，它将 1108 nm 激光转换为功率为 1.2 W 的 554 nm 激光，可用于受激拉曼跃迁操作。554 nm 激光和剩余的 1108 nm 激光通过一个非球面透镜聚焦到第二块非线性晶体——周期极化钽酸锂（PPSLT，Oxide Corporation 公司生产，极化周期为 7.72 微米）晶体中，通过和频（SFG）过程产生功率为 15 mW 的 369 nm 激光。由于 PPSLT 是一种三阶周期极化准相位匹配晶体，其和频效率并不特别高，未来可以通过优化极化周期来提高效率。

对幅度为 E_0 ，频率为 ω_0 的 1108 nm 种子光，经过光纤 EOM 调制后的输出激光可表示为

$$E = E_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(\beta) e^{i[(\omega_0+n\omega)t+n\varphi_0]}. \quad (3.1)$$

其中 $\beta = \pi U_0/V_\pi$ 表示调制深度， U_0 是 RF 信号的幅度，并且 J_n 是第 n 阶贝塞尔函数。输出激光从频域上看类似一个频率差为 ω 的频率梳。随后不同频率的激光在非线性晶体中发生相干叠加。

在调制深度较小的情况下，主要是载波（ $n=0$ ）和一阶边带（ $n=\pm 1$ ）参与到倍频（SHG）和和频（SFG）的非线性过程中，从而产生 554 nm 激光。载波和边带的光场可分别表示为 $E_{0,1108} = E_0 J_0(\beta) e^{i\omega_0 t}$ 和 $E_{\pm 1,1108} = E_0 J_{\pm 1}(\beta) e^{i[(\omega_0+\omega)t+\varphi_0]}$ 。则 554 nm 激光的幅度和功率可分别表示为：

$$\begin{aligned} E_{0,554} &= k_{0,554} E_{0,1108}^2 + k_{1,554} E_{1,1108} E_{-1,1108} \\ &= E_0^2 [k_{0,554} J_0^2(\beta) + k_{1,554} J_{-1}(\beta) J_1(\beta)] e^{i2\omega_0 t}, \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned} P_{0,554} &= |E_{0,554}|^2 \\ &= E_0^4 [k_{0,554} J_0^2(\beta) + k_{1,554} J_{-1}(\beta) J_1(\beta)]^2. \end{aligned} \quad (3.3)$$

其中， $k_{0,554}$ 和 $k_{1,554}$ 是与倍频（SHG）和和频（SFG）部分相对应的比例系数，它们也与晶体的参数有关。同样地，我们可以获得 554 纳米激光的一阶边带和二阶边带的振幅和功率，其中后者是通过 1108 纳米激光的一阶边带的倍频得到的。采用相同的方法，我们可以确定经过 PPSLT 后的 369 纳米三倍频激光的振幅和功率，以 0 阶为例，

$$\begin{aligned} E_{0,369} &= k_{0,369} E_{0,1108} E_{0,554} + k_{1,369} E_{1,1108} E_{-1,554} \\ &\quad + k_{2,369} E_{-1,1108} E_{1,554} \\ &= E_0^3 [k_{0,369} J_0^3(\beta) + k_{12,369} J_{-1}(\beta) J_0(\beta) J_1(\beta)] e^{i3\omega_0 t}, \end{aligned} \quad (3.4)$$

$$\begin{aligned} P_{0,369} &= |E_{0,369}|^2 \\ &= E_0^6 [k_{0,369} J_0^3(\beta) + k_{12,369} J_{-1}(\beta) J_0(\beta) J_1(\beta)]^2. \end{aligned} \quad (3.5)$$

其中 $k_{12,369}$ 是从式 Eq. (3.4) 最后两项合并后重新组合而成的常数系数，以上公式中的常数系数均可通过拟合边带强度与调制强度的关系得出。

从上述公式可以看出，倍频（SHG）和和频（SFG）过程会重新分配激光边带中的功率。因此，生成的 369 纳米激光从最初仅包含低阶边带的 1108 nm 激光中获得了额外的高阶边带。如图3.14（a）所示，由光谱中仅存在一阶边带的 1108 nm 激光经过两次非线性过程，最终在 369 nm 激光上产生了二阶甚至三阶边带。为此，我们在后续部分给出了在相同调制深度下三个波长的激光所产生的相对边带强度。

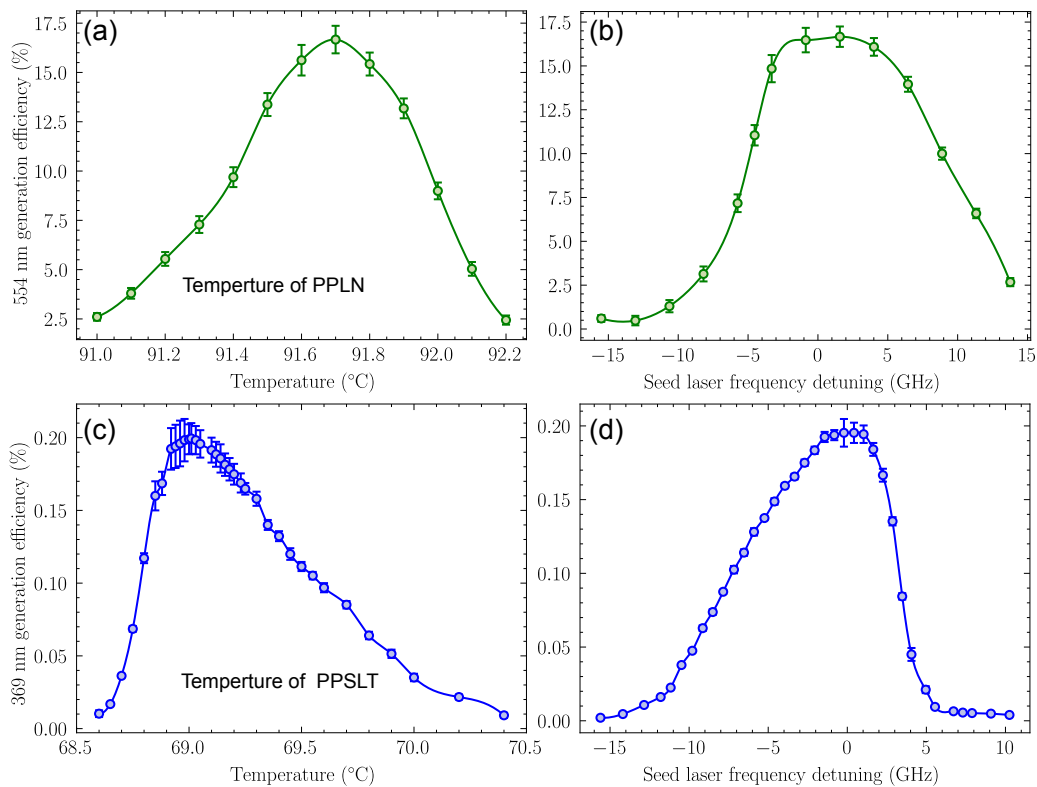


图 3.16 PPLN 和 PPSLT 晶体温度和频率带宽曲线。

PPLN 和 PPSLT 晶体中的 SHG 和 SFG 效率主要受晶体温度和泵浦激光功率影响。对于相同的种子激光频率，我们对两块非线性晶体的温度进行扫描，得到其温度-相位匹配曲线，如图 3.16（a，c）所示。显然，当泵浦激光功率为 8 W 时，SHG 和 SFG 的最佳温度分别为 91.7 °C 和 69.02 °C，对应效率分别为 17% 和 0.2%。后续实验均在此条件下进行。

此外，非线性晶体的带宽直接影响激光调制后各边带分量的强度。因此，通过调整种子激光的频率，我们在上述最佳相位匹配温度条件下，测量了两个晶体的频率响应，如图3.16（b，d）所示。从图中可以看出，两个晶体在相应波长下的 3 dB 带宽分别为 28.8 GHz 和 33.6 GHz。如果未来使用一阶极化周期的 PPSLT 来提高和频（SFG）效率，相应的带宽将减少到原来值的三分之一，即 11.2 GHz。

这种减少不利于冷却激光的边带生成效率。

三倍频后的输出激光包含三种波长：1108 nm、554 nm 和 369 nm，每种波长均包含调制边带分量。利用分束镜（DMs）即可对不同波长的光束进行分束，最终分别获得 369 纳米和 554 纳米的调制激光束。369 nm 的后续光路将在后面的小节中予以介绍。附加边带的 554 nm 激光经强度调制后可用作离子的拉曼操作激光，我们使用的拉曼操作光路配置会在下一章详细介绍。

3.2.3 实验结果与分析

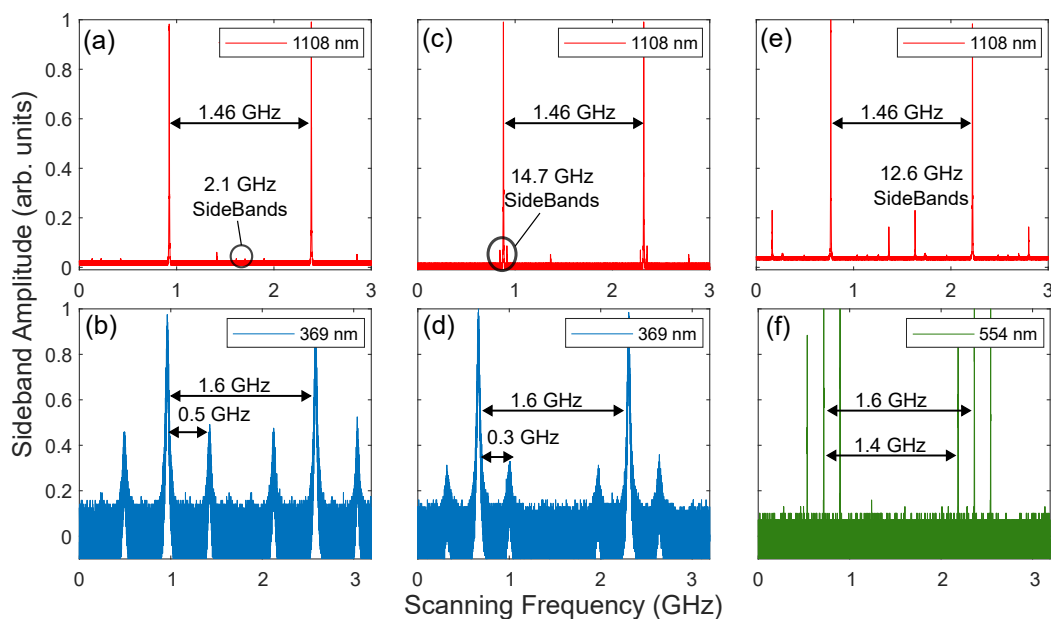


图 3.17 三倍频激光系统的输出激光频谱。

为确保离子量子比特操作实验中光谱的准确性，每种波长的激光在输入离子阱之前，都会耦合到扫描式法布里-珀罗（SFP）腔中进行验证。图3.17展示了在冷却、泵浦和探测 Yb 离子过程中所需的激光光谱，这些光谱是由不同频率的射频信号调制在三个通道上产生的透过光谱。三种不同的 SFP 腔对不同波长的激光具有不同的透过率和自由光谱范围（FSR），这导致不同波长光谱中的边带线宽和重复周期存在差异。

在三倍频激光器的实验中，我们重点关注经过非线性过程后，输出激光的主峰及其边带的功率变化。通过对比图3.17(c,e)可以看出，由于电光调制器（EOM）内晶体的带宽限制，相同阶数但频率更高的边带会导致边带幅度降低。进一步比较图3.17(a,b)和(c,d)可以发现，调制频率较低且边带幅度较小的种子激光，在经过三次谐波（THG）后，边带幅度会显著增大，这表明非线性晶体的带宽对边带幅度有更明显的影响。通过利用非线性晶体的温度带宽特性，我们可以对输出激光边带的强度比进行调整，如图3.17(f)所示。具体而言，通过调节非线性晶体的温度，可以将 554 nm 激光的主边带和正一阶边带的幅度设置为相等，而负一阶

边带的幅度则会相应减小。在这种情况下,非线性晶体起到了光学滤波器^[170]的作用。

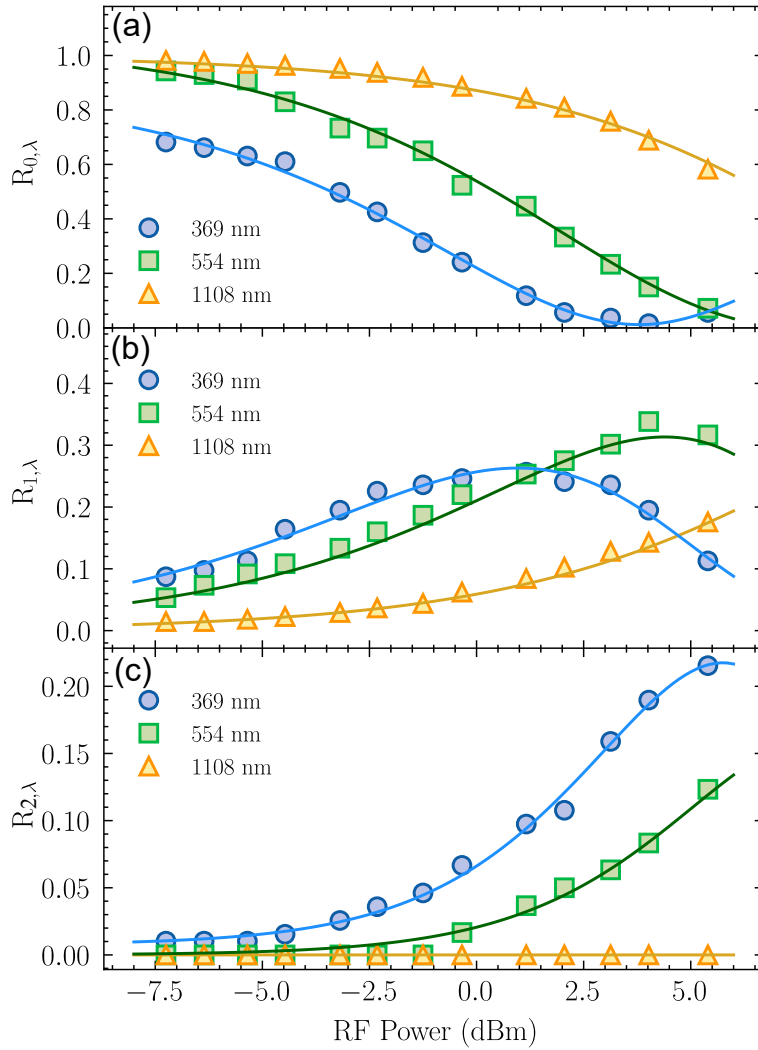


图 3.18 激光各边带相对强度与调制深度示意图。

为了更直观地展示非线性过程前后,产生相同调制深度的边带所需的射频(RF)功率差异,我们采用单一的 2.1 GHz 频率调制信号,对 1108 nm 的种子激光进行了调制。在实验过程中,首先利用 SFP 腔体,在没有施加任何射频信号的情况下,测量了腔体共振时各激光波长的载波强度。之后,在一定范围内扫描射频信号强度(P),并测量了输出激光(波长为 369 nm、554 nm 和 1108 nm)的 x 阶边带强度 $I_{x,\lambda}(P)$ ($x=0,1,2$; $\lambda=369$ nm, 554 nm, 1108 nm)。将 $I_{x,\lambda}(P)$ 与 $I_{0,\lambda}(0)$ 的比值定义为激光边带的相对强度 $R_{x,\lambda}(P)$ 。图 3.18 展示了射频信号强度与各边带相对强度 $R_{x,\lambda}(P)$ 的对应关系。图中的坐标点代表各边带的测量值,而实线则是根据类似于式 Eq. (3.3) 和式 Eq. (3.4) 推导出的理论公式的拟合结果。

实验结果表明,该激光系统输出激光的调制边带幅度与射频功率水平成正比。值得注意的是,非线性过程降低了产生输出 369 纳米激光高阶边带幅度所需

的射频功率。这一发现与我们之前的理论推导一致，并有助于降低量子信息实验中对射频功率的要求。

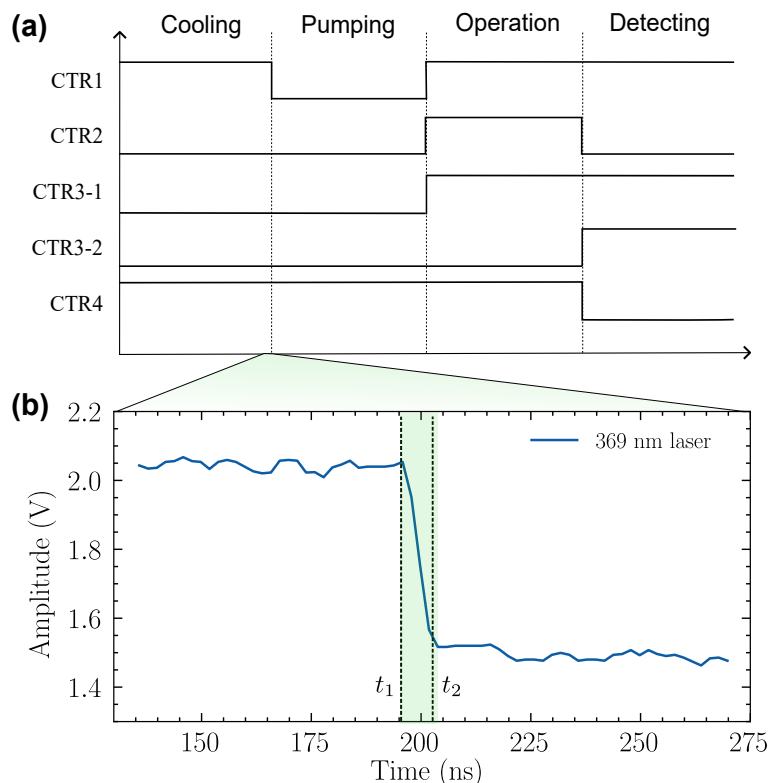


图 3.19 改变 TTL 信号时输出激光的上升曲线。

接下来，我们对激光系统的切换时间进行了表征。图3.19 (a) 展示了一种在单离子量子比特操作中常用的典型时序序列。五个 TTL 电平信号被输入到射频开关的控制端口，通过快速切换输入到射频电路板上的控制信号即可实现对四种不同操作的时序编码，这些 TTL 电平信号由可编程脉冲发生器产生。在 369 nm 激光的输出端口放置了一个快速光电探测器用于测量输出激光响应，在从冷却光到初始化光的转换过程中捕捉到的信号如图3.19 (b) 所示。369 纳米激光的切换时间大约为 $t_2 - t_1 = 6.5$ ns，这主要受到射频开关的上升时间以及光电探测器响应时间的限制。

从上述结果也可以看出，在调制信号切换前后，输出激光的总信号强度发生了变化。这种变化主要是由于非线性晶体的带宽限制了每个边带信号的强度，最终导致总信号强度发生了变化。通过适当调整晶体温度，我们可以改变晶体的滤波中心，以在不同的转换效率下通过滤波选择出合适的调制频率，同时还能确保在切换调制状态时输出 369 nm 激光强度能够相对稳定。

3.2.4 369 nm 后续光路

在上文中，我们已经通过高带宽的光纤 EOM 并配合三倍频的方案，大大简化了传统 369 nm 的激光配置，并且通过在 RF 输入端设计多通道射频开关，实现了对离子冷却、态初始化和态探测光的快速切换，在同一束光路中实现了分时复用的效果。

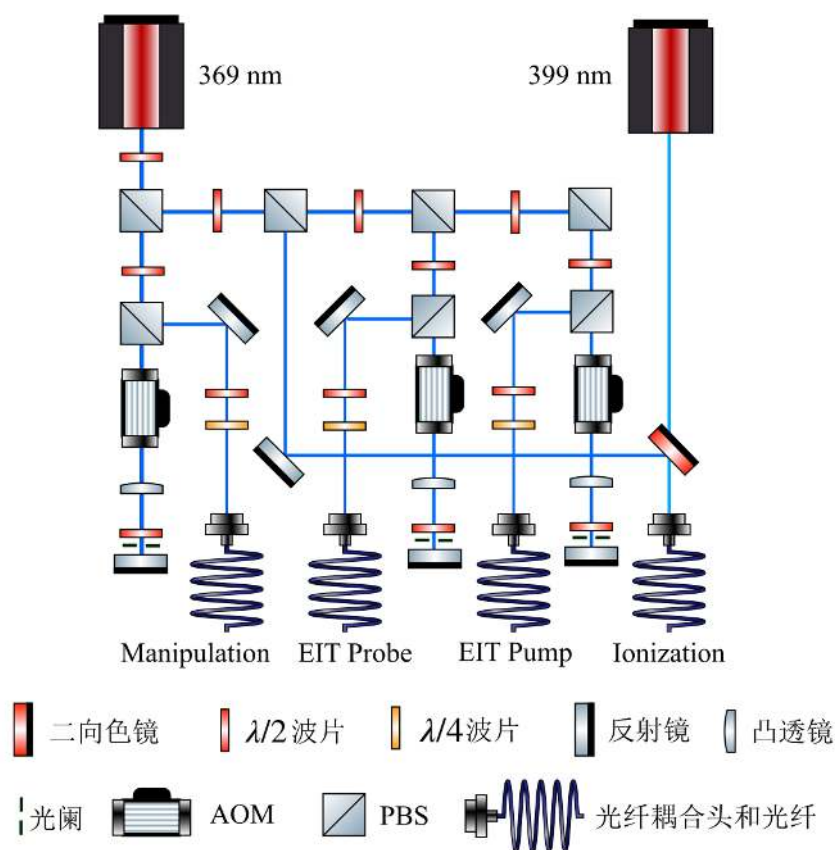


图 3.20 369 nm 激光后续光路。

但在实际光路中，369 nm 激光的作用不仅体现在上述功能，在 Yb 原子的离子化、EIT 冷却中也具有重要作用。同时，为了实现高隔离度的光开关，我们在 369 nm 的后续光路中多次使用双次通过 AOM (double-pass AOM)^[171-172] 的方案来提高激光的关断比。369 nm 的后续光路如图 3.20 所示。激光被耦合进光纤前均使用半波片加四分之一波片的组合以便任意调整激光偏振。

3.3 激光稳频系统

激光稳频是对激光处理的重要手段之一。激光稳频的核心目的是解决激光频率漂移的问题，通过主动或被动控制使激光频率稳定在特定参考值附近。这种技术主要改善了激光的频率稳定性和线宽，从而显著提升激光的相干性和单色性，从而满足高精度应用的需求。

不同的系统对激光线宽的要求不尽相同，实验越精密，对激光线宽的要求就越苛刻，例如在铯原子钟和光晶格钟中，需要依赖稳频激光提供超稳光频，其线宽要求小于 1 Hz ^[173]；在高分辨率精密光谱学中，需要亚 MHz 线宽的激光用于光谱分析等。在离子阱量子计算中，对激光频率的稳定性具有较高要求，例如在离子冷却中，考虑到多普勒冷却循环上能级的线宽为 19.6 MHz ，为了实现对离子的精准冷却，则冷却激光的线宽最好应小于 1 MHz ，如果线宽过大，就会大大降低多普勒冷却的效率，甚至更容易引发失谐激发等更严重的问题。

激光稳频的基本原理都是寻找一个稳定的参考源作为参考，然后通过反馈系统改变激光器的相关参数，进而将激光频率稳定在这个参考源上。典型的激光稳频方法有：

- 饱和吸收谱稳频^[174-175]：利用原子或分子（如铯、铷、碘蒸气等）的饱和吸收谱作为参考，使激光通过气体吸收池，若激光频率与吸收谱线匹配，则吸收信号达到峰值。
- Pound-Drever-Hall (PDH) 稳频^[176-178]：利用高精细度的光学腔作为参考，光学腔的腔长保持稳定，将激光频率锁定在光学腔上。
- 光频梳稳频^[179]：以光频梳的等间距频率齿作为参考，将激光与光频梳齿混频，然后通过解调出的误差信号进行稳频。

在我们的离子阱系统中，我们首先通过 PDH 稳频将 1108 nm 和 935 nm 的激光稳定在超稳光学腔上，然后通过转移腔稳频^[180]来稳定 399 nm 激光的长漂。

3.3.1 PDH 稳频基本原理

我们使用的光学腔是超稳式的法布里珀罗 (FP) 腔，在激光原理中，我们知道频率变化的激光束经过一个腔长为 L 的光学腔后会形成一系列频率差为

$$\Delta f_{\text{FSR}} = \frac{c}{2L}, \quad (3.6)$$

的透射峰，这是由于激光在腔内发生了相长干涉，我们称 Δf_{FSR} 是 FP 腔的自由光谱范围。当透射峰的峰值下降到一半时，对应的频率差称为半高全宽 (FWHM) 或线宽。随腔损耗逐渐增大，透射峰的峰宽不断变大，腔损耗主要来自于腔镜的反射率（忽略腔镜的吸收和散射等因素），则透射峰的线宽与散射率的关系可以表示为

$$\Delta f_{\text{FWHM}} = \frac{c}{2\pi L} \frac{1-R}{\sqrt{R}}, \quad (3.7)$$

其中 R 是 FP 腔镜的反射率，如果两腔镜振幅反射率分别为 r_1 和 r_2 ，则 $R = \sqrt{r_1 r_2}$ 。我们将 FP 腔的精细度 F 定义为 FP 腔的自由光谱范围与透射峰线宽的比值，即

$$F = \frac{\Delta f_{\text{FSR}}}{\Delta f_{\text{FWHM}}} = \frac{\pi \sqrt{R}}{1-R}. \quad (3.8)$$

由此可见，腔的精细度 F 仅与腔镜反射率 R 有关，对固定腔长的 FP 腔而言，腔镜反射率越大，其精细度就越高，对应的透射峰的线宽就越小。理论和实验均可证明，在 PDH 锁频中，腔精细度 F 越大，锁频的精度就越高，锁定后能够得到的激光线宽就越窄。相应地，精细度 F 越大，激光锁定的难度就会变高，即反馈系统的精度需求也会变高。

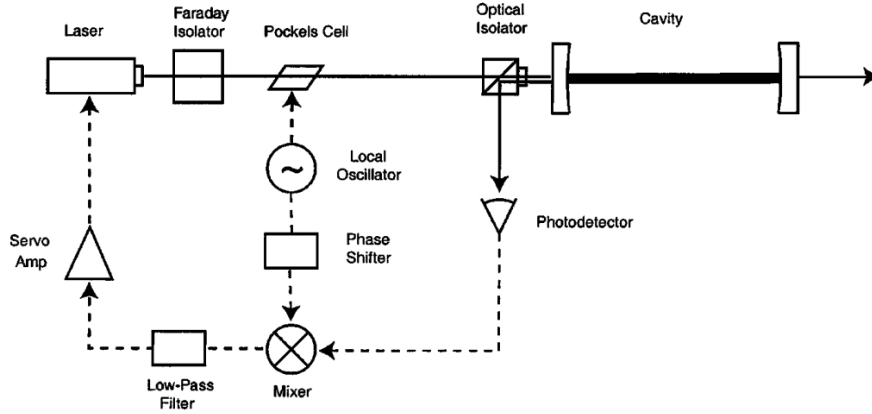


图 3.21 PDH 原理图，图片引自 [176]。

PDH 锁频的基本流程如图 3.21 所示，我们通常是使用 FP 腔的反射信号来进行锁频，与透射信号不同的是，扫频激光经过 FP 腔所得到的反射信号是一系列频率差为 Δf_{FSR} 的深阱。考虑一束频率为 ω 的单模激光场 $E = E_0 e^{i\omega t}$ ，经过光电相位调制器（EOM）调制后，出射光场（或 FP 腔入射光电场）可表为

$$E_{\text{in}}(t) = E_0 e^{i[\omega t + \beta \sin(\Omega t)]}, \quad (3.9)$$

对上式进行贝塞尔函数展开，并保留到一阶项，有

$$\begin{aligned} E_{\text{in}}(t) &= E_0 e^{i[\omega t + \beta \sin(\Omega t)]} \\ &\approx E_0 [J_0(\beta) + 2iJ_1(\beta) \sin(\Omega t)] \\ &= E_0 [J_0(\beta) e^{i\omega t} + J_1(\beta) e^{i(\omega+\Omega)t} - J_1(\beta) e^{i(\omega-\Omega)t}], \end{aligned} \quad (3.10)$$

其中 $J_n(\beta)$ 为 n 阶贝塞尔函数， Ω 为调制频率。调制后的激光经过 FP 腔发生反射，反射后的光电场即为入射光电场乘以反射系数，即

$$\begin{aligned} E_{\text{ref}}(t) &= E_{\text{in}}(t) F(\omega) \\ &= E_0 [F(\omega) J_0(\beta) e^{i\omega t} + F(\omega + \Omega) J_1(\beta) e^{i(\omega+\Omega)t} \\ &\quad - F(\omega - \Omega) J_1(\beta) e^{i(\omega-\Omega)t}]. \end{aligned} \quad (3.11)$$

其中 $F(\omega)$ 即为反射系数，它描述了光电场经 FP 腔反射后相位和幅度的改变，反射系数与腔镜的振幅反射率 r （这里认为两腔镜的振幅反射率相同）、入射光频

率的关系可表为

$$F(\omega) = \frac{E_{\text{ref}}}{E_{\text{in}}} = \frac{r \left(\exp \left(i \frac{\omega}{f_{\text{FSR}}} \right) - 1 \right)}{1 - r^2 \exp \left(i \frac{\omega}{f_{\text{FSR}}} \right)}, \quad (3.12)$$

实验中，我们通常使用光电探测器（PD）来探测 FP 腔反射后的光信号强度，因此将式 Eq. (3.11) 改写为光功率的形式

$$\begin{aligned} P_{\text{ref}}(t) &= |E_{\text{ref}}(t)|^2 \\ &= P_c |F(\omega)|^2 + P_{\text{sb}} \{ |F(\omega + \Omega)|^2 + |F(\omega - \Omega)|^2 \} \\ &\quad + 2\sqrt{P_c P_{\text{sb}}} \{ \text{Re} [F(\omega) F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega) F(\omega - \Omega)] \cos \Omega t \\ &\quad + \text{Im} [F(\omega) F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega) F(\omega - \Omega)] \sin \Omega t \} + O(2\Omega), \end{aligned} \quad (3.13)$$

其中 P_c 为反射信号中载波功率， P_{sb} 为反射信号中一阶边带的功率，二阶及以上边带信号为小量这里以 $O(2\Omega)$ 表示，同时也会被后面的低通滤波器滤除。

反射后的光强信号通过与调制信号频率一致的信号进行解调后，即可得到我们需要的误差信号，根据误差信号的大小，伺服反馈系统输出反馈信号作用到激光器的反馈端调节腔长，从而实现激光的主动稳频。这里，我们使用的调制信号满足大调制条件，即调制的频率远大于腔线宽 $\Omega \gg \Delta f_{\text{FWHM}}$ ，此时激光的边带分量被完全反射，即满足 $F(\omega \pm \Omega) = -1$ ，此时式 Eq. (3.13) 中 $\cos \Omega t$ 项前面的系数为 0，式中的一阶振荡项只剩下 $\sin \Omega t$ 项，此时，使用解调信号 $E_d = E_0 \sin(\Omega t + \phi)$ 进行解调，并对解调后的信号做带宽小于 Ω 的低通滤波，可得误差信号

$$\varepsilon(\omega) = -2\sqrt{P_c P_{\text{sb}}} \text{Im} \{ F(\omega) F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega) F(\omega - \Omega) \}. \quad (3.14)$$

注意解调信号前添加一个移相器是有必要的，这是因为由于电路延时的存在，解调信号和反射后的光强信号中的 $\sin \Omega t$ 项可能会存在一个相位差 ϕ ，当两者相位差为 0 时，滤波后才能得到最大幅度的误差信号，而两者相位差恰为 $\pi/2$ 时，则误差信号的幅度始终为 0，这不是我们希望看到的。移相器的作用就是调整解调信号的相位使得最终得到的误差信号达到幅度最大的状态。

根据式 Eq. (3.14) 给出的公式绘制出误差信号随激光频率的变化曲线如图 3.22 所示，其中纵坐标已将误差信号的幅度归一化，而横坐标则是以激光频率相对自由光谱范围的比值来进行绘制。从图上可以看出，曲线的原点即为激光频率恰好与 FP 腔共振时的频率，当激光频率发生漂移时，伺服反馈系统将根据误差信号的正负变化来输出相应的反馈信号。

当激光频率与 FP 腔近共振时，误差信号与频率近似呈线性关系，即

$$\varepsilon(\omega) \simeq -\frac{\pi}{4} \frac{\sqrt{P_c P_{\text{sb}}}}{\Delta f_{\text{FSR}}} F \Delta \omega. \quad (3.15)$$

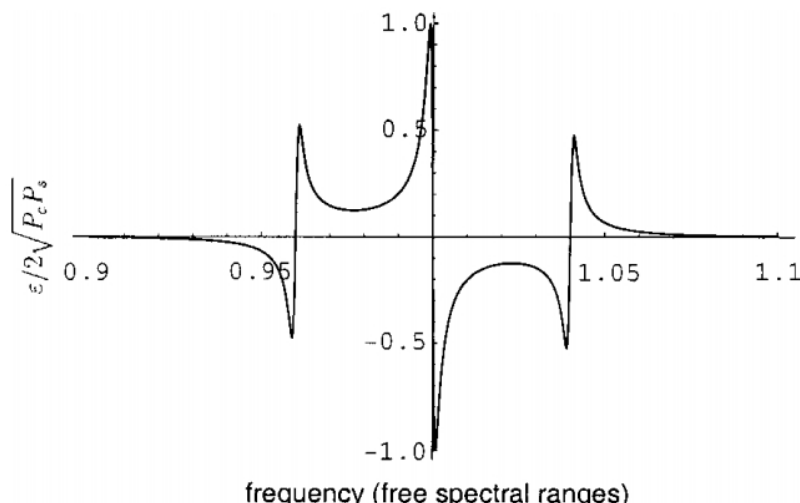


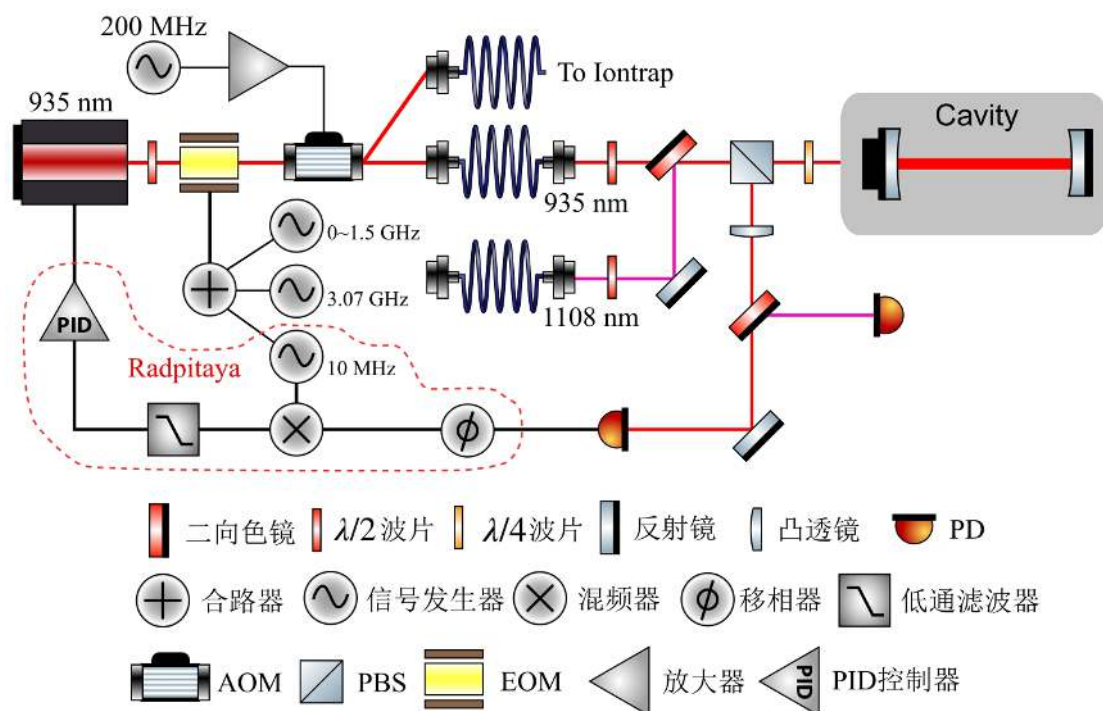
图 3.22 大调制情况下 PDH 误差信号曲线，图片引自^[176]。

可见，误差信号的斜率与激光功率和 FP 腔的精细度有直接关系，斜率越大，意味着当频率变化相同时误差信号变化越大，这就提高了频率锁定的精度，对应着更窄的激光线宽。另外，随着锁定精度的升高，也需要有足够精度的伺服控制系统，才能将激光线宽锁定到更小的量级。

3.3.2 PDH 稳频光电系统

我们使用的 FP 腔是平凹腔，主要由一个具有超低膨胀系数的玻璃所组成，以保证腔长尽可能稳定。平面镜与凹面镜被固定在玻璃两端，构成平凹腔的两个腔镜。两个腔镜对 1108 nm 激光的反射率为 99.8%，对 935 nm 激光的反射率约为 99.5%，由此可求得对两个波长激光的精细度分别为 1500 和 600 左右。腔长为 98.2 mm，对应 FSR 大约为 1.526 GHz。在对 FP 腔进行耦合时，应满足模式匹配条件，由于我们需要将激光耦合到 FP 腔的基模上，所以应该调整入射激光的束腰与 FP 腔的 TEM_{00} 模式束腰尽可能重合，实验中通过综合调节反射镜与透镜的组合便可做到这一点，对平凹腔来说，其等价共焦腔的原点正好位于平面镜上，因此我们只需要调节入射激光束腰基本落在平面镜上并保证光斑大小即可。

PDH 稳频的基本光电系统如图 3.23 所示。由于我们对 935 nm 的激光线宽并没有很高的要求，为降低光路复杂度，我们将两波长的激光耦合至同一个超稳腔。1108 nm 激光与 935 nm 激光分别经过一个 EOM 进行相位调制后，经过光纤被传输至超稳腔光路，光纤耦合头主要由调整架和透镜组成，可以用它方便地进行模式匹配。耦合头出射的两束激光经过一个二分之一波片调整偏振后被一个 BS 进行合束，并经过一个 PBS 和四分之一波片后被耦合进超稳 FP 腔。FP 腔的反射信号再次经四分之一波片改变偏振后从 PBS 另一端出射，随后被透镜聚焦到两个光电探测器（PD）上将光信号转换为电信号。



PDH 电子学系统的基本原理已经在图3.21中给出，这里我们以 935 nm 激光为例，1108 nm 激光的电子学系统则基本一致。PD 获得的电信号直接被输入至 Redpitaya (STAMLAB, 125-14) 中，Redpitaya 是一款 FPGA 开发板，具有高频的输入输出带宽并集成有 14 位高精度的 ADC 和 DAC 芯片，可以对模拟信号进行转换并在 FPGA 中进行实时处理。Pyrpl 是基于 Redpitaya 开发的控制程序，它集成了各种数字处理模块，这里，我们直接使用 Pyrpl 的 IQ 模块即可实现信号的调制、解调、滤波和移相等操作，并最后通过 PID 模块输出反馈控制电压信号，该信号被输入至激光器的外部调制端口实现激光稳频。这里给出 Pyrpl 的 IQ 模块的工作原理图3.24。

Redpitaya 的另一输出端口输出 10 MHz 左右调制信号，并与一个 3.07 GHz 的信号以及 0-1.5 GHz 的信号合束后被输入进 EOM 进行调制，我们将激光锁定在 0-1.5 GHz 的信号产生的边带上，通过改变信号频率即可改变锁定激光的频率。考虑到通过超稳腔进行锁定后的激光频率有可能与我们所需的激光频率相近，导致边带信号与载波边带信号重叠进而使误差信号失真无法锁定，因此在 EOM 输出后端添加了一个 AOM，通过调节驱动信号频率即可对激光实施移频，同时 AOM 也起到了一个分束的作用，其 0 级衍射光被用于进行锁频，而 1 级衍射光则用于进行离子实验。锁定后的激光在波长计上显示频率在百 kHz 量级进行长漂，基本满足我们的实验所需。

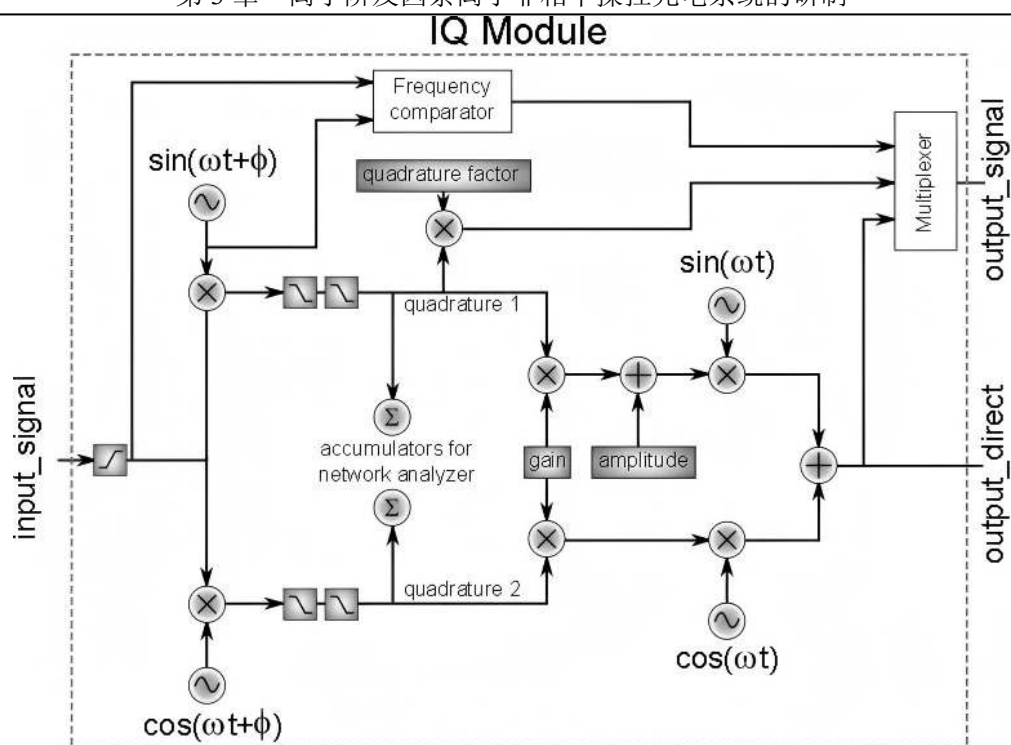


图 3.24 Pyrpl 中 IQ 调制解调模块原理图。

3.3.3 传输腔稳频

所谓传输腔稳频，是利用一个高细度 SFP 腔，将一个待锁激光的频率稳定到另一个超稳激光的频率上，从而实现待锁激光的稳频。

根据前面对 FP 腔的理论推导可知，当单模激光被耦合进一个 FP 腔后，对 FP 腔的腔长进行扫描，当腔长恰好能够使激光发生相长干涉时，透射激光的频谱上会出现一个透射峰，相邻两透射峰之间的距离为 $c/2L$ 。如果我们将两束不同频率的单模激光同时耦合进扫描 FP 腔中，在透射激光的频谱中会出现两组距离为 $c/2L$ 的透射峰，在这种情况下，当待锁激光的频率发生变化时，两组透射峰之间的相对距离也会发生变化，因此我们便可以将两组透射峰之间距离的变化量作为误差信号，根据误差信号的变化来反馈激光器的参数从而实现对待锁激光的频率稳定。由于产生一次反馈信号需要对整个频谱进行寻峰，因此传输腔稳频的反馈带宽难以做的很高，且与反馈系统的处理带宽有很大关系。

传输腔稳频的特点是需要将两束激光同时耦合进一个 SFP 腔中，因此两束激光的波长不能相差太远，防止腔镜对其中一束激光的反射率过大从而降低精细度。这里我们可以使用传输腔，并以 369 nm 激光为参考光来稳定 399 nm 激光的频率。传输腔稳频的光电结构如图 3.25 所示。

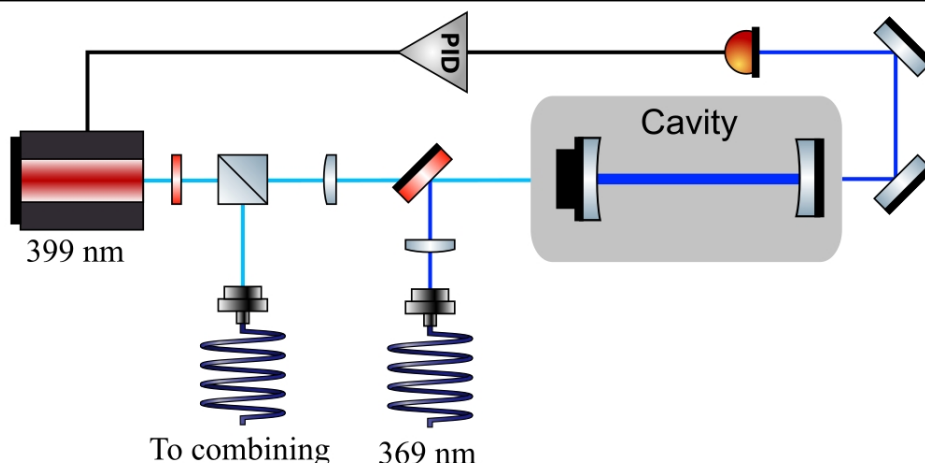


图 3.25 传输腔稳频光电系统。

3.4 其他光电系统搭建

3.4.1 光功率稳定系统

激光功率稳定性在离子阱系统中是非常重要的，在日常使用中，如果激光功率发生大范围长漂，则会导致实验参数发生变化，严重一点则容易损坏光学器件；在对离子进行相干操控时，如果激光功率发生变化，则会直接影响离子进行态翻转时的拉比频率，拉比频率波动会导致离子发生快速地退相干。因此，当激光系统搭建完成后，首先要做的就是对激光功率进行稳定^[181-182]。

对激光器厂商而言，出光功率的稳定性常作为一种出厂指标出现在说明书中，例如频准激光，其典型的 1064 nm 激光出光功率的 RMS 稳定性在 0.15 %。一般而言，这种程度的频率稳定性对离子冷却、态探测等非相干操控而言已经足够，但对相干操控光而言并不能满足我们的要求。激光器厂商一般均已经通过被动稳定的方式，如使用高稳定性光源、使用温控组件消除温度对激光功率的影响、加强隔振措施等，来对激光功率进行稳定，但这种稳定方式仍然对环境依赖明显，且控制精度和灵敏度较差。为此，我们使用声光调制器（AOM）的方式对激光功率进行了主动稳定。激光稳定光电系统如图3.26所示。

图中的待稳激光经过一个透镜被耦合进一个 AOM 中，光束经过声光调制器时，在驱动射频信号的作用下会发生衍射，在空间中会形成一系列光斑，这里我们使用 0 级光斑（即光路不发生改变的光斑）来做功率稳定。其具体原理为，假设当激光功率下降时，AOM 出射的 0 级衍射光功率也会下降，此时控制驱动射频信号的功率降低，则 AOM 的衍射效率降低，最终使 AOM 出射 0 级光功率升高，从而实现对光功率的主动稳定。这个过程可以看作一个负反馈过程。

在具体光电系统中，我们应用光电探测器（PD）对 AOM 出射的 0 级光功率进行探测，探测得到的电信号被输入进伺服控制系统中，这里我们依然使用 Redpitaya 作为伺服控制系统，其输出的反馈电压被作用在混频器上，混频器的

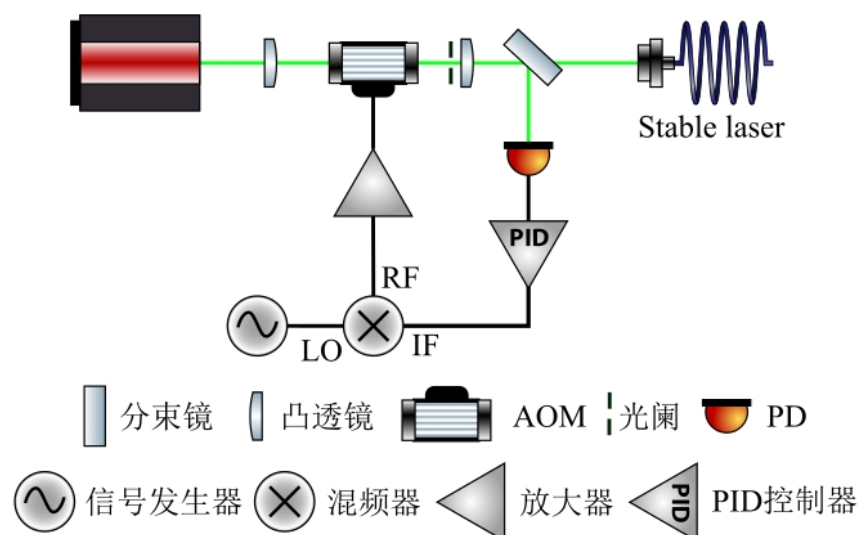


图 3.26 功率稳定光电系统示意图。

作用是将 AOM 所需的射频信号与反馈信号进行混频，从而对射频信号的幅度进行调制，调制后的射频信号经过低噪声射频放大器后被输入进 AOM，这就构成了一个负反馈环路。我们可以在 Redpitaya 的控制软件上设定 PD 电压的锁定值，该值既不能过大，也不能过小，过大会导致功率锁定时的可调范围太小，过小则输出光功率无法满足后续激光使用需求。激光稳定前后 0 级光信号在 PD 上的长漂如图 3.27 所示，最终稳定的激光功率波动幅度与输出激光的实际功率相比为 10 ppm 左右，满足离子操作激光的使用。

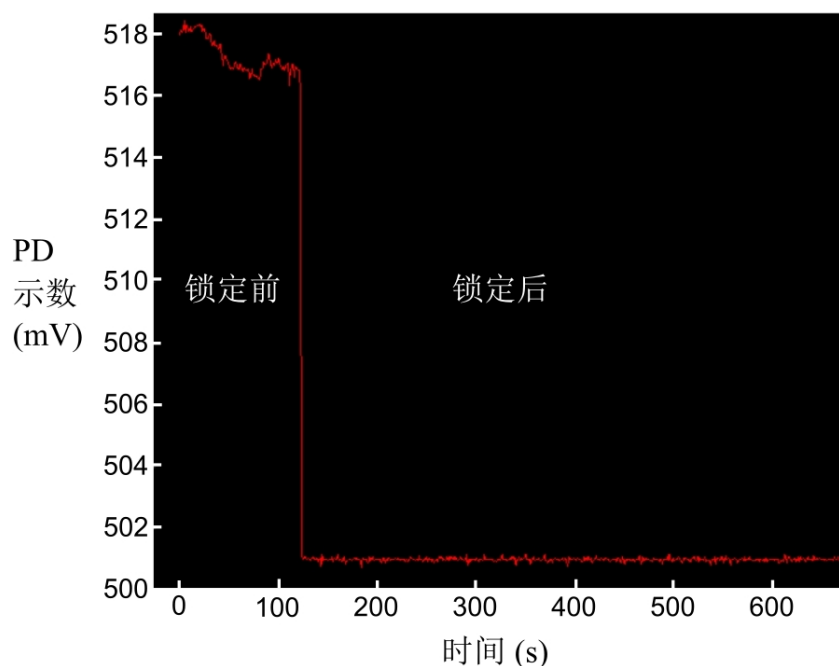


图 3.27 功率稳定前后 PD 示数变化曲线。

3.4.2 935、780 nm 光路系统

在第二章中已经介绍, 在多普勒冷却过程中, 处在 $^2P_{1/2} |F=0\rangle$ 态的离子在自发辐射时有概率掉到 $^2D_{3/2}$ 态, 使用 935 nm 的激光并附加 3.07 GHz 的边带分量即可将离子重新激发并回到冷却循环中, 因此 935 nm 的激光被称为回泵光, 同样地我们还需要一束 780 nm 的回泵光, 回泵光的光电系统如下图3.28所示。

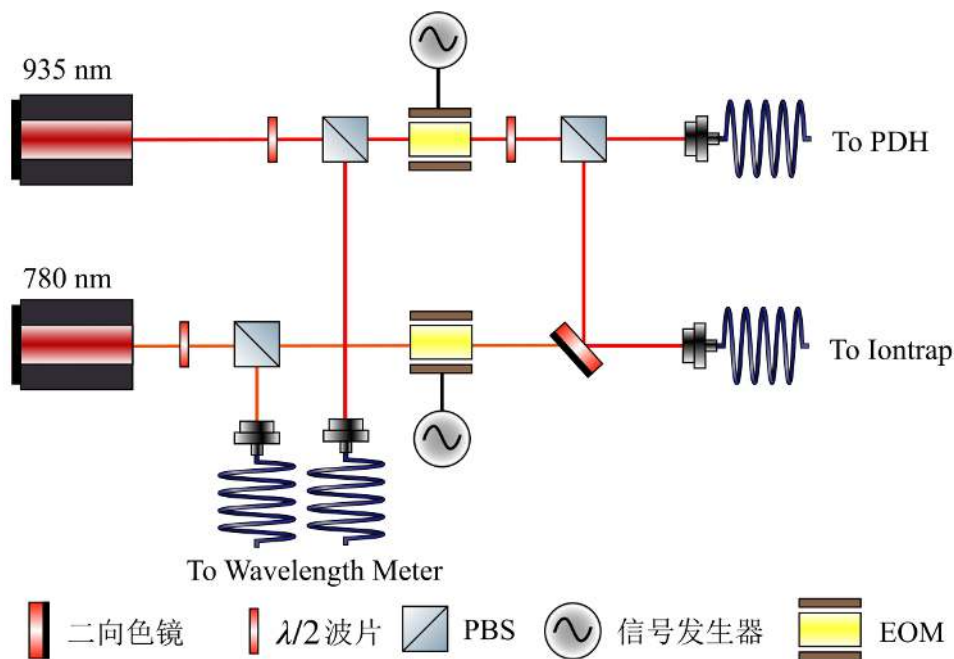


图 3.28 回泵光电系统示意图。

两者的光路结构基本相同, 于激光器中出射的回泵光经隔离器后被一个二分之一波片和 PBS 进行分光, 一路进波长计监测波长, 另一路进 EOM 从而给激光施加对应的调制边带。因 935 nm 激光需要进行 PDH 稳频, 因此在 935 nm 光路使用的 EOM 中添加了不同频率的射频信号。从 EOM 出射的 935 nm 激光再经过一个二分之一波片和 PBS 进行分光, 其中一路作为 PDH 锁频信号, 另一路与调制后的 760 nm 合束并耦合进光纤中, 通过光纤传输至离子阱平台。

3.4.3 PMT 与离子成像光路

我们使用态依赖荧光探测的方式对离子的量子态进行探测, 并且在上一章中已经提到如何根据测量到的荧光计数来分辨离子所处的量子态, 因此获得正确的荧光计数对提高态探测保真度至关重要。这里对我们所使用的光电倍增管 (PMT) 系统和离子成像光路做一个简单介绍。在离子阱中, PMT 常被用于对离子荧光进行探测和单光子计数, 我们使用 32 通道的 H7260-200 (Hamamatsu) 作为 PMT 的选型, 它对 370 nm 激光的量子效率大于 40%, 适用于对 Yb 离子的荧光计数。由于 PMT 的输出信号是脉宽为 2 ns, 幅度大于 10 mV 的负电压脉冲,

我们自行设计了 32 通道的数据采集电路来对 PMT 的输出信号进行处理。

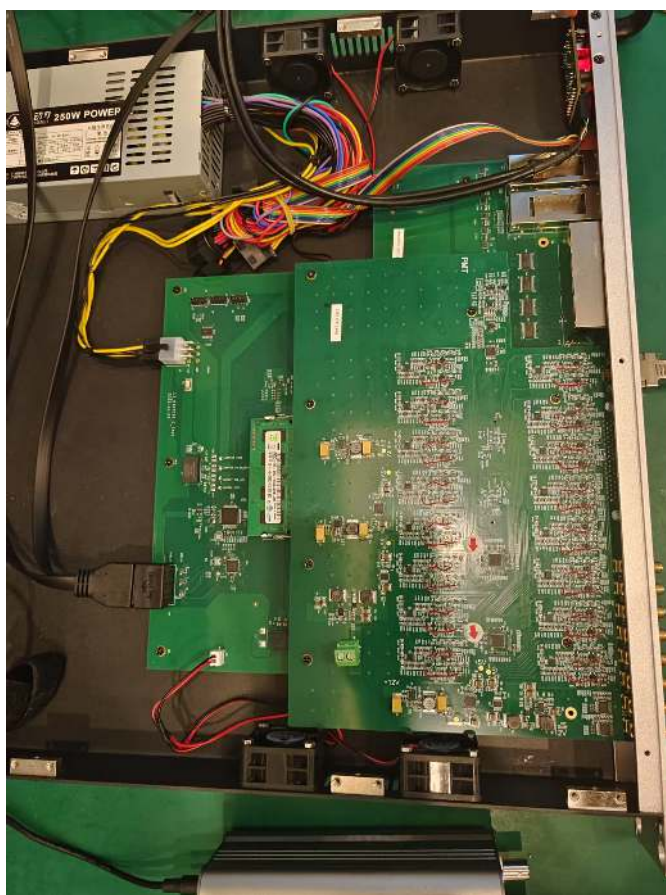


图 3.29 PMT 控制机箱。

数据采集电路的实物模型如图3.29所示，数据采集电路板上包含电压放大模块、电压比较模块等电子芯片，它可以将 PMT 产生的负脉冲信号进行放大，与基准电平甄别并转换成标准的 TTL 信号。同时电路板上还集成了 DAC 芯片产生用于甄别的基准电平，电平转换芯片将外部信号转为标准 TTL 信号等，这些 TTL 信号通过极细同轴线被输入到 FPGA 中进行时序控制，最终实现控制离子荧光的计数的功能。该功能主要由本组陈炎博士实现，具体过程可参考文献^[157]。

下面对离子的成像光路做一个简单介绍。考虑到 PMT 的每个通道宽 0.8 mm，相邻两通道间隔为 1 mm，离子在离子阱中间距大约为 5 μm ，同时为了防止 PMT 相邻两通道之间的串扰，我们最好以一个通道为间隔对离子成像，即离子应该被放大 400 倍，且应具备一定的可调节范围。

离子成像光路如图3.30所示。此图是离子阱平台的侧视图，底部的参考光用于对离子的辅助成像。离子阱的上方设置有一个 0.6 NA 的物镜来收集离子产生的荧光，并经过一个反射率和透射率之比为 8: 2 的分束镜反射，在第一像点处发生第一次成像；成像后的荧光经过一个双胶合透镜转换成准直光，并经由一个电动翻转架被照射到第二个双胶合透镜，此处的电动翻转架可以切换离子成像在 ccd 上用于观察或者成像在 PMT 上进行计数；荧光经过第二个双胶合透镜发

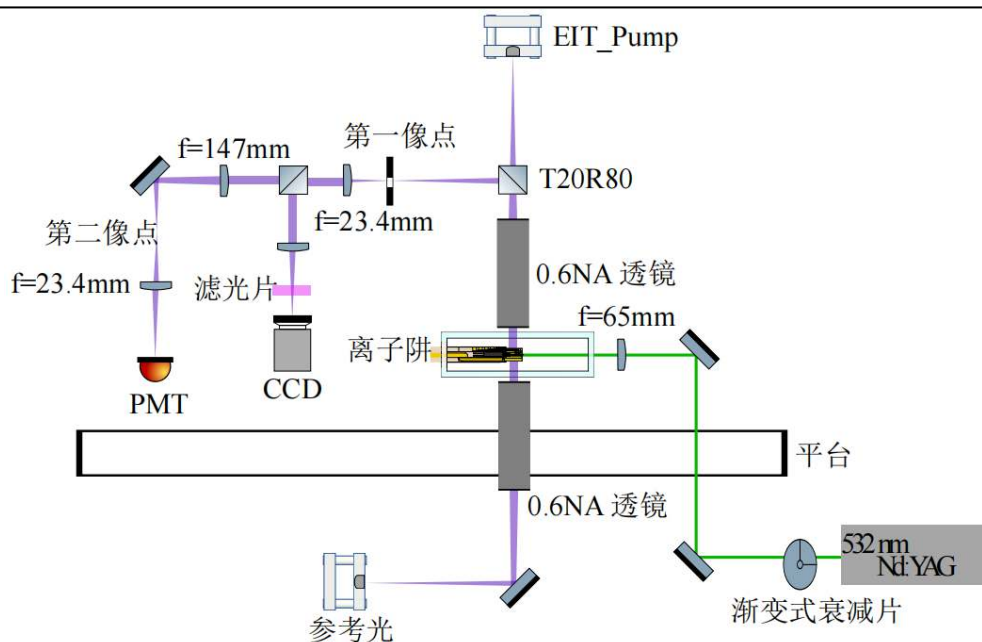


图 3.30 PMT 成像光路和 532 nm 烧蚀光路，图片取自^[157]。

生聚焦成像在第二像点，此时放大倍率约为 61 倍，最后在 PMT 前设置有一个短焦距透镜对离子进行第三次成像，这个透镜和 PMT 均安装在一个光学导轨上，从而实现对离子放大倍率的精细调节。如图 3.31 是一次荧光探测过程中 PMT 计数分布图，这表明成像系统和 PMT 成功对多离子荧光实现了高信噪比的荧光计数。

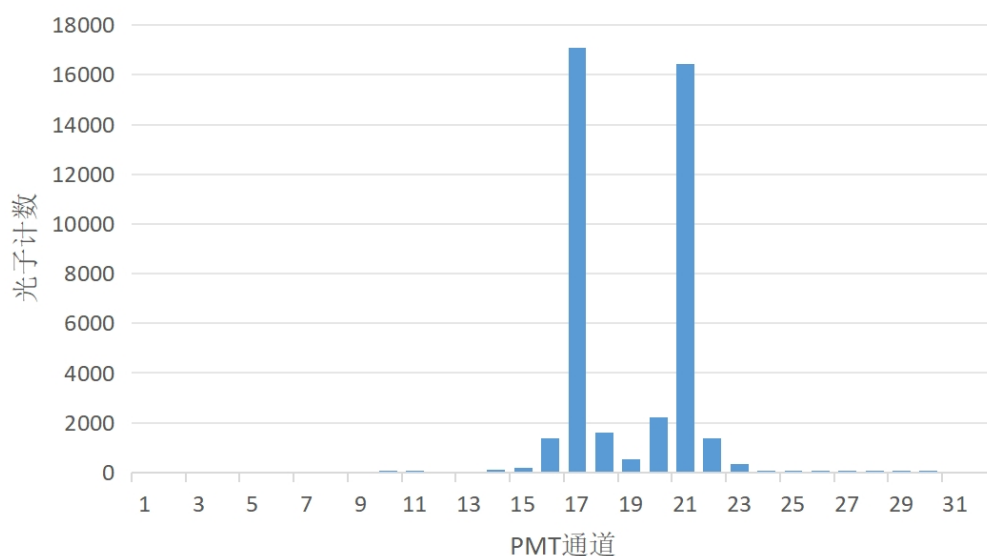


图 3.31 32 通道 PMT 计数分布图。

3.4.4 其他配置简介

3.4.4.1 532 nm 烧蚀光路

为了将安装在柱子前端的镜靶材转变为原子蒸气，以便进一步执行 Yb 原子离子化、捕获的过程，我们使用 532 nm 的调 Q 脉冲激光器实现对靶材的烧蚀操作。除了激光的峰值功率外，我们对烧蚀激光的指标并没有过多的要求，但应使激光会聚在靶材时的光斑面积尽可能小，从而在光功率一定时实现更高的光强。

532 nm 烧蚀光路已经在图3.30右下角示出。从激光器出射的脉冲激光经过一个圆形渐变中性密度滤光片对光强进行调整，然后经过两次反射，并通过一个 60 mm 焦距的凸透镜会聚到靶材上。

3.4.4.2 阱平台温控

在离子阱量子计算系统中，温度是不可避免的外界环境影响因素之一，它会影响离子阱系统的方方面面。例如温度变化会导致超稳腔腔长发生变化，进而导致激光波长发生漂移；温度变化会导致电子元件的参数发生变化，从而影响 DC 信号和 RF 信号的稳定性，容易给离子带来不必要的附加微运动；温度变化也会改变物质的饱和蒸气压，使气体的热运动更加剧烈，从而影响离子阱真空腔内的真空度等等。

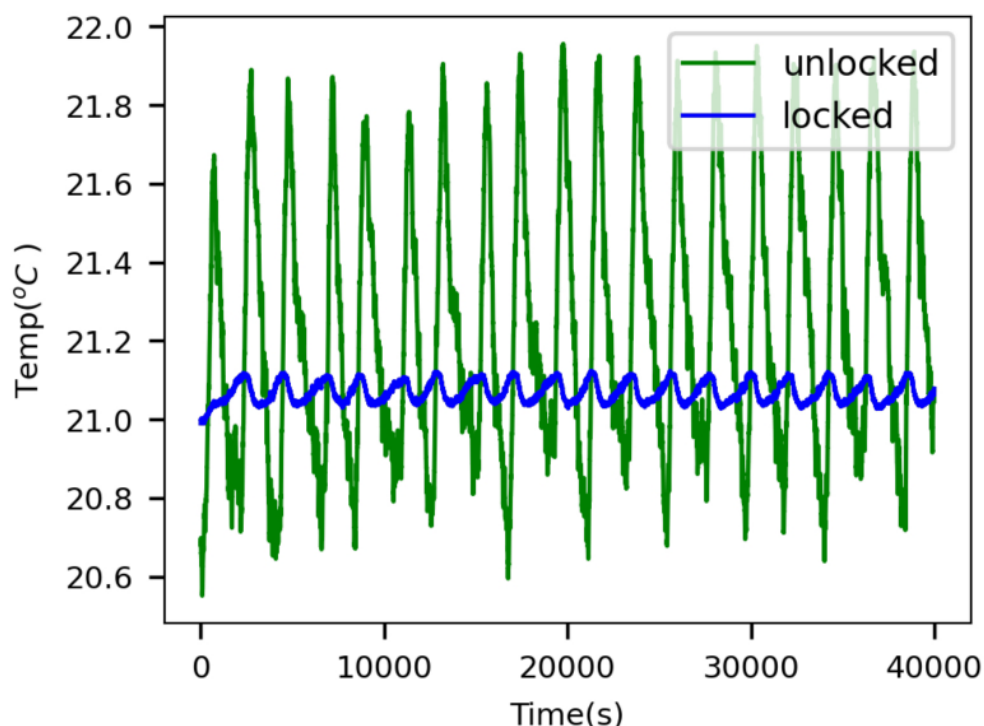


图 3.32 温控前后阱平台温度长漂曲线。

为了最大程度地降低温度对阱平台的影响，我们对离子阱平台进行了温控处理。具体思路就是使用亚克力罩和保温棉将阱平台与外界环境尽可能屏蔽，同

时利用液冷对阱平台温度进行调节，利用温控模块即可实现温度的反馈控制。温控前后阱平台温度长漂如图3.32所示。

3.4.4.3 系统时序控制

在离子阱的量子计算实验中，对时序的控制需求是非常严格的。我们使用 ARTIQ 作为我们进行时序控制的控制系统，ARTIQ 不仅提供在硬件上的支持，在软件上以 python 语言为上层编程环境，在底层的 FPGA 中实现编译和执行，进而实现系统的逻辑控制。

在硬件层面上，ARTIQ 提供了多路 TTL 信号发生器、多路 DDS 信号发生器、多路数模-模数转换接口以及时钟模块等，均可通过 python 代码实现硬件的控制。典型的例子是前面所述的 369 nm 激光操作光路中，时序可参见图3.19，我们可以通过 ARTIQ 的多路 TTL 信号发生器产生 5 路 TTL 信号，从而实现对 369 nm 激光边带的快速切换；又如我们在对众多激光进行开关操作时，通常会使用 AOM 作为光开关以提高关断比，这时 ARTIQ 上的多路 DDS 信号发生器既可以给 AOM 提供射频信号，还可以通过编程实现信号的快速开关；又或者在 PMT 计数过程中，ARTIQ 会产生 TTL 信号控制 PMT 计数和清零过程，根据脉冲时长来规定态探测时间长度等等。

总之，ARTIQ 作为一款好用的可编程逻辑控制系统，是离子阱量子计算的时序控制核心。其硬件部分板卡被集成在一个控制机箱中，如图3.33所示。

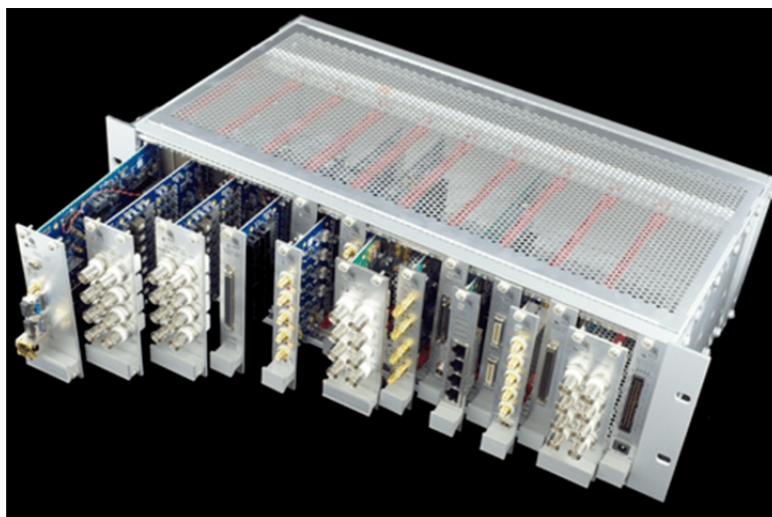


图 3.33 Artiq 机箱示意图，图片取自 M-LAB 官网。

3.5 本章小结

在本章的前半部分，我们主要介绍了分段式刀片离子阱的具体结构，超高真空的抽取以及囚禁离子 DC 电子学系统的设计，主要包括 DC 信号源的设计、滤波器以及 FPC 的设计要点。RF 电子学系统设计则由于篇幅原因被安排在第 5

章。

本章的后半部分则集中介绍了离子阱非相干操控光电系统的设计要点。其一主要介绍了用于对离子施加冷却、态初始化和态探测的宽带调制三倍频激光系统，该系统采用宽带光纤 EOM 进行外部调制外加三倍频的方案，有效地提高了整个操作光路的空间利用率和稳定性，并降低了光路损耗；多通道射频开关的设计提高了光路的可扩展性和频率灵活性。其二主要介绍了激光锁频的基本原理，并以我们实际使用的 PDH 锁频和传输腔锁频为例介绍了激光稳频光电系统的设计要点。

最后，对我们离子阱平台的其他光电测控系统进行了简单介绍，包括光功率稳定系统、回泵光系统、PMT 及成像系统和温控系统等，这里每个子系统都是离子阱非相干操控系统的重要组成部分，对稳定囚禁离子和高保真度离子态制备和探测（SPAM）都具有重要意义，并为下一章中对离子的相干操控与测量提供了先决条件。

第4章 囚禁离子相干操控光电系统的研制

在离子阱量子计算平台，受激拉曼跃迁已经成为国内外离子阱团队进行量子计算的首选工具，它能够实现对离子超精细量子比特的精密操控。其核心优势在于拉曼操作激光的高选择性、低热效应以及高相干性，适用于对单离子的内态和运动态进行操控、多离子寻址操控以及多离子之间纠缠的生成等。

目前，国内外已经有很多使用受激拉曼跃迁来实现量子态相干操控的诸多案例，例如 Innsbruck 的 Blatt 组，于 2009 年就利用受激拉曼跃迁首次实现了 Mølmer-Sørensen 纠缠门^[183]；美国 NIST 的 Wineland 团队于 2016 年在 $^9\text{Be}^+$ 离子阱中实现了基于拉曼跃迁的保真度达 99.9% 的两离子纠缠^[38]；2021 年 Quantinuum 实现了基于芯片离子阱的量子电荷耦合器件 (QCCD)^[184]，它支持使用拉曼光来进行多量子比特操作，这一成果展示了 QCCD 在量子计算方面的潜力等等。由此可见，使用受激拉曼光来对离子态操纵从单离子到多离子，乃至可扩展性离子量子计算架构，不断推动着离子阱量子计算的发展。

高质量的拉曼操作光对单离子乃至多离子进行量子比特操控都是至关重要的。在第二章中对受激拉曼跃迁的描述中我们已经看到，实现受激拉曼跃迁至少需要两个条件，一是两束拉曼激光应具备与量子比特超精细能级差相匹配的频率差，这个频率差需要保证稳定以提高对离子态进行操作时的效率；二是拉曼操作激光应满足大失谐条件，即相比于两基态能级对中间态 $|e\rangle$ 能级差具有 $\Delta \gg \Gamma$ 的条件，来减小由于自发辐射导致的态操作错误率。

在以上两点中，后者是比较容易做到的，这是因为驱动 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子激发态能级与基态能级为紫外波段的 369 nm 激光，为满足大失谐条件，只需要使用波长大于 369 nm 的激光即可（也不能过大，防止大波长激光使离子运动态和内态耦合降低），本章中我们选用 554 nm 操作光作为拉曼操作光。对前者而言，高保真度量子比特操控需要对两束拉曼激光束的质量具有较高的要求，例如两束激光需要具备超高的频率稳定性，两束拉曼光之间具有超高的相位稳定性以及极低的相位噪声，另外两束激光在离子位置应具备良好的光束质量和光强大小等，这些因素对实现高保真度量子态操作，同时延长量子比特的相干时间都具有重要意义。

本章中我们利用马赫曾德式强度调制器 (MZM) 实现了操纵 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子的拉曼操作光，同时利用光锁相环的方式以极低的成本降低了两束拉曼操作光之间的相位噪声，最终实现了对离子阱中单离子量子比特操控与多离子的寻址。

4.1 基于 MZM 的拉曼操控光路

4.1.1 背景

现今,随着激光技术的不断发展和光电产业的日趋成熟,国内外已经有诸多方法来产生超精细能级量子比特所需的拉曼操作激光。典型的方法有锁模脉冲激光方案、单激光分频方案、双激光锁相方案、光频梳辅助生成等。

锁模脉冲激光方案是应用最普遍的产生拉曼激光及其边带的方式,这是因为锁模脉冲激光的输出频谱即为一系列频率间隔相等的激光脉冲。在实际使用中,我们只需要使用声光调制器(AOM)对其中一个输出激光进行移频,使两个激光脉冲的频率间隔恰好等于离子的超精细能级之间的频率,即可实现量子比特的受激拉曼跃迁。如美国的 Wineland 团队采用锁模激光脉冲外加多级 AOM 级联的方式产生 Be 离子的拉曼操控光^[38]。这一方案的缺点在于锁模脉冲激光具有大量冗余的频率分量,可能会提高量子比特操作的错误率;另外锁模脉冲激光由于啁啾效应不方便通过光纤进行传输。

单激光分频方案的具体原理就是半导体激光器经过放大后输出一束单模激光,利用 AOM 或电光调制器(EOM)对激光进行分频,分频的频率恰好与超精细能级之间的频率相匹配,从而产生拉曼跃迁所需的操作光。对使用 AOM 而言,声光调制的带宽通常在 MHz 量级,而超精细能级的频率通常在 GHz 量级,为此只能采用多级 AOM 级联的方式产生大频率调制,然而这种方式将会产生极大的光学损耗,同时带来更加复杂的光路配置。采用 EOM 进行外调制的方式是可行的,并且在第三章中也提到我们的 369 nm 操作光路可以实现 554 nm 拉曼操作光的产生,但实际考虑到一般空间光 EOM 调制带宽小,难以达到 12.6 GHz 的水平,而光纤 EOM 经过倍频后产生的操作光则具备复杂的频率成分,同时各频率成分之间的相位不尽相同,这会对拉曼操作产生不利影响。

双激光锁相方案也是产生拉曼激光及其边带的常用手段,其具体原理是使用两台独立的激光器,其中一台为稳定性高且低相噪的参考激光,另一台则通过光锁相环^[185-187]或光学边带注入^[188-189]等手段来产生与主激光器具有频差的从激光器。这种产生拉曼操作光的方式具有的优点是频谱干净,因为是通过两个独立的激光组合产生两种边带成分的拉曼激光,同时可产生的激光功率较大;而这种方式一般成本较高,因为至少需要两台激光器共同工作,且激光器一般为紫外波段激光,产生难度大,系统复杂性高。

光频梳辅助生成^[190]则是利用光学频率梳的多条等间距频率线,通过滤波或外差检测的方法提取超精细能级对应频率的两束光,以此作为拉曼操控光束,或使用频率梳的梳齿作为频率差来锁定两台激光器。这种方式的优点是显然的,由于频率梳锁定在原子钟上,因此得到的拉曼光束频率特性极佳,频率长漂小,另

外光频梳覆盖频率范围大，适用于大多数离子的量子计算体系；但光频梳单梳齿功率极低，需要对光束进行放大才能满足拉曼操作光功率需求；另外光频梳与激光结合的方式更加提高了整个光学系统的成本，光路的体积更加庞大，且需要高精度的伺服系统来匹配整个反馈精度。

在本章中，我们选择单激光束分频的方式来产生所需的拉曼操作光，但我们采用的光电元件是马赫曾德式强度调制器（MZM），它应用电光调制和强度调制的方法实现了对激光各边带信号的强度调制，大大减少了普通相位调制式 EOM 所产生的冗余边带成分，还实现了各边带之间相同的相位条件。另外，单激光器和强度调制器的配置大大降低了光路的成本需求，较少的光学元件提高了整个光路的稳定性。

4.1.2 MZM 原理及工作点稳定

首先对 MZM 的工作原理做一个简单介绍。马赫曾德强度调制器（MZM）本质上是一个马赫曾德式电光调制器（EOM），通常使用的材料是铌酸锂晶体。在铌酸锂晶体中我们将输入波导分为两条路径，这两条路径构成马赫-曾德干涉仪的两个臂，在两个臂的两侧均连接有电极，通过向电极施加电磁波，会使得铌酸锂晶体产生电光效应，电光效应使得铌酸锂波导的折射率产生变化，这就导致通过这条波导的光的相位发生了变化。MZM 中通常存在两个信号输入接口，其中一个接口输入射频信号，给马赫曾德干涉仪的两个臂提供高频的相位调制；另一个接口则是输入直流信号或低频调制信号，这个信号只被作用在马赫曾德干涉仪的其中一个臂，用于调整其中一路波导上输入光波的相位。最后，马赫-曾德干涉仪的两个臂重新组合成输出波导，两臂中的光信号此时发生干涉，从而实现光信号的强度调制。

MZM 的基本原理如图4.1所示。我们所使用的调制器分别在两臂施加了相位相反的射频调制接口，这种调制模式称为推挽模式，这种模式的对称性有效避免了射频端口在两路波导产生的附加相位差。

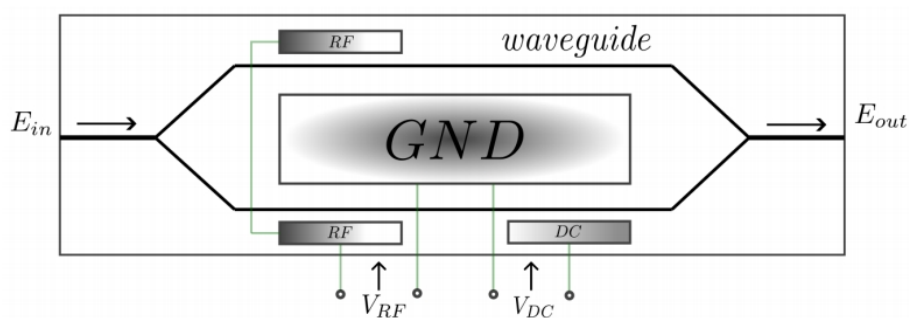


图 4.1 MZM 原理图。

设输入光场为

$$E_{in}(t) = E_0 e^{i\omega t}, \quad (4.1)$$

则经过电信号调制后 MZM 两臂的光场分别为

$$E_1(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} E_0 e^{i(\omega t - \phi(t) + \phi_0)}, \quad (4.2)$$

$$E_2(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} E_0 e^{i(\omega t + \phi(t))}, \quad (4.3)$$

其中 ϕ_0 为 MZM 两臂间的固有相位差，它是由材料不均匀性，制造公差等原因，使得两个光波导之间不可避免地存在着附加相位差，通常，通过在 MZM 的 DC 端口施加直流信号可以补偿这部分附加相位差；而 $\phi(t)$ 为输入射频电场所导致的相位差。由此，得最终输出光场为

$$E_{out}(t) = \frac{\alpha}{\sqrt{2}} [E_1(t) + E_2(t)] = \frac{\alpha}{2} E_0 [e^{i(\omega t - \phi(t) + \phi_0)} + e^{i(\omega t + \phi(t))}], \quad (4.4)$$

其中 α 为 MZM 的插入损耗。设我们在射频输入端施加的射频电场为 $V_{RF}(t) = U_0 \cos(\omega_{RF} t)$ ，则相位改变量

$$\phi(t) = \pi \frac{U_0}{V_\pi} \cos(\omega_{RF} t), \quad (4.5)$$

其中 V_π 是使得 MZM 两臂产生 π 相位差时电极所需的偏置电压，称为半波电压。定义

$$\beta = \pi \frac{U_0}{V_\pi}, \quad (4.6)$$

为 MZM 的调制深度，它表示射频信号对电光调制器相位进行调制的大小。将式 Eq. (4.5) 代入式 Eq. (4.4) 并对输出光场进行贝塞尔函数展开，则

$$E_{out}(t) = \frac{\alpha}{2} E_0 \left[e^{i(\omega t + \phi_0)} (J_0(\beta) - J_1(\beta) e^{i(\omega_{RF} t + \pi/2)} + J_2(\beta) e^{i2\omega_{RF} t} - \dots) \right. \\ \left. + e^{i\omega t} (J_0(\beta) + J_1(\beta) e^{i(\omega_{RF} t + \pi/2)} + J_2(\beta) e^{i2\omega_{RF} t} + \dots) \right]. \quad (4.7)$$

容易看出，MZM 调制器最终输出光场模式与相位调制器类似，均在原载波频率基础上产生了频率为 ω_{RF} 及其整数倍的多阶边带，边带间隔为 ω_{RF} 。但不同之处在于 MZM 可以通过改变马赫曾德干涉仪两臂之间的相位差 ϕ_0 来改变奇数和偶数阶边带的强度。在式 Eq. (4.7) 中令 $\phi_0 = 0, 2\pi, 4\pi, \dots$ 得到

$$E_{out} = \alpha E_0 [J_0(\beta) e^{i\omega t} + J_2(\beta) (e^{i(\omega + 2\omega_{RF})t} + e^{i(\omega - 2\omega_{RF})t}) + \dots], \quad (4.8)$$

由此可见，当两臂之间的相位差恰好为 2π 的整数倍时，奇数阶边带被完全抑制。若令 $\phi_0 = \pi, 3\pi, \dots$ 得到

$$E_{out} = \alpha E_0 [J_1(\beta) (e^{i((\omega + \omega_{RF})t + \pi/2)} + e^{i((\omega - \omega_{RF})t + \pi/2)}) + \dots], \quad (4.9)$$

即当两臂之间的相位差恰好为 π 的奇数倍时, 载波及偶数阶边带被完全抑制。对一般的 MZM, 我们可以通过改变其的 DC 偏置端口来改变调制器的直流偏置, 从而调整输出光载波及其奇偶阶边带的强度比例, 基于这个原因, 我们常称 MZM 直流偏置电压为 MZM 的工作点。

当输出光电场满足式 Eq. (4.9) 时, 考虑到我们的调制为小信号调制的情形, 即调制深度式 Eq. (4.6) 远小于 1, 此时可忽略 2 阶及以上边带的情况, 光电场频谱只剩下左右两个一阶边带成分, 我们称这种调制为载波抑制-双边带调制 (CS-DSB)。我们均在 CS-DSB 条件下进行后续实验。

MZM 输出光功率由 $P = E_{out}(t) \cdot E_{out}^*(t)$ 给出, 即

$$P = \frac{1}{2} \alpha^2 E_0^2 [1 + \cos(\phi(t) + \phi_0)]. \quad (4.10)$$

考虑到 MZM 两臂间的相位差主要由输入射频信号和直流偏置信号决定, 忽略两臂之间存在的固有相位差, 此时可以将上式改写为

$$P = \frac{1}{2} \alpha^2 E_0^2 \left[1 + \cos\left(\pi \frac{V_{RF}(t)}{V_\pi} + \pi \frac{V_{DC}}{V_\pi}\right) \right]. \quad (4.11)$$

由此可见, MZM 的传输响应函数为余弦函数。在通常情况下, 我们可以通过实验需要选择合适的直流偏置点, 例如将直流偏置点设置在 V_π 或 $V_{2\pi}$ 处, 即光强最低或最高点: 在光强最低点, 调制输出信号中奇次边带信号达到最大值, 偶次边带信号与载波信号达到最小值; 而在光强最高点, 调制输出信号中奇次边带信号达到最小值, 偶次边带信号与载波信号达到最大值。

在实际实验过程中, 由于存在环境温度、输入光功率漂移、电极电荷累积等因素的影响, MZM 两臂间的固有相位差会发生缓慢变化, 从而导致了 MZM 的工作点发生漂移, 进而导致 MZM 的输出光功率无法维持在一个稳定的状态。因此, 对于长期操作, 特别是在必须在变化的温度条件下进行操作时, 有必要在 DC 偏置端口添加自动控制反馈系统, 以便永久地提供正确的直流电压并锁定 MZM 的工作点。

我们所使用的工作点自动控制技术是采用在直流偏置端输入一个低频抖动信号, 该抖动信号的幅度和频率均远小于调制信号, 这样做既不影响 MZM 正常的调制输出, 还能对 MZM 的工作点进行实时控制。于 DC 端施加一个幅度为 V_{LF} 的抖动信号后, 输出端光功率可表示为

$$P = \frac{P_0}{2} \left[1 + \cos\left(\pi \frac{V_{RF}(t)}{V_\pi} + \pi \frac{V_{DC}}{V_\pi} + \pi \frac{V_{LF}(t)}{V_\pi}\right) \right], \quad (4.12)$$

引入调制深度的定义 $\beta_\alpha = \pi \frac{V_\alpha}{V_\pi}$, 其中 $\alpha = RF, DC, LF$, 则上式改写为

$$P = \frac{P_0}{2} (1 + \cos[\beta_{RF} \cos(\omega_{RF} t) + \beta_{DC} + \beta_{LF} \cos(\omega_{LF} t)]), \quad (4.13)$$

将上式各项按调制系数做贝塞尔展开并保留至第二阶，有

$$\begin{aligned}
 P = \frac{P_0}{2} \{ & 1 + \cos(\beta_{DC})[J_0(\beta_{RF})J_0(\beta_{LF}) - 2J_2(\beta_{RF})J_0(\beta_{LF})\cos(2\omega_{RF}t) \\
 & - 2J_0(\beta_{RF})J_2(\beta_{LF})\cos(2\omega_{LF}t)] - \sin(\beta_{DC})[2J_0(\beta_{RF})J_1(\beta_{LF})\cos(\omega_{LF}t) \\
 & + 2J_0(\beta_{LF})J_1(\beta_{RF})\cos(\omega_{RF}t)] \}. \quad (4.14)
 \end{aligned}$$

MZM 的输出信号由光电探测器 (PD) 进行采集，然后使用混频器将从 PD 中得到的光强信号和抖动信号进行混频，从公式上表示为将式 Eq. (4.14) 右乘 $\beta_{LF} \cos(\omega_{LF}t)$ 。最后将混频后的信号经过一个截止频率低于 ω_{LF} 的低通滤波器，得到的输出信号表达式为

$$P_E = -\frac{m_{LF}P_0}{2} \sin(\beta_{DC})J_0(\beta_{RF})J_1(\beta_{LF}). \quad (4.15)$$

由此可见，当射频与抖动信号的幅度一定时，输出的误差信号与 DC 电压成正弦函数的关系，通常，我们将 MZM 的工作点设置为误差信号为 0 的点，此时 MZM 工作在载波抑制的状态。当 MZM 两臂间的相位差发生漂移时，误差信号就会发生变化，通过实时调节 DC 偏置端输入电压值，即可将误差信号拉回零点，从而实现工作点的锁定。

4.1.3 光路配置及实验结果

拉曼光路的整体结构如图4.2所示，其核心部件是 MZM 强度调制器。我们使用的强度调制器是 44 所的保偏光纤式强度调制器，它对偏振比较敏感，因此在种子光输入前应添加一个半波片用于对线偏振方向进行调节。MZM 的最大输入功率为 100 mW，输入波长为 1064 nm，为方便光路配置，我们选用的仍然是前面提到过的三倍频 369 nm 激光的 1108 nm 的种子光作为 MZM 输入，输入功率在 96 mW 左右，该激光器已经过 PDH 锁频，线宽大约为 100 kHz。

拉曼光路中各个位置的激光频谱已经在图4.2中示出。单模 1108 nm 激光经过光纤 MZM 调制后，由于 MZM 的工作点设置为载波抑制的情形，在小调制深度的情况下，1108 nm 的输出激光中仅包含与载波频率差为 ω_E 的双边带成分，且两个边带成分是同相位的，这里 ω_E 为调制频率。调制后的 1108 nm 激光经过一个保偏光纤耦合器将光束一分为二，功率之比为 1: 9。其中较强的光束进入掺镱光纤激光放大器 (YDFA) 对调制后的激光进行放大，这里我们使用的依然是频准公司 FA-SF-1108-10-CW 放大器；另一束较弱的光束被光电探测器 (Thorlabs, PDA100A2) 耦合进 MZM 反馈控制环路，用于将 MZM 锁定在 CS-DSB 调制的工作点。放大后的调制激光被耦合进一个周期极化铌酸锂晶体 (PPLN)，经过二次谐波产生 (SHG) 过程将 1108 nm 激光倍频至 554 nm。在频谱上来看，具有双边带成分的 1108 nm 调制激光经过 SHG 过程后，由于倍频效应，形成了具有三

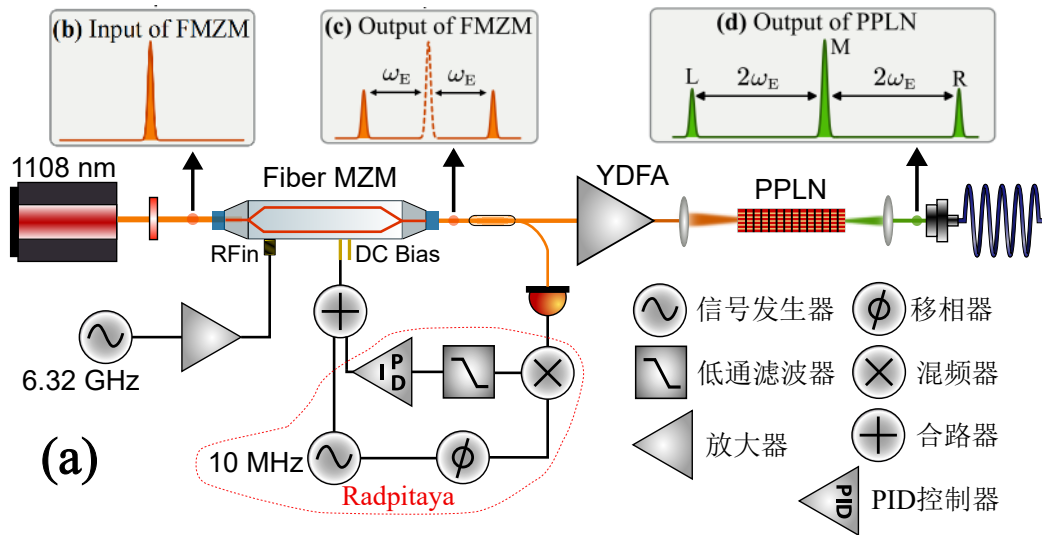


图 4.2 拉曼操作光电系统示意图。

个边带分量的 554 nm 激光，且边带之间的频率差为 $2\omega_E$ 。因此，为了匹配 Yb 离子基态的超精细能级差，我们应该在 MZM 的射频输入端输入一个 6.32 GHz 左右的射频信号，我们所使用的 MZM 带宽为 10 GHz，满足使用需求。

至于工作点稳定部分电路，我们使用的是类似 PDH 锁频的电子学配置。首先是一个信号源产生一个调制信号，这个调制信号被分成两路，一路作为 MZM 直流偏置端的扰动信号，另一路用作解调信号；从 PD 接收到的调制信号经过一个移相器与解调信号进行混频，解调后产生的误差信号经过一个低通滤波器后被送到伺服反馈系统，伺服反馈系统能根据误差信号产生的变化对 DC 偏置端口施加不同的电压，从而实现 MZM 工作点的主动稳定。这里我们使用的伺服反馈系统仍然是 Redpitaya，一块具有 14 位高精度采样的 FPGA 开发板，其输出端经过合束器与扰动信号合路，共同被输入进 DC 偏置端实现工作点锁定。值得注意的是，信号源后端的移相器是必不可少的，原因与 PDH 锁频时的移相器相同，都是为了调节误差信号的幅度来提高锁定精度。

经过温度相位匹配设置，当倍频晶体的温度设置为 91.9°C 时，晶体达到最大倍频效率，此时倍频效率为 18% 左右，最终输出 554 nm 拉曼光最大功率可达 1.5 W。使用扫描式法布里-珀罗干涉仪可以测量输出 554 nm 激光的频谱信息，具体测量结果如图 4.3 所示。当输入射频信号为 6.245 GHz 和 6.32 GHz 的情况下，均产生了频率差为 12.49 GHz 和 12.64 GHz 的载波和边带成分，这表明我们已经获得了可以用于对离子态进行操作的 554 nm 激光光束。

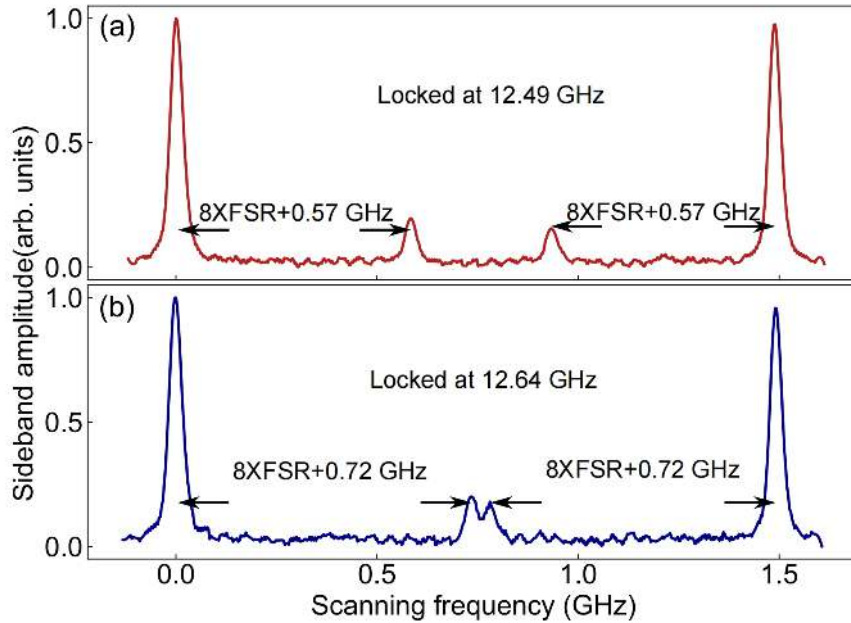


图 4.3 拉曼操作光频谱。

4.2 基于 MZM 的光锁相环光路

4.2.1 背景

光锁相环 (Optical Phase-Locked Loop, OPLL) 是一种将传统锁相环技术扩展到光频段的技术, 主要用于实现光信号的相位同步、频率稳定和噪声抑制或微弱物理量的测量。OPLL 所具有的高精度和快速响应的特性使其在多个领域有重要应用。例如, 在相干光通信领域使用 OPLL 实现高阶调制与解调, 提高精度, 从而实现延长传输距离、提高单波长传输速率^[191-192]; OPLL 也可用于维持激光之间的相位锁定, 实现频率稳定的效果^[193]; 在频率调制连续波 (FMCW) 激光雷达中通过 OPLL 稳定调频激光器的线性扫频, 提升测距分辨率 (可达微米级)^[194]; 在光学传感中利用参考光与传感光进行 OPLL 检测微小物理量变化等等^[195]。

前面已经提到, 产生用于操作超精细能级量子比特的拉曼激光最简便的方式就是使用单激光分频的方案, 并且我们在上面已经使用 MZM 成功实现了拉曼光的产生。但在实验过程中我们发现, 尽管使用了低相噪射频发生器和低相噪射频放大器来产生射频信号并作用到 MZM 输入端, 输出 554 nm 激光中仍然会存在较高量级的相位噪声, 特别是中低频段。其原因可能来自于 MZM 光电系统受到的外部扰动, 工频噪声, 亦或是 SHG 过程中受到的其他外部因素的影响, 这都会导致 554 nm 输出激光质量的下降, 这对后续进行离子的拉曼操作具有不利影响。

为了解决在 MZM 产生的拉曼光路中相位噪声过高的问题, 我们采用 OPLL

的方式将经过调制后输出的 1108 nm 激光的两个边带进行锁定，这样做不仅稳定了两个边带之间的频率长漂效应，还降低了两个拉曼光信号之间的相位噪声。与传统的双激光器之间通过 OPLL 进行锁定的方案相比，我们的方案不仅成本低，只需要一台激光器即可实现两台激光器的效果，还降低了光路的复杂度，提高了光路稳定性。

4.2.2 光路配置

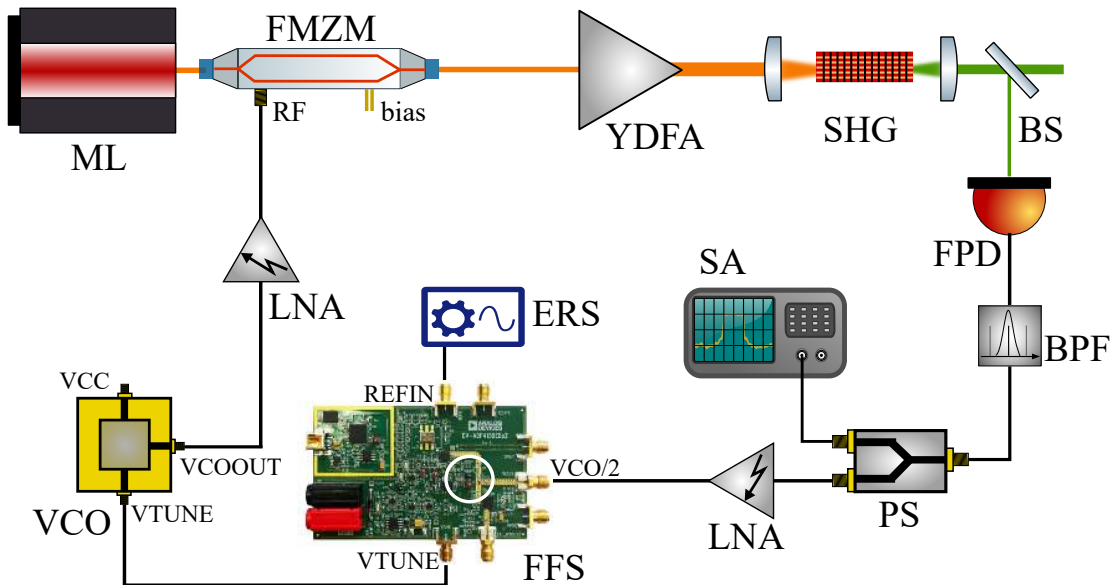


图 4.4 OPLL 光电系统示意图。

基于 MZM 的光锁相环光路如图4.4所示。主激光光路与前面介绍的基本一致，只是在 MZM 中，我们将驱动射频信号由一个信号源换成了一个压控振荡器（VCO，Mini-Circuits, ROS-6520C-119+），此 VCO 的调谐范围在 6250 MHz 至 6630 MHz，完美覆盖我们使用 6.32 GHz 的射频信号需求。对 MZM 而言，我们仍然采用类似图4.3的配置将其工作点锁定在 CS-DSB 调制模式，以抑制 MZM 产生更多的频率分量。随后，调制后的 1108 nm 激光经 YDFA 放大后被耦合进 PPLN 晶体并发生二次谐波过程（SHG）。这里，部分 1108 nm 作为泵浦光被倍频成 554 nm 拉曼光，而大部分 1108 nm 透射并经过 BS 进行采样，理论上来说光路上的采样点越靠后越好，这样做会使得最终激光的参数更加稳定，避免中途过多光学元件的干扰。采样后的 1108 nm 激光被送入快速光电探测器（FPD，KYphotonics, KY-APRM-20G）并转换为电信号，我们此处使用的 FPD 带宽为 20 GHz，大于两个 1108 nm 边带信号拍频所产生的信号，同时应该保证入射光功率接近 FPD 的饱和功率以提高信噪比。

在 CS-DSB 调制模式下, 1108 nm 激光的输出光电场形如式 Eq. (4.9) 所示,

在仅考虑一阶边带的情况下，FPD 上收集到的拍频信号可以表示为

$$P_{\text{FPD}} \propto |E_{\text{out}}|^2 \propto E_0^2(1 + \cos(2\omega_{\text{RF}}t)). \quad (4.16)$$

随后，PFD 输出电信号中的直流部分和高频分量通过通带范围为 12.55 GHz-13.30 GHz 的带通滤波器（BPL，A-INFO）进行滤波，滤波后的信号经过一个功率分束器分为两部分，一部分被输入到频谱分析仪（SA）中进行监测，另一部分则被输入一个宽带低噪声射频放大器（Mini-Circuits，ZVA-213-S+）进行放大。此时初步处理后的拍频信号可以表示为

$$P_{\text{BN}} \propto \cos(2\omega_{\text{RF}}t). \quad (4.17)$$

我们使用的是集成有一个快速频率合成器（FFS）、环路滤波器和通信部分的开发板 UG-383 进行实验。处理后的拍频信号经 VCO/2 端口被输入至一个快速小数 N 分频频率合成器（ADI，ADF4159）进行处理，它具有高达 13 GHz 的 RF 带宽。ADF4159 内部集成有一个数字式的低噪声鉴频鉴相器（PFD）、精密电荷泵和可编程参考分频器等。参考信号则经过 REFIN 端口被输入至 ADF4159 中，这里我们使用的参考信号是铷频标（ERS，FS725）产生的 10 MHz 射频信号，其相位噪声低于 -120 dBc/Hz@10Hz，温度稳定性 $\pm 1 \times 10^{-10}$ （+10°C 至 +40°C）。ADF4159 芯片通过数字方式将拍频信号和参考信号进行分频，分频因子分别为 N 和 R，在我们的系统中 R 被设置为 1，而 N 的范围可以为 23 到 4095，两信号与分频因子的关系可以写为

$$\frac{N}{R} = \frac{2\omega_{\text{RF}}}{\omega_R}, \quad (4.18)$$

其中 ω_R 为参考信号的频率。分频后的两个信号被传输至 PFD 中进行鉴频鉴相，图4.5展示了 PFD 和电荷泵的简化原理图，PFD 比较后产生的信号被输入至一个电荷泵中，电荷泵会产生与两者的相位和频率差成正比的输出，这就是 1108 nm 拍频信号和参考信号之间的误差信号。随后，电荷泵产生的输出信号经过一个环路滤波器进行滤波，从开发板的 VTUNE 端口输出。

我们使用的 VCO 由于其高频的特性并未集成到开发板上，因此从开发版 VTUNE 端口输出的电压被输入至 VCO 的 VTUNE 输入端口，由此便实现了对压控振荡器的控制。当 1108 nm 的拍频信号发生变化时，电荷泵会产生额外的输出电压，来控制压控振荡器的输出频率或相位发生变化，从而将 1108 nm 的拍频信号拉回至设定值，VCO 的输出频率以及灵敏度随控制电压曲线如图4.6所示。环路滤波器的设计用于滤除锁相环系统中的高频噪音，考虑到高环路带宽会引入更多噪声，而低环路带宽会限制系统的响应速度，综合考虑我们将滤波器带宽设置为 20 kHz，同时将环路中的放大器、VCO、滤波器中的运放和 FFS 都由线性电源供电，以避免引入额外电噪音。

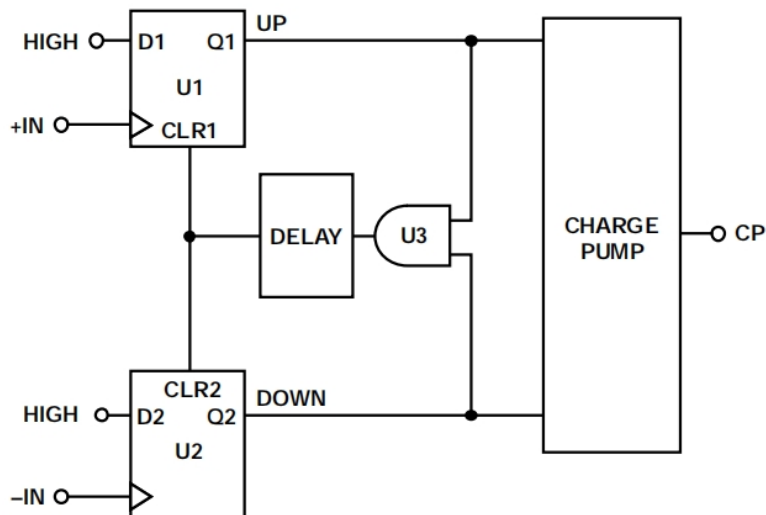


图 4.5 PFD 和电荷泵简化原理图。

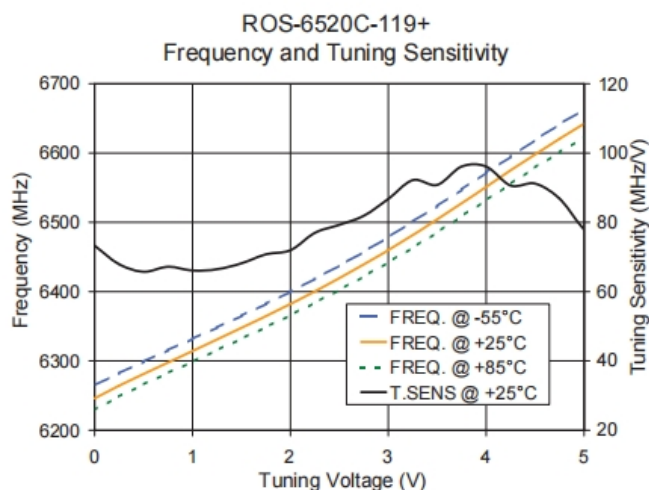


图 4.6 压控振荡器输出频率特性和灵敏度曲线。

4.2.3 实验结果

通过频谱分析仪（SA）可以对 1108 nm 激光边带拍频的功率谱进行直接测量。测量结果如图 4.7(a) 所示，其中红线显示了系统在未锁定情况下的拍频，黑线显示了经 PLL 锁定后的拍频频谱，测量过程中谱仪的分辨率带宽（RBW）被设置为 100 Hz。从实验结果可以看到，我们通过锁相环系统成功缩小了射频信号的线宽，且在带宽之内相位噪声有着很好的抑制效果，从频谱上也可直接看出 PLL 的环路带宽在 20 kHz 左右，与我们的设计带宽相吻合。图 4.7(b) 展示了锁相后激光边带频谱的放大图，此时谱仪的 RBW 被设置为 1 Hz，此时测量频谱得到 3 dB 带宽约为 1 Hz 左右，这与参考信号带宽基本一致。

为了表征相位噪声的优化程度，我们利用相噪分析仪（SNA）来替换上文中的 SA，来测量由 PLL 锁定激光拍频的相位噪声，如下图黑线所示。为进行对比，

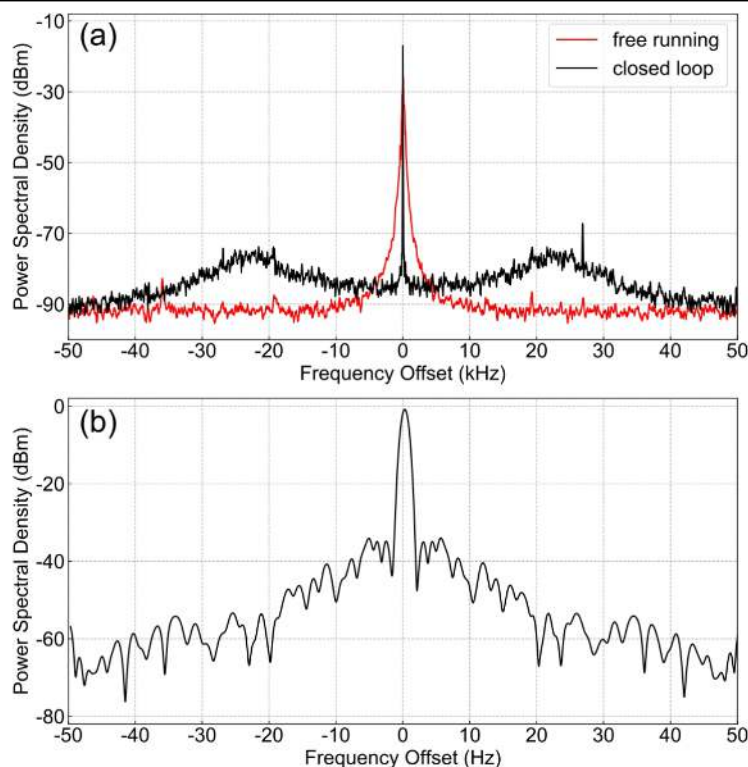


图 4.7 (a) 锁相环锁定前后 1108 nm 拍频信号频谱。(b) 锁定后激光拍频频谱放大曲线。

我们直接使用商业射频信号发生器直接驱动 MZM 产生 1108 nm 拍频信号，由此得到的相位噪声测量结果如下图红线所示。经过对比可知，在 1-110 Hz 范围内，使用我们自制 PLL 产生的相位噪声低于使用商用信号发生器，而在相对高频的情况下，由商用信号发生器驱动产生的拍频信号则具备更好的相位噪声。考虑到带宽内的相位噪声主要由参考信号相位噪声、分频因子 N 和电流泵噪音决定，而我们使用的参考信号相位噪声是足够低的，因此相位噪声的大小主要由后两者决定。因此，在对 PLL 系统进行优化时，可以考虑提高参考信号频率从而降低分频因子 N ，或优化电流泵的供电以降低带内的相位噪声，除此以外，对 PLL 系统的各部分做好电磁屏蔽也有助于提高拍频信号的相位噪声性能。

最后，我们还对 PLL 的时间特性做了表征。为此，我们将 PLL 的锁定频率初始设定在 12.64 GHz，此时记录 VTUNE 的输出电压在 1.24 V，在时间 $t=0$ 时，我们突然改变锁定频率从 12.64 GHz 至 12.74 GHz，对应 VTUNE 输出电压的上升曲线如图 4.9 所示，上升时间大约为 20 μs ，随后 VTUNE 输出会进入一个阻尼振荡的状态，经过 150 μs 左右的时间，PLL 系统重新达到稳定状态。一般而言，通过提高 PLL 的环路带宽可以使 PLL 的重新锁定时间变得更短。

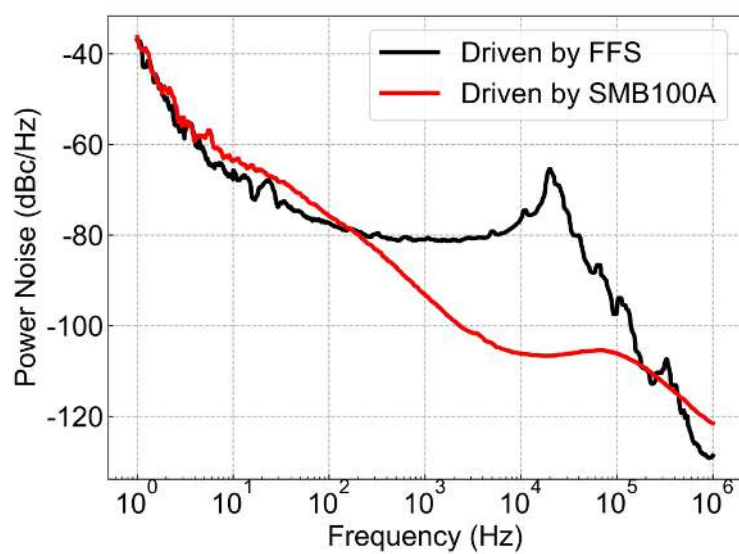


图 4.8 分别由 FFS 和 SMB100A 驱动 MZM 输出拍频信号的相位噪声。

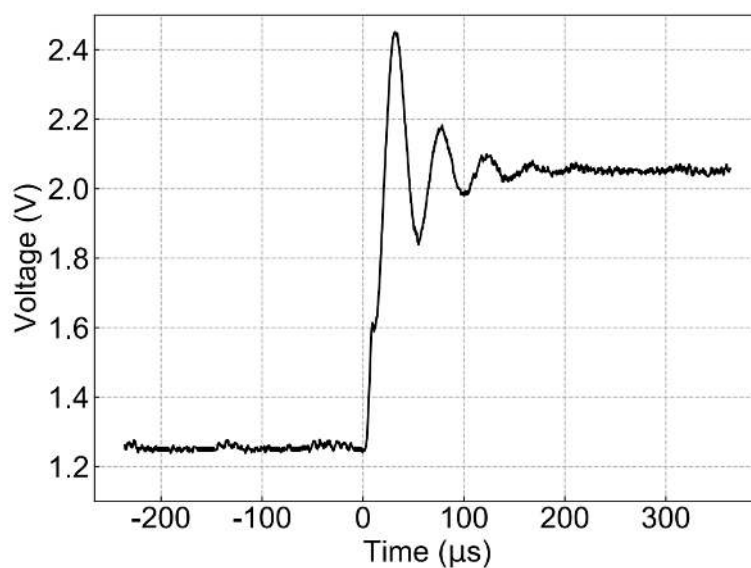


图 4.9 PLL 上升时间测量。

4.3 双侧拉曼寻址光路简介

经过上述光路产生的我们所需要的 554 nm 拉曼操作光，经过单模保偏光纤被传输到离子阱平台。为实现对离子的内态和运动态进行快速精密操控，同时实现对多离子的寻址以及离子之间纠缠操控，我们在阱平台上设计有双侧拉曼寻址光路，这里对这个光路做一个简要介绍。具体的操作步骤和实验细节在文献^[196]中已进行了详细介绍。

4.3.1 光路配置

双侧拉曼光路配置如图4.10所示，调制后的 554 nm 操作激光经过功率主动稳定的系统后，使光功率的长漂稳定在 μW 量级。从耦合头中输出的 554 nm 激光经非球面准直镜进行准直，并保证像差在可接受的范围之内，准直后的激光经过一个半波片和一个偏振分束器，偏振分束器后面紧贴有一个四分之一波片和一个反射镜，由此通过调节半波片即可实现对两侧激光功率进行调节。

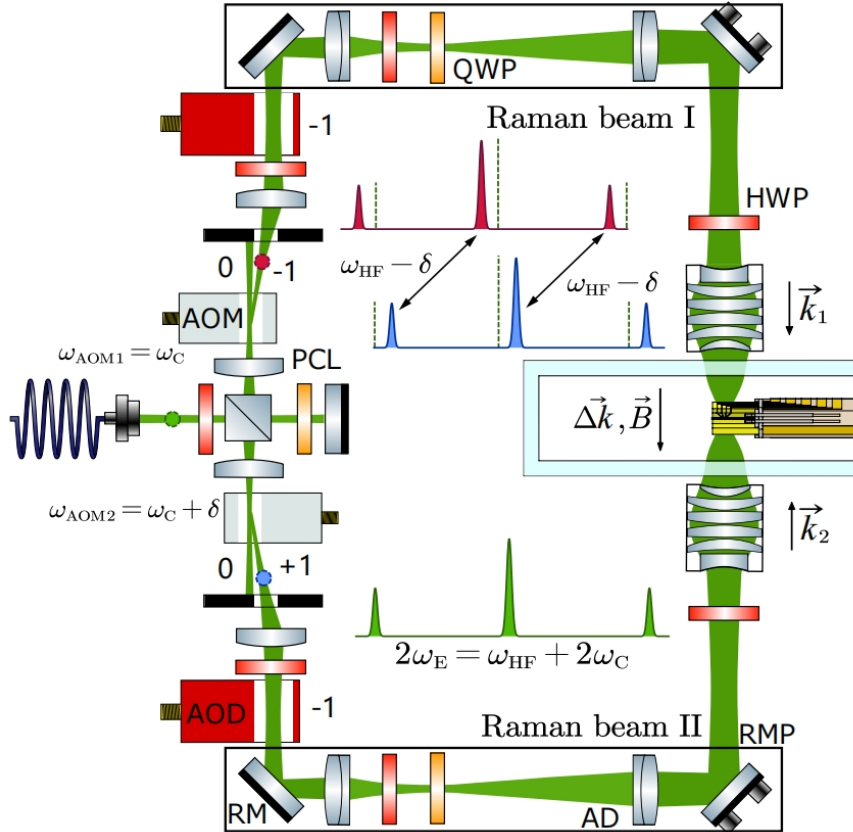


图 4.10 双侧拉曼寻址光路，图片引自^[196]。

使用双侧拉曼光对离子进行独立操控主要是基于以下两点：

- 两个相向射入离子阱的激光具有有效波矢 $k_{\text{eff}} = k_1 - k_2$ ，其方向为垂直于离子的轴向运动模式，由此可获得更大的兰姆迪克参数 η 。
- 使两束入射的拉曼光可以产生可调谐的频率差 δ ，从而实现对离子中声子

态的操控。

在图4.10中，我们给出了声子态操控的主要方法，其具体原理是依靠双侧声光调制器（AOM）的配置来实现的。由于 AOM 的一级衍射光会对激光的频率进行调谐，使激光的频谱发生整体偏移，若设两侧 AOM 的驱动频率分别为 $\omega_1 = \omega_c$ 和 $\omega_2 = \omega_c + \delta$ ，MZM 的驱动频率被设置为 ω_{RF} ，双侧拉曼光路中的 AOM 分别产生负一阶衍射光和一阶衍射光，这就会导致两侧激光的频谱发生红偏和蓝偏，考虑红偏激光的载波和蓝偏激光的左边带成分，其频率差可以表示为 $\Delta\omega = \omega_{RF} - \omega_1 - \omega_2 = \omega_{RF} - 2\omega_c - \delta$ 。考虑到离子的超精细能级量子比特之间的频率差可以表示为 ω_{HF} ，若 MZM 的驱动频率满足 $\omega_{RF} = 2\omega_c + \omega_{HF}$ ，则 $\Delta\omega = \omega_{HF} - \delta$ 。由此可以看出，我们可以使用红偏激光的载波和蓝偏激光的左边带成分来驱动离子的超精细量子比特，同理，红偏激光的右边带成分和蓝偏激光的载波也可做到这一点。与此同时，通过改变驱动 AOM 的频率失谐量 δ ，可以选择对离子的声子态进行操作。

经过 AOM 调制后出射的 554 nm 一阶衍射光被一个小孔进行滤波，AOM 前后的透镜使 554 nm 激光扩束并准直，随后激光经过一个半波片后被射入声光偏转器（AOD）中，这里 AOD 的作用就是对拉曼操作光束进行分束，从而实现多离子的独立寻址。

在离子阱中，常见的独立寻址的方法有使用声光器件或电光器件来偏转照射在离子上的拉曼操作光束，从而实现光束对不同离子之间的独立操作；通过电极设计，使在离子的特定区域产生梯度微波场或射频场，不同位置的离子因场强不同而被选择性驱动；与之类似，通过添加梯度磁场或紧聚焦光场，从而使离子产生不同的塞曼能级劈裂，通过调谐驱动场频率实现不同离子之间寻址等等。在使用拉曼操作光束进行寻址时，AOM 和 AOD 都是可选择的声光偏转器件，但由于多通道 AOM 所需的电子驱动系统过于复杂，AOM 驱动信号的带宽也比较小，不利于对多离子进行独立操控，因此我们这里选择带宽更宽的 AOD 来对拉曼光进行分束，通过给 AOD 施加多个频率的驱动信号，即可产生多个级次的衍射光束，从而在多离子中也能实现寻址操作。

从 AOD 中出射的衍射光经过第二级双透镜放大系统后，被大数值孔径物镜会聚到离子上。在放大系统中间我们设置有一个半波片和一个二分之一波片用于调节拉曼光的偏振，光路中设置有压电反射镜用于精密调节 AOD 衍射光的位置。我们所使用的物镜具有 NA=0.4 的数值孔径，能够把光斑会聚到 1 μm 左右，而离子的间距则为 5 μm 左右，因此可以实现对单个离子的独立操控。

4.3.2 实验结果

我们通过双侧拉曼寻址光路对离子进行了诸多实验，以此来表征离子阱及光电系统的性能。

针对单离子态操作而言，我们对单离子进行了单边拉曼操控的拉比翻转实验。首先对离子进行多普勒冷却，时间大约为 1 ms，然后打开泵浦光 20 μs 使离子态初始化到 $|0\rangle$ 态，之后打开拉曼光一定时间后，对离子进行态探测，探测时长大约为 1 ms，并在 PMT 上采集到此次实验的荧光计数。每个采样点重复实验 100 次以上，通过改变拉曼光的驱动时间，即可绘制激发态概率随时间的变化曲线，如下图4.11所示。

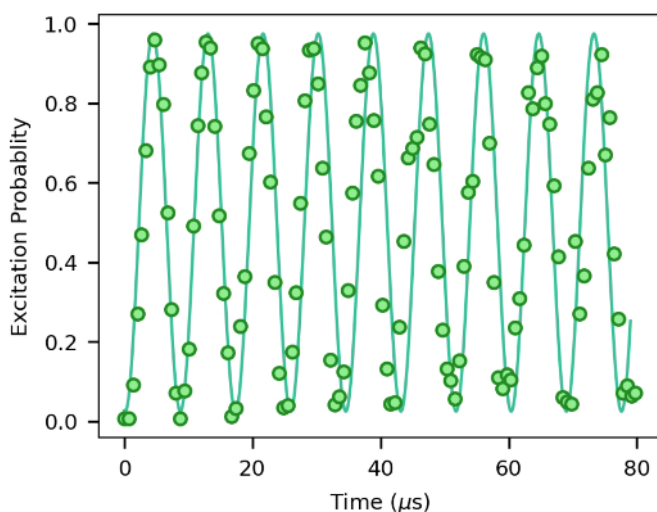


图 4.11 使用单边拉曼光操控离子的拉比振荡曲线。

从图中可以看出，使用单边拉曼光进行操控时离子的拉比频率为 $2\pi \times 0.73$ MHz，通过更换大数值孔径的物镜等途径以提高照射在离子上操作光的光强，可以显著提高拉比频率；注意在绘制此图时并未对拉曼光进行功率稳定，这导致拉比频率的稳定性以及系统的相干性均未达到预期。通过进一步提高系统的稳定性，提高 SPAM 保真度等手段可以进一步提高单比特操作的保真度。

功率稳定后，我们对离子在超精细能级编码的自旋态的相干性进行了测量，我们使用单边拉曼光对离子进行 Ramsey 实验，Ramsey 实验的具体时序在第二章中已经给出，Ramsey 实验的具体结果如图4.12所示，拉曼光相比超精细能级的失谐量被设置为 $2\pi \times 14$ kHz。由此即可绘制出离子 Ramsey 条纹变化曲线，当条纹对比度下降为原来的 $1/e$ 时，对应的自由演化时间即为离子内态的相干时间，在本系统中离子的 T_2 相干时间可以超过 1 s。

除此以外，我们使用双边拉曼光对离子的声子态进行了操控。基本操作方法与上述测量方法一致，只是改变了驱动 MZM 进行调制的射频信号频率，以及将 AOM 的驱动频率调整为与声子频率一致。蓝边带跃迁的拉比振荡如图4.13所示。

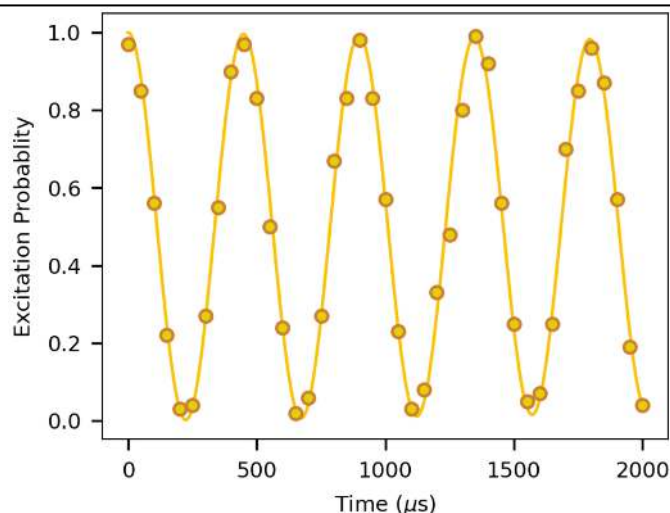


图 4.12 使用单边拉曼光操控离子的拉姆齐振荡曲线。

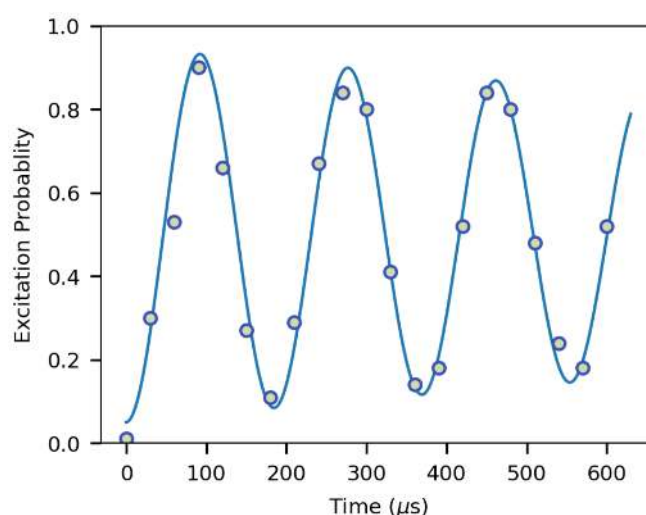


图 4.13 使用双边拉曼光操控离子的蓝边带跃迁拉比振荡曲线。

由图可知，蓝边带跃迁的拉比频率远低于单边拉曼操控时的拉比频率，这是由于双边拉曼光与离子的各个运动态之间存在耦合所致。如果认为离子运动态始终以热态分布，则根据蓝边带振荡的拟合结果，可以近似估计出此时离子运动的平均声子数。使用边带冷却等手段可以进一步降低离子运动的声子数。

图4.14展现了 554 nm 拉曼操作光路对两离子的寻址能力。首先我们固定驱动拉曼激光的作用时间，然后扫描 AOD 的驱动频率，对应的 554 nm 激光光斑也在空间中扫描，当激光光斑完全照射到离子上时，离子激发的概率最大。从图中可以看出，离子的激发概率与扫描频率呈高斯形状，它与操控光的光斑形状相吻合；另外，两离子激发对应的 AOD 驱动频率间距为 3.4 MHz，而 AOD 带宽为 50 MHz，因此最多寻址 14 个离子。

尽管经过大数值孔径会聚后的拉曼激光具有远低于离子间距的光斑半径，但两个寻址光之间仍然不可避免地会存在串扰，在本系统中两离子之间的拉比串

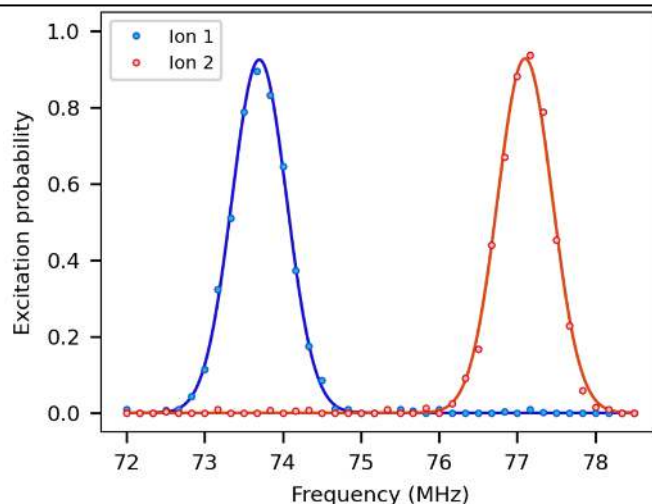


图 4.14 扫描 AOD 驱动频率实现双离子寻址。

扰低于 1.19×10^{-3} 。具体测量方法可参见文献^[197]。

4.4 本章小结

本章主要介绍了离子阱相干操控光电系统的研制，其内容主要可分为三部分。

第一部分主要介绍了基于马赫曾德强度调制器（MZM）所设计的拉曼操控光电系统，该系统仅使用半导体激光器进行强度调制并放大，然后通过单次倍频的手段即可产生离子相干操控所需的拉曼光，整个系统的复杂度和成本均保持在极低的水平，同时可以产生比较干净的频谱成分，降低了态操作时的错误率。文章中首先对强度调制和工作点稳定的机理做了介绍，然后对其光电系统做了详细阐述。

第二部分与第一部分具有相辅相成的关系，主要介绍的是基于 MZM 所设计的光锁相环光路。使用光锁相环的根本目的是减小拉曼操控光路输出激光的相位噪声，并对外界环境的影响具备一定的鲁棒性，这样做有利于提高对离子态进行门操作的保真度。通过实验我们对锁相环的工作性能进行了表征，其结果与商用信号发生器直接作用在 MZM 上各有优劣，但可以大大降低系统的成本。

第三部分主要介绍了离子阱附近拉曼操控光路的具体配置，并通过离子的行为对拉曼操控光路的作用进行了表征，结果表明基于 MZM 的拉曼操控光电系统能够有效地对离子实现高保真度的量子门操作。

声子态作为离子阱中多量子比特门操作的媒介，其相干性的高低直接决定了多量子比特门操作保真度的高低。为了提高离子运动的声子态的相干性，在下一章中我们从囚禁离子射频信号的角度出发，分别从理论和实验的角度对射频信号进行了稳定性优化，并对声子态的相干性进行了表征。

第5章 囚禁离子射频控制系统

在离子阱的电子学体系中，射频信号是最关键的部分之一。在第二章中已经给出，射频信号主要产生用于对离子进行径向束缚的电场，其幅度和相位直接影响了离子久期运动的频率。为了能够稳定囚禁离子，射频信号的幅度通常远高于 DC 信号，为了产生大幅度的射频信号，人们指出可以利用 RLC 电路模型的传输特性实现对射频信号的幅度增益。离子阱作为电路中的容性负载，其阻抗必然远大于信号传输的典型阻抗 ($50\ \Omega$)，因此需要对电路进行阻抗匹配。螺旋谐振器作为一个呈感性的电路元件，不仅可以与离子阱共同构成 RLC 电路，通过改变主线圈与天线线圈的相对位置还可以方便地对其输出阻抗进行更改，从而实现阻抗匹配。因此，螺旋谐振器成为离子阱射频电路中关键组件之一。

随应用场合越来越严苛，精度需求和稳定性要求越来越高，高质量的射频信号已经成为当前技术中需要攻克的难点之一。现有技术中，通常使用被动调节的方式实现对振荡电路的稳定，例如在石英晶体振荡器外部设置恒温槽，从而减小温度变化对谐振器谐振频率的影响；在谐振电路中设置变容二极管等元件，当外界环境变化时，变容二极管的电容变化会补偿外界环境导致的谐振频率的变化等等。这种调节方式的优点是比较方便，无需施加外部激励便可实现射频信号的稳定；但其缺点也十分明显，就是这种被动调节手段灵活性较差，无法实现谐振频率的精确调节，同时被动稳定的响应速度较低，当外界环境发生突变时无法做到快速反馈。

射频信号的主动反馈系统目前在国内外研究中出现较少，这是因为低功率下的谐振器能够产生足够稳定的射频信号，其低相位噪音的特性能够满足大多数的应用场合。在离子阱量子计算实验中，射频信号幅度和相位对离子运动态都具有显著影响。在应用离子运动态作为媒介的双离子纠缠实验中，运动态的相干性直接影响了双量子比特门操作的保真度，因此，稳定的射频信号在离子阱量子信息处理中尤为重要。在本章中，本人提出了一种基于压控调谐元件的主动稳定射频输出信号相位的方法和装置。它在传统谐振电路的基础上添加了可由电压控制的可调谐元件，这些元件可以精细调节谐振电路系统的输出阻抗，从而主动改变离子阱系统共振频率，进而对输出射频信号的幅度和相位进行精细调节或实时反馈。

5.1 离子阱射频系统的基本电路模型

在离子阱系统中，我们使用螺旋谐振器作为射频信号放大的主要器件，其本质上与信号源、信号源输出阻抗、阱电容（负载）与损耗电阻共同形成了一个RLC振荡电路，螺旋谐振器在电路中主要承担阻抗匹配和电压增益，并对射频信号起到一个带通滤波的作用。接下来，我将以基于螺旋谐振器的RLC电路为例说明谐振电路中元件参数的变化对谐振电路中射频信号的影响。

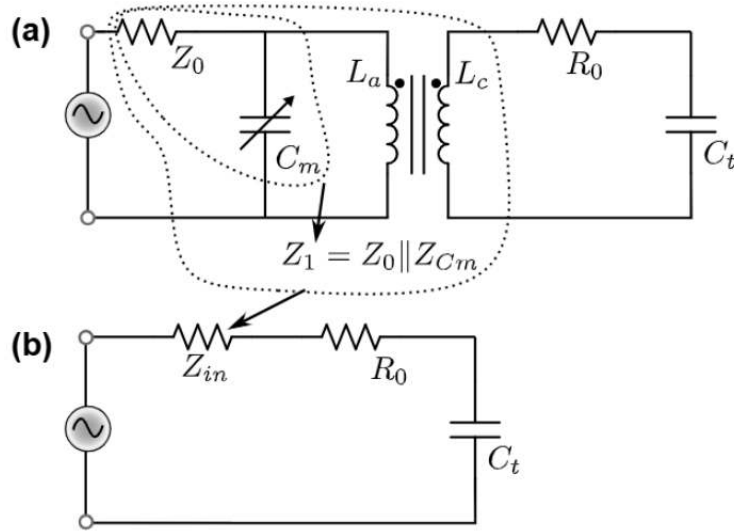


图 5.1 离子阱射频系统 RLC 电路模型。

离子阱射频电路模型如图5.1所示，其中负载阻抗（即离子阱及真空内传输线阻抗）被设定为 Z_t ，螺旋谐振器的天线线圈和主线圈可以被视为一个变压器，两线圈电感分别为 L_a 和 L_b ，主线圈输出端经过传输线直接与离子阱连接，连接处产生电阻和传输线上的电阻共同组成损耗电阻 R_0 。 S_0 是理想的射频信号源，其输出阻抗为 Z_0 （射频信号源的输出阻抗通常被设置为 $50\ \Omega$ ），信号源产生的射频信号被直接耦合进天线线圈。实验中我们可以通过改变两个线圈的相对位置来改变螺旋谐振器系统输出阻抗的大小，当输出阻抗与负载的阻抗相匹配时，信号源的能量能够被完全传输至负载中。

在图5.1(a)所示的电路中，我们在天线线圈 L_a 两端并联了一个可变电容 C_m ，改变此电容的容值，会使得螺旋谐振器系统的输出阻抗发生变化。根据基本电路理论（戴维南定理），天线线圈之前的输入阻抗可以表示为

$$Z_1 = Z_0 \parallel Z_{C_m}. \quad (5.1)$$

螺旋谐振器系统的总输出阻抗（或负载端输入阻抗）可以表示为

$$Z_{in} = iX_{L_c} + \frac{k^2 X_{L_a} X_{L_c}}{iX_{L_a} + Z_1}, \quad (5.2)$$

其中 $X_{L_c} = \omega L_c$, $X_{L_a} = \omega L_a$ 为主线圈和天线线圈的阻抗。另外，考虑到可变电

容的阻抗 ($X_{Cm} = 1/\omega C_m$), 因此

$$Z_1 = \frac{-iX_{Cm}Z_0}{Z_0 - iX_{Cm}} = \frac{X_{Cm}^2 Z_0}{Z_0^2 + X_{Cm}^2} - i \frac{Z_0^2 X_{Cm}}{Z_0^2 + X_{Cm}^2} = Z_{10} + iX_m, \quad (5.3)$$

其中 Z_{10} 和 X_m 分别表示 Z_1 的实部和虚部。将此式代入式 Eq. (5.2), 可得

$$Z_{in} = iX_{Lc} + \frac{k^2 X_{La} X_{Lc} [Z_{10} - i(X_{La} + X_m)]}{Z_{10}^2 + (X_{La} + X_m)^2}, \quad (5.4)$$

考虑到螺旋谐振器系统整体呈现电感特性, 因此上式虚部可等效为等效电感所产生的阻抗。等效电感值为

$$L_{in} = L_c \left[1 - \frac{k^2 X_{La} (X_{La} + X_m)}{Z_{10}^2 + (X_{La} + X_m)^2} \right]. \quad (5.5)$$

离子阱作为容性负载 $X_t = \omega C_t$, 为方便计算, 忽略如传输线之间等可能导致的分布电容, 即可得到整个系统的总阻抗

$$Z_{tot} = Z_{in} + Z_t + R_0, \quad (5.6)$$

其中 $Z_t = -iX_{Ct} = -i\frac{1}{\omega C_t}$ 。由此, 系统在共振条件下的频率为

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_{in} C_t}}. \quad (5.7)$$

实际上, 我们关注的是可变电容 C_m 对螺旋谐振器系统的输出阻抗和共振频率的影响。为此, 将式 Eq. (5.7) 微分, 得

$$\frac{d\omega_0}{\omega_0} = -\frac{1}{2} \frac{dL_{in}}{L_{in}} = -\frac{1}{2} k^2 X_{La}^2 \frac{Z_{10}^2 - (X_{La} + X_m)^2}{[Z_{10}^2 + (X_{La} + X_m)^2]^2} \frac{dX_m}{X_{La}}, \quad (5.8)$$

考虑到实际情况 $X_{La} \gg Z_{10}$, $X_{La} + X_m \gg Z_{10}$, 可以将上式简化为

$$\frac{d\omega_0}{\omega_0} = \frac{1}{2} k^2 \frac{X_{La} X_m}{(X_{La} + X_m)^2} \frac{dX_m}{X_m}. \quad (5.9)$$

以离子阱电容 $C_t = 16pF$, 天线线圈和主线圈电感分别为 $L_a = 0.34\mu H$, $L_a = 1.73\mu H$, 互感系数 $k = 0.1$ 的条件下进行模拟, 可以计算出谐振频率 $f_0 = \omega_0/2\pi = 30.347$ MHz。如下图5.2所示即为当输入信号频率在共振频率附近时, 可变电容容值与系统共振频率的变化曲线。

接下来考虑谐振电路元件参数变化对输出信号的影响。考虑到以电容作为负载的情况下, RLC 电路的传递函数由下式给出

$$H(\omega, \omega_0) = \frac{U_0}{U_i} = \frac{1}{1 - (\omega/\omega_0)^2 + i(\omega/\omega_0)/Q}, \quad (5.10)$$

其中 $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ 为系统的共振频率, $Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}$ 为系统的品质因数。进一步改写式 Eq. (5.10) 得 RLC 系统输出幅度增益和相位分别为

$$|H(\omega, \omega_0)| = \frac{Q}{\sqrt{\eta^2 + Q^2(\eta^2 - 1)^2}}, \quad (5.11)$$

$$\phi(\omega, \omega_0) = \arctan[Q(\eta^{-1} - \eta)] + \frac{\pi}{2}, \quad (5.12)$$

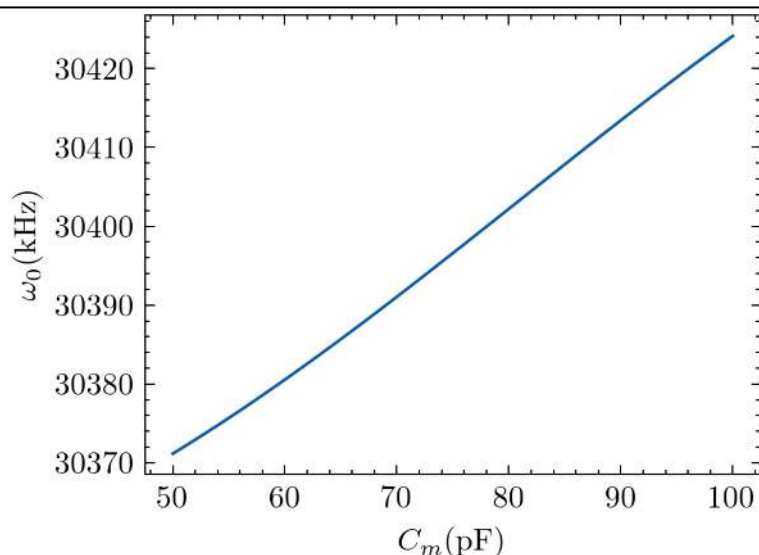


图 5.2 谐振电路共振频率与可变电容关系曲线。

这里定义 $\eta = \omega/\omega_0$ 。由式 Eq. (5.11) 可知，当 $\eta = 1$ 时增益系数 $|H(\omega, \omega_0)| = Q$ ，因此， Q 值与谐振电路系统的输出幅度成正相关，在相同输入功率的条件下， Q 值越大，离子阱负载接收到的射频幅度就越大。另外，通过绘制增益曲线图 5.3(a) 可以得知， Q 值直接决定了螺旋谐振器系统的带宽， Q 值越大，系统的带宽越小，绘制出的幅频曲线就越尖锐。从另一方面来说，带宽越小也会使得噪音幅度降低，从而降低射频信号的相位噪声，提高射频信号的信噪比。

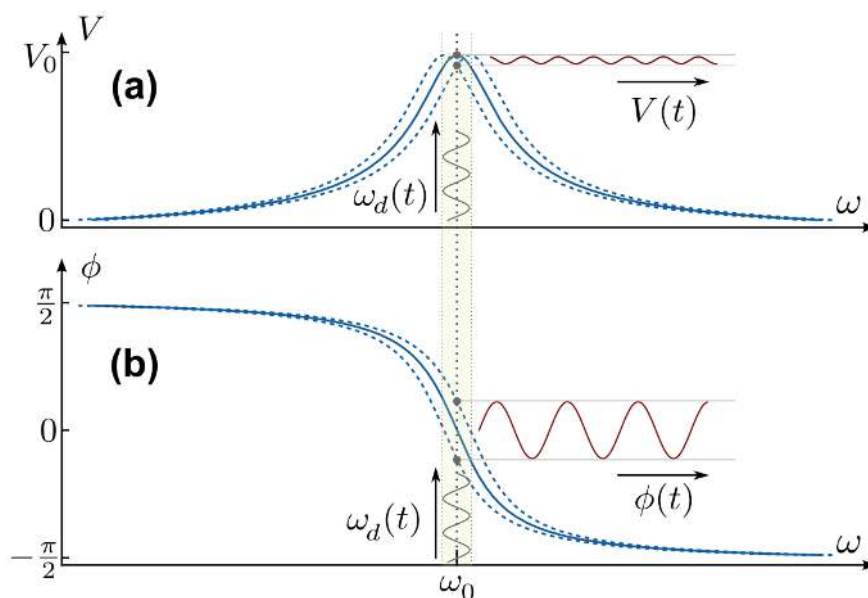


图 5.3 共振频率对 RLC 电路传输曲线的影响：(a) 射频信号输出幅度随共振频率波动曲线，(b) 射频信号输出相位随共振频率波动曲线。

图 5.3(b) 给出了输出射频信号的相频特性曲线，显然，输出信号的相位在共振频率附近会发生突变，这同时也意味着输出射频信号的相位随共振频率的变化非常敏感。当外界环境变化导致射频链路中电子元件参数发生变化时，整个系

统的共振频率会发生变化，这会导致输出射频信号的相位发生剧烈波动。考虑在共振频率附近 ($\omega \rightarrow \omega_0$) 时，由式 Eq. (5.12) 得到

$$\frac{d\phi(\omega_0)}{d\omega_0} = \frac{2Q}{\omega_0}, \quad (5.13)$$

由此可见输出射频信号的相位变化率与 Q 值成正比， Q 值越大，射频信号相位波动就越明显。将式 Eq. (5.13) 代入式 Eq. (5.9) 即可得到射频信号的相位与可变电容的阻抗在共振频率附近满足的线性关系

$$d\phi = \frac{1}{2}\omega_0 k^2 \frac{QX_{La}}{(X_{La} + X_m)^2} dX_m. \quad (5.14)$$

5.2 螺旋谐振器

5.2.1 螺旋谐振器的结构

为提高离子阱中射频信号的稳定性，我们需要做的第一件事就是对螺旋谐振器的结构进行优化。这里先简要说明一下螺旋谐振器的结构设计与测试要点。

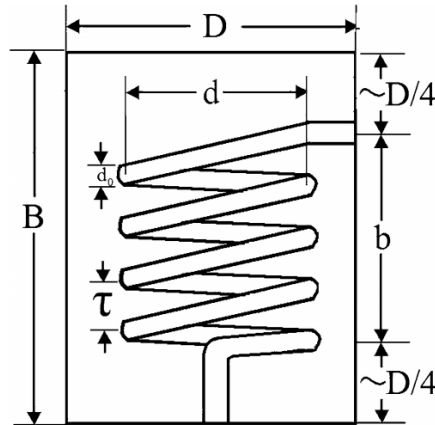


图 5.4 螺旋谐振器基本模型^[198]。

前面已经提到，螺旋谐振器主要是由天线线圈和主线圈构成，其基本结构如图 5.4 所示^[198-199]，各结构参数已经在图中给出。需要说明的是，在前面利用电路模型对螺旋谐振器体系进行描述时，为描述方便已经做出了适当简化。实际上，螺旋谐振器由于线圈的非理想性以及外层屏蔽壳的存在，尽管其本身仍主要呈现电感特性，线圈本身的电容和线圈对屏蔽壳之间的电容也需要考虑。线圈本身的电容由 Medhurst 提出的经验公式给出^[200]：

$$C_C \simeq (Hd) \times 10^{-12}, \quad (5.15)$$

其中 d 是线圈直径， $H = 11.26 \frac{b}{d} + 8 + \frac{27}{\sqrt{b/d}}$ F/m。而线圈与屏蔽壳之间的电容则由下式给出^[201]：

$$C_S \simeq bK_{Cs}(d, D), \quad (5.16)$$

其中, b 是线圈长度,

$$K_{Cs}(d, D) = 39.37 \frac{0.75}{\lg(D/d)} \times 10^{-12} \text{ F/m}. \quad (5.17)$$

同样地, 对单位长度的线圈, 且线圈长度满足 $b/d \geq 1$ 时, 线圈电感由下式给出[201]:

$$L_C \simeq bK_{Lc}(d, D, \tau), \quad (5.18)$$

其中,

$$K_{Lc}(d, D, \tau) = 39.37 \frac{0.025d^2(1 - (d/D)^2)}{\tau^2} \times 10^{-6} \text{ H/m}. \quad (5.19)$$

这里 τ 是线圈每圈之间的间距。上述参数是一个螺旋谐振器系统电容和电感的重要参数, 他们以及阱参数共同决定了射频信号的指标。

品质因数 (Q 值) 是描述谐振电路性能高低的重要参数。在螺旋谐振器系统中, 由于线圈、传输线、离子阱等都不是理想的电子学元件, Q 值的严格定义为电路中的储能与耗散功率的比值, 即

$$Q = \omega_0 \frac{I_{rms}^2 L_c}{I_{rms}^2 R_t} = \frac{X_{Lc}}{R_t}, \quad (5.20)$$

其中 R_t 是系统总等效电阻, 具体值为系统总阻抗的实部, 在不考虑线圈自身电容以及线圈与外壳之间的电容情况下, 即为式 Eq. (5.6) 的实部。

前面已经提到, Q 值的大小直接决定了离子阱接收到射频信号幅度的高低, 同时影响了输出射频信号的信噪比。因此, 如何提高系统的 Q 值是设计螺旋谐振器系统时需重点考虑的问题。从式 Eq. (5.20) 中可以看到, 降低整个系统的损耗是提高系统 Q 值的关键, 为此, 螺旋谐振器线圈及外屏蔽壳的材料应该选择高导电率的材料, 焊接前需确保线圈和屏蔽层经过酸洗以消除氧化层, 且焊接时应保证焊点稳定导电良好, 螺旋谐振器与真空馈通连接处应保证接触良好, 接触电阻尽可能小。除此以外, 线圈直径 d 与外屏蔽壳内径 D 对谐振器 Q 值也有显著影响, 同时这两个参数也直接影响了系统的分布电容和共振频率 ω_0 , 因此在两个参数的实际选择中我们应该对射频共振频率 ω_0 以及 Q 值之间做一些权衡。文献[198]中详细介绍了主线圈直径 d 与其和屏蔽壳内径的比值 d/D 对谐振器 Q 值的影响, 并针对不同的负载进行了诸多讨论, 此处不再赘述。

最终, 经过多次实验和尝试, 我们确定的螺旋谐振器参数如下表 5.1 所示。

5.2.2 螺旋谐振器的改进

螺旋谐振器中天线线圈与主线圈的作用是通过互感效应将射频信号传输至离子阱中, 而射频信号功率的传输效率取决于螺旋谐振器输出阻抗。为了保证射频信号的传输效率, 天线线圈的位置应该能够灵活调节从而保证改变系统的输出阻抗。在传统的螺旋谐振器结构[199]中, 通常使用可拆卸式的螺旋谐振器

表 5.1 螺旋谐振器参数表

Helical 参数	典型值
屏蔽壳内径 D	100 mm
屏蔽壳高度 B	140 mm
线圈直径 d	46 mm
线圈导线直径 d_0	3.5 mm
线圈长度 b	90 mm
线圈匝数 N	10
共振频率 ω_0	55 MHz
空载 Q 值	600

顶盖，天线线圈被直接焊接在固定在螺旋谐振器顶盖上的 BNC 连接器上，而天线线圈的另一端直接通过螺丝配合垫片固定在螺旋谐振器顶盖上，螺旋谐振器顶盖通过螺丝与谐振器外壳固定。这种传统的固定方式只能通过手动改变谐振器顶盖的高度，或者手动调整天线线圈的长度和形状来调整螺旋谐振器的输出阻抗，精确度极低，并且不能进行连续调节。

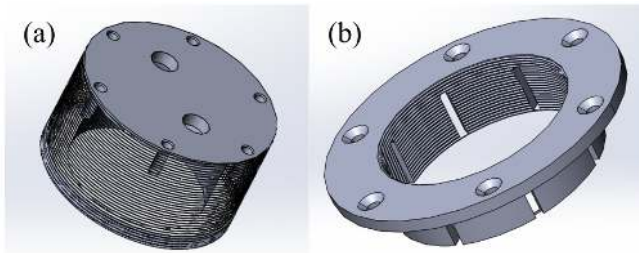


图 5.5 (a) 调谐圆盘。(b) 圆盘固定件。

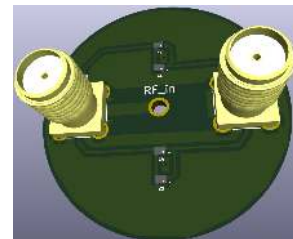


图 5.6 调谐电路板

改进方案中，螺旋谐振器顶盖的结构可以被分成三个部分，分别是螺旋谐振器顶部固定件、调谐转盘和转盘固定件，后面两者如图5.5所示。调谐转盘顶部设置有两个 SMA 连接器适配口，天线线圈被焊接在其中一个 SMA 连接器上，调谐转盘外部布满外螺纹，与转盘固定件的内螺纹啮合从而实现天线线圈高度的连续调节，另外，调谐转盘上还设置有接地孔，在接地孔的侧面设置有螺丝孔，使用基米螺丝将天线线圈接地端压紧从而实现良好接地；转盘固定件将调谐转盘固定至螺旋谐振器顶部，其下端包含内螺纹的部分设置有分段式页片，顶部固定件的侧面设置有螺纹通孔，基米螺丝经通孔将调谐转盘与转盘固定件固定紧实。改进后的螺旋谐振器即可通过旋转调谐转盘直接实现输出阻抗的连续调节，同时利用转盘上的接地孔方便地对天线线圈的长度进行调节。

为了提高螺旋谐振器输出阻抗的调节精度和自动化控制，本人设计了可供小范围阻抗调节的调谐电路板如图5.6所示。调谐电路板主要由四个压控可调电

容 (LXRW19V201-058, MuRata) 组成, 天线线圈使用并联的方式被焊接在调谐电路板上, 使用多个电容串并联的目的是提高电容的耐压值。调谐电路板结构设置为与调谐转盘恰好匹配, 其上安装有两个 SMA 连接器, 并通过 SMA 连接器被固定在调谐转盘内部, 除焊接有天线线圈的 SMA 连接器外, 另一个连接器是可调电容的控制输入, 通过接入模拟信号即可直接对谐振器的输出阻抗进行小范围调节, 同时谐振频率也会发生小范围变化。图5.7给出了压控电容容值随电压的变化曲线, 图5.8展示了实际测量出的螺旋谐振器谐振频率随电压的变化曲线 (0-4V 范围内)。

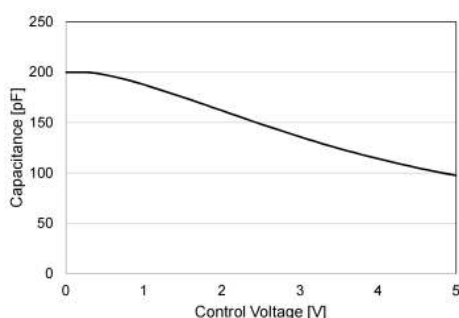


图 5.7 压控电容容值变化曲线。

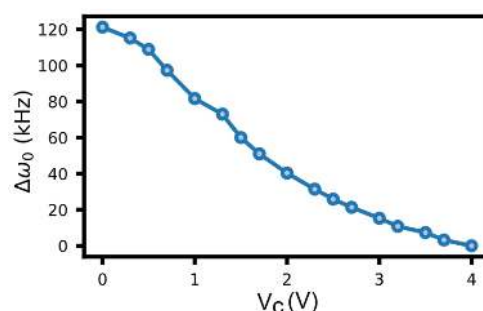


图 5.8 压控电容调谐曲线。

对离子阱而言, 在射频信号上施加直流偏置信号是有必要的, 其目的是补偿离子在径向方向上的微运动。传统做法是在主线圈的接地端添加一个低通滤波器和一个 DC 偏置器 (DCbias), 然后经由射频传输线输入主线圈中。实践证明, 这种方式使用的传输线损耗及不够良好的接地效果均会导致系统 Q 值显著下降, 为此, 我们重新设计了低通滤波器与 DCbias 的电路结构, 减小传输线损耗的同时使用馈通电容将 DC 输入与主线圈接地端相连, 极大地提高了系统的接地性能, 实验上观测到系统空载 Q 值提升了 100 以上。为减小损耗, 滤波电路中使用的是 4 阶 LC 滤波电路, 实验测得的滤波器传输曲线如图5.10所示。

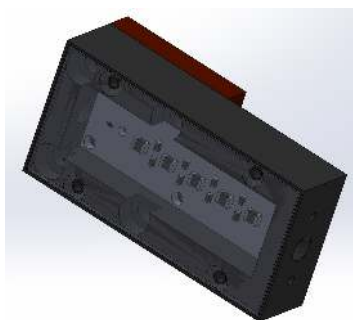


图 5.9 bias 机械结构。

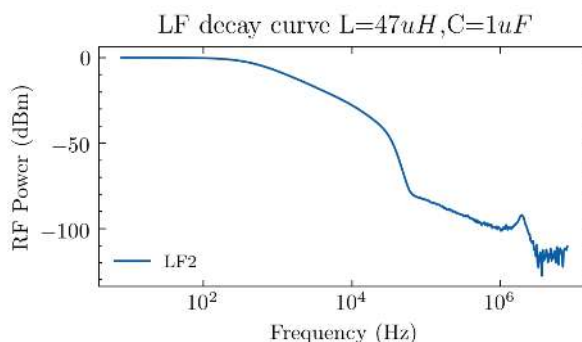


图 5.10 LC 滤波电路传输曲线。

螺旋谐振器的整体结构如图5.11所示, 我们使用双主线圈结构方便单独对某一个 RF 刀片上施加额外的电信号。除上述介绍的部分外, 为对进入离子阱前的射频信号进行采样观测, 我们在主线圈的末端 (真空馈通之前) 设置有射频信号

采样端口。射频信号采样的基本原理即为电容分压原理，我们所使用的容值为 $C_1 = 0.5 \text{ pF}$ 和 $C_2 = 100 \text{ pF}$ ，射频分压比为 1: 200，其中 C_1 设置的足够小从而避免其对离子阱电容负载产生其他影响，另外，这两个电容都选用了低温漂电容，以提高射频信号测量的准确性和稳定性。

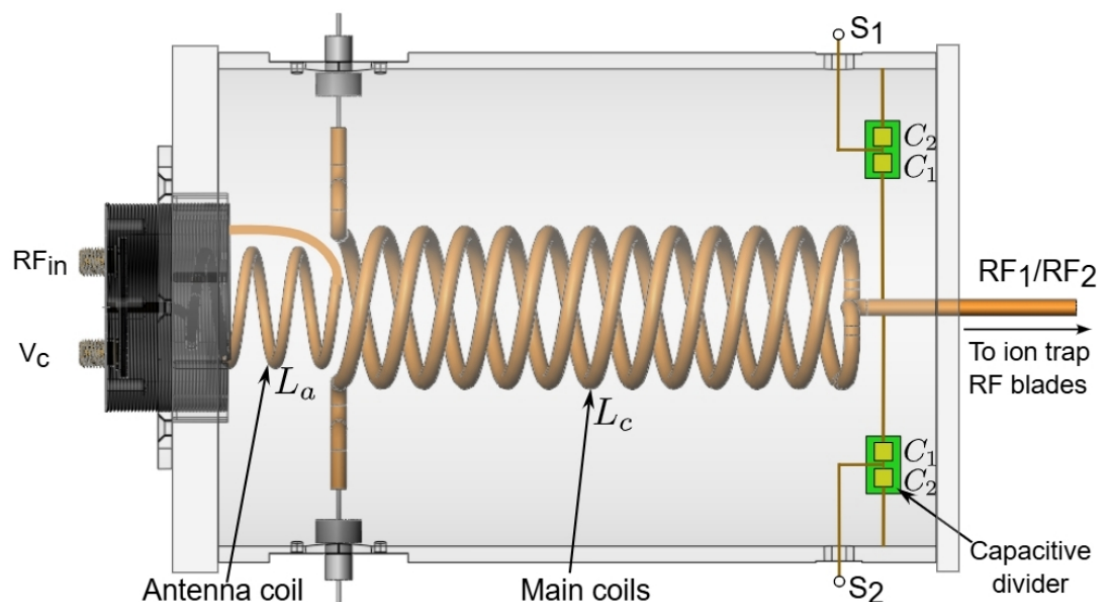


图 5.11 螺旋谐振器整体结构图。

5.2.3 螺旋谐振器的测试

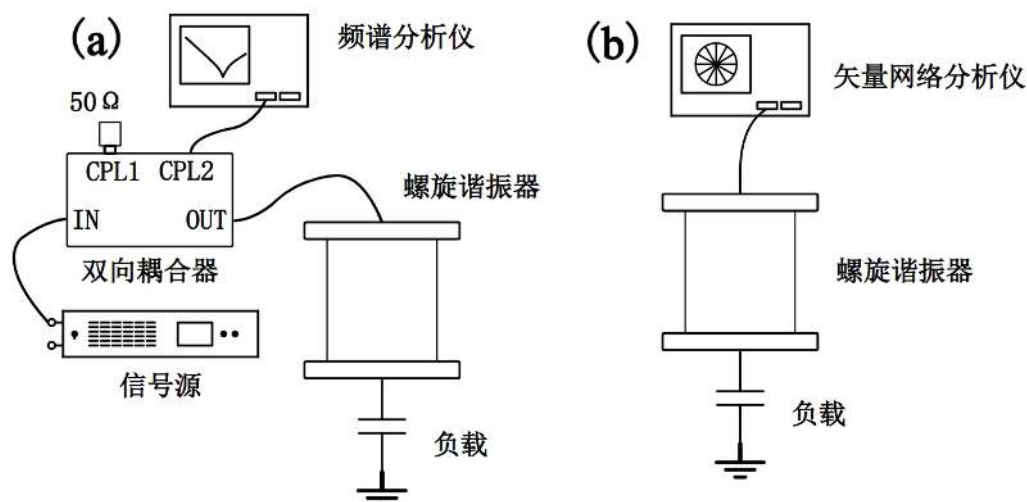


图 5.12 螺旋谐振器的测试电路。

最后，简单介绍一下螺旋谐振器性能和系统 Q 值的测量方法。如图 5.12 给出了测量螺旋谐振器测试的两种方法，在没有矢量网络分析仪的情况下，可以将信号源先经过双向耦合器，双向耦合器输出信号经同轴电缆与螺旋谐振器天线线圈相连，如图 5.12(a)。双向耦合器可以被视为正反两路的定向耦合器，它可

以测量正向导通电压波的耦合信号，也可以测量反射电压波的耦合信号。将端口 CPL2 接入频谱仪，即可测量射频信号经螺旋谐振器系统后的反射电压波功率。通过扫描射频信号频率，即可在频谱仪上找到系统的共振频率。同样地，如果直接使用矢量网络分析仪进行测量，如图 5.12(b) 所示，可将输出端直接接到螺旋谐振器，扫描频率的同时测量系统的 S_{11} 参数，可以得到与上述相同的测量结果。使用矢量网络分析仪还可以借助史密斯圆图对系统进行耦合，改变系统的耦合参数，在特定频率处史密斯圆图经过中心点，即表明系统在该频率下耦合达到最好，该频率即为系统的共振频率。我们实际在空载情况下测量得到的系统反射波功率曲线（ S_{11} 曲线）如图 5.13 所示。系统的 Q 值由下式给出

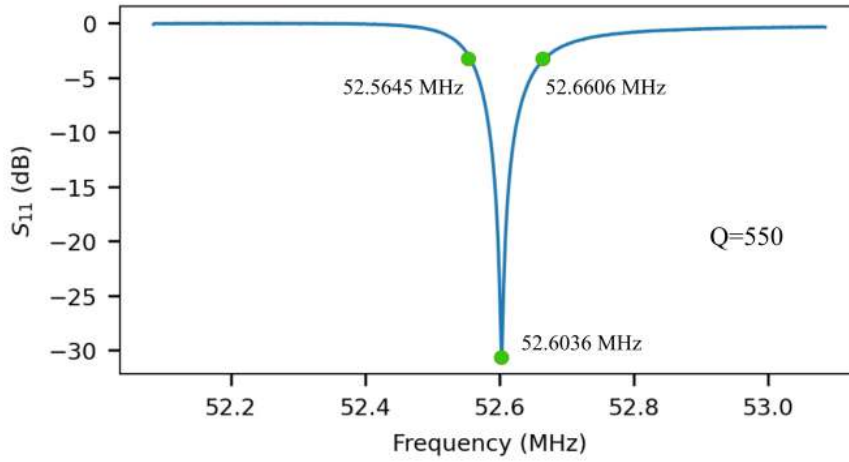


图 5.13 空载情况下螺旋谐振器的 S_{11} 曲线。

$$Q = \frac{\omega_0}{\delta\omega_0}, \quad (5.21)$$

其中 ω_0 是系统的共振频率， $\delta\omega_0$ 是当射频反射功率下降 3 dB（或幅度变为原来的 $1/\sqrt{2}$ ）时系统的带宽。对我们的系统而言，空载时螺旋谐振器的 Q 值为 500-600 左右，而带载时 Q 值会下降至 220-270 左右。

5.3 射频信号对离子声子态的影响

在第二章中已经详细推导过，由射频信号产生的离子阱径向势场可以由赝势式 Eq. (2.11) 给出，而离子径向运动的久期频率由式 Eq. (2.21) 给出。由此可以得知，离子径向运动的声子频率与射频信号幅度与频率的比值 U_{RF}/ω_{RF} 决定。在过去的研究中，由于稳定射频信号频率对数字分频器的稳定性要求很高，同时考虑到商用射频信号源的频率稳定性已经足够好，因此大多数射频信号的控制系統仅对射频信号的功率做了稳定。考虑到频率是相位的一阶导数，本章中通过稳定射频信号相位的方式也可以来间接稳定射频信号的频率。

射频信号相位对离子的运动会产生直接影响，具体可以从离子的运动方程

来分析。离子径向运动方程由式 Eq. (2.20) 给出，如果射频信号因外界环境变化等因素使相位发生改变，即 $U_{RF} \cos(\omega_{RF}t) \rightarrow U_{RF} \cos(\omega_{RF}t + \varphi)$ ，则式 Eq. (2.20) 应该改写为

$$x(t) \approx u_0 \cos\left(\frac{\beta_x}{2}(\omega_{RF}t + \varphi)\right) \left[1 - \frac{q_x}{2} \cos(\omega_{RF}t + \varphi)\right], \quad (5.22)$$

由此可见射频信号相位项给离子的运动带来了新的相位噪声项 $\beta_x \varphi/2$ 。而稳定射频功率只能稳定久期运动的频率项 $\beta_x \omega_{RF}/2$ ，却无法消除相位噪声。

为表征该相位噪声对声子态的影响，我们设相位噪声所导致的频率波动满足高斯分布，即

$$\langle \dot{\phi}(t) \dot{\phi}(t') \rangle = W^2 \delta(t - t'), \quad (5.23)$$

其中 W 是单位时间产生的相位漂移。则经过时间 τ ，单离子量子比特翻转的平均保真度可以表示为^[202]

$$\mathcal{F}_{av}(\tau) \approx \frac{1 + \exp[-\chi(\tau)]}{2}, \quad (5.24)$$

其中， $\chi(\tau) = \beta_x W \tau/4$ 。当 $\mathcal{F}_{av}$ 下降为 $\frac{1}{2}(1 + \frac{1}{e})$ 时，可求得声子态的相干时间，例如，对 $W=1 \text{ mrad}/\mu\text{s}$ ， $\beta_x = 0.1$ 的情况下，相干时间被限制为 40 ms。

5.4 射频信号稳定方案

在已经进行的离子阱研究中，已经有很多方法被应用在射频幅度信号的稳定中^[203-206]，这些方法的基本步骤都是通过在负载端对射频信号进行采样，然后进行检波和滤波放大等操作对采样信号进行处理，从而得到干净的射频幅度信号，之后以高精度和高鲁棒性直流电压作为参考信号并与上述射频幅度信号进行比较，即可通过伺服控制系统将射频电场的幅度稳定到与参考信号相同量级水平，整个系统构成了一个反馈控制环路。本文在射频幅度的稳定方面与这些论文的方式基本一致，但同时添加了用于稳定射频信号相位的反馈控制环路。

添加相位稳定控制环路的原因是在实际场景中，随着射频信号功率的升高，线圈之间的电磁相互作用会越来越明显，这些电磁相互作用以及来自外部的机械冲击等因素很容易导致螺旋谐振器中的线圈变形或振动，从而导致共振频率的变化，共振频率的变化则会导致射频信号的相位发生剧烈波动。

在射频相位稳定性控制上，目前技术中通常应用锁相环的原理来进行锁定，但锁相环所使用的锁相倍频技术通常用于产生高频且功率需求较小的射频信号，无法在功率需求较高的应用场合进行应用。除此以外，还有使用可控延时与移相电路对由于环境导致的相位漂移进行补偿，但这种补偿方式通常精度较低，无法满足离子阱高精度射频信号稳定的需求。本方案主要是通过添加压控调谐元件来实现对射频信号相位的精细调节。基本调节原理已在图5.3给出。

当压控电容的容值发生变化时,对应系统的谐振频率会发生相应的变化,当输入信号频率在共振频率附近时,输出信号的幅度几乎不会随共振频率发生变化,但相位则会发生很明显的变化。图5.3中展示了当对共振频率施加一个频率为 ω_d 的扰动信号时,对应输出电压和相位也将以频率 ω_d 波动。

在实际操作中,我们可以通过各种手段来改变谐振电路输出阻抗的大小,进而改变谐振电路的共振频率。通过在谐振电路的输入端并联或串联电容或电感性电子元件,这些元件可以通过电压主动控制来改变电路参数的大小,由此即可对谐振电路的输出阻抗进行主动调节,需要注意的是,压控元件的电路参数应远小于振荡电路中的各元件电路参数,避免由于调节范围过大导致谐振电路与负载之间阻抗严重失配,信号无法传输至负载。除此以外,针对高射频功率下大型振荡电路的应用场合,还可通过在结构上添加压电控制装置等手段改变系统中电子学器件在空间上的相对位置^[207],使得输出阻抗发生变化,进而主动控制谐振电路的共振频率,但这种方式需要严格注意调节范围,防止阻抗严重失配。

5.4.1 射频信号稳定的基本流程

整个射频(RF)信号的稳定过程如图5.14所示。射频信号源(SG384, SRS)输出一个低相噪频率为24 MHz的稳定射频信号。随后,射频信号通过功率分束器被分成两条路径。其中一条路径经过一个移相器(SCPHS-51+, Mini-Circuits)后,作为相位稳定的参考信号;另一条路径则经过一个混频器(ZX05-1-S+, Mini-Circuits)和一个射频放大器(LZY-22+, Mini-Circuits)后,直接耦合到螺旋谐振器内的天线线圈。

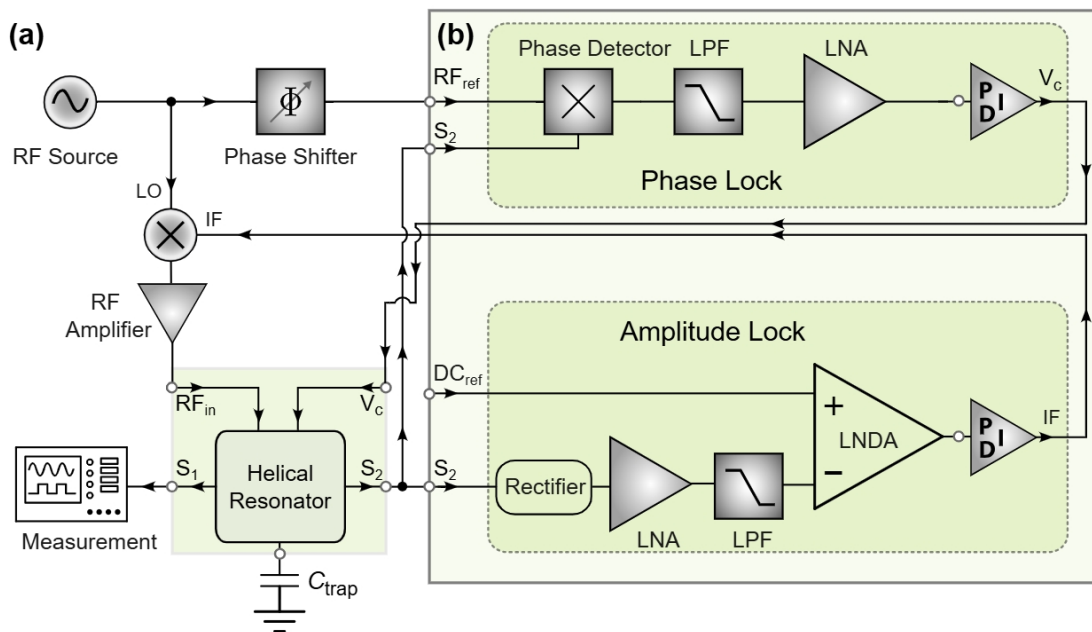


图 5.14 稳定 RF 信号流程图。

射频 (RF) 信号幅度稳定的处理流程如图5.14 (b) 的下半部分所示。首先, 从主线圈末端采样的信号经过检波器后被解调为幅度信号。所使用的检波器的工作原理如图5.15所示。它主要由肖特基二极管 (HMPS-2822) 和低通滤波器组成。检波器的带宽约为 500 kHz, 主要由内部的 RC 低通滤波器决定。两个二极管的对称结构极大地减少了共模噪声的引入 (如温度导致的噪音)。经过检波器后获得的射频幅度信号经过两级放大和低通滤波处理, 并与一个标准高精度电压源进行比较以获得误差信号。检波器的输出特性曲线如图5.16所示。

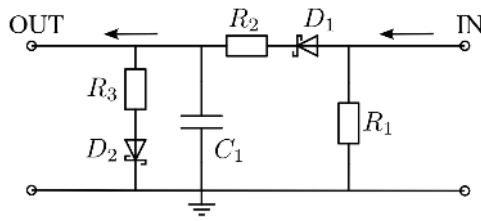


图 5.15 检波器原理图。

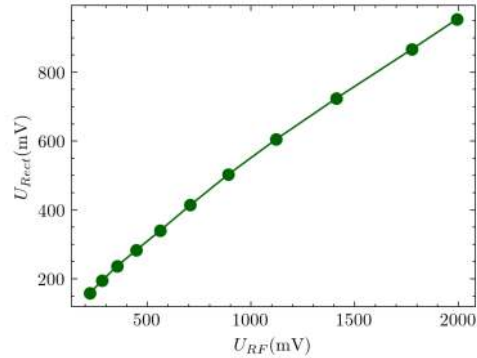


图 5.16 检波器检波特性曲线。

我们使用的放大器是 Analog Devices 公司的 AD8429 (仪表放大器), 它在低噪声 ($1 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$) 和高增益带宽积 (1.2 MHz , $G=100$) 的条件下具有非常高的共模抑制比 (CMRR), 适用于测量微弱信号。我们使用的低通滤波器是一个自制的四阶巴特沃斯低通滤波器电路, 带宽为 500 kHz。AD5791 (Analog Devices) 被用作可靠的高精度标准电压源, 它是一个 20 位 DAC, 分辨率高达 1 ppm, 具有低噪声 ($7.5 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$) 和低温度漂移 ($<0.05 \text{ ppm/K}$) 的特点。

我们仍然使用 Redpitaya (STEMLAB, 125-14) 作为反馈系统的伺服控制器。Redpitaya 是一款 14 位高精度 FPGA 控制板, 具有 125 MHz 的模拟输入和输出带宽, 不仅满足了对系统快速反馈的要求, 还提供了高性价比且体积小易于集成。实际使用过程中, 我们将检波得到的幅度信号先后经过了 2 级放大, 总增益系数为 $G = G_1 \times G_2 = 400$, 因此理论上误差信号的测量精度可低于 $1 \mu\text{V}$ 。此外, 为了提高锁定精度, 我们在输出端增加了一个功率衰减器 (图中未画出)。最后, Redpitaya 输出反馈信号被送入混频器, 从而实现对信号幅度的主动反馈控制。

射频 (RF) 相位稳定的处理流程如图5.14 (b) 的上半部分所示。从主线圈末端采样的信号经过移相器后与参考射频信号进行混频。我们使用的混频器是一个四象限乘法器 (AD835, Analog Devices), 具有超低的满量程 0.1% 建立时间 (20 ns) 和低噪声特性 ($50 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$)。从乘法器输出的信号经过低通滤波器后, 产生一个微弱的相位误差信号。随后, 该信号输入到另一个低噪声仪表放大器 (AD8429) 中, 放大倍数为 200, 较高的增益有助于提高相位检测的精度,

AD8429 的另一路输入也被连接到一个低温漂高精度 DAC 上，其目的是补偿由乘法器 AD835 带来的输出偏置电压。相位锁定电路输出的相位误差信号通过与上述相同的伺服系统，反馈信号被施加到螺旋谐振器调谐电路板的电压控制端，从而实现射频信号的相位的主动反馈控制。

值得注意的是，由于我们通过改变螺旋谐振器系统的输出阻抗来调整射频信号的相位，即使调谐电路板上使用了小电容值（ $< 200\text{pF}$ ）的电容器，反馈电压调节范围仍不应过大，以防止阻抗失配。

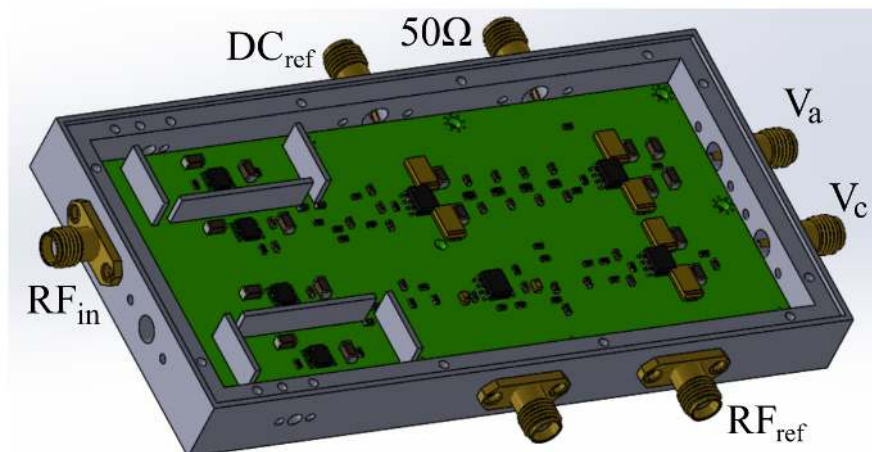


图 5.17 锁相放大器电路及屏蔽壳装配图。

我们自制了一个锁相放大器模块用于处理和放大采样得到的射频信号。使用低压差线性稳压器（LDO）芯片 LT3045 和 LT3094（Analog Device）为电路供电，LDO 可以为模块提供低噪声和超高共模噪声抑制性能。电路中的电容器和电阻器均采用了高精度、低温度漂移特性的元件，减少了电路中各参数漂移和噪声对系统的影响。同时，一个特殊设计的屏蔽外壳可以有效屏蔽外部电磁噪声，通过屏蔽壳将电源部分与射频电路部分做到有效隔离，有利于减小电源噪音的引入。模块与外壳的装配如图 5.17 所示。

5.4.2 射频信号稳定的结果

在射频功率控制环路中，我们在混频器的反馈端输入了一个带有偏置的正弦信号，以主动调制射频功率。经过检测和放大电路后，输出信号应为与输入信号相同频率的正弦信号。通过改变输入正弦信号的频率并测量输出信号的幅度，我们得到了射频功率开环控制系统的频率响应曲线，如图 5.18（a）所示。其 -3 dB 带宽约为 160 kHz，这一结果大于螺旋谐振器输出特性曲线的线宽的一半，这表明整个射频功率稳定系统的带宽将主要取决于螺旋谐振器的半高全宽的一半。

同样地，我们在调谐电路板的控制端输入了一个带有附加偏置信号的正弦波信号，该信号经过锁相放大器电路的解调与放大后，在输出端得到与输入信号

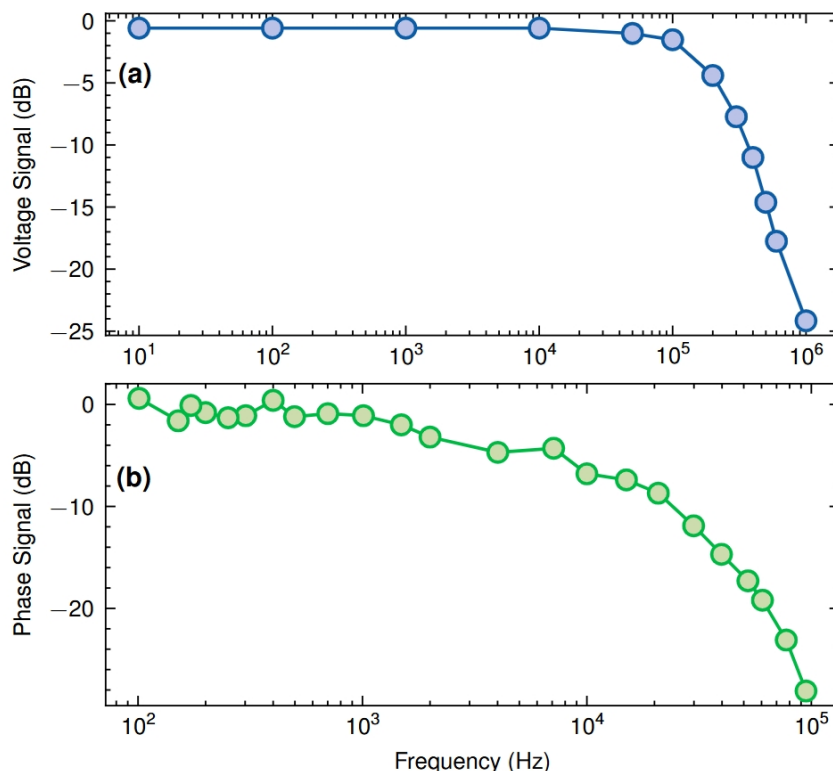


图 5.18 (a) 射频功率信号的开环频率特性曲线。(b) 射频相位信号的开环频率特性曲线。

相同频率的正弦波信号如图5.18 (b) 所示。需要注意的是，相移器应进行调整，以确保解调信号的初始相位与采样信号的相位相差为 $\pi/2$ ，否则可能会输出错误的误差信号或高阶信号。从图中可以看出，射频相位锁定环路的-3 dB 带宽约为 2 kHz，大于干扰信号的特征频率。通过重新对锁相放大器的锁相端进行频率响应测试，并将其与反馈环路带宽进行比较可以得知，该环路的带宽主要由可调电容器控制端的带宽决定，而我们所选用的可调电容器的控制端带宽较低。值得注意的是，在低频处 (< 500 Hz) 的频率响应曲线存在显著的波动，这也可以从侧面表明螺旋谐振器系统在低频范围内存在明显的相位噪声。

由于螺旋谐振器的线圈之间以及线圈与外壳之间的距离是固定的，外部的机械振动或线圈之间的电磁相互作用会在射频频谱中产生特定频率的干扰信号。这些干扰信号在频谱中表现为两侧的边带信号。通过对采样信号进行解调，我们清晰地获得了这部分信号的频率谱，如图5.19所示。这些干扰信号的特征频率分别为 44.587 Hz、120.024 Hz 和 198.255 Hz 等，均低于千赫兹级别。在测量过程中，我们故意在外部环境中施加振动或增加射频信号的功率，以观察这些干扰信号的变化。

接下来我们分别在伺服控制器开启前后测量了射频信号幅度和相位的扰动频率特性曲线如图 5.20所示。对于射频信号的幅度，我们使用射频信号源向射

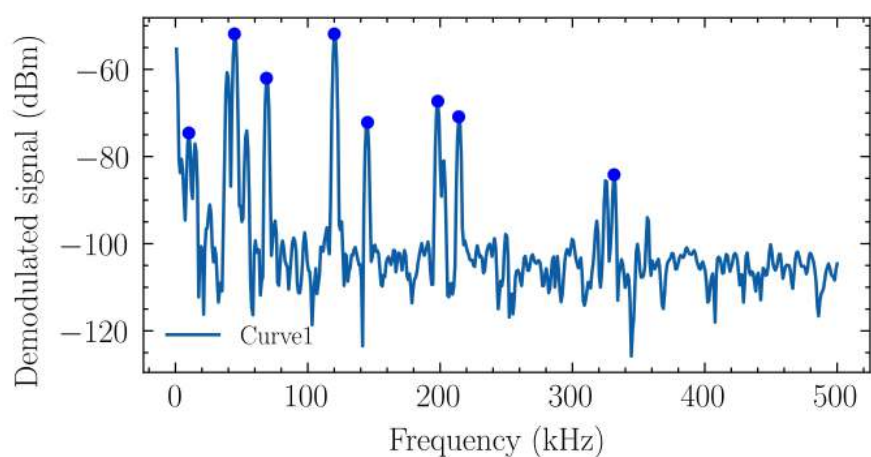


图 5.19 串扰信号频谱曲线。

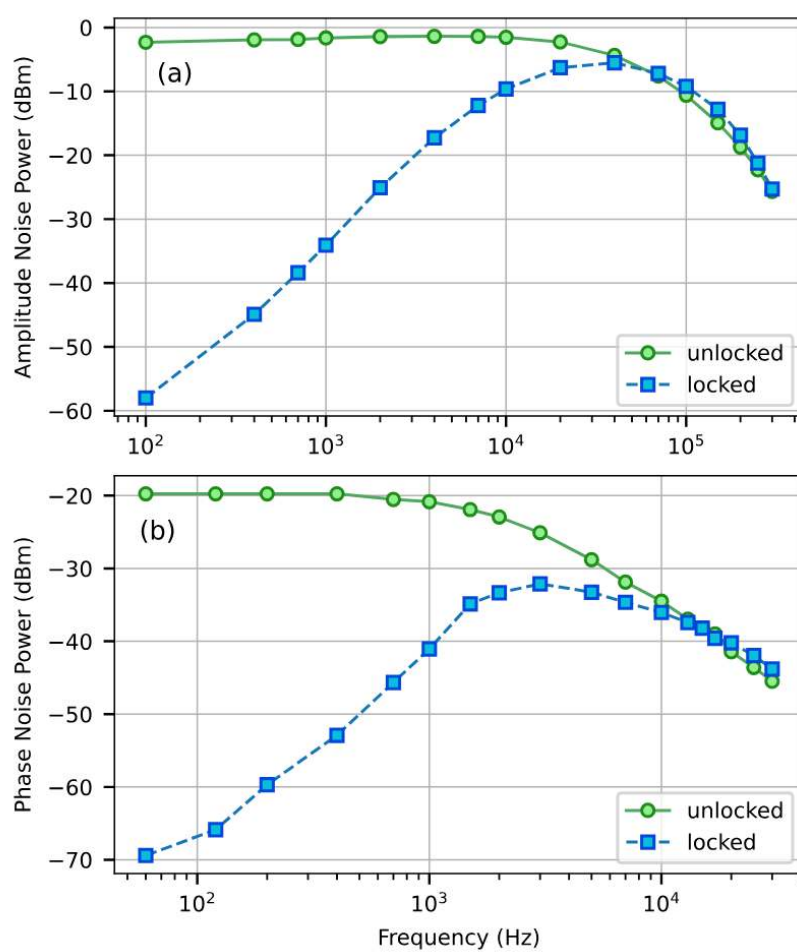


图 5.20 (a) RF 幅度信号锁定前后的扰动频率特性曲线。(b) RF 相位信号锁定前后的扰动频率特性曲线。

频信号中加入了一定强度的幅度调制，从而在幅度误差信号谱中产生了大约-2 dBm 的调制边带信号。通过改变调制信号的频率，我们扫描了射频幅度扰动信号的强度谱如图 5.20(a)。绿色线展示了在未锁定的情况下射频功率扰动信号的强度谱带宽约为 40 kHz，这大约是螺旋谐振器射频信号半高全宽（FWHM）的一半。为了确保在整个 FWHM 范围内对射频信号幅度噪声的良好抑制，反馈系统的带宽被设置为略微超过这个值（约为 60 kHz）。对于射频信号的相位，我们在螺旋谐振器的射频输入端（混频器之前）增加了一个额外的压控移相器，并通过移相器的控制端对射频信号施加相位调制，这种调制在相位扰动信号谱中表现为大约-20 dBm 的调制边带信号。通过改变调制信号的频率，我们获得了反馈前后射频相位调制信号的强度谱，如图 5.20(b) 所示。由于压控移相器的带宽限制，相位调制信号的扰动带宽约为 2 kHz（绿色线），而实际的反馈系统能够施加的反馈带宽则超过此值（蓝色线），但实验结果仍然表明，相位反馈系统对低频相位噪声有良好的抑制效果。

此外，我们还对这两个信号的长期漂移进行了评估，评估结果如图5.21所示。射频幅度和相位被持续测量了 11 个小时左右，测量过程某一时刻环境温度发生突变。（a）通过检波器测量射频幅度长漂，温度变化 0.05 °C 的条件下射频幅度相对变化量约为 40.4 ppm。（b）通过混频器测量射频相位长漂，相同条件下相位变化量约为 2.5 urad。

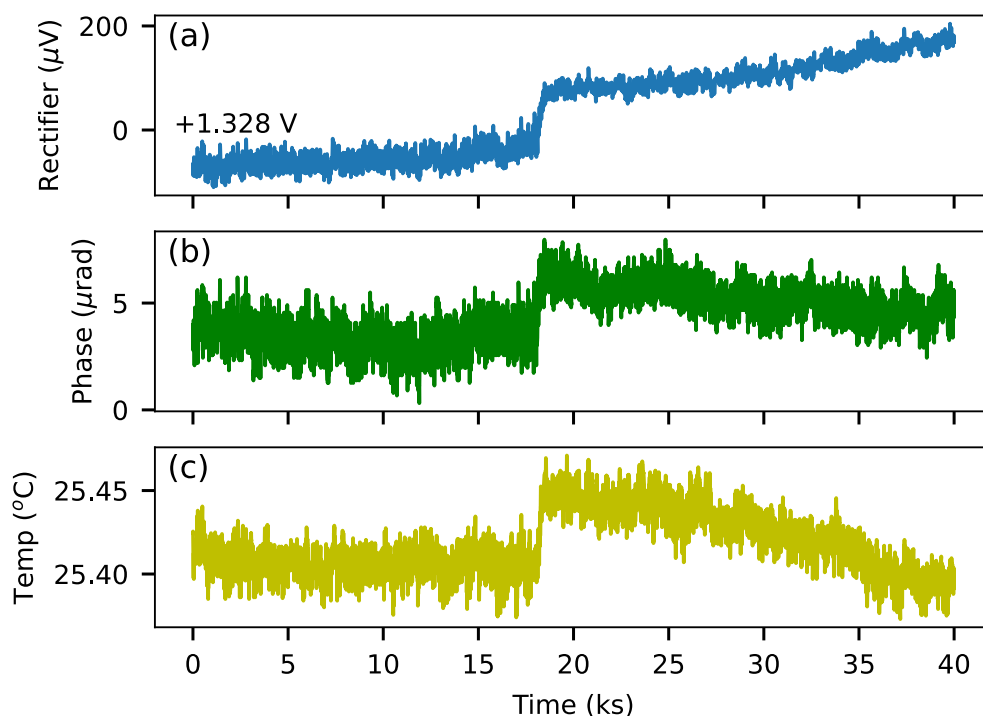


图 5.21 40 ks 的时间内 (a) RF 幅度信号的长漂曲线。(b) RF 相位信号的长漂曲线。(c) 环境温度的长漂曲线。

5.4.3 离子声子态相干性的测量

前面已经提到，离子的声子频率与射频信号的幅度和频率都有直接的关系，如式 Eq. (2.19) 所示。这里，我们利用囚禁离子体系对射频功率的稳定性做了进一步的表征。实验证明，稳定的射频信号能够显著提高离子的声子态的相干时间，为进行高保真度量子态操作提供了重要的解决方案。

在第二章中，我们已经介绍了单离子与双离子在离子阱中的运动模式，为保证实验的单一性，我们这里只考虑单离子径向或双离子径向的 COM 模式，该模式的声子频率仅与射频幅度和频率相关。我们仍然使用 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子中的 $^2S_{1/2}$ 的超精细结构作为量子比特， $^2S_{1/2}|F=0, m_F=0\rangle \equiv |0\rangle$ 和 $^2S_{1/2}|F=1, m_F=0\rangle \equiv |1\rangle$ 具有频率为 12.6428 GHz 的能级差。

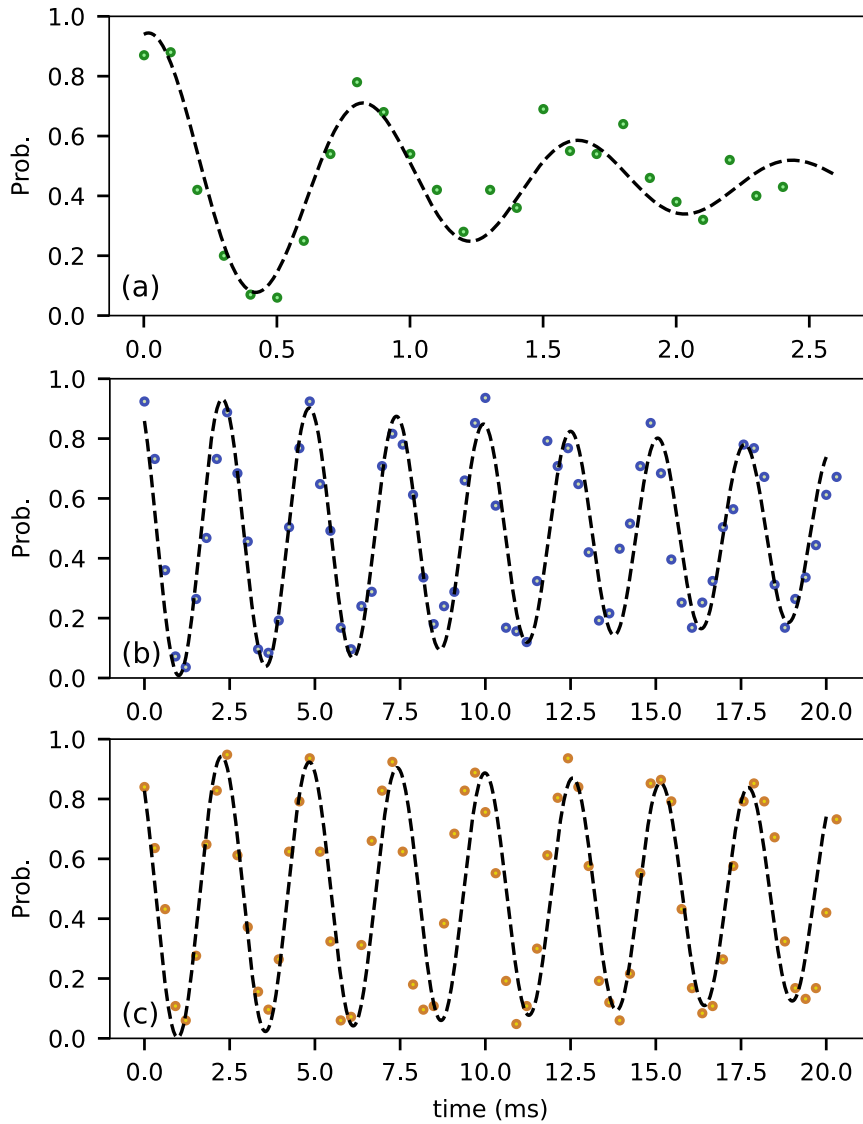


图 5.22 (a) 自由运行状态下离子蓝边带跃迁形成的 Ramsey 条纹分布。(b) RF 信号功率被主动稳定的情形下离子蓝边带跃迁形成的 Ramsey 条纹分布。(c) RF 信号功率和相位均被主动稳定时离子蓝边带跃迁形成的 Ramsey 条纹分布。

我们仍然使用 Ramsey 方法来测量离子在两个能级之间作为量子比特的相干时间。在测量之前，离子应通过多普勒冷却和 EIT 冷却的方法进行降温，使离子维持在一个较低的声子数目（近运动基态），然后通过光泵浦将离子制备在 $|0\rangle$ 态，随后，我们按照 Ramsey 时序对离子态进行操作。

Ramsey 操作的基本原理和过程已经在第二章中进行描述。在实际操作过程中，脉冲驱动信号（蓝边带拉曼光）的频率并不能严格与操作能级完全共振，此时扫描离子的自由演化时间，经过多次态探测后得到的 $|1\rangle$ 态布居则会以两者的频率差做阻尼振荡，形成的 Ramsey 条纹分布如图 5.22 所示。

从公式的角度来看，考虑到 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子的蓝边带跃迁频率 $\omega_{HF} + \omega_b$ ，其中 ω_{HF} 是上下能级频率差， ω_b 是离子径向运动的蓝边带频率。我们将两束拉曼激光的拍频设置为 ω_L ，则最终测量到离子处于 $|1\rangle$ 态的概率可表示为

$$P(\delta, \tau) = \frac{1}{2}[1 + C(\tau) \cos(\delta\tau + \varphi)], \quad (5.25)$$

其中 $\delta = \omega_L - (\omega_{HF} + \omega)$ 是蓝边带跃迁的失谐频率， τ 是离子自由演化时间， $C(\tau)$ 被称为 Ramsey 条纹对比度。Ramsey 条纹的对比度反映了离子运动态的相干性，随着演化时间（ τ ）的增加，Ramsey 条纹的对比度会逐渐降低，条纹对比度降低到 $1/e$ 时对应的演化时间 T_2 ，即为离子的相干时间。锁定后的实验中，554 nm 拉曼激光拍频频率相对于蓝边带跃迁频率的失谐值设定为 400 Hz。从图 5.22 可以看出，(a) 自由运行状态。测得的退相干时间约为 1.28 毫秒。(b) 射频幅度被主动稳定，并且加入了一定强度的相位噪声信号的情况下，测得的退相干时间为 39.1 毫秒。(c) 射频幅度和相位信号都被主动稳定，测得的退相干时间为 60.6 毫秒。

通过实验结果可以得知，稳定射频信号对于离子声子态的相干性具有显著提升，射频幅度和相位被稳定前后，离子运动态的退相干时间提升了数十倍有余。更高的声子态相干时间有利于提高多离子量子比特门操作（如 MS 门操作）保真度，对于在离子阱中进行通用量子计算具有重要意义。另外，射频相位锁定技术对目前声子的相干性的提升并不是特别明显，这是由于目前相干时间并未达到由式 Eq. (5.24) 理论计算出的相干时间阈值，但也有利于提高声子频率及相位信号的稳定性，有利于提高相位敏感的离子量子比特操作的保真度。实际上，退相干的时间尺度可以通过 $(2n_0\dot{n})^{-1}$ 来估算^[208]，其中 n_0 表示离子冷却后初始运动状态中的声子数， $\dot{n}$ 表示离子阱的加热率，因此，高稳定度的射频信号对于降低离子阱的加热率^[209-210] 也具有重要意义。

5.5 本章小结

本章主要介绍了离子阱射频系统的优化方案。

离子阱 RF 系统的每个元件发生变化都会导致最终的 RF 信号产生波动，为

此，本章中首先提出了一种简化版的离子阱 RF 电路模型，并基于此模型讨论了变化的元件参数对 RF 系统的共振频率产生的影响。

螺旋谐振器是离子阱 RF 系统的重要组成部分，其主要作用是对 RF 信号进行放大、滤波以及阻抗匹配。该部分主要介绍了螺旋谐振器设计的基本步骤，Q 值以及提高 Q 值的基本途径，并介绍了对螺旋谐振器进行的相关改进，最终使螺旋谐振器维持在高 Q 值的前提下实现自由调节输出阻抗、施加 DC 偏置信号以及对射频信号进行采样的功能。

离子阱射频信号的稳定性直接影响着离子声子态的相干性。为此，我们首先从理论的角度讨论了射频信号对离子声子态的影响因素，紧接着提出了射频信号的稳定方案，方案中不仅包括目前国内外大多数离子阱系统中射频幅度的稳定方法，也创新性地提出了一种射频相位的稳定方法，该方法通过锁相放大和反馈系统来控制 RF 电路的共振频率从而实现对射频信号相位的稳定。

最后，我们通过离子声子态的相干性对射频信号稳定的效果进行了表征，并最终使得离子声子态相干时间超过 60 ms，为实现高保真多量子比特门操作提供了技术支持。

第6章 总结与展望

6.1 全文总结

离子阱量子计算作为量子信息科学的核心技术之一，凭借其量子比特的超高抗干扰能力、长相干时间以及高量子门保真度等优势，目前已经成为国内外量子计算平台的主流候选平台之一。尽管离子阱量子计算日趋成熟，但从实验室原型机向商用量子计算工程机过渡的过程中，仍然有很长的路要走。

本文围绕离子阱量子计算平台，从囚禁离子的基本理论出发，分别在囚禁离子电子工程学、非相干操控光电系统、相干操控光电系统和射频电子学领域提出并实践了几种创新性方法，这些方法有效地提高了囚禁离子的各种性能指标，增强了离子阱系统的稳定性，并推动了离子阱量子计算系统的集成化进展，降低系统成本，对离子阱量子计算的工程化和商业化具有重要意义。这些创新性的方法主要包括：

- 将离子阱置于玻璃真空腔中，使系统的通光孔径得到有效提高，实现了对离子 SPAM 保真度的优化提升。
- 对离子阱及其电子学系统进行优化，降低噪声和信号之间的串扰，提高系统的电气性能以及囚禁一维离子链的稳定性。
- 开发了一种宽带调制三倍频激光系统，该系统以一种高集成度的光路配置即可实现 Yb 离子非相干操作光的产生，具备高稳定性、灵活性和可扩展性。
- 研制了一种基于光锁相环的拉曼操作光路的产生系统，该光路基于 MZM 产生了 Yb 离子的相干操作光，并以极低的成本抑制了拉曼光的相位噪声，能够实现高保真度的单离子量子比特相干操作。
- 研制了一种可调谐式螺旋谐振射频放大装置，从而对谐振器的共振频率进行压控调节，并由此结合微弱信号的检测技术设计了离子阱射频信号幅度和相位主动稳定系统，有效提高了 Yb 离子声子态的相干性。

在对离子阱光电操控系统进行优化迭代的同时，我们还对系统进行了诸多集成化探索，解决了集成化过程中可能出现的串扰噪音、模块间电子学通信和光学通信以及光电系统的可扩展性和稳定性等问题，力求将离子阱系统打造成一套具备可重复性的工程化体系。

6.2 离子阱系统的工程化进展与展望

离子阱作为一整套软硬件结合系统，其工程化的过程是具有挑战性的。它涉及到诸多物理科学和前沿技术，包括光学、电磁学、精密机械、真空技术、计算机科学和化学等，若要将离子阱作为一套工程系统来进行开发，需要将各个学科进行有机结合，明确各学科需要工作的内容并提出相应的指标，然后根据指标制定相应的开发计划。离子阱开发的整个过程对整个团队的人员分工、设备及物料供应链都有很高的要求，同时具备很高的生产复杂性。

在离子阱开发过程中，首先需要明确离子阱的各项指标，以便进行后续优化和迭代。首先是整体层面，离子阱作为新时代量子计算机架构之一，应具备足够强大的量子计算能力，典型的指标有可操纵量子比特数量、量子比特的相干时间、量子门操作的保真度、量子体积等。在我们的离子阱中，目前能够做到10个以上可操纵的量子比特数、单量子比特 T_2 相干时间在秒量级，单量子比特门操作保真度超过99.99%，双量子比特门操作保真度超过99.7%。

上面所述的指标主要依赖于底层硬件系统的实现，要提高离子阱量子计算机整体性能指标，首先应提高底层硬件的性能指标。底层硬件系统主要包括电子学系统、光学系统、真空系统以及控制系统等，这些系统的构建与优化方法以及指标大部分已经在前文中提到，其中控制系统的性能和基准源的性能对整个测控系统性能影响较高，这是由于大部分主动反馈系统的精度和灵敏度都取决于控制系统的反馈精度和带宽，同时取决于参考信号的稳定性。应用更高位数的数字系统和稳定性更好的基准源有利于整个测控性能的提高。

系统集成是离子阱工程化重要的一环，将分散的组件、模块整合为一个协调的整体有利于提高系统的整体性能、提高实验效率。在离子阱的诸多光电测控系统中，我们需要很多分立的电子模块和光学模块相互配合实现对激光的控制，这些电子模块和光学模块可以分别被整合进一个测控机箱和光学机箱中，并使用统一的接口和通信协议实现模块之间的互联，这样做不仅可以使系统的体积大大缩小，还可以使系统与外界环境隔离，提高系统的稳定性，另外也可以提高系统的可扩展性、提高故障检修效率等。在离子阱的工程实践中所组建的离子阱机柜结构如图6.1(a)所示，图6.1(b)展示了国内离子阱量子计算初创公司么正量子发布的机柜实物图。机柜的配置应该满足下列条件：^[97]

- 为了提高系统可扩展性，集成式机柜必须在不降低性能的前提下，尽可能减小占地面积并保持机械稳定性。
- 采用灵活的通信标准实现模块化，这不仅有助于减少设备的体积并增强其鲁棒性，还能在无需大规模重新设计或手动重新校准的情况下，方便地进行部件更换与重新配置。

- 集成式机柜应尽量自给自足，尽量减少外部接口和对专用外部设施的依赖性。可以通过集成电源设计、增加屏蔽等途径降低与外部设备或环境的耦合程度。
- 应该设定工业化的标准和流程，这样做有利于设备扩展并降低系统的故障率。
- 集成式机柜有必要配置高速或无线接口，与硬件无关的部分尽可能实现自动化和或能够远程控制。



图 6.1 (a) 离子阱机柜结构图 (b) 么正量子发布的离子阱工程机柜

我们使用树莓派 (Raspberry) 通过 SPI 通信协议与机箱各子板卡之间进行通信；机箱之间通过 RJ45 连接线连接到交换机，并通过交换机与主机进行通信。实验中我们只需要控制主机即可实现对各个机箱之间的控制，光学部分则通过光纤或高速网络接口实现光学机柜与电子学机柜之间的互联。高集成度离子阱机柜的实现解决了实验室中光电系统杂乱、通信繁杂、难以运维的不足，能够在很大程度上提高量子计算实验效率。

可扩展性是离子阱走向工程化的必经之路。在传统的三维离子阱中，离子被 DC 和 RF 电极束缚形成一维离子链，这种传统架构带来对离子极低的加热率，其形成的量子比特虽具有超长的相干时间，但却以牺牲扩展性为前提。为解决离子阱中量子比特的可扩展性问题，目前已经出现了几种主流的方案。

在 2002 年 NIST 就提出离子阱量子电荷耦合器件 (QCCD) 架构，它是通过使用表面电极加工工艺生产的 QCCD 芯片来产生电场梯度，从而精确控制离子的位置和运动，实现离子在不同模块间的传输。2021 年，Quantinuum 开发了名为 “H1” 的 QCCD 架构^[184]，并进行了离子操作演示，如图 6.2 所示；同年，NIST 通过 QCCD 实现了 Mg 离子的囚禁，且实现高达保真度 99.77% 的双量子比特门

操作^[211]；2024年，Quantinuum 新发布的“H2”芯片阱实现了 56 个全连接量子比特，并具备超高的态操作保真度^[40]；Quantinuum 预计在 2025 年发布的“H3”离子阱芯片包含 100 个以上量子比特且集成了纠错编码能力。随着集成光学的不断进步，目前已经有许多研究组将光学波导集成到光子芯片上^[212]，极大地提高了操作光路的可扩展性。

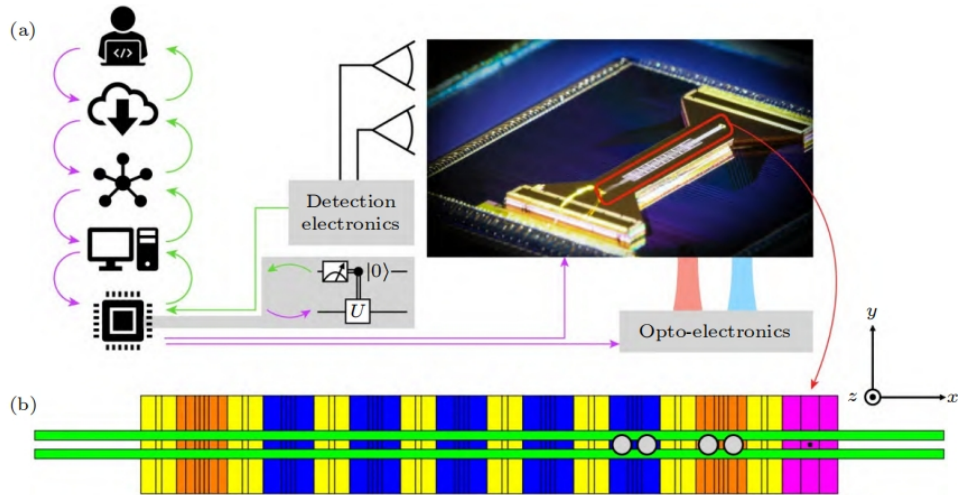


图 6.2 Quantinuum 推出的名为“H1”的 QCCD 架构。图片引自^[184]

分布式架构是扩展离子阱系统的一种途径，它是通过将多个离子阱模块（量子计算节点）连接起来，实现量子信息在不同模块间的传输和纠缠，从而构建更大规模的量子计算系统。其核心目标是突破单模块的物理限制，通过模块间通信（如光子或电场耦合）实现可扩展的量子计算，如图6.3所示。2013年，马里兰大学的 Christopher Monroe 提出了模块化通用可扩展离子阱量子计算机（MUSIQ）架构^[213]，为分布式架构提供了理论基础；2020年，牛津大学的 Lucus 团队实现了高保真度离子光子纠缠，证明了分布式架构的可行性^[214]；2024年，David Schwerdt 提出利用 Paul 阱和动态光学势来扩展分布式离子阱的一种方法^[215]；同年，杜克大学在两个离子阱中通过光子时间戳实现了两个离子之间的高保真度纠缠^[216]。

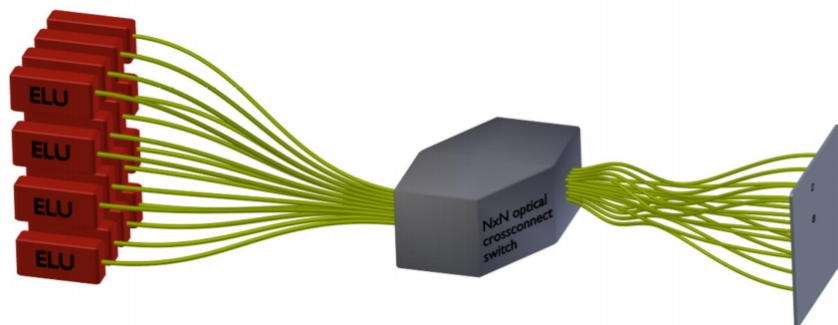


图 6.3 模块化通用可扩展离子阱量子计算机架构。图片引自^[213]

除此以外，为增强离子阱系统的可扩展性，逐步有人提出使用动态光镊阵列^[217]的方式提高离子链中离子的寻址能力，由此可实现离子的并行操作；或使用离子阱中囚禁离子晶体^[43]的方式来大幅提高可操纵量子比特数目，这种方式对离子阱束缚离子的能力和激光寻址能力提出了很高的挑战。总之，随着离子操控技术的不断精进，离子阱的可扩展性低的问题正在逐步得到解决。

6.3 对离子阱量子计算体系的未来展望

在未来，离子阱的技术突破可能会发生在以下几个方面：

- 继续优化离子阱的可扩展性，改进 QCCD 架构产生更多的可操纵量子比特，使用新型材料或拓扑电极降低各电极之间的串扰，进一步提高量子比特的相干时间。
- 开发模块化离子阱芯片，通过光子接口实现各阱区之间的互联，实现高保真度分布式量子计算。
- 通过表面码纠错或实时反馈控制等手段进一步提高量子门操作的保真度，降低量子比特操作的错误率。
- 通过离子光子纠缠和量子频率转换等手段实现远距离纠缠传输，构建分布式量子计算网络。

由此可见，离子阱量子计算体系凭借其物理特性与技术积累，可能在未来二十年内成为实用化量子计算与量子网络的核心技术之一。通过解决可扩展性、纠错和集成化等关键问题，该体系将在专用计算、量子通信、跨学科应用及基础科学研究中发挥不可替代的作用。

参考文献

- [1] BENIOFF P. The computer as a physical system - a microscopic quantum-mechanical hamiltonian model of computers as represented by turing-machines[J/OL]. Journal of Statistical Physics, 1980, 22(5): 563-591. DOI: 10.1007/BF01011339.
- [2] BENIOFF P. Quantum-mechanical models of turing-machines that dissipate no energy [J/OL]. Physical Review Letters, 1982, 48(23): 1581-1585. DOI: 10.1103/PhysRevLett.48.1581.
- [3] FEYNMAN R. Simulating physics with computers[J/OL]. International Journal of Theoretical Physics, 1982, 21(6-7): 467-488. DOI: 10.1007/BF02650179.
- [4] DEUTSCH D. Quantum-theory, the church-turing principle and the universal quantum computer[J/OL]. Proceedings of the Royal Society of London Series A-Mathematical Physical and Engineering Sciences, 1985, 400(1818): 97-117. DOI: 10.1098/rspa.1985.0070.
- [5] SHOR P. Algorithms for quantum computation - discrete logarithms and factoring[C]// ANNUAL SYMPOSIUM ON FOUNDATIONS OF COMPUTER SCIENCE: 35th Annual Symposium on Foundations of Computer Science, Proceedings. IEEE COMP SOC, TECH COMM MATH FDN COMP, 1994: 124-134.
- [6] BLOCH F. Nuclear induction[J/OL]. Physical Review Journals, 1946, 70: 460-474. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.70.460>.
- [7] BELL J S. On the einstein podolsky rosen paradox[J/OL]. Physics Physique Fizika, 1964, 1: 195-200. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysicsPhysiqueFizika.1.195>.
- [8] PIRANDOLA S, ANDERSEN U L, BANCHI L, et al. Advances in quantum cryptography [J/OL]. Advances in Optics and Photonics, 2020, 12(4): 1012-1236. DOI: 10.1364/AOP.36.1502.
- [9] GISIN N, RIBORDY G, TITTEL W, et al. Quantum cryptography[J/OL]. Reviews of Modern Physics, 2002, 74(1): 145-195. DOI: 10.1103/RevModPhys.74.145.
- [10] BOUWMEESTER D, PAN J, MATTLE K, et al. Experimental quantum teleportation[J/OL]. Nature, 1997, 390(6660): 575-579. DOI: 10.1038/37539.
- [11] HU X M, GUO Y, LIU B H, et al. Progress in quantum teleportation[J/OL]. Nature Reviews Physics, 2023 JUN, 5(6): 339-353. <https://doi.org/10.1038/s42254-023-00588-x>.
- [12] BARENCO A, BENNETT C, CLEVE R, et al. Elementary gates for quantum computation [J/OL]. Physics Review A, 1995, 52(5): 3457-3467. DOI: 10.1103/PhysRevA.52.3457.
- [13] BARENCO A. A universal 2-bit gate for quantum computation[J/OL]. Proceedings of the

-
- Royal Society-Mathematical and Physical Sciences, 1995, 449(1937): 679-683. DOI: 10.1098/rspa.1995.0066.
- [14] LLOYD S. Almost any quantum logic gate is universal[J/OL]. Physical Review Letters, 1995, 75(2): 346-349. DOI: 10.1103/PhysRevLett.75.346.
- [15] MØLMER K, SØRENSEN A. Multiparticle entanglement of hot trapped ions[J/OL]. Physical Review Letters, 1999, 82: 1835-1838. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.82.1835>.
- [16] BENNETT C, DIVINCENZO D. Quantum information and computation[J/OL]. Nature, 2000, 404(6775): 247-255. DOI: 10.1038/35005001.
- [17] SHOR P. Fault-tolerant quantum computation[C/OL]//ANNUAL SYMPOSIUM ON FOUNDATIONS OF COMPUTER SCIENCE: 37th Annual Symposium on Foundations of Computer Science, Proceedings. IEEE Comp Soc; IEEE Comp Soc Tech Comm Math Fdn Comp, 1996: 56-65. DOI: 10.1109/SFCS.1996.548464.
- [18] CHILDS A, FARHI E, PRESKILL J. Robustness of adiabatic quantum computation[J/OL]. Physical Review A, 2002, 65(1). DOI: 10.1103/PhysRevA.65.012322.
- [19] ALBASH T, LIDAR D A. Adiabatic quantum computation[J/OL]. Reviews of Modern Physics, 2018, 90(1). DOI: 10.1103/RevModPhys.90.015002.
- [20] RAUSSENDORF R, BRIEGEL H. A one-way quantum computer[J/OL]. Physical Review Letters, 2001, 86(22): 5188-5191. DOI: 10.1103/PhysRevLett.86.5188.
- [21] DIVINCENZO D. The physical implementation of quantum computation[J/OL]. Fortschritte Der Physik-Progress of Physics, 2000, 48(9-11): 771-783. DOI: 10.1002/1521-3978(200009)48:9/11<771::AID-PROP771>3.0.CO;2-E.
- [22] DE ARQUER F P G, TALAPIN D, V, KLIMOV V, I, et al. Semiconductor quantum dots: Technological progress and future challenges[J/OL]. Science, 2021, 373(6555): 640+. DOI: 10.1126/science.aaz8541.
- [23] CHILDRESS L, HANSON R. Diamond NV centers for quantum computing and quantum networks[J/OL]. MRS Bulletin, 2013, 38(2): 134-138. <https://doi.org/10.1557/mrs.2013.20>.
- [24] WINELAND D J, DRULLINGER R E, WALLS F L. Radiation-pressure cooling of bound resonant absorbers[J/OL]. Physical Review Letters, 1978, 40: 1639-1642. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.40.1639>.
- [25] CIRAC J, ZOLLER P. Quantum computations with cold trapped ions[J/OL]. Physical Review Letters, 1995, 74(20): 4091-4094. DOI: 10.1103/PhysRevLett.74.4091.
- [26] WINELAND D, MONROE C, MEEKHOF D, et al. Quantum state manipulation of trapped atomic ions[J/OL]. Proceedings of The Royal Society A-Mathematical Physical and Engineering Sciences, 1998, 454(1969): 411-429. DOI: 10.1098/rspa.1998.0168.

-
- [27] POSCHINGER U G, HUBER G, ZIESEL F, et al. Coherent manipulation of a $^{40}\text{Ca}^+$ spin qubit in a micro ion trap[J/OL]. JOURNAL OF PHYSICS B-ATOMIC MOLECULAR AND OPTICAL PHYSICS, 2009, 42(15). DOI: 10.1088/0953-4075/42/15/154013.
 - [28] NIEDERMAYR M, LAKHMANSKIY K, KUMPH M, et al. Cryogenic surface ion trap based on intrinsic silicon[J/OL]. New Journal of Physics, 2014, 16. DOI: 10.1088/1367-2630/16/11/113068.
 - [29] NOP G N, PAUDYAL D, SMITH J D H. Ytterbium ion trap quantum computing: The current state-of-the-art[J/OL]. AVS Quantum Science, 2021, 3(4). DOI: 10.1116/5.0065951.
 - [30] MEHTA K K, BRUZEWICZ C D, MCCONNELL R, et al. Integrated optical addressing of an ion qubit[J/OL]. Nature Nanotechnology, 2016, 11(12): 1066-1070. DOI: 10.1038/NNANO.2016.139.
 - [31] RUSTER T, SCHMIEGELOW C T, KAUFMANN H, et al. A long-lived zeeman trapped-ion qubit[J/OL]. Applied Physics B, 2016, 122(10): 254. <https://doi.org/10.1007/s00340-016-6527-4>.
 - [32] WINELAND D, MONROE C, ITANO W, et al. Experimental issues in coherent quantum-state manipulation of trapped atomic ions[J/OL]. Journal of Research of The National Institute of Standards and Technology, 1998, 103(3): 259-328. DOI: 10.6028/jres.103.019.
 - [33] LEIBFRIED D, BLATT R, MONROE C, et al. Quantum dynamics of single trapped ions [J/OL]. Reviews of Modern Physics, 2003, 75(1): 281-324. DOI: 10.1103/RevModPhys.75.281.
 - [34] WANG P, LUAN C Y, QIAO M, et al. Single ion qubit with estimated coherence time exceeding one hour[J/OL]. Nature Communications, 2021, 12(1). <http://dx.doi.org/10.1038/s41467-020-20330-w>.
 - [35] HARTY T P, ALLCOCK D T C, BALLANCE C J, et al. High-fidelity preparation, gates, memory, and readout of a trapped-ion quantum bit[J/OL]. Physical Review Letters, 2014, 113: 220501. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.113.220501>.
 - [36] SMITH M C, LEU A D, MIYANISHI K, et al. Single-qubit gates with errors at the 10^{-7} level [A/OL]. 2024. arXiv: 2412.04421. <https://arxiv.org/abs/2412.04421>.
 - [37] TODARO S L, VERMA V B, MCCORMICK K C, et al. State readout of a trapped ion qubit using a trap-integrated superconducting photon detector[J/OL]. Physical Review Letters, 2021, 126: 010501. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.126.010501>.
 - [38] GAEBLER J P, TAN T R, LIN Y, et al. High-fidelity universal gate set for $^9\text{Be}^+$ ion qubits [J/OL]. Physical Review Letters, 2016, 117: 060505. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.117.060505>.
 - [39] IONQ. Ionq forte[EB/OL]. 2024. <https://ionq.com/quantum-systems/forte>.

-
- [40] DECROSS M, HAGHSHENAS R, LIU M, et al. The computational power of random quantum circuits in arbitrary geometries[A/OL]. 2024. arXiv: 2406.02501. <https://arxiv.org/abs/2406.02501>.
 - [41] LÖSCHNAUER C M, TOBA J M, HUGHES A C, et al. Scalable, high-fidelity all-electronic control of trapped-ion qubits[A/OL]. 2024. arXiv: 2407.07694. <https://arxiv.org/abs/2407.07694>.
 - [42] HENSINGER W K. Quantum computer based on shuttling trapped ions[J/OL]. *Nature*, 2021 APR 8, 592(7853): 190-191. <https://doi.org/10.1038/d41586-021-00844-z>.
 - [43] GUO S A, WU Y K, YE J, et al. A site-resolved two-dimensional quantum simulator with hundreds of trapped ions[J/OL]. *Nature*, 2024, 630(8017): 613-618. <https://doi.org/10.1038/s41586-024-07459-0>.
 - [44] GUO S A, WU Y K, YE J, et al. Hamiltonian learning for 300 trapped ion qubits with long-range couplings[J/OL]. *Science Advances*, 2025 JAN 29, 11(5). <https://doi.org/10.1126/sciadv.adt4713>.
 - [45] JOSEPHSON B. Possible new effects in superconductive tunnelling[J/OL]. *Physical Letters*, 1962, 1(7): 251-253. DOI: 10.1016/0031-9163(62)91369-0.
 - [46] MARTINIS J, NAM S, AUMENTADO J, et al. Rabi oscillations in a large josephson-junction qubit[J/OL]. *Physical Review Letters*, 2002, 89(11). DOI: 10.1103/PhysRevLett.89.117901.
 - [47] SIDDIQI I. Engineering high-coherence superconducting qubits[J/OL]. *Nature Reviews Materials*, 2021, 6(10): 875-891. DOI: 10.1038/s41578-021-00370-4.
 - [48] CASTELVECCHI D. Ibm releases first-ever 1,000-qubit quantum chip[J/OL]. *Nature*, 2023, 624(7991): 238. DOI: 10.1038/d41586-023-03854-1.
 - [49] ARUTE F, ARYA K, BABBUSH R, et al. Quantum supremacy using a programmable superconducting processor[J/OL]. *Nature*, 2019, 574(7779): 505+. DOI: 10.1038/s41586-019-1666-5.
 - [50] ACHARYA R, ALEINER I, ALLEN R, et al. Suppressing quantum errors by scaling a surface code logical qubit[J/OL]. *Nature*, 2023, 614(7949): 676+. DOI: 10.1038/s41586-022-05434-1.
 - [51] ACHARYA R, ABANIN D A, AGHABABAIE-BENI L, et al. Quantum error correction below the surface code threshold[J/OL]. *Nature*, 2024. DOI: 10.1038/s41586-024-08449-y.
 - [52] KAM J F, KANG H, HILL C D, et al. Characterization of entanglement on superconducting quantum computers of up to 414 qubits[J/OL]. *Physical Review Research*, 2024, 6(3). DOI: 10.1103/PhysRevResearch.6.033155.
 - [53] OH S, KAIS S. Statistical analysis on random quantum circuit sampling by sycamore and zuchongzhi quantum processors[J/OL]. *Physical Review A*, 2022, 106(3). DOI: 10.1103/Ph

- ysRevA.106.032433.
- [54] SHENGBIN W, MENGHAN D, YUCHUN W, et al. Research progress of distributed quantum computing[J]. Chinese Journal of Quantum Electronics, 2024, 41(1): 1-25.
 - [55] HENRIET L, BEGUIN L, SIGNOLES A, et al. Quantum computing with neutral atoms[J/OL]. Quantum, 2020, 4: 327. <https://doi.org/10.22331/q-2020-09-21-327>.
 - [56] SAFFMAN M. Quantum computing with neutral atoms[J/OL]. National Science Review, 2018, 6(1): 24-25. <https://doi.org/10.1093/nsr/nwy088>.
 - [57] MANETSCH H J, NOMURA G, BATAILLE E, et al. A tweezer array with 6100 highly coherent atomic qubits[A/OL]. 2024. arXiv: 2403.12021. <https://arxiv.org/abs/2403.12021>.
 - [58] PHILLIPS W. Laser cooling and trapping of neutral atoms[J/OL]. Reviews of Modern Physics, 1998, 70(3): 721-741. DOI: 10.1103/RevModPhys.70.721.
 - [59] DEUTSCH I H, BRENNEN G K, JESSEN P S. Quantum computing with neutral atoms in an optical lattice[J/OL]. Fortschritte der Physik, 2000, 48(9-11): 925-943. <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/1521-3978%28200009%2948%3A9%11%3C925%3A%3AID-PROP925%3E3.0.CO%3B2-A>. DOI: [https://doi.org/10.1002/1521-3978\(200009\)48:9/11<925::AID-PROP925>3.0.CO;2-A](https://doi.org/10.1002/1521-3978(200009)48:9/11<925::AID-PROP925>3.0.CO;2-A).
 - [60] SHI X F. Single-site rydberg addressing in 3D atomic arrays for quantum computing with neutral atoms[J/OL]. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 2020, 53(5): 054002. <https://dx.doi.org/10.1088/1361-6455/ab5f79>.
 - [61] BOYD M M, ZELEVINSKY T, LUDLOW A D, et al. Nuclear spin effects in optical lattice clocks[J/OL]. Physical Review A, 2007, 76: 022510. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.76.022510>.
 - [62] WU T Y, KUMAR A, GIRALDO F, et al. Stern-gerlach detection of neutral-atom qubits in a state-dependent optical lattice[J/OL]. Nature Physics, 2019, 15(6): 538-542. <https://doi.org/10.1038/s41567-019-0478-8>.
 - [63] MA S, LIU G, PENG P, et al. High-fidelity gates and mid-circuit erasure conversion in an atomic qubit[J/OL]. Nature, 2023, 622(7982): 279-284. <https://doi.org/10.1038/s41586-023-06438-1>.
 - [64] EVERED S J, BLUVSTEIN D, KALINOWSKI M, et al. High-fidelity parallel entangling gates on a neutral-atom quantum computer[J/OL]. Nature, 2023, 622(7982): 268-272. <https://doi.org/10.1038/s41586-023-06481-y>.
 - [65] SCHOLL P, SHAW A L, TSAI R B S, et al. Erasure conversion in a high-fidelity rydberg quantum simulator[J/OL]. Nature, 2023, 622(7982): 273-278. <https://doi.org/10.1038/s41586-023-06516-4>.
 - [66] CHEW Y, TOMITA T, MAHESH T P, et al. Ultrafast energy exchange between two single

-
- rydberg atoms on a nanosecond timescale[J/OL]. *Nature Photonics*, 2022, 16(10): 724+. DOI: 10.1038/s41566-022-01047-2.
- [67] EBADI S, WANG T T, LEVINE H, et al. Quantum phases of matter on a 256-atom programmable quantum simulator[J/OL]. *Nature*, 2021, 595(7866): 227+. DOI: 10.1038/s41586-021-03582-4.
- [68] BLUVSTEIN D, EVERED S J, GEIM A A, et al. Logical quantum processor based on reconfigurable atom arrays[J/OL]. *Nature*, 2024, 626(7997). DOI: 10.1038/s41586-023-06927-3.
- [69] LANYON B P, BARBIERI M, ALMEIDA M P, et al. Simplifying quantum logic using higher-dimensional hilbert spaces[J/OL]. *Nature Physics*, 2009, 5(2): 134-140. DOI: 10.1038/NPHYS1150.
- [70] RADNAEV A G, CHUNG W C, COLE D C, et al. A universal neutral-atom quantum computer with individual optical addressing and non-destructive readout[A/OL]. 2025. arXiv: 2408.08288. <https://arxiv.org/abs/2408.08288>.
- [71] SLUSSARENKO S, PRYDE G J. Photonic quantum information processing: A concise review[J/OL]. *Applied Physics Reviews*, 2019, 6(4). DOI: 10.1063/1.5115814.
- [72] KOK P, MUNRO W J, NEMOTO K, et al. Linear optical quantum computing with photonic qubits[J/OL]. *Reviews of Modern Physics*, 2007, 79(1): 135-174. DOI: 10.1103/RevModPhys.79.135.
- [73] PAN J W, CHEN Z B, LU C Y, et al. Multiphoton entanglement and interferometry[J/OL]. *Reviews of Modern Physics*, 2012, 84(2). DOI: 10.1103/RevModPhys.84.777.
- [74] DING X, GUO Y P, XU M C, et al. High-efficiency single-photon source above the loss-tolerant threshold for efficient linear optical quantum computing[J/OL]. *Nature Photonics*, 2025 FEB 28. <https://doi.org/10.1038/s41566-025-01639-8>.
- [75] HADFIELD R H. Single-photon detectors for optical quantum information applications [J/OL]. *Nature Photonics*, 2009, 3(12): 696-705. DOI: 10.1038/nphoton.2009.230.
- [76] ARRAZOLA J M, BERGHOLM V, BRADLER K, et al. Quantum circuits with many photons on a programmable nanophotonic chip[J/OL]. *Nature*, 2021, 591(7848): 54+. DOI: 10.1038/s41586-021-03202-1.
- [77] MENG Y, CHEN Y, LU L, et al. Optical meta-waveguides for integrated photonics and beyond[J/OL]. *Light-Science & Application*, 2021, 10(1). DOI: 10.1038/s41377-021-00655-x.
- [78] RAD H A, AINSWORTH T, ALEXANDER R N, et al. Scaling and networking a modular photonic quantum computer[J/OL]. *Nature*, 2025 FEB 27, 638(8052). <https://doi.org/10.1038/s41586-024-08406-9>.

-
- [79] TOGAN E, CHU Y, TRIFONOV A S, et al. Quantum entanglement between an optical photon and a solid-state spin qubit[J/OL]. *Nature*, 2010, 466(7307): 730-U4. DOI: 10.1038/nature09256.
 - [80] SCHUPP J, KRCMARSKY V, KRUTYANSKIY V, et al. Interface between trapped-ion qubits and traveling photons with close-to-optimal efficiency[J/OL]. *PRX Quantum*, 2021, 2: 020331. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PRXQuantum.2.020331>.
 - [81] BRIEGEL H, DÜR W, CIRAC J, et al. Quantum repeaters:: The role of imperfect local operations in quantum communication[J/OL]. *Physical Review Letters*, 1998, 81(26): 5932-5935. DOI: 10.1103/PhysRevLett.81.5932.
 - [82] SCARANI V, BECHMANN-PASQUINUCCI H, CERF N J, et al. The security of practical quantum key distribution[J/OL]. *Reviews of Modern Physics*, 2009, 81(3): 1301-1350. DOI: 10.1103/RevModPhys.81.1301.
 - [83] ZHONG H S, WANG H, DENG Y H, et al. Quantum computational advantage using photons [J/OL]. *Science*, 2020, 370(6523): 1460-1463. <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.abe8770>.
 - [84] DENG Y H, GU Y C, LIU H L, et al. Gaussian boson sampling with pseudo-photon-number-resolving detectors and quantum computational advantage[J/OL]. *Physical Review Letters*, 2023, 131: 150601. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.131.150601>.
 - [85] DENG Y H, GONG S Q, GU Y C, et al. Solving graph problems using gaussian boson sampling[J/OL]. *Physical Review Letters*, 2023, 130: 190601. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.130.190601>.
 - [86] NAYAK C, SIMON S H, STERN A, et al. Non-abelian anyons and topological quantum computation[J/OL]. *Reviews of Modern Physics*, 2008, 80(3): 1083-1159. DOI: 10.1103/RevModPhys.80.1083.
 - [87] SAU J D, LUTCHYN R M, TEWARI S, et al. Generic new platform for topological quantum computation using semiconductor heterostructures[J/OL]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(4). DOI: 10.1103/PhysRevLett.104.040502.
 - [88] ALICEA J, OREG Y, REFAEL G, et al. Non-abelian statistics and topological quantum information processing in 1d wire networks[J/OL]. *Nature Physics*, 2011, 7(5): 412-417. DOI: 10.1038/NPHYS1915.
 - [89] AASEN D, HELL M, MISHMASH R V, et al. Milestones toward majorana-based quantum computing[J/OL]. *Physical Review X*, 2016, 6(3). DOI: 10.1103/PhysRevX.6.031016.
 - [90] LUTCHYN R M, BAKKERS E P A M, KOUWENHOVEN L P, et al. Majorana zero modes in superconductor-semiconductor heterostructures[J/OL]. *Nature Reviews Materials*, 2018, 3(5): 52-68. DOI: 10.1038/s41578-018-0003-1.

- [91] MOORE G, READ N. Nonabelions in the fractional quantum hall-effect[J/OL]. Nuclear Physics B, 1991, 360(2-3): 362-396. DOI: 10.1016/0550-3213(91)90407-O.
- [92] LIN X, DILLARD C, KASTNER M A, et al. Measurements of quasiparticle tunneling in the $\nu=5/2$ fractional quantum hall state[J/OL]. Physical Review B, 2012, 85(16). DOI: 10.1103/PhysRevB.85.165321.
- [93] LU Z, HAN T, YAO Y, et al. Fractional quantum anomalous hall effect in multilayer graphene [J/OL]. Nature, 2024, 626(8000). DOI: 10.1038/s41586-023-07010-7.
- [94] AGHAEI M, ALCARAZ RAMIREZ A, ALAM Z, et al. Interferometric single-shot parity measurement in inas-al hybrid devices[J/OL]. Nature, 2025, 638(8051): 651-655. <https://doi.org/10.1038/s41586-024-08445-2>.
- [95] BAUSCH J, SENIOR A W, HERAS F J H, et al. Learning high-accuracy error decoding for quantum processors[J/OL]. Nature, 2024, 635(8040): 834-840. <https://doi.org/10.1038/s41586-024-08148-8>.
- [96] IBM. Expanding the ibm quantum roadmap to anticipate the future of quantum-centric supercomputing[EB/OL]. 2022. <https://www.ibm.com/quantum/blog/ibm-quantum-roadmap-2025>.
- [97] POGORELOV I, FELDKER T, MARCINIAK C D, et al. Compact ion-trap quantum computing demonstrator[J/OL]. PRX Quantum, 2021, 2: 020343. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PRXQuantum.2.020343>.
- [98] OLMSCHENK S, YOUNGE K C, MOEHRING D L, et al. Manipulation and detection of a trapped Yb^+ hyperfine qubit[J/OL]. Physical Review A, 2007, 76: 052314. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.76.052314>.
- [99] DE S, BATRA N, CHAKRABORTY S, et al. Design of an ion trap for trapping single $^{171}\text{Yb}^+$ [J]. Current Science, 2014, 106: 1348-1352.
- [100] CETINA M, EGAN L, NOEL C, et al. Control of transverse motion for quantum gates on individually addressed atomic qubits[J/OL]. PRX Quantum, 2022, 3: 010334. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PRXQuantum.3.010334>.
- [101] WRIGHT K, BECK K M, DEBNATH S, et al. Benchmarking an 11-qubit quantum computer [J/OL]. Nature Communications, 2019, 10(1): 5464. <https://doi.org/10.1038/s41467-019-13534-2>.
- [102] LEVERBECK K. 1989 nobel-prize in physics - new technology for the study of electrons and ions[J]. Kemisk Tidskrift, 1989, 101(13): 35-36.
- [103] GILMORE K A, AFFOLTER M, LEWIS-SWAN R J, et al. Quantum-enhanced sensing of displacements and electric fields with two-dimensional trapped-ion crystals[J/OL]. Science, 2021, 373(6555): 673+. DOI: 10.1126/science.abi5226.

- [104] W P. Electromagnetic traps for charged and neutral particles[J/OL]. Uspekhi Fizicheskikh Nauk, 1990, 160(12): 109-127. <https://ufn.ru/ru/articles/1990/12/d/>. DOI: 10.3367/UFNr.0160.199012d.0109.
- [105] DEHMELT H. Radiofrequency spectroscopy of stored ions. ii. spectroscopy[M]//BATES D, ESTERMAN I. Advances in atomic and molecular physics vol.5. 1969: 109-54.
- [106] MAJOR F G, DEHMELT H G. Exchange-collision technique for the RF spectroscopy of stored ions[J/OL]. Physical Review, 1968, 170: 91-107. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.170.91>.
- [107] 杜丽军. 线形离子阱中离子晶体的动力学研究[D]. 中国科学院研究生院 (武汉物理与数学研究所), 2015.
- [108] PRESTAGE J, DICK G, MALEKI L. New ion trap for frequency standard applications[J/OL]. Journal of Applied Physics, 1989, 66(3): 1013-1017. DOI: 10.1063/1.343486.
- [109] KOTIBHASKAR N, GREENBERG N, MOTLAKUNTA S, et al. Fast and high-yield fabrication of axially symmetric ion-trap needle electrodes via two step electrochemical etching [J/OL]. Review of Scientific Instruments, 2023, 94(3). DOI: 10.1063/5.0108425.
- [110] JAMES D. Quantum dynamics of cold trapped ions with application to quantum computation [J/OL]. Applied Physics B-Lasers and Optics, 1998, 66(2): 181-190. DOI: 10.1007/s003400050373.
- [111] ZHU S L, MONROE C, DUAN L M. Trapped ion quantum computation with transverse phonon modes[J/OL]. Physical Review Letters, 2006, 97(5). DOI: 10.1103/PhysRevLett.97.050505.
- [112] GLOGER T F, KAUFMANN P, KAUFMANN D, et al. Ion-trajectory analysis for micromotion minimization and the measurement of small forces[J/OL]. Physical Review A, 2015, 92(4). DOI: 10.1103/PhysRevA.92.043421.
- [113] NADLINGER D P, DRMOTA P, MAIN D, et al. Micromotion minimisation by synchronous detection of parametrically excited motion[A/OL]. 2021. arXiv: 2107.00056. <https://arxiv.org/abs/2107.00056>.
- [114] IBARAKI Y, TANAKA U, URABE S. Detection of parametric resonance of trapped ions for micromotion compensation[J/OL]. Applied Physics B-Lasers and Optics, 2011, 105(2): 219-223. DOI: 10.1007/s00340-011-4463-x.
- [115] DHOLAKIA K, HORVATH G, SEGAL D, et al. Photon-correlation detection of ion-oscillation frequencies in quadrupole ion traps[J/OL]. Physical Review A, 1993, 47(1): 441-448. DOI: 10.1103/PhysRevA.47.441.
- [116] GOHAM C J B, BRITTON J W W. Resolved-sideband micromotion sensing in Yb^+ on the 935 nm repump transition[J/OL]. AIP Advances, 2022, 12(11). DOI: 10.1063/5.0128113.

- [117] ARNOLD K J, JAYJONG N, KANG M L D, et al. Enhanced micromotion compensation using a phase-modulated light field[J/OL]. *Physical Review A*, 2024, 110(3). DOI: 10.1103/PhysRevA.110.033115.
- [118] BLATT R, HÄFFNER H, ROOS C F, et al. Ion trap quantum computing with Ca^+ ions[J/OL]. *Quantum Information Processing*, 2004, 3(1): 61-73. <https://doi.org/10.1007/s11128-004-3105-1>.
- [119] NIFFENEGGER R J, STUART J, SORACE-AGASKAR C, et al. Integrated multi-wavelength control of an ion qubit[J/OL]. *Nature*, 2020, 586(7830): 538+. DOI: 10.1038/s41586-020-2811-x.
- [120] GAEBLER J P, TAN T R, LIN Y, et al. High-fidelity universal gate set for $^9\text{Be}^+$ ion qubits[J/OL]. *Physical Review Letters*, 2016, 117(6). DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.060505.
- [121] 王鹏飞. 基于 $^{171}\text{Yb}^+$ - $^{138}\text{Ba}^+$ 混合离子体系的离子阱量子计算研究[EB/OL]. 郑州. <https://www.koushare.com/video/details/67316>.
- [122] BERKELAND D, BOSHIER M. Destabilization of dark states and optical spectroscopy in zeeman-degenerate atomic systems[J/OL]. *Physical Review A*, 2002, 65(3, B). DOI: 10.1103/PhysRevA.65.033413.
- [123] BALZER C, BRAUN A, HANNEMANN T, et al. Electrostatically trapped Yb^+ ions for quantum information processing[J/OL]. *Physical Review A*, 2006, 73(4). DOI: 10.1103/PhysRevA.73.041407.
- [124] LEIBRANDT D R, CLARK R J, LABAZIEWICZ J, et al. Laser ablation loading of a surface-electrode ion trap[J/OL]. *Physical Review A*, 2007, 76(5). DOI: 10.1103/PhysRevA.76.055403.
- [125] WHITE B M, LOW P J, DE SEREVILLE Y, et al. Isotope-selective laser ablation ion-trap loading of $^{137}\text{Ba}^+$ using a BaCl_2 target[J/OL]. *Physical Review A*, 2022, 105(3). DOI: 10.1103/PhysRevA.105.033102.
- [126] WINELAND D, ITANO W. Laser cooling[J/OL]. *Physics Today*, 1987, 40(6): 34-40. DOI: 10.1063/1.881076.
- [127] HOANG T M, JAU Y Y, OVERSTREET R, et al. YbH^+ formation in an ytterbium ion trap[J/OL]. *Physical Review A*, 2020, 101(2). DOI: 10.1103/PhysRevA.101.022705.
- [128] WINELAND D, ITANO W, BERGQUIST J, et al. Laser-cooling limits and single-ion spectroscopy[J/OL]. *Physical Review A*, 1987, 36(5): 2220-2232. DOI: 10.1103/PhysRevA.36.2220.
- [129] KOZYRYEV I, BAUM L, MATSUDA K, et al. Sisyphus laser cooling of a polyatomic molecule[J/OL]. *Physical Review Letters*, 2017, 118(17). DOI: 10.1103/PhysRevLett.118.173201.

-
- [130] TEUFEL J D, DONNER T, LI D, et al. Sideband cooling of micromechanical motion to the quantum ground state[J/OL]. *Nature*, 2011, 475(7356): 359-363. DOI: 10.1038/nature10261.
- [131] MARQUARDT F, CHEN J P, CLERK A A, et al. Quantum theory of cavity-assisted sideband cooling of mechanical motion[J/OL]. *Physical Review Letters*, 2007, 99(9). DOI: 10.1103/PhysRevLett.99.093902.
- [132] PETRICH W, ANDERSON M, ENSHER J, et al. Stable, tightly confining magnetic trap for evaporative cooling of neutral atoms[J/OL]. *Physical Review Letters*, 1995, 74(17): 3352-3355. DOI: 10.1103/PhysRevLett.74.3352.
- [133] GUGGEMOS M, HEINRICH D, HERRERA-SANCHO O A, et al. Sympathetic cooling and detection of a hot trapped ion by a cold one[J/OL]. *New Journal of Physics*, 2015, 17. DOI: 10.1088/1367-2630/17/10/103001.
- [134] MONROE C, MEEKHOF D, KING B, et al. Resolved-side-band raman cooling of a bound atom to the 3D zero-point energy[J/OL]. *Physical Review Letters*, 1995, 75(22): 4011-4014. DOI: 10.1103/PhysRevLett.75.4011.
- [135] ROOS C, LEIBFRIED D, MUNDT A, et al. Experimental demonstration of ground state laser cooling with electromagnetically induced transparency[J/OL]. *Physical Review Letters*, 2000, 85(26, 1): 5547-5550. DOI: 10.1103/PhysRevLett.85.5547.
- [136] LECHNER R, MAIER C, HEMPEL C, et al. Electromagnetically-induced-transparency ground-state cooling of long ion strings[J/OL]. *Physical Review A*, 2016, 93(5). DOI: 10.1103/PhysRevA.93.053401.
- [137] NAGOURNEY W, SANDBERG J, DEHMELT H. Shelved optical electron amplifier - observation of quantum jumps[J/OL]. *Physical Review Letters*, 1986, 56(26): 2797-2799. DOI: 10.1103/PhysRevLett.56.2797.
- [138] SAUTER T, NEUHAUSER W, BLATT R, et al. Observation of quantum jumps[J/OL]. *Physical Review Letters*, 1986, 57(14): 1696-1698. DOI: 10.1103/PhysRevLett.57.1696.
- [139] BERGQUIST J, HULET R, ITANO W, et al. Observation of quantum jumps in a single atom [J/OL]. *Physical Review Letters*, 1986, 57(14): 1699-1702. DOI: 10.1103/PhysRevLett.57.1699.
- [140] ACTON M, BRICKMAN K A, HALJAN P C, et al. Near-perfect simultaneous measurement of a qubit register[J]. *Quantum Information & Computation*, 2006, 6(6): 465-482.
- [141] XUE X, RUSS M, SAMKHARADZE N, et al. Quantum logic with spin qubits crossing the surface code threshold[J/OL]. *Nature*, 2022, 601(7893): 343+. DOI: 10.1038/s41586-021-04273-w.
- [142] AN F A, RANSFORD A, SCHAFFER A, et al. High fidelity state preparation and measurement of ion hyperfine qubits with $I > 1/2$ [J/OL]. *Physical Review Letters*, 2022, 129(13).

- DOI: 10.1103/PhysRevLett.129.130501.
- [143] DING Z H, CUI J M, HUANG Y F, et al. Fast high-fidelity readout of a single trapped-ion qubit via machine-learning methods[J/OL]. *Physical Review Applied*, 2019, 12(1). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.12.014038.
- [144] BYRNES T, ILO-OKEKE E O. Quantum atom optics: Theory and applications to quantum technology[M]. Cambridge University Press, 2021.
- [145] RAMSEY N. Experiments with separated oscillatory fields and hydrogen masers[J/OL]. *Reviews of Modern Physics*, 1990, 62(3): 541-552. DOI: 10.1103/RevModPhys.62.541.
- [146] BERGMANN K, THEUER H, SHORE B. Coherent population transfer among quantum states of atoms and molecules[J/OL]. *Reviews of Modern Physics*, 1998, 70(3): 1003-1025. DOI: 10.1103/RevModPhys.70.1003.
- [147] SORENSEN A, MOLMER K. Entanglement and quantum computation with ions in thermal motion - art. no. 022311[J/OL]. *Physical Review A*, 2000, 62(2). DOI: 10.1103/PhysRevA.62.022311.
- [148] JAVANAINEN J, STENHOLM S. Laser cooling of trapped-particles[J/OL]. *Applied Physics*, 1981, 24(2): 151-162. DOI: 10.1007/BF00902273.
- [149] BATEMAN J, XUEREB A, FREEGARDE T. Stimulated raman transitions via multiple atomic levels[J/OL]. *Physical Review A*, 2010, 81(4). DOI: 10.1103/PhysRevA.81.043808.
- [150] VITANOV N V, RANGELOV A A, SHORE B W, et al. Stimulated raman adiabatic passage in physics, chemistry, and beyond[J/OL]. *Reviews of Modern Physics*, 2017, 89(1). DOI: 10.1103/RevModPhys.89.015006.
- [151] STECK D A. Quantum computation and quantum information[M]. University of Oregon, 2013.
- [152] HE R, CUI J M, LI R R, et al. An ion trap apparatus with high optical access in multiple directions[J/OL]. *Review of Scientific Instruments*, 2021, 92(7): 073201. <https://doi.org/10.1063/5.0043985>.
- [153] LANCASTER G, GULDE S, RIEBE M, et al. Implementation of the deutsch-josza algorithm on an ion trap quantum computer[C/OL]//2003 European Quantum Electronics Conference. EQEC 2003 (IEEE Cat No.03TH8665). 2003: 388. DOI: 10.1109/EQEC.2003.1314245.
- [154] MIZRAHI J, SENKO C, NEYENHUIS B, et al. Ultrafast spin-motion entanglement and interferometry with a single atom[J/OL]. *Physical Review Letters*, 2013, 110: 203001. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.203001>.
- [155] MAUNZ P L W. High optical access trap 2.0.[R/OL]. Sandia National Lab. (SNL-NM), Albuquerque, NM (United States), 2016. <https://www.osti.gov/biblio/1237003>. DOI: 10.2172/1237003.

- [156] SCHAFER V M, BALLANCE C J, THIRUMALAI K, et al. Fast quantum logic gates with trapped-ion qubits[J/OL]. *Nature*, 2018, 555(7694): 75. DOI: 10.1038/nature25737.
- [157] 陈炎. 紧聚焦光场在离子阱系统中的应用[D]. 中国科学技术大学, 2025.
- [158] 贺冉. 高通光离子阱的搭建和应用[D]. 中国科学技术大学, 2021.
- [159] 王钊. Yb⁺ 离子阱系统的搭建及量子模拟实验研究[D]. 中国科学技术大学, 2016.
- [160] BROWNNUTT M, KUMPH M, RABL P, et al. Ion-trap measurements of electric-field noise near surfaces[J/OL]. *Reviews of Modern Physics*, 2015, 87: 1419-1482. <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.87.1419>.
- [161] WEBB A E. Robust quantum logic for trapped ion quantum computers[C/OL]//2019. <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:202139074>.
- [162] LO H P, IKUTA T, MATSUDA N, et al. Electro-optic modulators for photonic quantum information processing[C/OL]//GONG Q, GUO G, HAM B. *Proceedings of SPIE: Vol. 11195 Quantum and Nonlinear Optics VI*. 2019. DOI: 10.1117/12.2538667.
- [163] LEE P J, BLINOV B B, BRICKMAN K, et al. Atomic qubit manipulations with an electro-optic modulator[J/OL]. *Optics Letters*, 2003, 28(17): 1582-1584. <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-28-17-1582>. DOI: 10.1364/OL.28.001582.
- [164] LI R, LIU Z, PAN H, et al. Multi-wavelength actively q-switched random fiber laser based on eom and a real-time configurable filter[J/OL]. *Optical and Quantum Electronics*, 2024, 56(12): 1962. <https://doi.org/10.1007/s11082-024-07407-2>.
- [165] MADDOX B P, MORTLOCK J M, HEPWORTH T R, et al. Enhanced quantum state transfer via feedforward cancellation of optical phase noise[J/OL]. *Physical Review Letters*, 2024, 133(25). DOI: 10.1103/PhysRevLett.133.253202.
- [166] SARAVANAN M, PRIYADHARSHINI R S, PRAVEEN B. Bulk growth and portrayal investigation of 2,4,6-trinitrophenol crystal for nonlinear optical, electro-optic appliances[J/OL]. *Optics and Laser Technology*, 2022, 156. DOI: 10.1016/j.optlastec.2022.108556.
- [167] BHOWMIK T, BHOWMIK B K, PANDEY P K, et al. Dual-band electro-optic modulator based on tunable broadband metamaterial absorber[J/OL]. *Optics and Laser Technology*, 2023, 161. DOI: 10.1016/j.optlastec.2023.109129.
- [168] TOMZA M, JACHYMSKI K, GERRITSMA R, et al. Cold hybrid ion-atom systems[J/OL]. *Reviews of Modern Physics*, 2019, 91(3). DOI: 10.1103/RevModPhys.91.035001.
- [169] QIU L, JI L, HU J, et al. Spinor matter-wave control with nanosecond spin-dependent kicks[J/OL]. *PRX Quantum*, 2022, 3(4). DOI: 10.1103/PRXQuantum.3.040301.
- [170] LI C, ZHANG K, ZHANG Y, et al. Large-range wavelength tunable guided-mode resonance filter based on dielectric grating[J/OL]. *Optics Communications*, 2019, 437: 271-275. DOI: 10.1016/j.optcom.2018.12.050.

- [171] DONLEY E, HEAVNER T, LEVI F, et al. Double-pass acousto-optic modulator system[J/OL]. Review of Scientific Instruments, 2005, 76(6). DOI: 10.1063/1.1930095.
- [172] CHANG C H, HEILMANN R K, SCHATTENBURG M L, et al. Design of a double-pass shear mode acousto-optic modulator[J/OL]. Review of Scientific Instruments, 2008, 79(3). DOI: 10.1063/1.2894210.
- [173] STOEHR H, MENSING E, HELMCKE J, et al. Diode laser with 1 hz linewidth[J/OL]. Optics Letters, 2006, 31(6): 736-738. DOI: 10.1364/OL.31.000736.
- [174] DEBS J E, ROBINS N P, LANCE A, et al. Piezo-locking a diode laser with saturated absorption spectroscopy[J/OL]. Applied Optics, 2008, 47(28): 5163-5166. DOI: 10.1364/AO.47.005163.
- [175] SHEVY Y, DENG H. Frequency-stable and ultranarrow-linewidth semiconductor laser locked directly to an atomic-cesium transition[J/OL]. Optics Letters, 1998, 23(6): 472-474. DOI: 10.1364/OL.23.000472.
- [176] BLACK E. An introduction to pound-drever-hall laser frequency stabilization[J/OL]. American Journal of Physics, 2001, 69(1): 79-87. DOI: 10.1119/1.1286663.
- [177] DREVER R, HALL J, KOWALSKI F, et al. Laser phase and frequency stabilization using an optical-resonator[J/OL]. Applied Physics B-Photophysics and Laser Chemistry, 1983, 31(2): 97-105. DOI: 10.1007/BF00702605.
- [178] JUAN S, MINGXING J, FEI J. Pound-drever-hall laser frequency locking technique based on orthogonal demodulation[J/OL]. Optik, 2018, 168: 348-354. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030402618305916>. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2018.04.098>.
- [179] FORTIER T, BAUMANN E. 20 years of developments in optical frequency comb technology and applications[J/OL]. Communications Physics, 2019, 2(1): 153. <https://doi.org/10.1038/s42005-019-0249-y>.
- [180] SEYMOUR-SMITH N, BLYTHE P, KELLER M, et al. Fast scanning cavity offset lock for laser frequency drift stabilization[J/OL]. Review of Scientific Instruments, 2010, 81(7). DOI: 10.1063/1.3455830.
- [181] KIM H, VAN DER WAL P, SCHMITZ A, et al. Power stabilization of the dual-mode laser using volume holographic gratings[J/OL]. Journal of lightwave Technology, 2008, 26(9-12): 1317-1322. DOI: 10.1109/JLT.2008.917077.
- [182] LARKIN A, MIRONOV Y A, PETROPAVLOVSKIĬ V M. Stabilization of the output power of a CW laser by the thermal lens effect[J/OL]. Soviet Journal of Quantum Electronics, 1990, 20: 52-53. <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:123240921>.
- [183] KIRCHMAIR G, BENHELM J, ZAEHRINGER F, et al. Deterministic entanglement of ions

- in thermal states of motion[J/OL]. *New Journal of Physics*, 2009, 11. DOI: 10.1088/1367-2630/11/2/023002.
- [184] PINO J M, DREILING J M, FIGGATT C, et al. Demonstration of the trapped-ion quantum ccd computer architecture[J/OL]. *Nature*, 2021, 592(7853): 209-213. <https://doi.org/10.1038/s41586-021-03318-4>.
- [185] CHEINET P, PEREIRA DOS SANTOS F, PETELSKI T, et al. Compact laser system for atom interferometry[J/OL]. *Applied Physics B-Lasers and Optics*, 2006, 84(4): 643-646. DOI: 10.1007/s00340-006-2266-2.
- [186] ZHAO Y, WANG S, ZHUANG W, et al. Raman-laser system for absolute gravimeter based on ^{87}Rb atom interferometer[J/OL]. *Photonics*, 2020, 7(2). DOI: 10.3390/photonics7020032.
- [187] MAO D, SHUI H, YIN G, et al. Gigahertz frequency hopping in an optical phase-locked loop for raman lasers[J]. *Chinese Physics B*, 2024, 33(2).
- [188] ZHANG X, HUANG M, ZI F, et al. Generation of phase-locked beams by injection locking of extended-cavity diode lasers for atom interferometers[J/OL]. *Applied Physics B-Lasers and Optics*, 2020, 126(3). DOI: 10.1007/s00340-020-7391-9.
- [189] XUE H B, FENG Y Y, WANG X J, et al. Note: Generation of raman laser beams based on a sideband injection-locking technique using a fiber electro-optical modulator[J/OL]. *Review of Scientific Instruments*, 2013, 84(4). DOI: 10.1063/1.4802257.
- [190] PASCHKE A G, ZARANTONELLO G, HAHN H, et al. Versatile control of $^9\text{Be}^+$ ions using a spectrally tailored UV frequency comb[J/OL]. *Physical Review Letters*, 2019, 122(12). DOI: 10.1103/PhysRevLett.122.123606.
- [191] GOPALAN B, MIR S A, J S S, et al. Multi-gigabit X-band transmitter for satellite communication using the optical phase-locked loop.[J]. *Optics letters*, 2024, 49(11): 3098-3101.
- [192] XUE Q, SHAO S, YANG S, et al. Wideband microwave frequency response measurement based on optical phase-locked loop.[J]. *Optics Express*, 2024, 32(22): 38836-38848.
- [193] 刘琪鑫, 张晔, 孙剑芳, 等. 基于光锁相环的稳频深紫外激光系统[J]. *中国激光*, 2023, 50(07): 161-168.
- [194] 李白宇. 基于光锁相环的微波光子雷达射频前端技术研究[D]. 上海交通大学, 2021.
- [195] WEI J, YIBO Z, YIFAN Q, et al. Fiber laser strain sensor based on an optical phase-locked loop.[J]. *Optics letters*, 2023, 48(20): 5245-5248.
- [196] 李睿睿. 基于高通光离子阱的量子操控实验研究[D]. 中国科学技术大学, 2023.
- [197] CHEN Y L, LI R R, HE R, et al. Low-crosstalk optical addressing system for atomic qubits based on multiple objectives and acousto-optic deflectors[J/OL]. *Physical Review Applied*, 2024, 22(5). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.22.054003.
- [198] SIVERNS J D, SIMKINS L R, WEIDT S, et al. On the application of radio frequency voltages

- to ion traps via helical resonators[J/OL]. *Applied Physics B-Lasers and Optics*, 2012, 107 (4): 921-934. DOI: 10.1007/s00340-011-4837-0.
- [199] BATRA N, PANJA S, DE S, et al. Design and construction of a helical resonator for delivering radio frequency to an ion trap[J/OL]. *Mapan-Journal of Metrology Society of India*, 2017, 32(3): 193-198. DOI: 10.1007/s12647-017-0209-5.
- [200] KNIGHT D. The self-resonance and self-capacitance of solenoid coils[Z]. 2010.
- [201] MACALPINE W W, SCHILDKNECHT R. Coaxial resonators with helical inner conductor [J/OL]. *Proceedings of the IRE*, 1959, 47: 2099-2105. <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:51666083>.
- [202] BALL H, OLIVER W D, BIERCUK M J. The role of master clock stability in quantum information processing[J/OL]. *NPJ Quantum Information*, 2016, 2. DOI: 10.1038/npjqi.2016.33.
- [203] JOHNSON K G, WONG-CAMPOS J D, RESTELLI A, et al. Active stabilization of ion trap radiofrequency potentials[J/OL]. *Review of Scientific Instruments*, 2016, 87(5). DOI: 10.1063/1.4948734.
- [204] ZHANG J, CHOW B, HALJAN P. Stabilization of ion-trap secular frequencies for a quantum phase transition study[EB/OL]. 2022. DOI: 10.48550/arXiv.2210.14478.
- [205] PARK Y, OH H, YOO S, et al. A feedback control method to maintain the amplitude of the RF signal applied to ion traps[J/OL]. *Applied Sciences-Basel*, 2021, 11(2). DOI: 10.3390/ap11020837.
- [206] RATHORE H K, UTREJA S, DAS M, et al. Reflected signal-based feedback control of a helical resonator for continuous and efficient delivery of high voltage RF to an ion trap[J/OL]. *Mapan-Journal of Metrology Society of India*, 2023, 38(2): 451-457. DOI: 10.1007/s12647-023-00628-y.
- [207] 梅全鑫, 姚麟, 赵文定, 等. 一种螺旋谐振器[M]. CN116315565A. 100176 北京市大兴区北京经济技术开发区科谷一街 10 号院 11 号楼 1 层 101(北京自贸试验区高端产业片区亦庄组团), 2023: 14.
- [208] TURCHETTE Q A, MYATT C J, KING B E, et al. Decoherence and decay of motional quantum states of a trapped atom coupled to engineered reservoirs[J/OL]. *Phys. Rev. A*, 2000, 62: 053807. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.62.053807>.
- [209] EPSTEIN R J, SEIDELIN S, LEIBFRIED D, et al. Simplified motional heating rate measurements of trapped ions[J/OL]. *Physical Review A*, 2007, 76: 033411. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.76.033411>.
- [210] MCCONNELL R, BRUZEWICZ C, CHIAVERINI J, et al. Reduction of trapped-ion anomalous heating by in situ surface plasma cleaning[J/OL]. *Physical Review A*, 2015, 92: 020302.

-
- <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.92.020302>.
- [211] SRINIVAS R, BURD S C, KNAACK H M, et al. High-fidelity laser-free universal control of trapped ion qubits[J/OL]. *Nature*, 2021, 597(7875): 209-213. <https://doi.org/10.1038/s41586-021-03809-4>.
- [212] MEHTA K K, ZHANG C, MALINOWSKI M, et al. Integrated optical multi-ion quantum logic[J/OL]. *Nature*, 2020, 586(7830): 533-537. <https://doi.org/10.1038/s41586-020-2823-6>.
- [213] MONROE C, RAUSSENDORF R, RUTHVEN A, et al. Large-scale modular quantum-computer architecture with atomic memory and photonic interconnects[J/OL]. *Physical Review A*, 2014, 89: 022317. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.89.022317>.
- [214] STEPHENSON L J, NADLINGER D P, NICHOL B C, et al. High-rate, high-fidelity entanglement of qubits across an elementary quantum network[J/OL]. *Physical Review Letters*, 2020, 124: 110501. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.124.110501>.
- [215] SCHWERDT D, PELEG L, SHAPIRA Y, et al. Scalable architecture for trapped-ion quantum computing using RF traps and dynamic optical potentials[J/OL]. *Physical Review X*, 2024, 14: 041017. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevX.14.041017>.
- [216] SAHA S, SHALAEV M, O'REILLY J, et al. High-fidelity remote entanglement of trapped atoms mediated by time-bin photons[J/OL]. *Nature Communications*, 2025, 16(1): 2533. <https://doi.org/10.1038/s41467-025-57557-4>.
- [217] SCHWERDT D, PELEG L, SHAPIRA Y, et al. Scalable architecture for trapped-ion quantum computing using RF traps and dynamic optical potentials[J/OL]. *Physical Review X*, 2024, 14: 041017. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevX.14.041017>.

致谢

站在博士论文即将完成的时刻，回首这段充满挑战与成长的学术旅程，心中涌动着难以言表的感激之情。这份成果的取得，离不开许多人的支持、鼓励与帮助。在此，我以最诚挚的心，向所有为我提供帮助的人们致以深深的谢意。

首先，我要向我的导师黄运锋老师和韩永建老师致以崇高的敬意与感谢。黄老师作为我的实践导师，您始终在日常的学术研究中认真负责，您不仅教会我如何探索科学问题，更让我领悟到学术研究中“求真务实”的精神内核。在课题遇到瓶颈时，您耐心的点拨与鼓励给予了我突破困境的勇气；在迷茫与焦虑时，您始终如灯塔般为我指明方向。这份亦师亦友的情谊，将是我终身受益的宝贵财富。韩永建老师作为我的校内导师，您所具备的渊博知识和学术素养始终令我钦佩，特别是在理论方向上给了我很大的帮助。

其次，我想感谢的是大组的李传锋老师。回想到五年前的夏令营时期，是您把我带进了量子物理的大门，走入了离子阱课题组，让我认识到量子力学的微观世界原来这么广阔。日常生活中，我们虽然不常见面，但也能处处体会到您对我的关心，在迷茫的时候为我指引方向。不论在科研还是生活上，您始终是我们整个课题组坚固的后盾。

然后，我最想感谢的是直接教导我的导师崔金明老师。是您一手把我带进了实验的大门，您丰富的理论和实验知识经常使我茅塞顿开。还记得刚进课题组的时候由于疫情的原因，我已经将近一年没有接触学校生活，不论是科研还是学习生活上都有所不适，是您始终对我的包容以及对我的教导，才让我从最困难的时期坚持下来，非常感激您对我的付出。

接下来需要感谢的是我的家人，是你们无条件的支持与理解让我能够全身心投入学术研究。感谢我的父母，你们用一生的辛劳为我铺就求学之路，即使年岁渐长仍为我默默牵挂，一句“家里一切都好，别担心”让我在异乡也能心无旁骛地工作和生活。

特别感谢我的课题组成员与实验室同仁，感谢我的师兄贺冉、艾铭忠、钱忠华、郑永祥、李睿睿、房鼎、陈炎和师姐高新霞，是你们在实验中热心的帮助与指导，才让我鼓起勇气实现每一次的实验尝试和突破；感谢我的师弟陈一龙、陈蔚彬、王晨旭、陈树谦、亓文昊、姚清泉、李元聪、章成昊、郑逸凡、张家晨、周一帆、安恩腾、龙泉等，与你们的每一次讨论都让我收获新的视角，共同攻坚克难的经历让我感受到团队合作的珍贵，衷心祝愿你们的未来前程似锦。

感谢从本科起一直相互联系的好朋友们，中科院高能物理研究所的马安德

致谢

博士、中国人民大学的博士研究生孙光人、中科院理论物理研究所的博士研究生张成璞和中山大学的博士研究生王添晓，是你们使我枯燥的学术生涯变得丰富多彩，愿我们的友谊长存。

感谢中国科学技术大学和合肥国家实验室提供的优越科研平台与学术资源。感谢学院领导与行政人员在科研管理、设备申请、国际交流等方面给予的无私帮助；感谢离子阱量子计算初创公司么正量子技术团队的辛勤付出，为我的研究提供了坚实的保障。

最后，谨以此文献给那些在学术道路上默默付出却未被提及的每一位。无论是偶遇的学术前辈、提供数据支持的同行、或是给予生活帮助的友人，你们的善意与支持如同星光，照亮了这段漫长的科研之路。

叶蔚然

2025 年 5 月 31 日

在读期间取得的科研成果

已发表论文

1. Zheng, Yong-xiang; Cui, Jin-ming; Ai, Ming-zhong; Qian, Zhong-hua; **Ye, Wei-ran**; Huang, Yun-feng; Li, Chuan-feng; Guo, Guang-can. Quantum frequency conversion from ultraviolet to visible band through waveguides in a period-poled MgO:LiTaO₃ crystal. Optics Express, 2021, 29(23):38488-38496.
2. Li, R. R., He, R., Cui, J. M., Chen, Y., **Ye, W. R.**, Chen, Y. L., ... & Guo, G. C. (2022). A versatile multi-tone laser system for manipulating atomic qubits based on a fiber Mach – Zehnder modulator and second harmonic generation. Optics Express, 30(17), 30098-30107.
3. Rui-Rui Li, **Wei-Ran Ye**, Yi-Long Chen, Shu-Qian Chen, Wen-Hao Qi, Jin-Ming Cui, Yun-Feng Huang, Chuan-Feng Li (2023). Generation of visible Raman operation laser by a fiberelectro-optical modulator feedback loop, Chinese Optics Letters, 22(2), 2024.
4. **Wei-Ran Ye**, Jin-Ming Cui, Yan Chen, Yi-Long Chen, Rui-Rui Li, Yun-Feng Huang, Chuan-Feng Li, Guang-Can Guo, An integrated laser system for manipulating trapped ions qubits, Optics & Laser Technology, Volume 186 (2025), 112694, ISSN 0030-3992.

待发表论文

1. **Wei-Ran Ye** , Jin-Ming Cui , Qing-Quan Yao, Wen-Hao Qi, Yun-Feng Huang , Chuan-Feng Li . Amplitude and Phase Stabilization of Radio Frequency Signals for a Paul Trap.

已受理专利

1. 一种射频信号相位稳定方法和相关装置。发明人：崔金明, **叶蔚然**, 黄运锋, 李传锋。申请号：202510600380.0