

中国科学技术大学

博士学位论文



紧聚焦光场在离子阱系统中的应用

作者姓名： 陈炎

学科专业： 物理学

导师姓名： 黄运锋 研究员 崔金明 副研究员

完成时间： 二〇二五年十月二十八日

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



Application of tightly focused light fields in ion trap systems

Author: Chen Yan

Speciality: Physics

Supervisors: Prof. Yun-Feng Huang, Assoc Prof. Jin-Ming Cui

Finished time: October 28, 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： 陈炎

签字日期： 2025.10.29

中国科学技术大学学位论文授权使用声明

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

控阅的学位论文在解密后也遵守此规定。

☒ 公开 ☐ 控阅 (____ 年)

作者签名： 陈炎

导师签名： 曹运锋

签字日期： 2025.10.29

签字日期： 2025.10.29

摘 要

离子阱体系因其相干时间长、门操作保真度高且不易受外界噪声干扰等优点，已成为量子信息领域的主流物理平台之一。然而，随着量子计算规模化的推进，实现低串扰的寻址操作和应对可扩展性挑战成为当前的关键问题。近年来，研究人员提出了结合动态光镊阵列的可扩展架构，这一趋势对离子阱系统提出了更高的要求：引入大数值孔径（NA）物镜以获得波长量级的小尺寸聚焦光斑，从而实现低串扰寻址、高保真度操控以及高效的光镊操作。

大 NA 物镜聚焦的光场被称为紧聚焦光场，其分布需要用矢量衍射理论来精确描述。除了具有波长量级的束腰半径，紧聚焦光场还拥有独特的矢量特性，例如：存在明显的纵向电场分量和强烈的偏振梯度等。掌握紧聚焦光场与离子的复杂相互作用机制，并探索其在离子阱系统中的应用，对于推动离子阱量子计算和精密测量的发展具有重要意义。

本文围绕紧聚焦光场在离子阱系统中的集成和应用展开了一系列深入研究，主要贡献如下：

1. 高通光离子阱系统的搭建与平台能力验证：我们成功搭建了一套具备高通光特性的离子阱实验平台。该系统配备了两个 $NA = 0.4$ 和两个 $NA = 0.6$ 的物镜，有效支持了低串扰寻址光束的引入、紧聚焦光场的生成以及高效率的离子荧光收集。在此平台上，我们实现了 53 个离子的稳定囚禁，并初步验证了紧聚焦光场的操控能力：实验演示了紧聚焦光场作为光镊对离子声子频率的改变，并利用离子作为量子探针评估了紧聚焦光场的偏振梯度分布。
2. 远失谐激光光路的像差原位表征与高质量紧聚焦光场的生成：针对远失谐激光光路，我们提出并演示了一种利用离子作为探针结合空间光调制器实现对像差的原位表征和补偿的方法。通过该方法，我们成功获得了束腰半径约 $0.58(2) \mu\text{m}$ 的高质量聚焦光斑，将相邻离子间的寻址串扰降低至 $0.031(4)\%$ 。该工作为实现高保真度的寻址操作和后续的紧聚焦矢量光场研究奠定了坚实的基础。
3. 基于紧聚焦光场的新型高灵敏度量子传感应用：我们提出并演示了紧聚焦光场辅助的系列电场传感协议。借助紧聚焦光场产生的等效磁场梯度，我们实现了环境中宽带电场随机噪声的表征，其最小可测信号低至 $2.2(5) \times 10^{-11} \text{ V}^2 \text{ m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ 。我们还演示了超高频率分辨率和超高灵敏度的非共振力测量，该传感协议的灵敏度高达 $43(17) \text{ yN}/\sqrt{\text{Hz}}$ ，为诊断系统噪声和优化门操作提供了有效的精密测量手段。此外，我们探索了神经网络辅助的

量子传感协议，验证了利用人工神经网络对量子传感器响应进行高效识别的可行性。

综上所述，本研究基于高通光离子阱系统，研究了紧聚焦光场的特性及其在离子阱系统中的应用。我们不仅发展了远失谐激光寻址光路像差补偿技术实现了高质量紧聚焦光场的生成，演示了紧聚焦光场作为光镊对声子模式的调控，更提出了基于紧聚焦光场偏振梯度的新型量子传感和操控方案。本工作为未来可扩展离子阱量子计算机的设计和高响应带宽和高灵敏度的量子传感应用提供了重要的实验参考。

关键词：离子阱，紧聚焦光场，量子计算，量子传感

ABSTRACT

Ion trap systems have become a leading physical platform in the field of quantum information due to their advantages such as long coherence time, high fidelity gate operations, and strong immunity to external noise. However, as quantum computing scales up, achieving low-crosstalk addressing and tackling the scalability challenge have become critical issues. In recent years, researchers have proposed scalable architectures incorporating dynamic optical tweezer arrays. This trend places higher demands on ion trap systems: large numerical aperture (NA) objectives must be introduced to obtain a wavelength-scale focus spot, thereby enabling low-crosstalk addressing, high-fidelity control, and efficient optical tweezer operations.

The light field focused by a large NA objective is known as a tightly focused light field, whose distribution requires precise description using vector diffraction theory. In addition to having a wavelength-scale beam waist radius, a tightly focused field possesses unique vector characteristics, such as a strong longitudinal electric field component and a significant polarization gradient at the focus. Mastering the complex interaction mechanism between the tightly focused field and ions, and exploring its applications in ion trap systems, is of great significance for advancing ion trap quantum computing and metrology.

This work conducts a series of in-depth studies focusing on the integration and application of the tightly focused field in ion trap systems. The main contributions are as follows:

1. **High Optical Access Ion Trap System Setup and Platform Capability Verification:**
We successfully established an ion trap experimental platform featuring high optical access characteristics. This system is equipped with two $NA = 0.4$ objectives and two $NA = 0.6$ objectives, which effectively support the introduction of low-crosstalk addressing beams, the generation of the tightly focused field, and the high-efficiency collection of ion fluorescence. On this platform, we achieved the stable confinement of 53 ions, and preliminarily verified the control capability of the tightly focused field: experiments demonstrated the change in ion phonon frequency by the tightly focused field acting as an optical tweezer, and the polarization gradient distribution of the tightly focused field was evaluated using ions as quantum probes.
2. **In-situ Aberration Characterization of Far-Detuned Laser Beam Path and High-**

Quality Tightly Focused Field Generation: For the far-detuned laser beam path, we proposed and demonstrated a method utilizing ions as probes combined with a spatial light modulator (SLM) to achieve in-situ aberration characterization and compensation. Using this method, we successfully obtained a high-quality focused spot with a beam waist radius of approximately $0.58(2) \mu\text{m}$, reducing the addressing crosstalk between adjacent ions to $0.031(4) \%$. This work lays a solid foundation for achieving high-fidelity addressing operations and subsequent research on vector tightly focused fields.

3. **Novel High-Sensitivity Quantum Sensing Applications Based on Tightly Focused Fields:** We proposed and demonstrated a series of electric field sensing protocols assisted by the tightly focused field. By leveraging the equivalent magnetic field gradient generated by the tightly focused field, we achieved the characterization of broadband electric field random noise in the environment, with a minimum measurable signal as low as $2.2(5) \times 10^{-11} \text{ V}^2 \text{ m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$. We also demonstrated non-resonant force measurement with ultra-high frequency resolution and ultra-high sensitivity; the sensitivity of this sensing protocol reached $43(17) \text{ yN}/\sqrt{\text{Hz}}$, providing an effective precision measurement tool for diagnosing system noise and optimizing gate operations. Furthermore, we explored neural network-assisted quantum sensing protocols, validating the feasibility of using artificial neural network to identify the response of quantum sensors.

In summary, this work, based on the high optical access ion trap system, investigates the characteristics of the tightly focused field and its applications in ion trap systems. We not only developed aberration compensation techniques for the far-detuned laser addressing path to achieve high-quality tightly focused field generation and demonstrated the control of phonon modes by the tightly focused field as an optical tweezer, but also proposed novel quantum sensing and control protocols based on the polarization gradient of the tightly focused field. This work provides an important experimental reference for the future design of scalable ion trap quantum computers and high-response bandwidth and high-sensitivity quantum sensing applications.

Key Words: Iontrap, Tightly Focused Light Field, Quantum Computing, Quantum Sensing

目 录

第 1 章 绪论	1
1.1 离子阱与量子信息	1
1.1.1 离子阱系统与发展	1
1.1.2 离子阱在量子信息中的应用	2
1.2 紧聚焦光场的背景与应用	9
1.2.1 矢量衍射理论与紧聚焦光场	9
1.2.2 紧聚焦光场的应用与表征	11
1.2.3 紧聚焦光场在离子阱中的应用	12
1.3 本文结构	13
第 2 章 离子阱原理与装置	15
2.1 离子阱原理	15
2.1.1 线性 Paul 阱	16
2.1.2 运动模式	17
2.1.3 额外微运动	20
2.1.4 离子的加热	21
2.2 离子阱装置	22
2.2.1 刀片阱	23
2.2.2 真空系统	26
2.2.3 螺旋谐振腔	27
2.2.4 DC 电压和滤波	29
2.3 离子阱装置测试	31
2.3.1 离子的捕获	31
2.3.2 声子频率测量	33
2.4 本章小结	34
第 3 章 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子操作和光路	37
3.1 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子和基本操作	37
3.1.1 离子装载和冷却	37
3.1.2 态初始化和探测	40
3.1.3 EIT 冷却	41
3.2 离子态相干操作	43
3.2.1 微波操作	43

3.2.2 受激拉曼跃迁	45
3.2.3 声子激发谱	46
3.3 光路配置	47
3.3.1 阱平台光路配置	47
3.3.2 基础操作光路	51
3.3.3 回泵光光路	55
3.4 系统控制	56
3.4.1 系统参数稳定	56
3.4.2 时序控制和数据采集	64
3.5 本章小结	71
第 4 章 紧聚焦光场与离子的相互作用	73
4.1 紧聚焦光场	73
4.1.1 Richards-Wolf 矢量衍射理论	73
4.1.2 紧聚焦光场与离子的相互作用	75
4.1.3 光镊的基本原理	77
4.1.4 紧聚焦光场中的偏振梯度	79
4.2 微波的边带操作和微波光镊门	80
4.2.1 光镊辅助的微波边带操作	80
4.2.2 Mølmer-Sørensen 门	81
4.2.3 微波光镊门方案的优势	83
4.3 紧聚焦光场的实验表征	85
4.3.1 光路配置介绍	85
4.3.2 微波边带谱的测量	86
4.3.3 光镊效应的表征	89
4.4 高质量紧聚焦光场的制备	89
4.4.1 基本原理和光路配置	90
4.4.2 关键指标评估	92
4.4.3 讨论	94
4.5 本章小结	95
第 5 章 基于囚禁离子和紧聚焦光场的量子传感	96
5.1 紧聚焦光场辅助的电场传感	96
5.2 基于自旋锁定的电场噪声分析仪	98
5.2.1 弛豫测量的原理	98
5.2.2 实验演示	100

5.3 基于量子外差测量的力传感器	103
5.3.1 量子外差法和力传感的原理	103
5.3.2 电场力的测量	105
5.3.3 射频电场噪声的表征	108
5.4 神经网络辅助的量子传感	109
5.4.1 传感协议介绍	110
5.4.2 实验设置和结果	111
5.5 本章小结	113
第 6 章 总结与展望	115
6.1 总结	115
6.2 展望	116
参考文献	117
致谢	130
在读期间发表的学术论文与取得的研究成果	131

第 1 章 绪 论

1.1 离子阱与量子信息

1.1.1 离子阱系统及发展

离子阱 (Ion Trap) 是一种利用电场或磁场在超高真空环境下对离子进行捕获和囚禁的装置, 具有阱深大, 囚禁稳定, 不易受到外界环境干扰等特点, 在量子光学和原子分子物理等领域中发挥着重要作用。离子阱的概念起源于 20 世纪 50 年代左右。1949 年, 美国物理学家 John Robinson Pierce 在《电子束的理论与设计》一书中提出了利用电场和磁场囚禁电子的设计, 其基本的思路来源于 Penning 真空计。德国物理学家 Hans Dehmelt 更详细地对被捕获的电子运动进行了研究, 并在 1959 年制造出了这种利用电场和磁场实现电子囚禁的装置, 并成功实现了电子的囚禁, 他将这种装置命名为 Penning 阱^[1]。同时, 在 1953 年, 德国波恩大学 Wolfgang Paul 提出了四极杆离子阱的想法, 使用射频电场用于实现离子约束和质谱分析^[2]。1959 年, Ralph Wuerker 等人利用这种装置实现了带电微粒的囚禁^[3]。这种利用射频电场和静电场囚禁带电粒子的装置被称为 Paul 阱。在 1989 年, Paul 和 Dehmelt 共同获得了诺贝尔物理学奖, 以表彰二人为发展离子阱技术做出的贡献。

离子阱的发明使人们有能力稳定地囚禁带电粒子, 为基础物理的研究提供了重要的研究平台。早期的离子阱技术主要用于质谱分析等方向, 随着激光的出现和激光冷却技术的发展, 人们可以通过激光精确操控囚禁在离子阱中的离子, 对量子力学和原子物理的发展起到了重要作用。David Wineland 是该领域的先驱之一, 在 20 世纪 80 年代, Wineland 等人适用激光实现了单离子的冷却^[4]。2012 年, David Wineland 和 Serge Haroche 因操纵和测量单个量子系统而获得诺贝尔物理学奖。而后, 离子阱逐渐被应用于更加广泛的领域, 比如, 在 1995 年, Ignacio Cirac 和 Peter Zoller 就提出了利用离子阱进行量子计算的方案^[5], 同年, 由 NIST 的 David Wineland 团队实验演示了基本的量子逻辑门^[6]。这是量子计算在实验上的开端。

现在, 离子阱系统有着更加广泛的应用, 比如离子频标、量子计算等等^[7-8]。并且随着研究的深入, 离子阱系统也变得越来越复杂以满足更灵活的操控需求。从结构上, 以 Paul 阱为例, 已经发展出了刀片阱、一体化阱和表面阱等^[9-12], 能够对离子实现更灵活的操控。此外, 有些系统还集成了光波导或光学腔等, 实现特定的研究目标^[13-14]。

目前, 离子阱是量子信息领域的主流研究平台之一, 下面我们将进一步介绍

离子阱在量子信息中的应用。

1.1.2 离子阱在量子信息中的应用

1. 量子信息简介

自 20 世纪 80 年代 Richard Feynman 提出量子计算的概念以来，量子信息技术逐渐兴起并迅速发展，取得了丰硕的成果，成为了现代科学技术的重要研究领域^[15]。和旨在研究微观世界运行规律的量子力学不同，量子技术的核心在于利用量子力学的基本原理，与信息科学相结合，通过量子效应实现信息的高效处理、传输和测量。量子技术主要涵盖三个方向：量子计算与量子模拟、量子通信以及量子精密测量。这三个方向不仅在理论和学术研究中具有重要价值，而且在实际应用中展现出巨大的潜力。

量子计算是量子信息领域的核心组成部分，它利用量子比特（qubit）进行信息处理。量子比特不同于经典计算机中的比特，能够同时处于多个状态（量子叠加），并通过量子纠缠实现高效的信息传递和处理。这使得量子计算机在解决某些特定问题时，具有比经典计算机更显著的速度优势。例如，Peter Shor 在 1994 年提出的 Shor 算法展示了量子计算机在因子分解方面的强大能力，这一发现引发了对量子计算的广泛关注^[16]，2019 年 Google 在悬铃木超导量子处理器上首次验证了在解决特定问题的量子计算机的优越性（Quantum Supremacy）^[17]，目前，随着技术的进一步发展，量子比特的数目不断提高，九章三号、祖冲之二号等一量子处理器已经在几十上百个量子比特的规模下不断验证量子计算的优越性^[18-19]。在当前阶段，量子计算领域的主要目标是实现容错的量子计算。

量子模拟的目标则是利用一种可控的量子系统去模拟其他量子物理体系，因为经典计算机在处理量子系统时所需的资源与量子系统的规模呈指数增长，所以量子模拟在处理复杂量子体系时提供了一种高效的工具，尤其是在材料科学，化学反应和生物分子领域具有重要应用^[20-23]。

量子通信是量子信息的另一重要领域，其中量子密钥分发（QKD）是其最具代表性的应用。QKD 利用量子态传输密钥，由于量子态的不可克隆性和测量对量子态的干扰，任何试图窃听的行为都会被及时检测，从而确保通信的安全性。这一特性使得量子通信在信息安全领域具有重要的应用前景^[24]。

量子精密测量是量子信息的第三个重要方向，不仅仅是量子系统的敏感性来提高测量的准确性，也利用量子纠缠和量子压缩态等量子力学原理实现超越经典测量手段的测量精度。量子传感器能够超越经典传感器的性能，提供更高的灵敏度和精度，应用于重力、磁场、时间和温度等多种测量领域^[25-26]。

在量子信息领域，离子阱的应用主要集中在量子计算（与模拟）与精密测量两个方向，下面我们对离子阱在这两个方向的应用进行更详细的介绍。

2. 离子阱量子计算

本小节介绍离子阱量子计算的基础知识，包括离子量子比特的类别和基本操作，离子阱量子计算的优势和可扩展性的问题，以及几种主流的可扩展量子计算架构。

在主流的离子阱量子计算平台中，使用囚禁在 Paul 阱中的离子的能级作为量子比特，这些离子通常是第二主族或类似最外层具有两个电子的元素，这样在电离一个电子后，其结构和氢原子类似，能级结构相对简单。使用离子能级作为量子比特，主要可以分为三类^[8]，如图1.1所示：

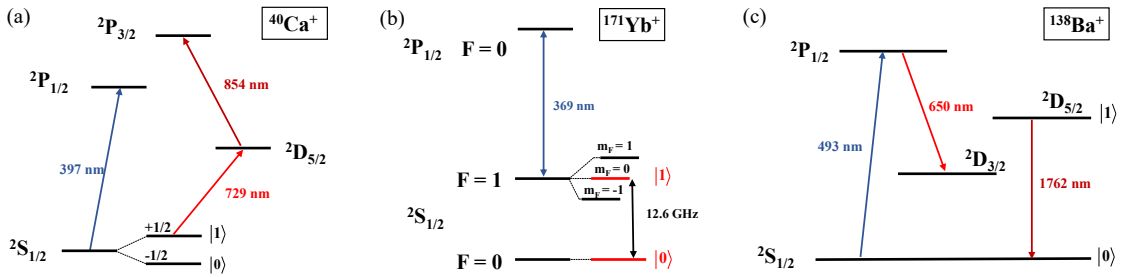


图 1.1 离子阱中三种典型的量子比特。(a) 塞曼量子比特，(b) 超精细量子比特，(c) 光学量子比特。

1. 塞曼量子比特：使用塞曼能级作为量子比特，通常是在核自旋为 0 的离子的基态能级，比如 $^{40}\text{Ca}^+$ ，通过外加磁场使塞曼能级劈裂，作为量子比特，典型的跃迁频率在 MHz 量级，小于 P 能级的自然线宽，需要通过电子搁置（Electron shelving）实现态探测。因为塞曼能级对外界磁场敏感，因此需要在良好的磁屏蔽条件下才能达到足够的相干时间^[27]。

2. 超精细量子比特：在核自旋非零的离子中存在超精细劈裂，比如 $^{171}\text{Yb}^+$ ，通过外加磁场消除能级简并后，存在对外界磁场一阶不敏感的能级，可以作为量子比特，跃迁频率在 GHz 量级，可以用态依赖荧光实现探测，由于其对外界电磁场更不敏感，能够实现相当长的相干时间^[28]。

3. 光学量子比特：由于 S-D 之前的跃迁是电四极跃迁，其寿命较长，是一个典型的亚稳态，可以选择 S 态和 D 态之中的两个能级作为光学量子比特，比如 $^{138}\text{Ba}^+$ ，其 $D_{5/2}$ 态寿命约 30 s，S 到 D 跃迁波长为 1762 nm，可以作为通讯波段的光学量子比特^[29]。

离子阱中量子比特的操作通常是通过激光和微波（射频）实现的，激光可以聚焦到单个离子上在离子链中实现单离子寻址操作，也能够实现离子的自旋态和运动态的耦合，实现纠缠操作；因为微波的波长很长，使用微波（射频）通常是用来实现全局的操作，但随着技术的发展，利用近场微波或磁场梯度辅助实现微波寻址和纠缠操作的方案也逐渐成熟^[30]。

离子阱平台实现量子计算的有以下优势：第一，离子被囚禁在超高真空中，囚禁效果稳定，受到外界干扰更小；第二，通过激光和微波能够实现离子的精确

操控,能够实现 99.99999% 微波单比特操作^[31-32],大于 99.99% 的光学单比特操作和大于 99.9% 的两比特纠缠门操作^{[33][34]};第三,囚禁在离子阱中的离子通过库伦相互作用形成离子晶体,在同一个离子阱中的量子比特是全连通的,任意两个离子都能够实现纠缠,这在模拟量子多体体系时具有很大优势;第四,离子具有全同性,每个量子比特的性质都是一致的。

因为上面提到的优势,离子阱量子计算在过去的一段时间里发展迅速,备受关注。目前离子阱量子计算最大的问题是可扩展性的问题。首先,最初离子阱量子计算的研究是基于囚禁在线性阱中的一维离子链的结构,因为一维离子链的结构能够更容易实现寻址和探测,但是当离子数目增加时,想要维持一维离子链,就需要降低轴向束缚,而这样会导致微运动增加和热率增大的问题,给囚禁的稳定性和高保真度的操作带来了问题;第二,离子的纠缠操作时通过离子的运动模式(声子)作为媒介实现的,当离子数目增加时,声子谱也会变得更加拥挤,给实现高保真度的纠缠操作带来了困难;第三,当离子数目增加时,离子间的间距也会减少,使离子的寻址操作和探测时的串扰增加;最后,常规的离子操作时间比其他体系更长,比如两比特纠缠门通常需要几十到上百微秒来实现^[35]。

目前,为了解决可扩展性问题,实现容错量子计算的目标,研究人员提出了几种有潜力实现大规模量子计算的架构,量子电荷耦合器件(QCCD)架构、模块化通用可扩展离子阱量子计算机(MUSIQC)、和动态光镊阵列架构式当前比较有代表性的架构。

(1) QCCD 架构:早在 2002 年,NIST 的 David Wineland 团队为了实现大规模的离子阱量子计算机提出了一种叫做量子电荷耦合器件(QCCD)的架构,在这个架构中,包含了大量相互连通的离子阱区域和复杂的电极结构,如图1.2所示。不同的区域被用来实现不同的功能,比如离子被存储在存储区,当需要操作时,通过对特定的电极施加相应的电压波形,离子可以进行移动和交换位置到相互作用区与其他原子或激光相互作用,实现门操作。这种离子阱需要复杂的电极结构,还存在 X 形或 T 形的交叉结构,需要通过微纳加工来实现^[36]。

通过微纳加工技术制作的表面阱,能够精确地加工出所需的复杂电极。目前,Quantinuum 在 QCCD 架构的研究中处于绝对领先地位,该公司于 2021 年在其 H1 芯片阱上演示了 QCCD 的操作^[38],在 2024 年 6 月,该公司宣布其 H2 芯片阱可以实现 56 个全连接量子比特,具有 2^{18} 的量子体积,99.997% 的单比特门保真度和 99.87% 的两比特门保真度^[39]。

除了 Quantinuum 以外,Universal Quantum 也提供了另一种思路,该公司开发了第一款商用的专用集成电路芯片,借助于这款芯片,能够实现在芯片之间以 99.999993% 的保真度和 2424/s 的速率进行物理传输量子比特^[40],为单个模块所能控制的离子数量受到芯片尺寸限制这个问题提供了一种解决办法。此外,

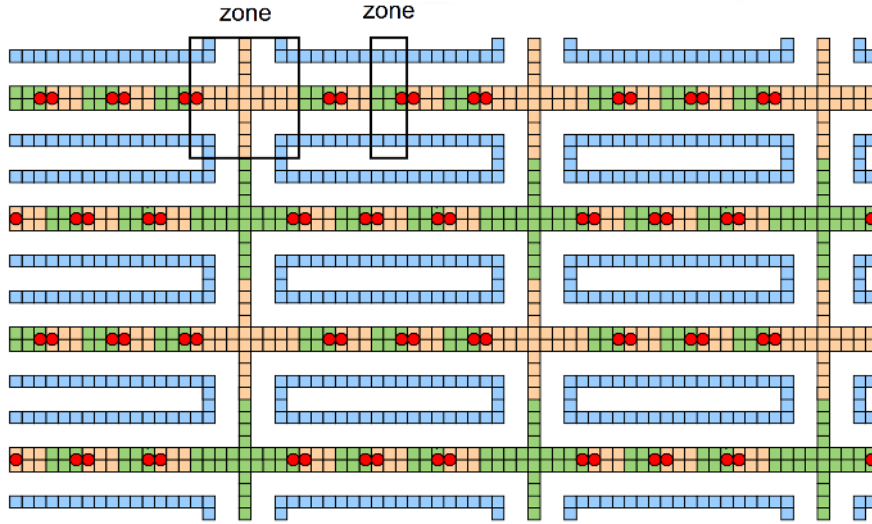


图 1.2 QCCD 架构离子阱芯片示意图。离子阱芯片上包含许多不同的分区，用于储存离子、门操作等功能，离子在各个分区间传输和交换。图片引自文献 [37]。

集成光波导的芯片阱也可能成为一种降低光路对准需求的可行方案^[13,41]。

(2) 分布式架构: 在 2013 年, 马里兰大学的 Christopher Monroe 和杜克大学的 Jungsang Kim 提出了一个名为模块化通用可扩展离子阱量子计算机 (MUSIQ) 的架构, 旨在实现分布式的可扩展量子计算机, 如图 1.3 所示。MUSIQ 架构中包含多个离子阱装置, 每个离子阱装置成为一个基本逻辑单元 (ELU), 基本逻辑单元既可以是囚禁在线性阱中的一维离子链, 也可以是 QCCD 架构的芯片阱, 甚至也可以是其他物理体系, 比如中性原子量子处理器等。基本逻辑单元中包含多个量子比特能够实现 ELU 单元内的单比特门和多比特门操作。ELU 模块中有一些量子比特能够实现和光子量子比特的纠缠, 作为光子接口, 通过光子可以实现两个 ELU 模块的链接, 实现不同 ELU 间量子比特的纠缠。为了切换不同 ELU 之间的链接, 需要光交叉连接开关 (OXC) 控制光子的传输路径, 实现任意的 ELU 模块之间的互联^[42]。

在利用一维离子链实现量子计算单元的研究中, IonQ 在其 Forte 系统中实现了 36 个量子比特和 35 个算法量子比特, 利用两侧 AOD 的寻址方案, 两比特门的保真度达 99.6%^[43-44]。离子数量上, 中国人民大学离子阱团队和清华段路明院士团队都展示了实现 200 多个离子的离子链的稳定囚禁^[45], 但是如何操控和探测还处在进一步的研究中。

在分布式量子计算的研究中, 由牛津大学 David Lucas 团队在 $^{88}\text{Sr}^+$ 离子上实现的离子光子纠缠保真度达到了 97.9%, 两离子通过光子纠缠保真度 94%, 速率达到 182/s^[46]; 2024 年 6 月, 该团队演示了通过光子互联实现两个量子比特的受控 Z 门, 保真度达到了 86%, 并演示了 Grover 的搜索算法^[47]。此外, 2024 年 4 月, 杜克大学 Christopher Monroe 团队利用真空中 0.8NA 的物镜演示了在同一个离子阱中的两个 $^{138}\text{Ba}^+$ 离子通过光子偏振建立纠缠, 保真度大于 94%, 速

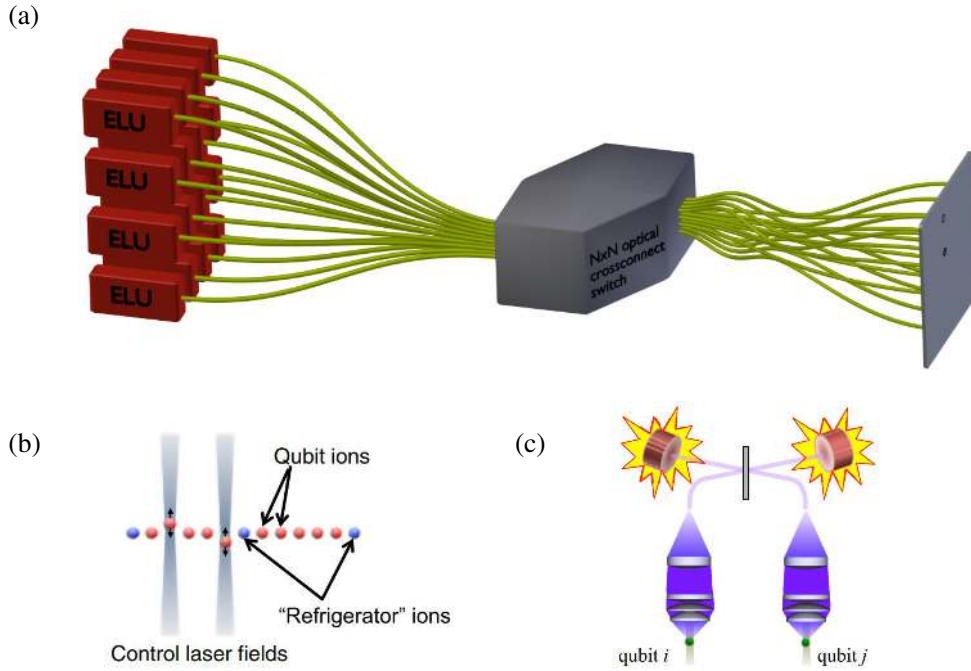


图 1.3 MUSIQ 架构分布式离子阱量子计算示意图。(a) MUSIQ 架构由许多个基本逻辑单元组成, 利用 OXC 实现任意 ELU 模块的连接, (b) 一维离子链作为基本逻辑单元, 通过寻址激光实现基本逻辑单元内部的逻辑门操作, (c) 两个 ELU 间的离子通过光子实现远程连接。图片引自文献 [42]。

率达到 $250/\text{s}$ ^[48], 在 6 月, 该团队利用光子时间块实现了两个离子阱中 97% 的两离子纠缠^[49]。

(3) 动态光镊阵列: 在 2019 年, 台湾国立大学的研究团队提出了通过光镊固定离子可以有效地提高运动模式的频率, 抑制加热效果和位置波动, 从而提高门操作的可靠性, 此外通过选择特定的离子利用光镊固定, 将离子链分成相对独立的子阵列, 在操作时可以降低冷却的要求^[51]。在 2020 年, 因斯布鲁克大学的研究团队提出了在一维离子链中通过可编程光镊阵列相结合, 实现更长的离子链和并行的量子计算方案, 提出了利用局域声子模式实现离子并行操作^[50], 如图 1.4 所示。之后, 利用光镊调控声子模式的理论工作和利用光镊和振荡电场实现门操作的方案等也被提出^[52-55]。到 2023 年, 魏兹曼研究所 Roee Ozeri 团队在上述工作的基础上提出了一个利用动态可编程光镊实现大规模离子并行操作和中间电路测量的的整体架构^[56]。

到目前为止, 因为需要实现光镊阵列对装置的要求较高, 利用光镊实现离子的扩展量子计算的实验工作还比较少, 但因为目前 QCCD 架构中冷却和离子移动耗时较长, MUSIQ 架构光子链接的速率较慢, 所以动态光镊阵列在离子阱的可扩展性研究中也有着独特的优势。

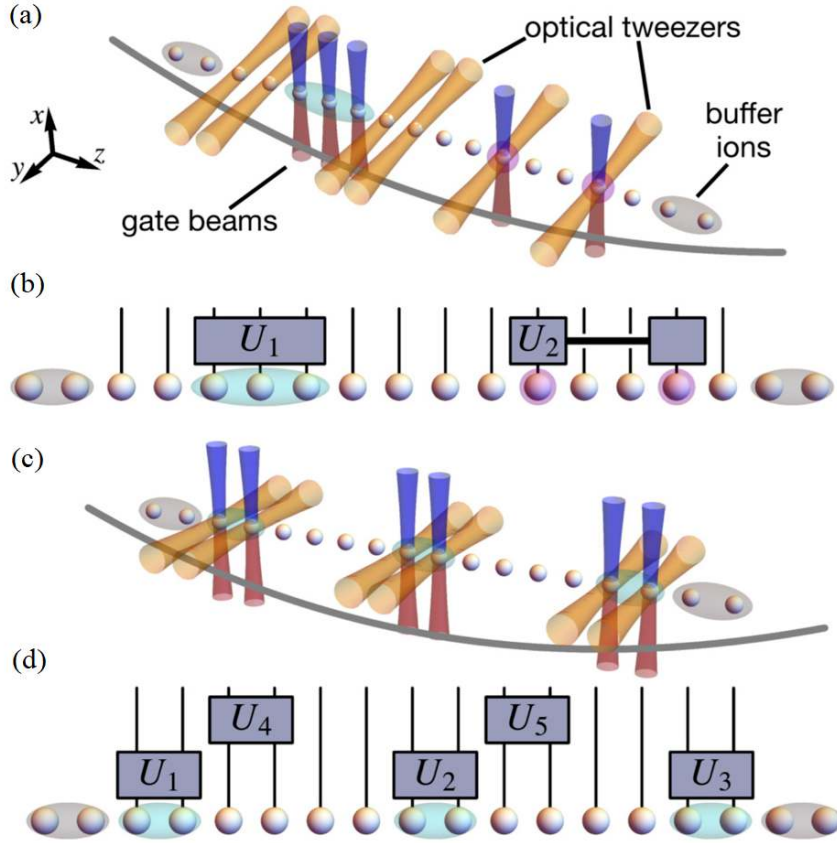


图 1.4 可编程光镊架构示意图。(a) 通过光镊固定特定的离子将一小段离子链分隔出来，产生局域声子模式，一对离子也可以用相同强度的光镊固定实现远距离的纠缠；(b) 利用局域声子模式实现多比特纠缠门；(c) 利用光镊固定相邻离子形成的局域声子模式实现并行纠缠门；(d) 通过动态切换光镊实现多层电路。图片引自文献 [50]。

(4) 离子晶体与维持一维离子链相比，二维离子晶体可以较为容易的实现上百个离子的囚禁，采用二维离子晶体，也是一种增加离子阱装置中量子比特数量的可行方案。在实验上，2023 年因斯布鲁克的 Christian Roos 团队在一体式的离子阱中实现了多达 105 个 $^{40}\text{Ca}^+$ 的二维离子晶体的囚禁和操作，提供了一个良好的量子模拟平台^[9]。目前，清华的段路明院士团队，实现了具有 512 个 $^{171}\text{Yb}^+$ 二维离子晶体的稳定囚禁，并在 300 个离子的离子晶体上演示了长程 Ising 模型的量子模拟^[57]。同时，段路明院士团队还演示了利用二维 AOD 实现四离子的离子晶体中 98%~99% 的贝尔态保真度^[58]。上述研究进展证明了利用离子晶体实现扩展离子量子比特数量的可行性，为离子阱量子计算达到数百到数千个量子比特打下了基础。

离子晶体方案的主要问题在于当离子偏离射频零点后，其微运动幅度会显著增强，对离子的冷却和高保真度操作带来了困难。此外，维持大规模离子晶体的亮离子数目和构型稳定也对实验装置的真空和电学性能提出了更高的要求。

3. 离子阱量子传感

离子阱系统中的离子被电场束缚在超高真空中，受到的外界噪声干扰更小，相干时间更长的特点不仅仅使离子阱系统是量子计算领域的主流物理体系，在量子精密测量领域中，也在频率标准、基本物理量检验以及电磁场的传感上发挥着重要的作用^[7,26]。这个方向分支众多，所使用的离子类型也更加广泛，比如离子分子，高电荷态离子等等，无法进行全面的介绍。在这里我们主要介绍与本职工作相关的方向——电磁场传感。利用离子阱系统实现的电磁场传感，具有超高的灵敏度和空间分辨率，在探测材料表面电磁场分布、地磁探测和工业无损检测等方向具有潜在的应用前景。

这里首先介绍离子阱系统应用在磁场传感的主要原理和典型工作。被囚禁的离子在静磁场中会产生塞曼劈裂，塞曼能级对外界的磁场波动响应十分灵敏，通过动力学解耦等方式测量这些能级劈裂波动的大小和频率，可以反映出待测的磁场信号的强度和频率范围。受限于动力学解耦序列中 π 脉冲的时长，这种方式通常用于 DC-MHz 范围的信号测量。在 2011 年，魏茨曼科学研究所 Roee Ozeri 团队利用这种方式在 $^{88}\text{Sr}^+$ 上演示了对光场波动的测量，在低频范围实现了等效最高 $15 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 的灵敏度^[59]。

另外，当交流的电磁信号与离子能级近共振时，能够驱动自旋态的相干演化，通过测量演化的拉比频率，可以获得待测的磁场信号的强度。这种办法测量的磁场信号要求与离子能级近共振，通常选择塞曼能级来实现调谐，但受相干时间影响，往往灵敏度不高。在 2016 年，锡根大学的 Wunderlich 团队从这种思路出发，利用长相干时间的微波缀饰态演示了对兆赫兹量级交流磁场实现了最高 $4.6 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 的灵敏度^[60]。

在电场和电场力传感方面，最基本的原理是电场力会引起离子位置的改变，利用特定的传感协议检测离子位置变化或离子运动振幅就可以反映出电场力的大小。尤其是在外界电场频率与离子的运动频率共振时，囚禁离子可以被认为是一个品质因数极高的简谐振子，离子会对电场信号产生极其灵敏的响应，这使得囚禁离子是当前最灵敏的电场和力的测量平台之一。目前，囚禁离子的电场传感器能够实现覆盖 DC 到 GHz 的测量范围，最高能够达到 $240 \text{ nV/m}/\sqrt{\text{Hz}}$ 电场测量灵敏度^[61-72]，有潜力实现暗物质和引力波的探测^[65,73-74]。目前，电场传感协议最典型的应用是对离子阱本身的杂散电场分布进行原位表征，是芯片阱评估和优化的有效手段之一。下面对几个典型的测量方案进行介绍。

想要实现对离子位置的测量，最直接的方式就是对离子进行成像，成像的分辨率决定了测量的灵敏度。利用大 NA 的物镜或菲涅尔透镜，以及超分辨显微技术，目前最高能够达到 1 nm 左右的测量不确定度^[75-78]。通过成像的方法，在文献^[77]中，演示了最高可达 $347 \text{ zN}/\sqrt{\text{Hz}}$ 的力传感灵敏度。成像测量的方法是一

种宽带的测量技术，其测量范围的上限受到测量装置的速度和效率的限制，以及离子散射率的限制。

另一类典型的思路是通过离子运动过程中的多普勒频移对离子运动幅度进行测量。在离子运动的过程中会产生多普勒频移，这样在多普勒冷却的过程中，离子的荧光计数就会产生强度调制，其振幅与离子的运动幅度近似成正比。在 2010 年 Michael Biercuk 的工作中，利用时间分辨荧光的方法，演示了 $390 \text{ yN}/\sqrt{\text{Hz}}$ 的灵敏度^[62]。对于直流力，离子位置从势阱中心的偏移会导致微运动幅度的增大，在文献 [68] 中，利用这种方法，演示了约 $600 \text{ zN}/\sqrt{\text{Hz}}$ 的直流力的传感。除了时间分辨荧光的方法以外，Ravid Shaniv 演示了利用量子锁相的方法对钟跃迁中的多普勒频移进行测量的方案，在该工作中演示了对 1 kHz 的交流力约 $28 \text{ zN}/\sqrt{\text{Hz}}$ 的灵敏度^[67]。

目前，最灵敏的囚禁离子协议是基于囚禁在 Penning 阱中的 $^9\text{Be}^+$ 离子晶体实现的^[63,65,79]。在这些工作中，通过自旋依赖的光学偶极力将 COM 模式的振幅和内部自旋耦合，通过测量自旋的进动实现对位移和电场力的测量。利用离子晶体的集体运动模式不仅可以利用压缩态实现超越标准量子极限的灵敏度，还抑制了零点运动带来的噪声^[65]。

最近，Sussex 大学和 Siegen 大学的研究团队分别演示了基于静磁场梯度的测量方案^[71-72]。在静磁场梯度的作用下，离子的位置变化和离子的能级相耦合，使我们可以利用之前测量磁场强度的方案实现对电场的测量，这种方法可以通过提高静磁场梯度增强传感器的响应，从而实现超高灵敏度。在文献 [72] 的工作中，利用哈恩回波的方法演示了对一个 5.82 Hz 的交流电场信号实现了 $960 \text{ }\mu\text{V}/\text{m}/\sqrt{\text{Hz}}$ 的灵敏度。

除上述测量方案之外，还有几种传感协议，比如基于声子激光^[69-70]、行波场^[80]以及运动拉曼跃迁^[81]等方式，在这里不过多赘述。

1.2 紧聚焦光场的背景与应用

1.2.1 矢量衍射理论与紧聚焦光场

光是电磁波，光场的传播可以用麦克斯韦方程组描述，这种情况下光束被看做矢量场处理。由于矢量场求解复杂，在满足衍射孔径远大于光波长、观察点远离衍射孔径且衍射角较小等条件时，可以采用标量场近似进行简化处理，忽略电磁场分量的耦合（即忽略偏振效应），仅用电场或磁场的一个横向分量作为标量振幅 U ，该 U 满足亥姆霍兹波动方程。进一步，当光束主要沿一个方向传播（如 z 轴），且光束包络变化缓慢时，可以引入傍轴近似，将亥姆霍兹方程简化为傍轴波动方程。在这种标量近似和傍轴近似的条件下，光束的传播可以用菲涅耳

衍射积分（它是基尔霍夫衍射公式在傍轴条件下的简化形式）进行表述。这种标量衍射理论可以良好地描述大部分常规的光学系统。

随着光学显微技术向超越分辨极限发展，以及近场光学、超构表面等方向研究的深入，基于亥姆霍兹方程的标量衍射理论的局限性日益突出，在许多条件下，标量衍射的近似条件不能被良好的满足，比如光栅周期在波长和亚波长量级的光学微结构、不同介质交界面的分析等情况下，就需要用到矢量衍射理论进行描述^[82]。

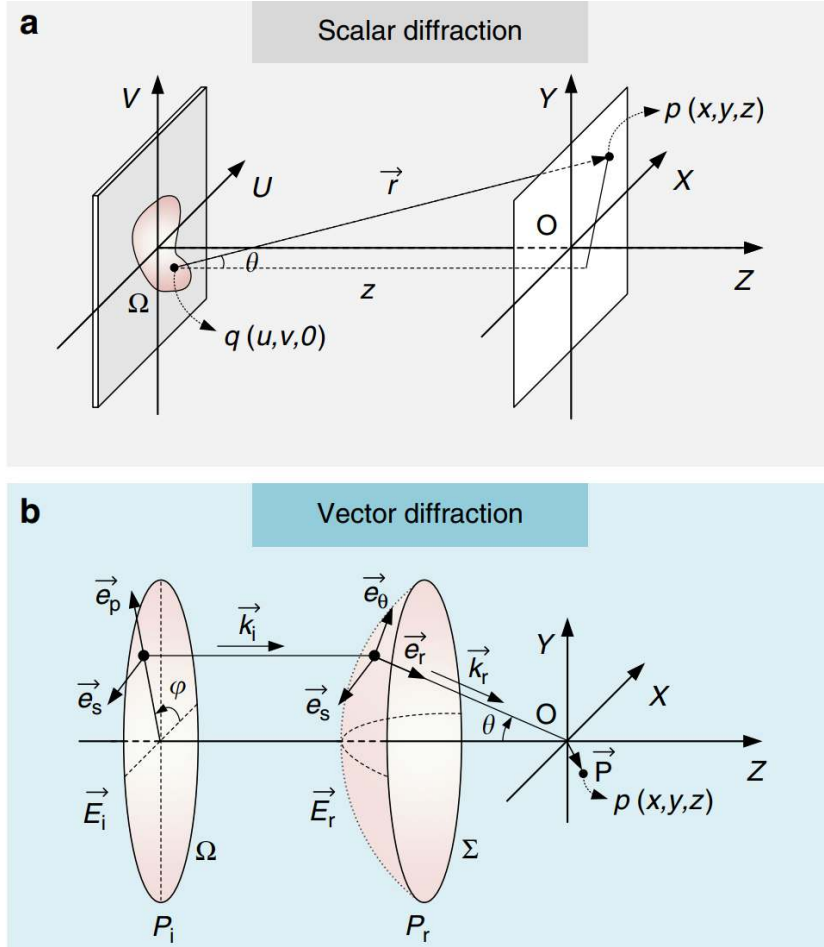


图 1.5 标量衍射与矢量衍射理论示意图。(a) 标量衍射理论，(b) 矢量衍射理论。图片引自文献 [83]。

紧聚焦光场是一类典型的需要用到矢量衍射理论进行描述的光场。在超分辨显微成像、光刻和光镊技术中，往往需要用到大数值孔径物镜对入射光进行聚焦，聚焦光斑束腰半径在波长量级甚至亚波长量级，这种情况下的光场被称为紧聚焦光场，由于不再满足傍轴近似条件（特别是 $NA > 0.7$ 时），需要用到矢量衍射理论进行描述，如图1.5。早在 1959 年，Bernard Richards 和 Emil Wolf 就在《光学系统中的电磁衍射》中提出，在线偏振光经过大 NA 物镜下聚焦光斑会呈现椭圆分布，光的偏振也会产生空间分布，并提出了基于 Debye 近似的 Richards-Wolf 矢量衍射理论^[84-85]，这促进了矢量衍射理论的发展。目前，常

见的矢量衍射理论，除了 Richards-Wolf 矢量衍射理论外，还有矢量角谱法和矢量 Rayleigh-Sommerfeld 积分法等^[86-87]。

1.2.2 紧聚焦光场的应用与表征

对紧聚焦光场的研究，直接源于对实现更小聚焦光斑的迫切需求。为了获得极小的光斑尺寸，光学系统必须采用大数值孔径（NA）物镜。随着该领域的深入研究，科学家们发现，矢量光场的引入带来了新的可能性，研究人员发现径向偏振的矢量光场在经过大 NA 物镜聚焦后会产生一个很强的纵向分量，并在 2003 年实验首次证实了径向偏振光经过紧聚焦后能够得到超越衍射极限的光斑。从此，紧聚焦矢量光场的研究引起了人们的广泛兴趣，发展出了各种具有特殊结构的紧聚焦矢量光场，如图1.6。

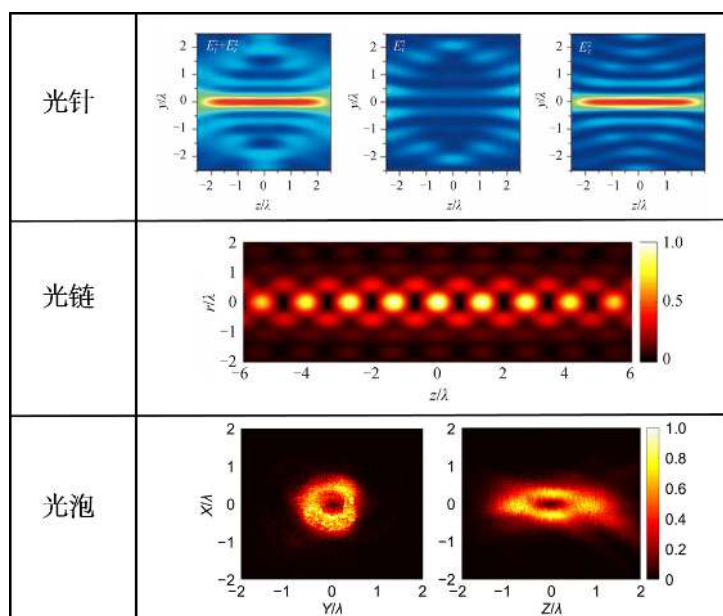


图 1.6 特殊的紧聚焦矢量光场，图片引自 [88-89]

目前，紧聚焦矢量光场的应用主要包括以下方面：利用特殊的矢量光场实现超越衍射极限的聚焦光斑上，应用在更高精度的激光加工、光学存储、超分辨显微成像中；设计矢量光场产生具有特殊空间结构的紧聚焦矢量光场，用于对微粒和细胞的光学操纵等方向^[90]；此外在原子分子和量子信息领域，这种技术也也展现出巨大的潜在应用价值^[91-92]。

在实际的应用中，光学系统存在像差，在大 NA 物镜聚焦后极易导致紧聚焦光束的空间光场分布与理论模拟不一致，因此对紧聚焦矢量光场的表征和优化是十分重要的。在大 NA 物镜聚焦后，光斑的尺寸在百纳米量级，给光场的测量和表征带来了极大的困难。主流的测量方法有刀边法、荧光薄膜法、金纳米小球法、纳米荧光探针法等^[93-96]。除了上述方法外，量子传感器具有超高的空间分辨率和灵敏度，也是一个表征紧聚焦光场的潜在选择。此前，中科大孙方稳团队

利用 NV 色心演示了紧聚焦光场各个分量的强度和相位信息^[97]。同样，囚禁离子的波包大小约十纳米量级，能够被电场稳定的囚禁，具有很高的空间分辨率，能够 AC Stark 效应的作用下对外界特定偏振的光做出响应，具有很高的灵敏度，也是一个表征紧聚焦光场的潜在选择，最近加拿大的研究团队利用 $^{171}\text{Yb}^+$ 作为离子探针，结合神经网络演示了光场的表征^[98]。

1.2.3 紧聚焦光场在离子阱中的应用

本工作的目的是研究紧聚焦光场与离子的相互作用，利用紧聚焦光场实现离子的低串扰操控，并利用紧聚焦光场的特性开发离子阱系统的应用。紧聚焦光场具有聚焦光斑尺寸小、具有强烈的纵向分量、光场分布与入射光偏振有关以及强度和偏振具有强烈的空间依赖性的特点，这为离子的操作提供了新的手段。具体来说，本工作中利用紧聚焦光场的上述特性，进行了两个方向的研究：紧聚焦光场作为光镊，用于调控离子的运动模式；利用紧聚焦光场的空间分布，实现离子自旋和位置的耦合，实现紧聚焦光场辅助的电磁场传感。

1. 紧聚焦光场作为光镊

早在上世纪 70 年代，Arthur Ashkin 提出了利用激光囚禁和操控微粒的想法，并在 1986 年利用光镊实现了微纳颗粒的三维囚禁^[99-100]。此后，光镊技术受到了生物学家和物理学家的密切关注。在 2001 年，Grangier Philippe 研究团队实现了单原子的囚禁^[101-102]，2016 年原子重排技术的发展使得光镊和冷原子阵列在量子计算和量子模拟领域大放异彩^[103-104]。现如今，利用光镊产生的冷原子阵列已经被广泛用于量子模拟^[105-107]，量子计算^[108-109]，量子网络^[110]的研究中。

相比之下，将离子和光镊结合的研究主要有两个方面，一方面，在量子计算领域中，利用光镊实现声子模式的调制，从而提高大规模离子链中纠缠门保真度以及实现高保真的并行纠缠门；另一个研究方向是离子的全光囚禁，光镊囚禁的离子没有微运动，有助于离子光频标指标的进一步提升^[111]，此外全光囚禁在研究离子和超冷原子相互作用中也发挥着重要作用^[112]。

在量子计算方向，将光镊和离子阱结合的实验研究还处于初级阶段，主要是因为冷原子系统中，光镊的作用是对冷原子进行稳定的囚禁，但是在离子阱系统中则不同，离子是由射频电场和静电场所产生的电势进行囚禁的，光镊提供额外的囚禁势场对特定的离子的运动模式进行调控。因此，离子阱和光镊的结合面临着如下几个问题。首先是光束对准问题，与原子不同，离子不是由光镊囚禁的，因此想要利用光镊调控离子就必须先将光束精确且稳定地对准离子；其次，离子阱所产生的束缚很强，想要对离子的运动模式进行有效的调控，光镊所产生的囚禁效果应该大于离子阱本身的囚禁效果，这对光强提出了更高的要求；第三，离子 S 到 P 态的激光波长很短，比如 $^{171}\text{Yb}^+$ 是 369 nm，如果采用失谐较小的激光

作为光镊，需要考虑充电的影响，还有光子散射带来的操作保真度降低，而如果采用更长的波长，则对光强的要求进一步提高。

紧聚焦光场作为光镊，具有足够小的寻址光斑，能够有效降低对相邻离子串扰，以及降低对光强的需求。在本工作中，我们利用 $NA = 0.4$ 的物镜结合空间光调制器，获得了束腰半径低于 600 nm 的聚焦光场，并利用紧聚焦光场实现了最大约 250 kHz 的光学囚禁势，实验演示了对声子频率的改变。

2. 紧聚焦光场辅助传感

在上文中，我们介绍了离子阱系统具有不易受外界干扰，相干时间长，能够通过微波和激光实现精确操控的特点，使得离子阱成为了一个良好的量子传感的实验平台。囚禁离子实现电场和力的测量往往依赖对离子位置的探测，除了用大 NA 物镜或超分辨显微技术实现位置测量外，想要实现离子位置的精确探测需要将离子的位置与自旋状态相耦合，比如利用静磁场梯度将能级的偏移和位置建立联系，再使用自旋锁定等传感协议可以实现电场和力的大小的表征。

与这个原理类似，光场也能够引起能级的偏移，最典型的就是 **AC Stark** 频移。利用紧聚焦光场的强度和偏振具有强烈的空间依赖性的特点，就可以实现与静磁场梯度类似的效果。相比于静磁场梯度，光场能够被更加灵活的操控，具有以下优势：光场的强度可以在大范围内调控，通过增加光强，传感器能够获得更强的响应；光场可以实现精确地强度调制，能够实现与经典的混频器类似的混频效果，能够显著拓展测量带宽。

在本工作中，我们利用线偏振高斯光束的紧聚焦光场中的偏振梯度辅助实现囚禁离子的传感。本工作演示了高达 363 T/m 的等效磁场梯度，超过了在之前工作中静磁场梯度（约 20 T/m ）大小一个量级。演示了利用聚焦光场和囚禁离子实现环境中电场噪声谱测量的传感协议，以及通过量子外差协议实现交流力的测量。此外，在量子传感器中往往会产生更为复杂的传感响应，尤其是在量子传感器超出标准的协议适用范围时候，本工作演示了利用神经网络对量子传感器进行数据处理，为了简化实验方案，我们在利用缀饰态的磁场传感协议中进行演示，验证了量子传感器结合神经网络对待测信号进行参数估计的可行性，这种方法同样可以被拓展到紧聚焦光场辅助的电场传感协议当中。

1.3 本文结构

本文内容结构安排如下：

第一章介绍了离子阱和紧聚焦光场的相关背景，主要介绍了当前离子阱在量子计算中的应用和可扩展的量子计算架构，然后对紧聚焦光场的发展和特点进行了介绍，从而引出紧聚焦光场在离子阱中的应用。

第二章主要介绍离子阱的基本原理和装置。对高通光离子阱装置的几个关键部分：分段式刀片阱、螺旋谐振腔、真空系统进行介绍，并展示了系统对长达 53 个离子的一维离子链的囚禁。

第三章介绍了 Yb 离子的能级结构和基本操作，包括离子的加载、冷却、初始化和态探测，介绍了光与原子相互作用的基本知识，为理解离子的操作提供了理论上支撑，并介绍了实验系统中的光路配置和电子学设置。

第四章介绍了对描述紧聚焦光场的矢量衍射理论进行介绍，给出了几种典型的矢量光场的紧聚焦分布，介绍了紧聚焦光场与离子的相互作用的模拟，对利用紧聚焦光场作为光镊调节离子运动模式和利用紧聚焦光场中的偏振梯度分布实现自旋运动耦合进行了深入介绍和实验验证，并提出了在实验中获取和制备高质量紧聚焦矢量光场的方法，利用离子作为探针，结合空间光调制器实现像差的原位补偿和矢量光场的产生。

第五章介绍了聚焦光场下的囚禁离子量子传感的工作。在本章中，提出了应用紧聚焦光场的梯度分布将离子位置变化映射到离子内态的能级移动上从而实现电场和力的传感的思路，演示了利用聚焦光场和囚禁离子实现环境中电场噪声谱和交流力测量的量子传感协议，并演示了利用神经网络对传感器响应辅助识别的工作。

第六章对本文的工作内容进行总结，并对后续工作进行展望。

第2章 离子阱原理与装置

离子阱能够稳定地在真空中囚禁离子,为人们测量和操纵单个量子体系提供了一个良好的实验平台,在量子信息领域^[113-116]、原子频标^[117-119]和基础物理检验^[120]等方向都发挥了重要的作用。1989年, Hans Dehmelt 和 Wolfgang Paul 被授予诺贝尔物理学奖来表彰他们对离子阱技术发展所做出的贡献。1995年, Ignacio Cirac 和 Peter Zoller 提出了离子阱体系下的量子计算的方案^[5], 同年, NIST 的 David Wineland 研究组在 $^9\text{Be}^+$ 离子上进行了受控非门的实验演示^[6], 开启了利用离子阱体系实现量子计算的研究热潮。现如今, 基于离子阱的量子计算不仅在学术研究中取得了丰硕的成果, 许多致力于实现离子阱量子计算的企业也发展地如火如荼。

本章中, 首先对离子阱囚禁离子的原理进行介绍, 然后介绍了一种高通光离子阱装置的基本组成, 包括阱电极的结构、超高真空的获得、RF 电压的产生和稳定以及 DC 电压源的滤波, 最后展示了装置的测试结果, 演示了装置对一维离子链、二维和三维离子晶体的囚禁能力, 并对声子频率进行测量, 用来对数值模拟的结果进行标定和验证。

2.1 离子阱原理

首先, 如果想要产生一个三维的简谐势阱来囚禁离子

$$\phi(x, y, z) = Ax^2 + By^2 + Cz^2, \quad (2.1)$$

则要求 $A, B, C \geq 0$, 根据高斯定律, 在自由空间中电荷密度为零, 则

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \nabla \cdot (-\nabla \phi) = 0, \quad (2.2)$$

那么只能取 $A = B = C = 0$ 。这表明不能只通过静电场产生三维的简谐囚禁势, 这个结论叫做 Earnshaw 定理。

因此, 人们考虑使用磁场辅助或者使用射频电场囚禁离子, 对应了当前主流的两种离子阱类型, Penning 阱和 Paul 阱。Penning 阱使用四极电场和均匀轴向磁场对离子进行囚禁, Penning 阱能够囚禁大量的离子形成二维或三维的离子晶体, 并且具有极低的热率, 在量子模拟和精密测量领域扮演着重要的角色。与 Penning 阱不同, 线性 Paul 阱利用射频电场产生径向的囚禁势, 利用静电场对离子进行轴向的束缚, 能够形成稳定的一维离子链, 在量子计算等领域被广泛应用。本节对 Paul 阱的原理进行介绍。

2.1.1 线性 Paul 阱

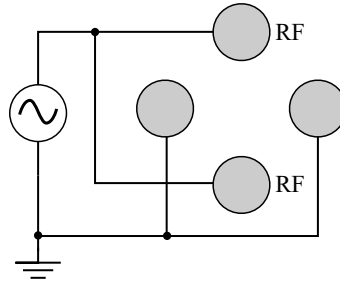


图 2.1 线性 Paul 阱示意图。

线性的 Paul 阱利用射频 (RF) 电场形成了一个简谐势对离子进行径向 (x-y 平面) 束缚, 轴向 (z 轴) 则通过静电场进行束缚, 如图2.1所示。在这种情况下, 假定射频电极上的电压为 $V(t) = V_0 \cos(\Omega t)$, 其中 V_0 为射频电压的幅度, Ω 为射频电压的频率, 电极与阱中心的距离为 R , 则射频场在 x-y 平面上的电势可以表示为

$$\phi(x, y, t) = \frac{V_0}{2} \cos(\Omega t) \left(1 + \frac{x^2 - y^2}{R^2} \right), \quad (2.3)$$

则电场为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(x, y, t) &= -\nabla \phi(x, y, t) \\ &= -\frac{V_0}{R^2} (x\hat{x} - y\hat{y}) \cos(\Omega t) \\ &= -\mathbf{E}(x, y) \cos(\Omega t). \end{aligned} \quad (2.4)$$

可以得到离子的运动方程, 以 x 方向为例 (离子质量为 M , 带一个正电荷),

$$M\ddot{x} = eE_x = -e \frac{\partial \phi}{\partial x} = -\frac{eV_0}{R^2} \cos(\Omega t)x. \quad (2.5)$$

做变量代换 $\tau = \Omega t/2$ 可以得到标准的 Mathieu 方程

$$\frac{d^2 x}{d\tau^2} + (a_x - 2q_x \cos 2\tau)x = 0, \quad (2.6)$$

其中

$$a_x = 0, \quad (2.7)$$

$$q_x = \frac{2eV_0}{M\Omega^2 R^2}. \quad (2.8)$$

在 $q_x \ll 1$ 的条件下, 方程的低阶近似解可表示为^[121]

$$x(t) \approx x_0 \cos(\omega_x t) \left[1 + \frac{q_x}{2} \cos(\Omega t) \right]. \quad (2.9)$$

从中可以看出离子在射频电场下由两种运动模式, 如图2.2所示, 一种运动模式频率为 $\omega_x = \frac{q_x}{2\sqrt{2}}\Omega$, 定义为久期运动 (secular motion), 另一种运动模式频率与射频电场频率 Ω 一致, 幅度远小于久期运动, 被称为微运动 (micromotion)。我们

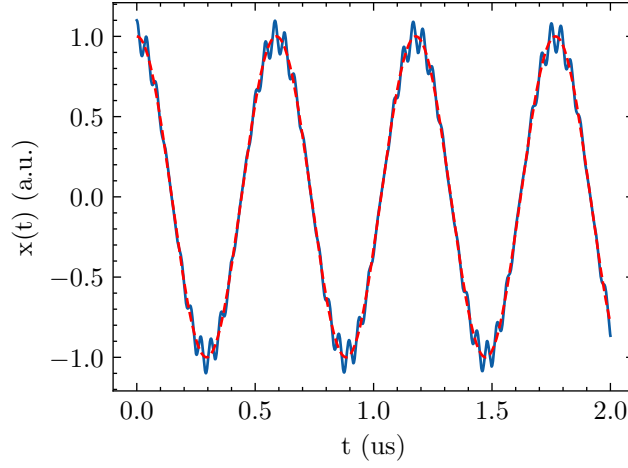


图 2.2 离子的运动轨迹示意图。蓝色实线为求解 Mathieu 方程得到的离子运动轨迹，可以看到微运动幅度随着偏移 RF 势阱中心而增大；红色虚线是赝势近似下离子久期运动的轨迹。

通过 Mathieu 方程的近似解可以看到，离子在线性 Paul 阱中，在远大于射频场振荡周期的时间尺度下，在径向上近似做简谐运动，其久期频率远小于射频电场频率，而微运动则可以视为射频电场带来的扰动，那么将离子在一个射频场周期内所感受到的电势取平均，就可以得到这种简谐的赝势。详细的推导步骤可以参考文献^[122]，这里，我们直接给出赝势的形式

$$\phi_{pseudo}(x, y) = \frac{eV_0^2}{4M\Omega^2 R^4}(x^2 + y^2), \quad (2.10)$$

从这个表达式得到的离子 x 方向的运动频率为

$$\omega_x = \frac{eV_0}{\sqrt{2}M\Omega R^2}. \quad (2.11)$$

这种赝势的物理图像不仅能够更加直观地帮助我们理解 Paul 阱囚禁离子的原理，也更适合快速求解离子的久期运动模式，在数值模拟时，如果不需要考虑微运动和稳定条件，使用赝势的方法也能减少计算量。

以上的推导仅考虑了最简单的情况，为了说明射频电场囚禁离子的基本原理。随着研究的不断深入，离子阱的结构也在不断演化，对多离子的囚禁和控制能力也越来越高，比如高通光性的分段刀片阱^[10]和利用微纳加工技术制作的一体式的三维离子阱和二维表面阱^[11-12,123-124]，想要得到这些离子阱的势阱需要更加精确的数值模拟。

2.1.2 运动模式

在线性 Paul 阱中，通过适当的减弱轴向束缚可以使离子排成一条链，这种一维离子链容易加载，寻址方便，在离子阱量子计算中被广泛的使用。在本节中将推导一维离子链中运动模式。首先考虑轴向平衡位置，轴向束缚由静电场产

生，是理想的简谐势，考虑 N 个质量为 M 的离子组成的一维离子链，其轴向的相互作用势

$$V = \sum_{m=1}^N \frac{1}{2} M \omega^2 z_m(t)^2 + \sum_{n,m=1(n \neq m)}^N \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0} \frac{1}{|z_n(t) - z_m(t)|}, \quad (2.12)$$

其中 ω 是轴向简谐势的系数， $z_m(t)$ 是离子在 z 轴上的位置，在稳定一维离子链中，可以看做离子在平衡位置 z_m^0 附近做小幅度的振动 $q_m(t)$ ，即

$$z_m(t) \approx z_m^0 + q_m(t), \quad (2.13)$$

由

$$\left. \frac{\partial V}{\partial z} \right|_{z=z_m^0} = 0 \quad (2.14)$$

可以得到

$$u_m - \sum_{n=1}^{m-1} \frac{1}{(u_m - u_n)^2} + \sum_{n=m+1}^N \frac{1}{(u_m - u_n)^2} = 0, \quad (2.15)$$

其中 $u_m \equiv z_m^0/l$ 为无量纲化后的平衡位置， $l^3 \equiv \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 M \omega^2}$ 。

对轴向的运动模式，考虑到运动幅度足够小，对拉格朗日量展开到 2 阶，

$$L = \frac{M}{2} \sum_{m=1}^N \dot{q}_m^2 - \frac{1}{2} \sum_{n,m=1}^N q_n q_m \left. \frac{\partial^2 V}{\partial z_n \partial z_m} \right|_{q_m, q_n=0}, \quad (2.16)$$

注意到，其中势能项可以用矩阵表示

$$A_{nm} = \begin{cases} 1 + 2 \sum_{p=m}^N \frac{1}{|u_m - u_p|^3} & \text{if } n = m \\ -\frac{2}{|u_m - u_n|^3} & \text{if } n \neq m \end{cases}, \quad (2.17)$$

拉格朗日量可以写成

$$L = \frac{M}{2} \sum_{m=1}^N \dot{q}_m^2 - \omega^2 \sum_{n,m=1}^N A_{nm} q_n q_m. \quad (2.18)$$

通过求解拉格朗日方程就可以得到运动模式

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_m} - \frac{\partial L}{\partial q_m} = -M \ddot{q}_m + \omega^2 \sum_{n=1}^N A_{nm} q_n = 0. \quad (2.19)$$

将 q_m 用展开为 $q_m = \sum_{k=1}^N a_{k,m} (\hat{a}_k e^{-i\omega_k t} + \hat{a}_k^\dagger e^{i\omega_k t})$ ，单个声子模式的本征方程为

$$\left(\frac{\omega_k}{\omega}\right)^2 M a_{k,m} = \sum_{n=1}^N A_{nm} a_{k,n}, \quad (2.20)$$

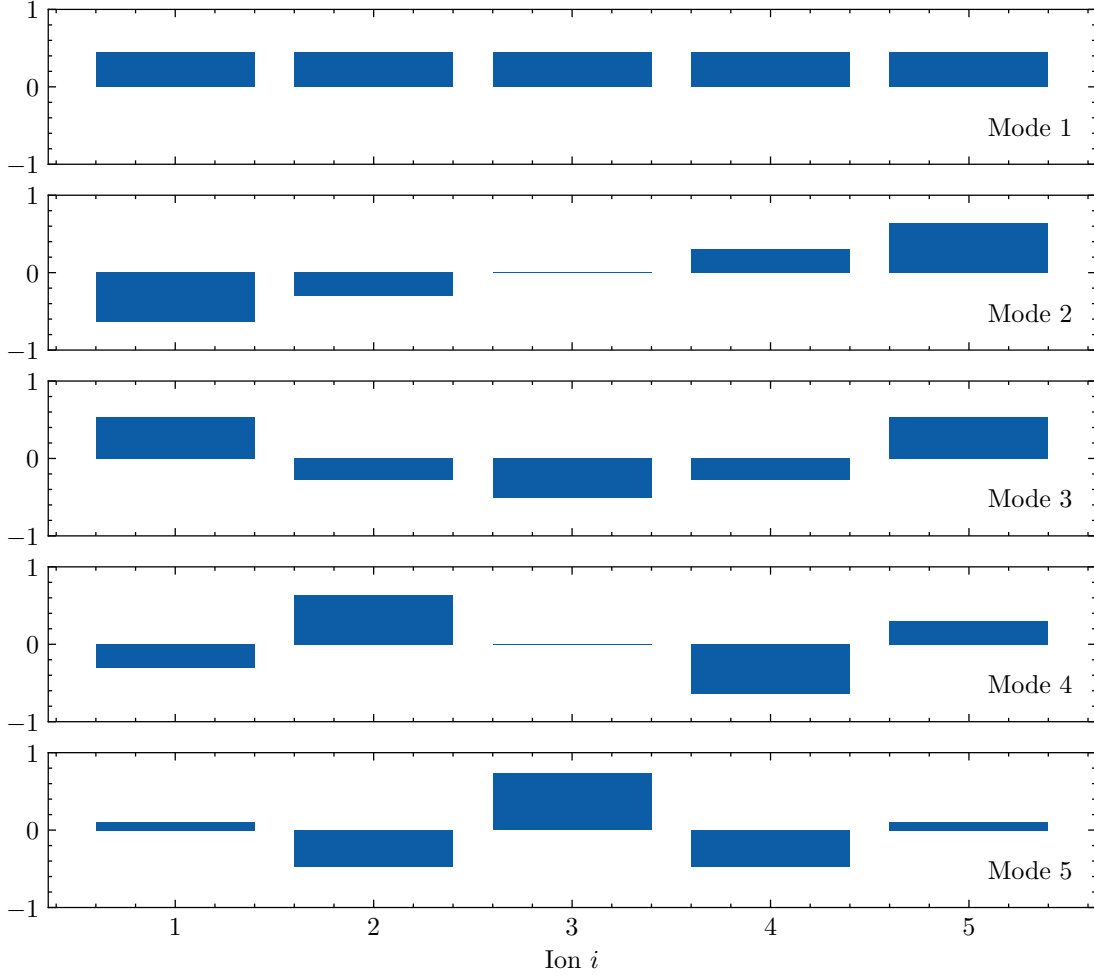


图 2.3 五离子的轴向运动模式示意图。纵坐标代表相对振幅，负号代表运动方向相反。

其中 ω_k 为第 k 个模式的声子频率， $a_{k,n}$ 为该模式下第 n 个离子的振幅，以 5 个离子为例，图 2.3 展示了轴向 5 个运动模式各离子的振幅。

对于径向模式，其势能矩阵变为^[125]

$$A_{nm} = \begin{cases} \beta^2 - \sum_{p=m}^N \frac{1}{|u_m - u_p|^3} & \text{if } n = m \\ \frac{1}{|u_m - u_n|^3} & \text{if } n \neq m \end{cases}, \quad (2.21)$$

其中 $\beta = \omega^t/\omega$ ， ω^t 为 x-y 平面的简谐势系数，图 2.4 展示了轴向模式和径向模式的频谱分布。轴向模式中，声子频率间隔相等，能量最低的模式对应着所有离子一起来回移动，叫做质心 (CM, center of mass) 模；径向模式声子频率间隔不等，质心模式能量最高，轴向和径向声子频率有以下关系

$$2(\omega_t^2 - \omega_{t,k}^2) = \omega_{z,k}^2 - \omega_z^2, \quad (2.22)$$

在这里， ω_z 为轴向简谐势系数， $\omega_{t,k}$ 和 $\omega_{z,k}$ 分别为径向和轴向的第 k 个声子模式。

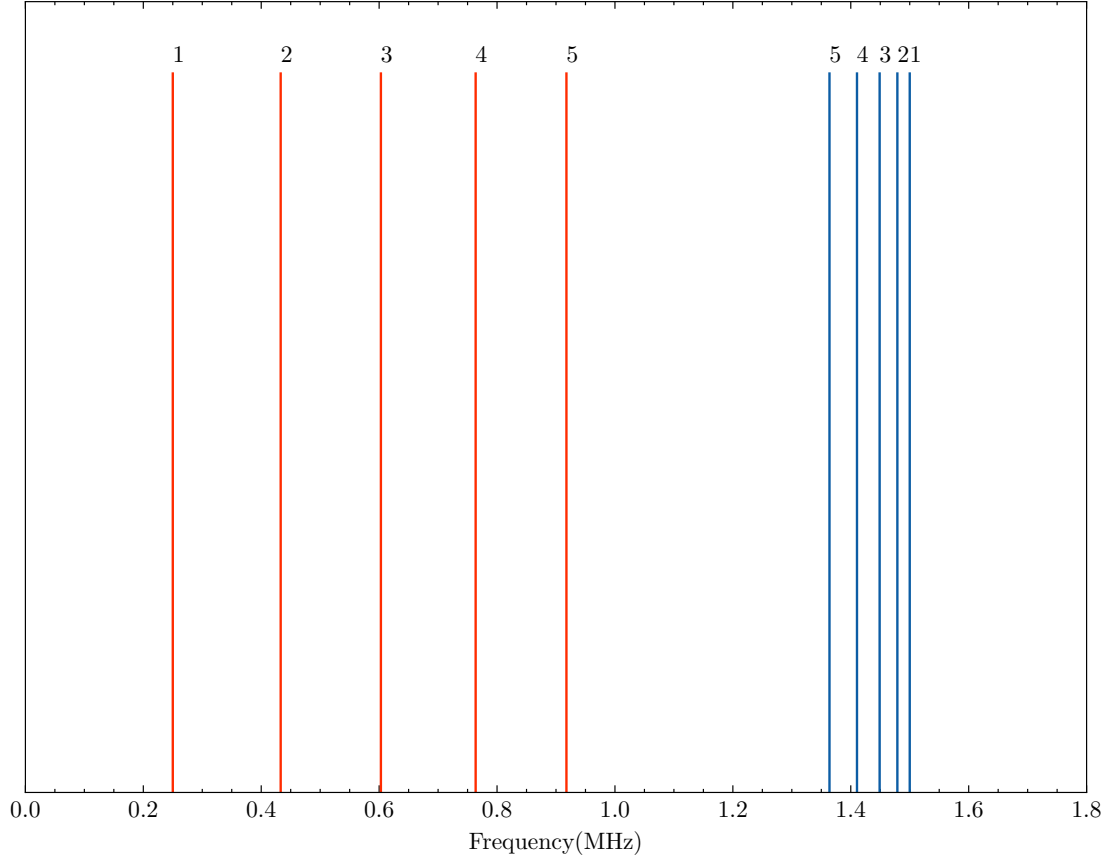


图 2.4 轴向模式（红）和径向模式（蓝）的频率分布示意图。模式 1 代表质心模式，轴向质心模频率最低，径向质心模频率最高，随着离子数增加声子谱会越来越密，实现高保真度的纠缠门操作变得更加困难。

对于轴向简谐势的线性 Paul 阱，随着离子数量的增加，为了维持一维离子链要满足以下关系^[126]

$$\frac{\omega_r}{\omega_z} > 0.77 \frac{N}{\sqrt{\log N}}, \quad (2.23)$$

因此随着离子链中离子数目的增加，离子的轴向模式的质心模式的频率会随之降低，外界的电场噪声，尤其是 $1/f$ 噪声对离子运动模式的加热速率也会因此而增加，给实现高保真度的门操作和离子链的稳定囚禁带来了很大的问题。同时中间离子的间距也会随着离子数增加而减小，给单离子的寻址操作带来困难。因此，线性 Paul 阱中一维离子链的扩展性一直是离子阱系统中主要的问题之一。

2.1.3 额外微运动

前文中提到，离子在射频场中除了在囚禁势中的久期运动之外，还存在着频率与 RF 电场频率一致的微运动，其振幅与离子偏离 RF 势能零点的位移成正比，这部分微运动是由于利用射频电场囚禁离子做带来的，不可消除，只能通过冷却离子来降低，被称作本征微运动 (Intrinsic micromotion)。

然而，在实际的装置中，阱电极制作的限制和外界杂散电场的影响，离子往

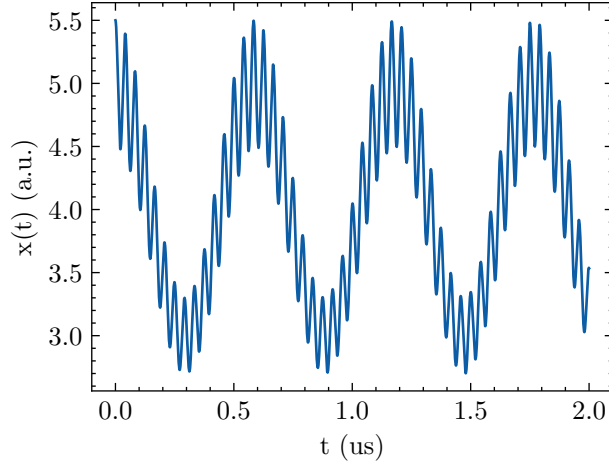


图 2.5 偏离 RF 势阱中心的离子运动轨迹示意。

往会受到静电场的作用偏离 RF 势场零点导致微运动幅度变大，如图 2.5 所示。以 x 方向为例，离子的运动方程变为

$$x(t) = \left[\frac{eE_x^s}{m\omega_x^2} + x_0 \cos(\omega_x t) \right] \left(1 + \frac{q_x}{2} \cos(\Omega t) \right), \quad (2.24)$$

其中 E_x^s 为外界静电场在 x 方向分量。此外，两 RF 电极上的射频信号相位不一致会在阱中心产生额外的振荡电场，同样会使离子产生频率为 RF 频率的运动。这种微运动被称作额外微运动 (Excess micromotion)，会影响离子荧光谱线的线宽，导致明显的二阶多普勒频移等。微运动幅度的表征可以通过离子轨迹分析^[127]，射频光子关联^[128]，参量共振激发^[129]，可分辨边带谱^[130-131]等方法。对于由杂散电场导致的额外微运动实验中需要通过在电极上施加偏压或使用额外的补偿电极对外界静电场进行补偿，使离子回到 RF 势阱零点；对于两个 RF 相位不匹配导致的微运动，可以在补偿电极上加载与 RF 电场频率相同的交流电压进行抵消^[132]。

2.1.4 离子的加热

由于离子带电荷，当离子所在环境存在外界电场噪声干扰时，这种电场涨落产生的力会与离子的运动耦合，被囚禁的单离子或离子晶体的质心模式就会被加热，同时这种电场会诱导运动模式之间的转换。离子的加热会导致离子的运动叠加态的退相干，从而对多离子门操作的保真度造成影响。外界电场噪声对离子运动状态加热的影响通常用热率来表示，大多数情况下在频谱中频率越高，噪声强度越低。从费米黄金定则出发，考虑离子从运动基态被激发到第一激发态，在忽略微运动影响的情况下，离子热率可以近似被表示为^[133]

$$\Gamma_h \simeq \frac{e^2}{4m_1 \hbar \omega_t} S_E(\omega_t), \quad (2.25)$$

其中 ω_i 是离子的久期频率, $s_E(\omega)$ 是外界电场噪声的单边谱密度, 其单位是 $V^2 m^{-2} Hz^{-1}$ 。在实验中, 通常考虑离子的运动状态呈热态分布

$$p_n(T) = \frac{1}{\langle n \rangle_T + 1} \left(\frac{\langle n \rangle_T}{\langle n \rangle_T + 1} \right)^n, \quad (2.26)$$

如图2.6所示。因此可以用离子的平均声子数 $\langle n \rangle_T$ 表征离子的温度, 实验上常用单位时间内离子平均声子数的增加表示该运动模式的热率, 单位为 quanta/s 或 quanta/ms, 对于四极杆阱和刀片阱这类线性阱, 通常情况下轴向声子频率最低, 热率最高, 因此也可以用单离子轴向质心模式的热率来表征整个装置的热率水平。

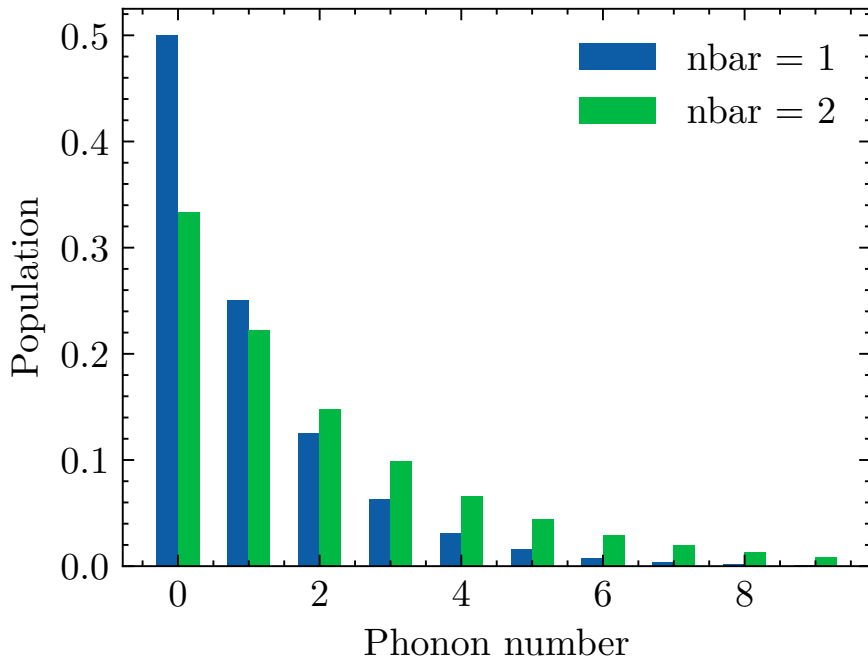


图 2.6 不同平均声子数热态的声子数分布。

离子的加热可能来源于多个方面, 比如导体中自由电荷的热运动产生的热电子噪声 (Johnson noise), 电极表面微观尺度上的电势不均匀性所导致的噪声 (Fluctuating patch-potential noise), 空间中的电磁干扰, 以及提供 DC 电压的电压源和射频功放等等带来的技术噪声。为了减少噪声, 在装置搭建的过程中需要考虑各个可能的噪声来源, 采取相应的措施, 比如, 在电极制作时需要保证电极表面的光洁、需要对装置进行适当的电磁屏蔽、使用屏蔽线缆和滤波电路、选择合适的阱的尺寸等等^[134]。

2.2 离子阱装置

在过去的几十年里, 离子阱体系发展迅速, 在量子信息和量子计算等领域取得了丰硕的成果。为了满足进一步研究的需要, 解决离子阱体系在量子计算领域

可扩展性的问题，研究人员对离子阱的结构和性能提出了更高的要求。同时，技术的发展也为实现更复杂的结构和更精确的操控提供了可能，比如更加适合囚禁二维离子晶体的一体式离子阱^[135]和集成光波导的芯片阱^[136]等。

近几年，将动态光镊阵列与离子阱结合是实现可扩展的离子阱量子计算的一个十分有潜力的架构。利用光镊，可以将同时处于离子阱和光镊中的离子的声子模式与其他离子的声子模式分离开，实现声子模式的局域化，为大规模离子晶体中的高保真度门操作提供了一种可行的方法。更重要的是，可编程的光镊阵列可以选择“固定”特定的离子，将离子链分段，提高离子链的稳定性的同时，也能够实现量子比特的并行操作^[50-51,56]。想要实现光镊阵列和离子阱的结合，对离子阱的通光性有着更高的要求，使用更大数值孔径的物镜，获得更小的聚焦光斑，才能够在有限的光功率下实现所要求的光势阱深度，也能实现更低串扰的独立寻址操作和更高的态探测保真^[137]，因此，一套高通光的离子阱装置是实现上述架构的基础。

本节将对本工作所使用的高通光离子阱装置进行介绍，包括分段刀片阱的结构、超高真空系统、螺旋谐振腔等。

2.2.1 刀片阱

玻璃真空腔体因其良好的通光性，在冷原子的装置中被广泛的使用。为了实现高通光的离子阱系统，我们定制了一款尺寸为 $30\text{ mm} \times 30\text{ mm} \times 100\text{ mm}$ 的玻璃真空腔，如图2.7，厚度为 4 mm ，材料为 Pyrex，能够兼容超高真空和承受真空制备的高温烘烤，与之前的装置相比，本装置的玻璃腔体与法兰转接的玻璃管内径更大，理论上玻璃腔体内真空度会有所提升。为了能够将离子阱安放在玻璃真空腔内，我们设计了一个分段式刀片阱，该设计是在本组贺冉博士和李睿睿博士设计的高通光阱基础上的升级^[10]，下面对刀片阱的结构进行简要介绍。

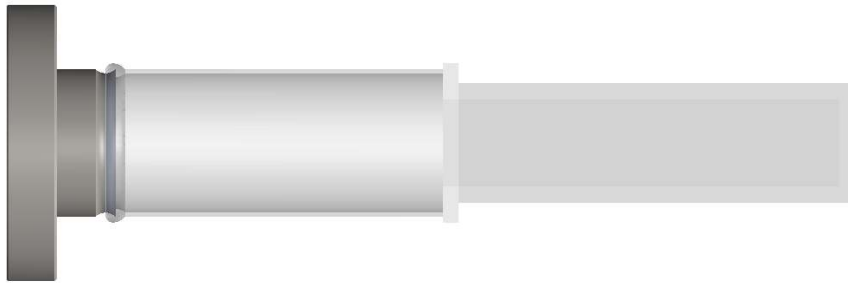


图 2.7 真空玻璃腔体模型图。

该刀片阱是由四个纯金属的电极组成的分段式刀片阱，分段式刀片阱的特点是无需端帽电极和额外的补偿电极，轴向束缚由两端的 DC 电极提供，可以通过在 DC 上施加的电压和 RF 电极上施加的偏置电压联合进行微运动补偿。刀片

电极由铍铜合金制作，表面镀金，铍铜合金是常见的电极材料，具有良好的导电性和足够的硬度，没有磁性。RF 电极长 15 mm，主体宽度 1 mm，下面为增大固定面积宽度增加为 2 mm，刀刃顶角为 20° ，倒角半径为 $40\text{ }\mu\text{m}$ ，电极背后有一个小孔，用来插入真空兼容的导线并用导电银胶（EPOTEK H20E）固定，通过真空馈通实现与外界的电连接。DC 电极和 RF 电极尺寸完全相同，电极背后有四个凹槽，宽度为 1 mm，间距为 2.3 mm，当加工的金属电极被用作 DC 电极时，我们用真空兼容的紫外固化胶（EPOTEK OG116-31）将蓝宝石片粘在电极两侧，用激光将刀刃附近的电极切割开，实现 DC 电极的分段，如图2.8所示。除了两侧的 DC 电极，中间三个 DC 电极设计长度为 $400\text{ }\mu\text{m}$ 。DC 电极通过刀片电极的背面与柔性电路板（FPC）通过导电银胶连接，在 FPC 上通过电容就近接地，经由 FPC 和真空导线后与外界通过真空馈通相连。使用全金属电极和导电银胶的连接能够降低整体电阻，理论上可以承受更高的射频功率。

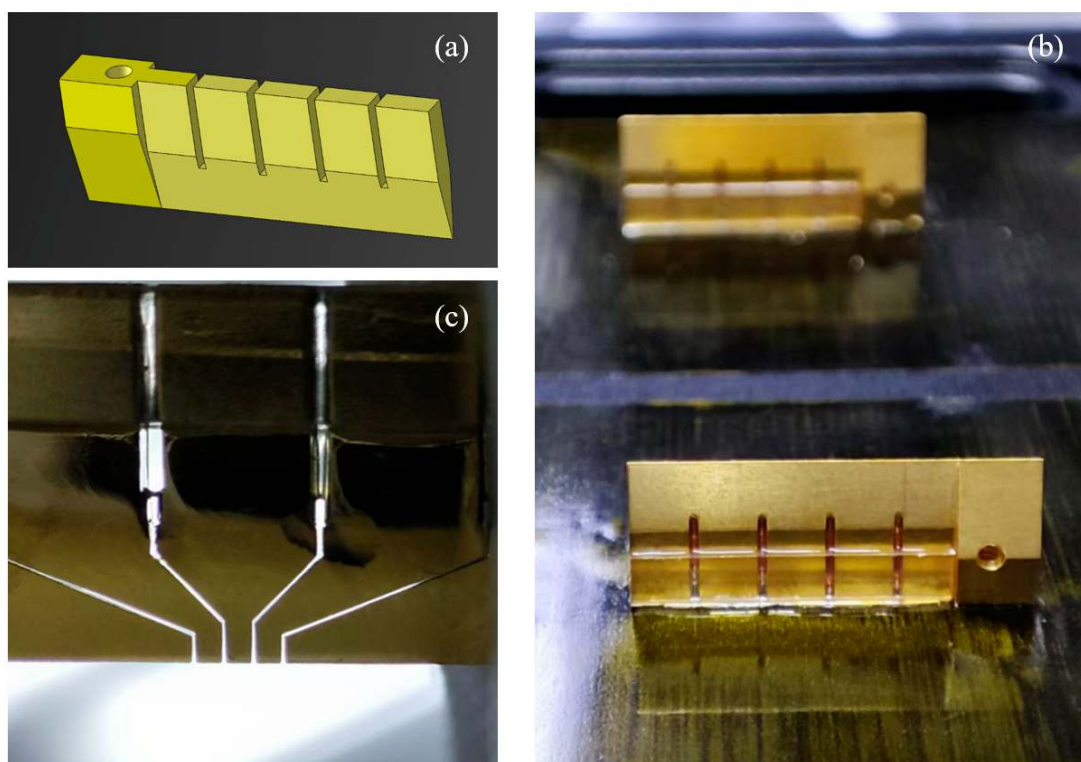


图 2.8 刀片阱电极及加工流程。(a) 刀片电极设计图；(b) DC 电极在分段切割之前需要先使用紫外固化胶粘贴蓝宝石条（此图中电极额外增加一组通气孔）；(c) 对 DC 电极激光切割进行分段，超声清洗后检查是否短路。

我们设计了蓝宝石材料的定位校准板，在对准和固定电极的过程中提供一定程度的参考和限位^[10]。在一片厚度为 0.5 mm 的蓝宝石晶圆上利用 355 nm 紫外激光加工出如图所示的图形，利用键合工艺^[138]与另一片蓝宝石晶圆固定后，利用激光切割得到所需的定位校准板，如图2.9（a）。在电极完成对准后通过紫外固化胶固定在校准版上。

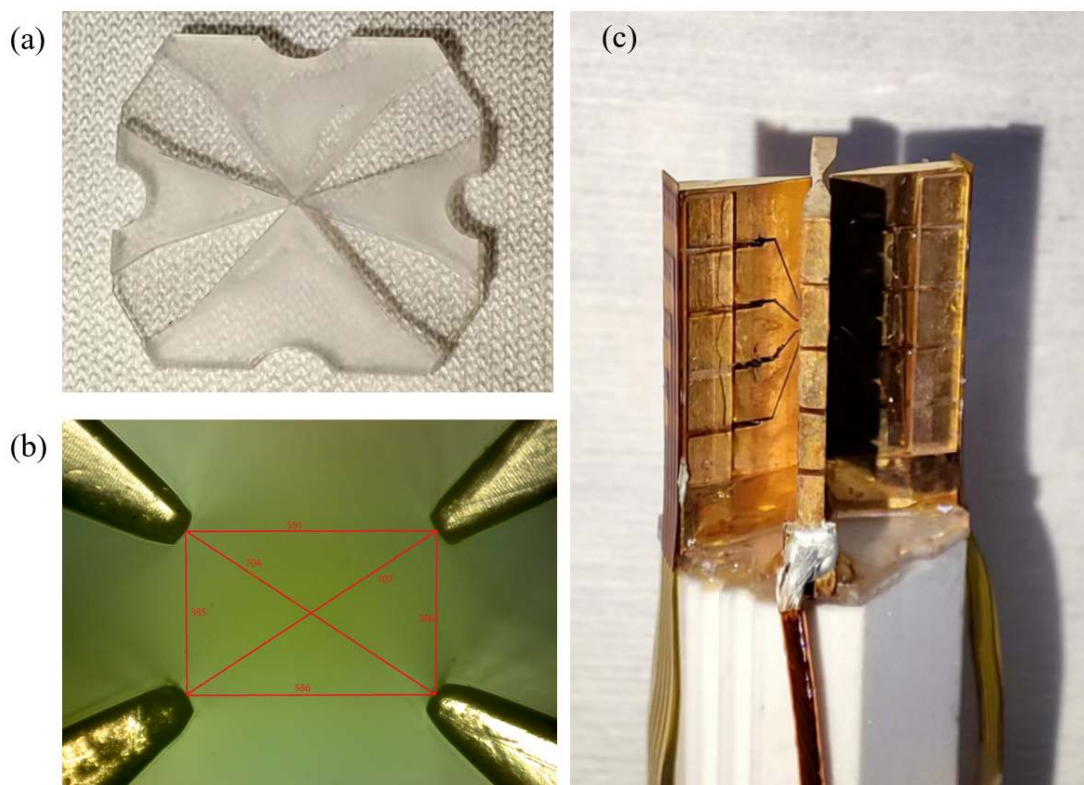


图 2.9 刀片阱组装流程。(a) 蓝宝石定位校准板；(b) 紫外固化后的阱尺寸（微米）；(c) 刀片阱的电气连接，连接 RF 导线时需进行一次烘烤固化导电银胶导致阱尺寸有轻微变化。

为了将刀片阱固定在真空玻璃腔中，我们设计加工了一根氧化铝陶瓷支柱，固定在金属的真空腔上，支柱伸入玻璃腔体，将刀片阱通过紫外固化胶固定在柱子顶部，使刀片阱处于玻璃腔体的中央，同时 FPC 也用胶水固定在陶瓷支柱表面，方便通过导线将 DC 电极与真空馈通件进行连接，见图2.10。



图 2.10 刀片阱的固定。

在这个高通光离子阱系统中，使用镱（Yb）离子作为量子比特，离子的加载是通过 532 nm 调 Q 激光器产生的脉冲激光烧蚀 Yb 金属靶材得到原子蒸气，然后通过光电离的方式得到的，因此我们切割了四片 Yb 金属靶材，用不锈钢金属毛细管夹住后用真空胶水固定在柱子头部，调整靶材使其面向阱中心。

在显微镜下，我们对安装好的离子阱尺寸进行了测量如图2.11，我们发现在经过烘烤后阱的尺寸与仅通过紫外固化胶固化时的尺寸有一些差别，分析原因有以下两点：组装刀片阱时调整完各个刀片电极的位置后等待的时间不足，进行

紫外固化时刀片位置并非最稳定的位置；在烘烤的升温过程中会经过紫外固化胶的玻璃化温度，导致已经固化的胶水软化，从而发生变形。

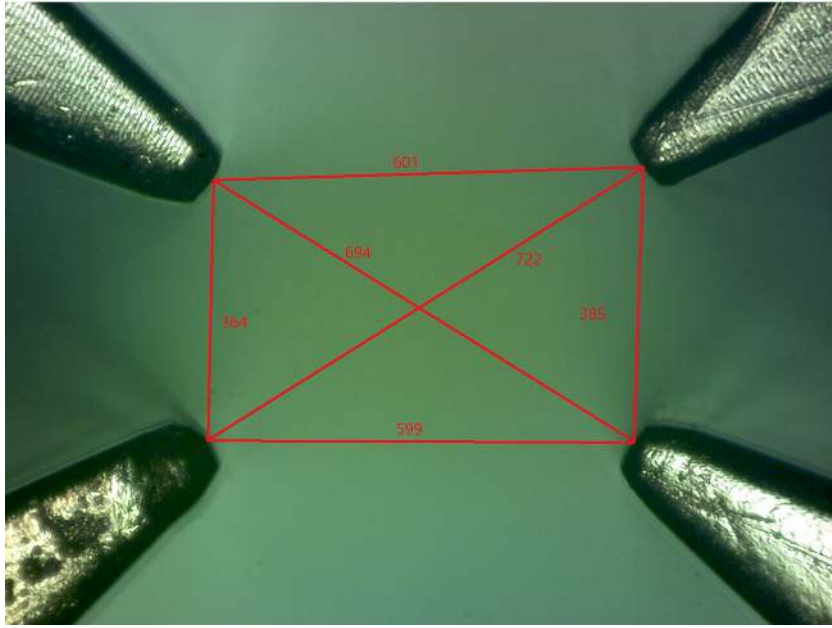


图 2.11 烘烤固化后刀片阱的尺寸 (μm)。

针对这个尺寸，我们对势阱形状利用赝势的模型使用 COMSOL 进行了模拟^[122]，结果如图2.12，在 RF 电极电压为 500 V 得到运动频率为 1.237 MHz 和 1.322 MHz。势阱 RF 间距约710 μm ，这个尺寸相对较大，给射频电压的产生带来了一定的压力。

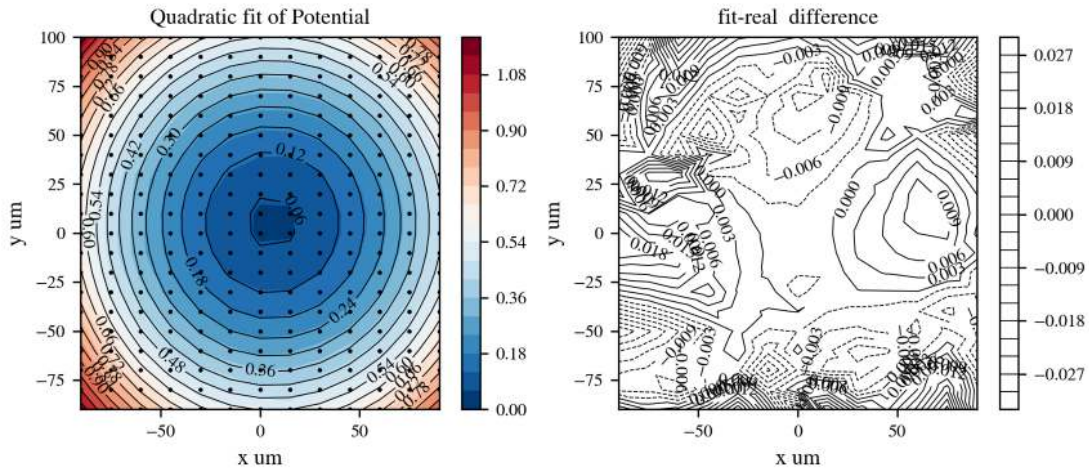


图 2.12 径向势阱模拟。左图为数值模拟的等效赝势势阱，单位为 V；用二阶多项式拟合得到简谐势阱与数值模拟的结果之差如右图所示。模拟使用射频频率 24.394 MHz，电压幅度为 500 V，运动频率为 1.237MHz 和 1.322MHz。

2.2.2 真空系统

离子阱系统需要超高真空环境，在组装刀片阱和真空系统的过程中要严格避免污染，所有零件用丙酮、异丙醇、和水依次进行清洗去除油污等有机物。组

装好刀片阱后，需要制备超高真空环境。在这里利用机械泵和涡轮分子泵制备超高真空环境，分子泵和真空腔体间安装了一个全金属角阀，完成真空制备后关闭阀门就可以断开分子泵，避免分子泵的机械振动对后续实验造成影响。为了实现超高真空，需要对装置进行烘烤，玻璃腔体部分用加热带烘烤到 $220\text{ }^{\circ}\text{C}$ ，其余金属部分烘烤到 $250\text{ }^{\circ}\text{C}$ ，升温速度控制在 $8\text{ }^{\circ}\text{C/h}$ 以下，图2.13展示了真空度的变化情况，最终系统能够达到低于 $1\text{E-}10\text{ Torr}$ 的超高真空。

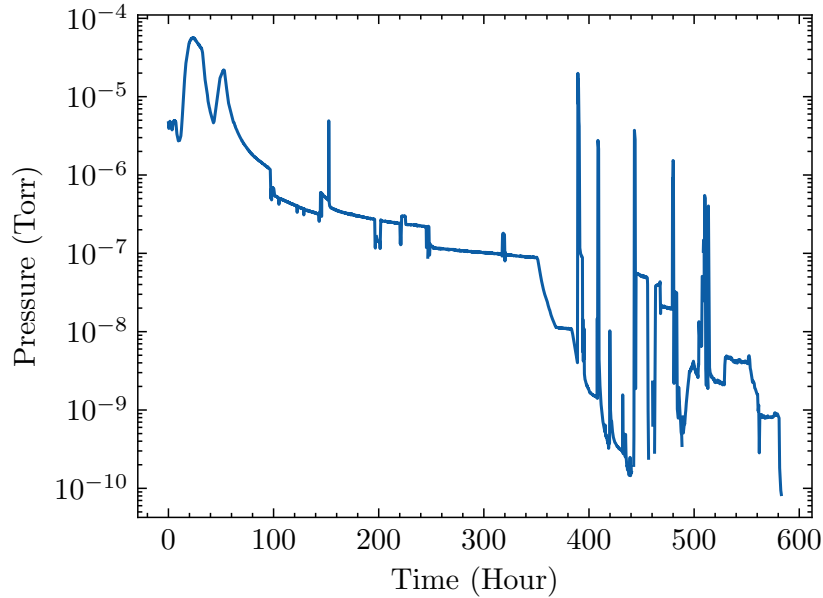


图 2.13 真空规示数。图中存在的尖峰是对吸气泵、离子泵、残余气体分析仪等进行放气 (Degas) 所产生的。在 420 小时后降温结束未能达到目标，故再次升温，重新放气，最终达到低于 $1\text{E-}10\text{ Torr}$ 的目标。

在制备好超高真空后，通过复合泵 (SAES, NEX Torr D200) 维持超高真空环境，复合泵由 5 L/s 离子泵 (SIP) 和 200 L/s 吸附剂 (NEG) 泵组成，NEG 泵能快速抽取氢气等活性气体，而三极离子泵能够实现对惰性气体的抽取，复合泵体积很小，运行时没有机械振动，非常适合用于维持离子阱装置的超高真空环境。利用残余气体分析仪，能够对真空中剩余的气体组分进行分析，从图2.14中可以看出，残余气体中氢气最多，其来源可能是不锈钢零件和不锈钢腔体释放出的氢，也仍然含有少量氮气、氧气、水、二氧化碳等组分，选择抽速更大的泵，尤其是更大的吸附剂泵可以进一步降低氢气组分，得到更好的效果。超高真空的成功制备降低了我们在这套系统中多处使用紫外固化胶和导电银胶的担忧，说明选择特定真空兼容的胶水不会影响超高真空的获得。

2.2.3 螺旋谐振腔

根据上文的模拟，想要达到一定的声子频率，RF 电极上的电压需要达到几百伏，下面对射频电压产生的装置做简单的介绍。

射频信号最初由一个低噪声的射频信号源 (Stanford SG386) 产生，为了获

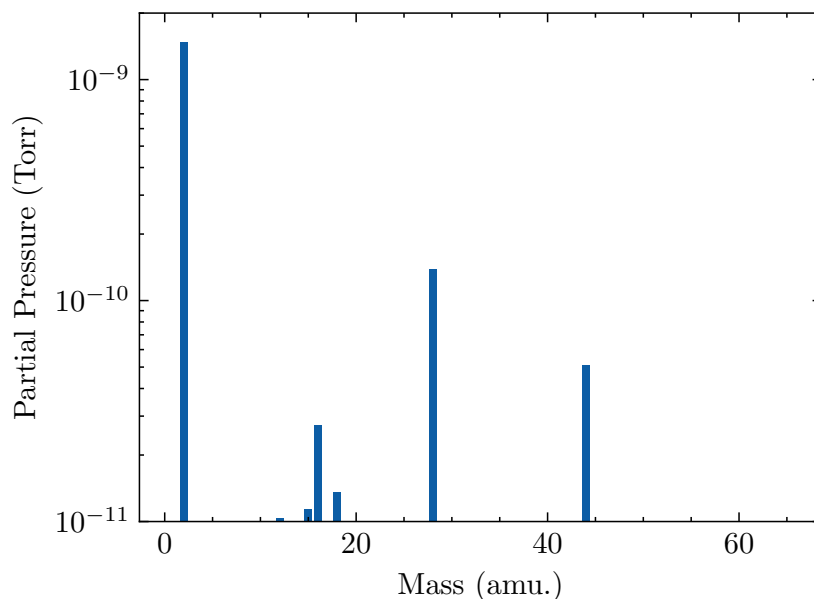


图 2.14 残余气体分析仪测量结果。残余气体分析仪在工作时会发热导致真空度变差，我们观察到残余气体分析仪在工作时真空规示数增加到 $5\text{E-}10$ Torr。图中的主要的几个峰为氢气 (2)，氧 (16)，水 (18)，氮气 (28)，二氧化碳 (44)。

得 1 MHz 以上的径向声子频率，这个射频信号经过射频功率放大器放大到 1 W 以上。之后经由螺旋谐振腔将电压信号提高到几百伏，通过真空中的导线传输到 RF 电极上。螺旋谐振腔是 RF 电压产生的关键器件，螺旋谐振腔不仅能实现阱电极与前级射频电路的阻抗匹配，通过谐振提供所需的射频电压，也是一个窄带的滤波器，能够降低信号源和功放等带来的噪声^[139]。下面对螺旋谐振腔的作用做进一步介绍。

首先要介绍一下阻抗匹配的概念。在低频的交流信号中，通常不考虑阻抗匹配的概念，因为信号的波长远大于传输线距离，不用考虑反射信号影响，但当信号的频率在 10^7 Hz 量级以上，传输线又比较长，就需要考虑阻抗匹配。与光学中光在经过不同折射率的介质时会发生反射类似，在射频电路中，如果前后级电路的阻抗不匹配，则会产生反射，产生能量损耗，在大功率的射频功率放大器后，如果阻抗不匹配则反射的功率会返回功放，导致功放损坏，所以大功率功放一般严禁在短路、开路 and 驻波比较差的条件下工作，或者需要在功放后接隔离器或环形器使用。为了得到电压的无失真传输，要求前级电路和负载的阻抗的模和辐角一致；而为了得到最大能量传输效率，则要求负载的复阻抗与前级电路复共轭。实验室常见的射频电路的阻抗为 $50\ \Omega$ ，而阱电容通常只有皮法量级，寄生电感也很小，在几十兆的频率下，是一个电阻很小的电容性负载，因此需要进行阻抗匹配。

螺旋谐振腔的结构如图2.15所示，接出真空馈通的导线与一个大的金属线圈相连，由于电路中电阻很小，阱电容和金属线圈形成了一个 LCR 谐振电路，通

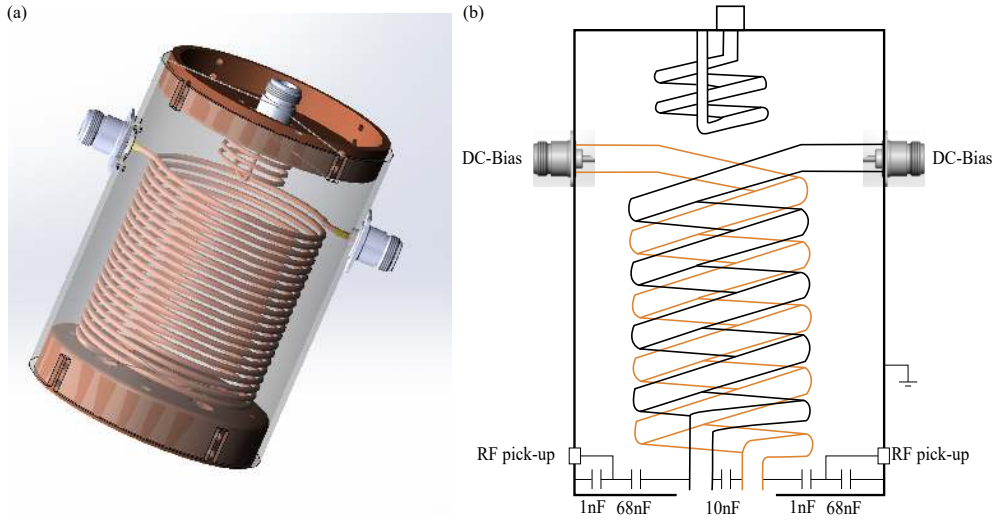


图 2.15 螺旋谐振腔模型图 (a) 和示意图 (b)。

过一个小天线线圈，将来自射频功放的能量通过电感耦合进谐振电路，两个线圈形成一个变压器，使得功放输出端“看到”的阻抗匹配。螺旋谐振腔最外面由金属外壳进行屏蔽。螺旋谐振腔匹配的电路模型在参考文献中有更详细的介绍，在此我们不做过多叙述^[140]。在系统中，为了在 RF 电极上加不同的偏置电压，所以采用了两个大金属线圈分别连接两个电极，在螺旋谐振腔输出端通过一个 10 nF 电容保证两线圈的电压相位同步。在线圈和金属外壳间射频信号通过电容耦合，偏置电压通过直流偏置器（Bias-Tee）施加到 RF 电极。

螺旋谐振腔的一个重要参数是其品质因子（Q 值），相比于其空载 Q 值，与阱连接后的带载 Q 值更具意义，对其等效成的 LCR 串联谐振电路，谐振频率为 $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ ，品质因子 $Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}$ ，RF 电极上加载的电压 $V_{\text{peak}} \approx \kappa \sqrt{2PQ}$ ，其中 P 是螺旋谐振腔的输入功率， $\kappa = \left(\frac{L}{C}\right)^{\frac{1}{4}}$ 。

Q 值的另一种定义是通过带宽定义，利用公式 $Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega}$ ，测量 -3dB 带宽 $\Delta\omega$ 和谐振频率 ω_0 可以计算得到 Q 值。在实验上通常不能直接利用矢量网络分析仪测量螺旋谐振腔后的电压，因为仪器的 50 欧阻抗会严重影响系统 Q 值，常用的办法是测量回波损耗（S11），在匹配效果良好的情况下，也可以通过 S11 的 -3dB 处得到带宽进而计算出 Q 值。如果匹配效果不好，谐振点处 $S11 > -20\text{dB}$ ，则需要利用无损电路中 $S11^2 + S21^2 = 1$ 进行计算出 S21 中 -3dB 对应的 S11 值，然后进行测量。利用 S11 测量得到的结果如图 2.16，螺旋谐振腔的 Q 值能够达到 220 以上，谐振频率约为 24.39 MHz，带宽约 0.11 MHz，能够满足要求。

2.2.4 DC 电压和滤波

在装置中有两个 RF 刀片和两个五段式的 DC 刀片，这 12 个电极均需要加载适当的电压或偏置电压来为离子提供轴向束缚和微运动补偿。本系统中通过

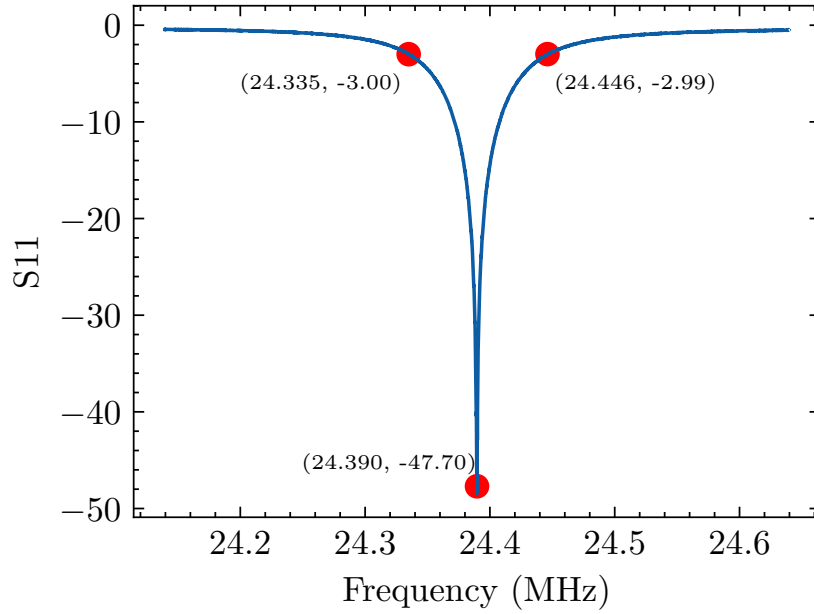


图 2.16 螺旋谐振腔的 S_{11} 曲线。此数据为谐振腔和阱连接后的带载数据，谐振频率约为 24.39 MHz，带宽约为 0.11 MHz，故 Q 值约 220。

一台 16 通道的 DC 电压源（Stahl-Electronics BS-1-16 +/-14V）为刀片阱中有 10 个 DC 电极和两个 RF 电极的偏置电压，具有 16 bit 的分辨率和极低的温漂。尽管该电源有着良好的噪声控制，但仍然需要进一步的滤波来满足实验的要求。考虑到阱电极本身存在体电阻，其产生的热电子噪声即是能达到的最低下限，因此需要设计一个合适的滤波器将 DC 源的噪声抑制到小于阱电极产生的热电子噪声水平的滤波器^[134]。考虑到 LC 电路中电感如果在不能良好屏蔽的情况下可能耦合到空间中的电磁噪声，从而带来额外的噪声，因此我们设计了一个四阶 RC 低通滤波电路^[141]，如图 2.17 所示。

我们制作了一个单通道的版本和一个十通道的版本，单通道的版本方便进行电路的实际性能测试，并且可以用于 RF 偏置电压的滤波，十通道版本能够通过其铝制外壳固定在真空法兰上，尽量减少滤波器与阱的距离，防止电场噪声通过空间耦合。

可以通过频率响应分析仪（Moku:lab）来测试滤波器的性能，因为 DC 电极是开路，所以选择高阻模式。图 2.18 (a) 是单通道版本的测试曲线，从图中可以看出最终得到单通道版本的 -3 dB 截止频率为 20 Hz，因为在本工作中对快速的改变 DC 电压暂时没有需求，这样也可以降低潜在的 50 Hz 工频噪声的影响。我们最关注的是频率在 100 kHz 到 3 MHz 即声子频率范围的效果，从图中可以看到，在这个范围内该滤波器有着 120 dB 左右的滤波效果。同时我们也对多通道的性能进行了简单的测试，目的是测试多通道滤波板各个通道的一致性，但是因为测试过程中因为未使用屏蔽线，导致整个测试电路中的寄生电感等比较大，同时也未安装铝壳做屏蔽，所以相对于单通道和正式使用的情况下测量结果较差，

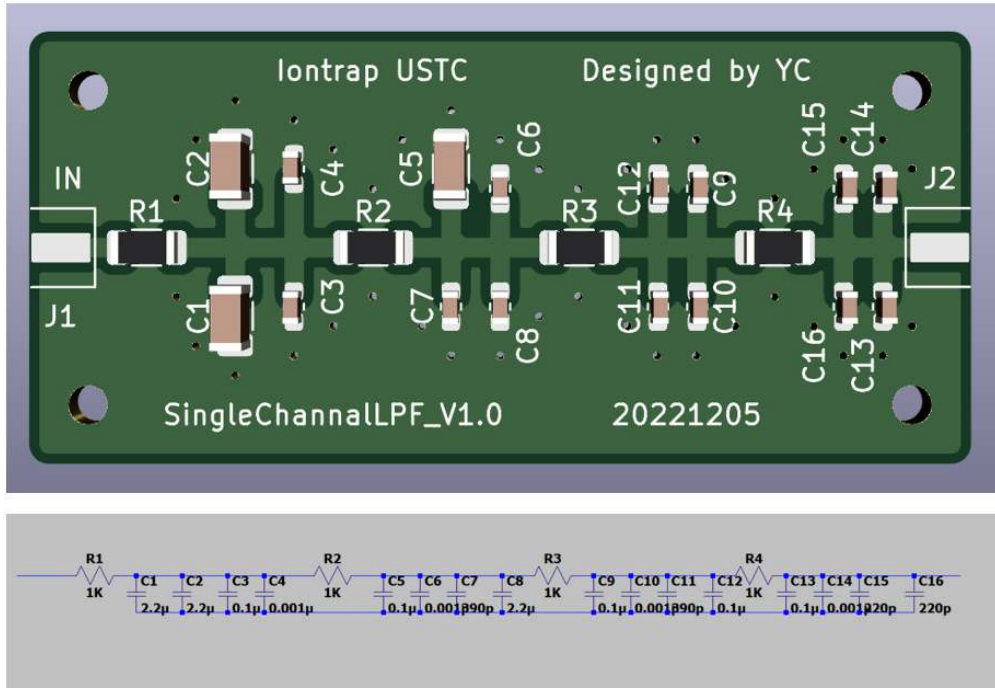


图 2.17 单通道 DC 低通滤波器 PCB 设计图。

但在声子频率附近仍然有 80 dB 的滤波效果。

除此之外，上文提到在阱内部 FPC 上需要将 DC 电极通过电容与地相连，因此在 FPC 上添加了一组 $25\text{ K}\Omega$ 的电阻，这样与电容可以一起形成了阱内部的最后一级 RC 滤波，如图 2.19 (a)。对两侧的四组电极使用 1 nF 电容接地，对于中间电极使用了 1 nF 和 10 nF 并联接地。我们对 FPC 上的滤波电路进行测试，结果如图 2.19 (b-c)。总之，通过一系列的滤波设计，我们能够保证系统的技术噪声被充分衰减，满足实验要求。

2.3 离子阱装置测试

在完成离子阱搭建后，我们搭建光路对离子阱囚禁离子的能力进行测试，下面对其进行进一步说明。

2.3.1 离子的捕获

离子阱装置搭建好后，我们搭建了一系列光路进行囚禁离子的测试，离子的加载和囚禁的原理和光路配置将在下一章进行介绍，在这里不多做介绍，在本节中，展示了利用该装置囚禁的 $^{171}\text{Yb}^+$ 一维离子链和三维离子晶体的照片，见图 2.20，表示该装置能够实现离子晶体的稳定囚禁，为进一步的研究工作提供了良好的实验平台。

同时，可以通过升高和降低阱的射频功率来进行初步的优化离子位置^[142]，在射频功率大的情况下，射频场产生的束缚势更强，离子越靠近势阱中心，反之

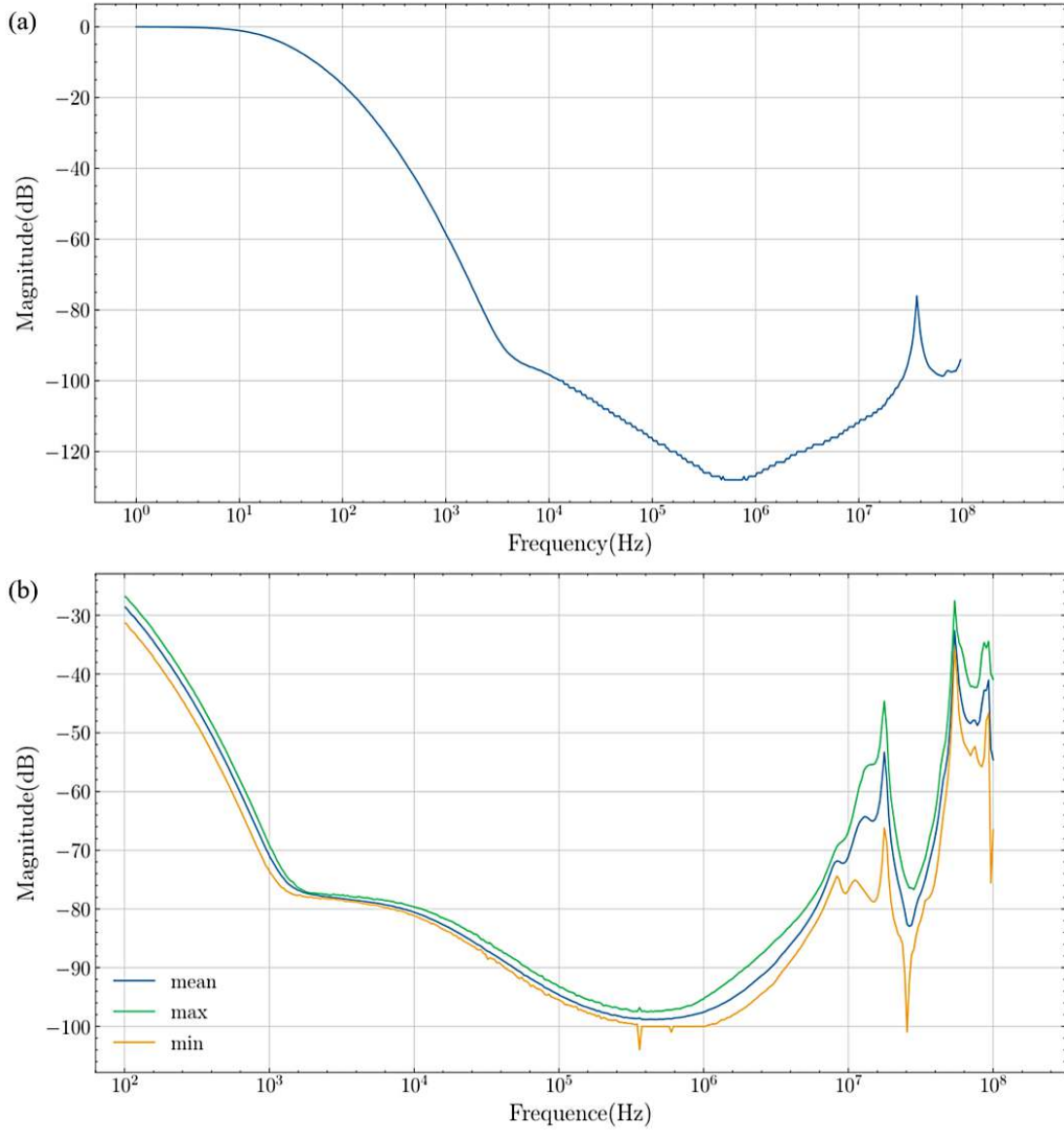


图 2.18 DC 低通滤波器频响曲线。(a) 单通道版本；(b) 十通道版本。

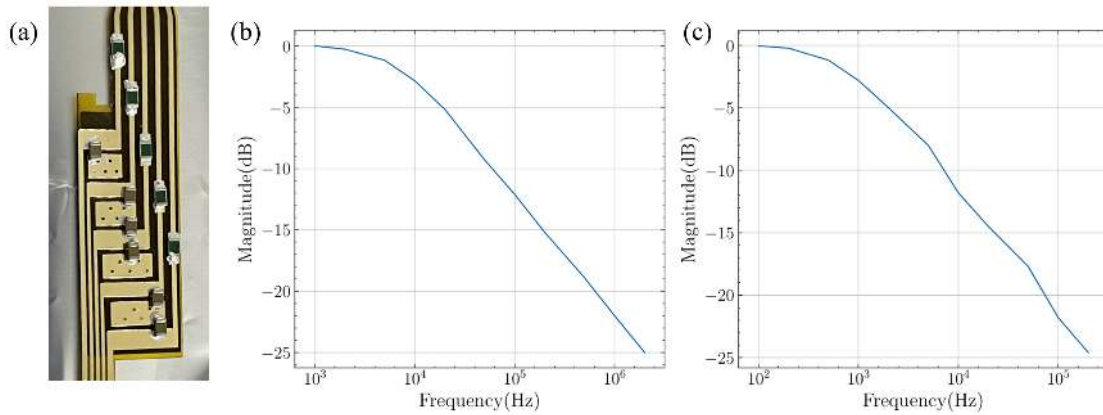


图 2.19 真空内 FPC 上的低通滤波电路及频响曲线。(a) FPC 滤波电路照片，除中间电极外电容均为 1 nF，中间电极滤波电路电容为 1 nF 和 10 nF 并联；(b) 电容为 1 nF 时 FPC 滤波电路的频响曲线；(c) 电路为 1 nF 和 10 nF 并联时 FPC 滤波电路的频响曲线。

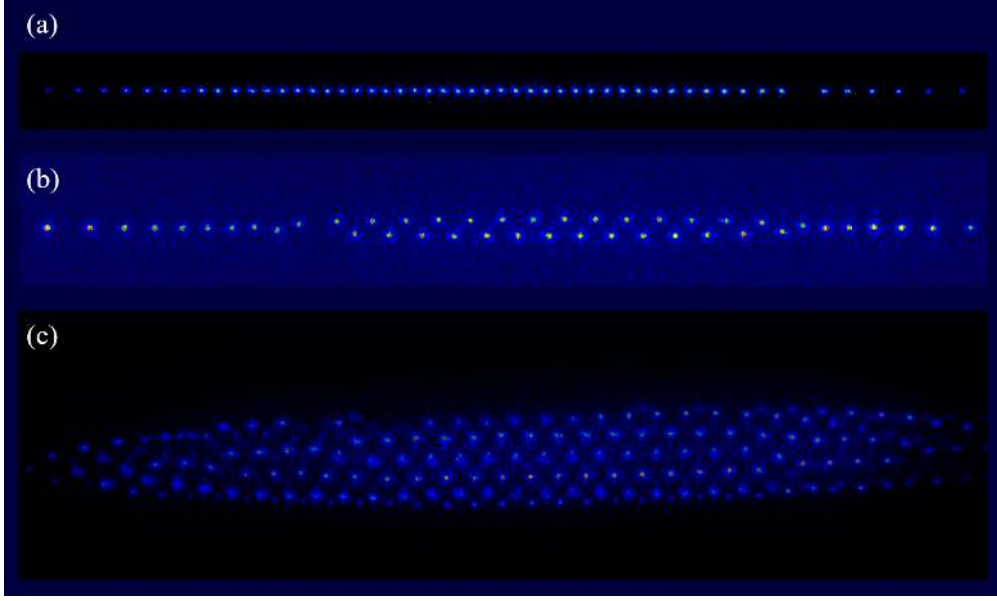


图 2.20 离子照片。(a) 53 个离子的一维离子链；(b) 增加轴向束缚形成 Zigzag 排列；(c) 上百离子的三维离子晶体。

则容易被外界电场干扰偏离射频势场中心，微运动增大。在初步优化后，得到以下电压配置，如图 2.21 所示，射频功率从 1 W 降低到 100 uW 在 CCD 上径向变化小于 1 个像素，对应离子位置变化小于 400 nm。

2.3.2 声子频率测量

为了测量离子的声子频率，常见的方法是在一个 DC 电极或 RF 电极上施加一个驱动信号扫描频率，当驱动信号的频率与声子频率共振时就会导致强烈的共振，在 CCD 上也可以看到离子的振动方向。但是装置上对 DC 电压进行了充分滤波，导致无法使用这种办法对 1 MHz 以上的径向声子进行激发。在微运动补偿的章节提到参量振荡法^[129]用来补偿径向微运动，这种方法也可以用来寻找声子频率。其具体做法是将 RF 电压进行一个小的幅度调制，扫描调制频率，在没有仔细补偿微运动的情况下，也能看到离子产生共振，下面我们对其原理进行简单介绍。

让我们回到式 2.10 赝势的表达式中，为了简单起见，仅考虑 x 方向的情况，当射频场存在一个小的幅度调制时，将射频电势 V_0 替换成 $V_0(1+h\cos(\omega_m t))$ ， ω_m 为调制信号频率， h 为调制信号幅度，赝势变成

$$\phi_{pseudo}(x) = \frac{eV_0^2(1+h\cos(\omega_m t))^2}{4M\Omega^2 R^4} x^2, \quad (2.27)$$

考虑小幅度调制的情况 $h \ll 1$ ，离子运动方程可以表示为

$$M\ddot{x} + \frac{e^2 V_0^2}{2M\Omega^2 R^4} (1 + 2h\cos(\omega_m t)) x = 0, \quad (2.28)$$

$$\ddot{x} + \omega_x^2 (1 + 2h\cos(\omega_m t)) x = 0, \quad (2.29)$$



图 2.21 DC 电压控制界面和常用 DC 电压配置。

当初始状态 $x = 0, \dot{x} = 0$ 的情况下, 不存在共振, 但只要偏离零点, 在 $\omega_m = 2\omega_x/n$ 附近, 其中 n 为自然数, 就会引起共振, 因此被叫做参量振荡。在这种情况下, 离子运动模式被激发, 在 CCD 上可以看到离子振动, PMT 计数也受到影响。当 $n = 1$ 时, 即 $\omega_m = 2\omega_x$, 效果最强。实际上囚禁离子有多普勒冷却充当阻尼项, 情况会变得更加复杂, 比如 h 需要达到一定阈值才能引起共振, 在此不过多叙述。

利用这种办法对声子频率进行扫描, 扫描结果如下, 在 1W 的射频功率下对径向声子, 能够扫描到四个频率, 分别在 1.1 MHz 和 2.2 MHz 附近, 也可以看出 2.2 M 附近的频率下离子共振激发的效果最强, 并且可以与 1.1 MHz 的两个频率相对应, 因此在 1 MHz 附近进一步扫描, 得到两个径向频率, 1.12 MHz 和 1.15 MHz, 从 CCD 上能看到振动的方向, 如图2.23。

2.4 本章小结

在本章中介绍了离子阱的基本原理, 详细的介绍了离子的声子模式、额外微运动并介绍了离子微运动的补偿方法。对于离子阱装置, 在本章中, 介绍了对之

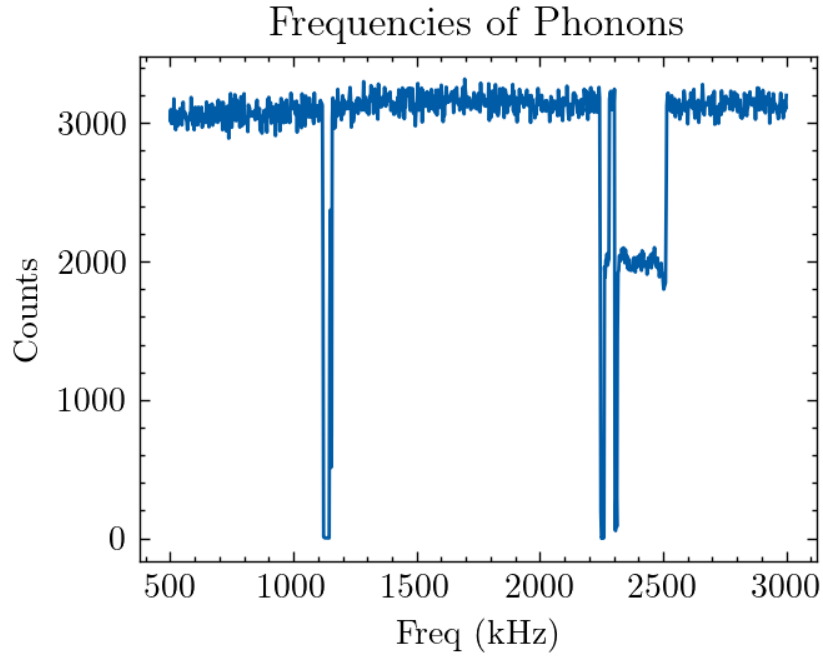


图 2.22 参量振荡法声子频率扫描。使用射频源自带的幅度调制功能，扫描幅度调制的调制频率，测量离子多普勒冷却过程中的荧光计数。参量振荡法扫描过程中二倍声子频率的驱动激发效果最强，需要大失谐的冷却光对离子冷却才能稳定囚禁，存在大失谐冷却光下离子计数下降为 2000 左右。

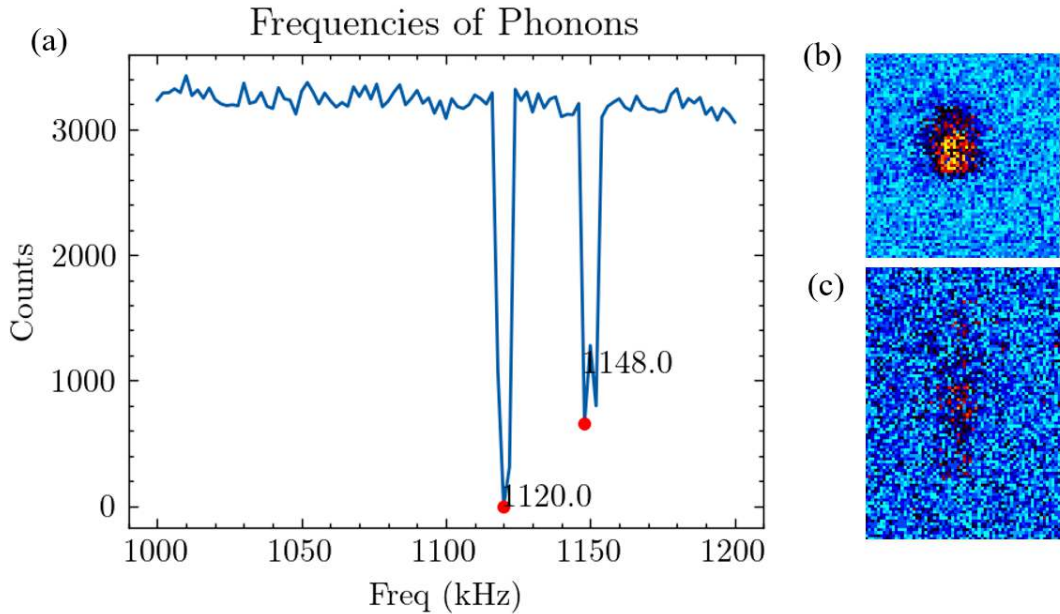


图 2.23 两个声子频率和参量振荡激发。(a) 声子频率谱；(b) x 方向声子被激发；(c) y 方向声子被激发。

前的高通光离子阱设计的进一步升级，金属刀片电极的使用和更高的螺旋谐振腔的 Q 值能够允许产生更大的电压，可以进一步提升被囚禁离子的径向声子频率，真空内部 FPC 电路板上集成的低通滤波器能够更好的抑制来自 DC 电压源和传输过程中通过空间耦合到导线中的电噪声，新的玻璃腔的设计提供了更好的导气性能，也更加方便装置的搭建。最后，在本章展示了这套高通光离子阱对离子的囚禁能力，演示了利用参量振荡法测量声子频率的方法，后续可以利用这种方法进行微运动的补偿。

本工作中所搭建的装置是在本组贺冉博士和李睿睿博士工作的基础上的升级迭代，在此处对当前装置的技术升级和性能提高进行总结，并对下一版的装置设计进行展望。首先，本装置采用了铍铜镀金刀片作为离子阱电极，允许施加大于 4 W 的射频功率，从而可以产生更高的声子频率，有助于提高纠缠门操作保真度。在工作 [10] 中，使用石英玻璃作为基底，其表面镀金作为电极，在使用中观察到当射频功率超过 1.5 W 后，电极表面金层轻微脱附，本装置更换金属刀片后对这种情况做出了改善。其次，本装置定位校准版更换为蓝宝石材料，改善了硅片校准版导致的射频电路 Q 值降低的问题，装置的 Q 值由 30 提升到 220。第三，升级真空玻璃腔体结构，新版玻璃腔在玻璃腔体和真空法兰过渡的部分内径更大，提供了更大的流通截面，所以新版玻璃腔体能够提供更好的真空环境，在装置搭建时也更方便组装。第四，本装置在真空腔体内的 FPC 上集成了 RC 滤波电路，能够有效抑制 DC 电极耦合的空间噪声，有助于降低系统热率。总之，本装置在先前工作的基础上进行了升级，解决了先前装置 Q 值过低和射频功率受限的关键问题，并试验了导电银胶和紫外固化胶的真空兼容性，为后续系统的迭代更新提供了良好的参考，后续装置升级的关键是解决玻璃腔体充电和提高组装精度。

第3章 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子操作和光路

线性 Paul 阱通过射频电场和静电场囚禁带电粒子，不仅可以囚禁带单个电荷的原子离子（如 Ca^+ ），离子分子（如 CaH^+ ）^[143]，还包括高电荷态离子（如 Ar^{13+} ）^[144]，甚至带电纳米颗粒^[145]，各自有不同的特点。在量子计算领域的研究中，要求离子具有一个相对简单的能级结构，能够方便的实现多普勒冷却，容易实现量子态的高保真度操作和探测。因此，最外侧具有两个电子的元素是量子计算研究中的主流选择，不同离子各有优势，常见的有钙（Ca），钡（Ba），镱（Yb）等。在本工作中我们选择 $^{171}\text{Yb}^+$ 作为量子比特，下面对离子的操作原理和实验装置进行详细介绍。

3.1 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子和基本操作

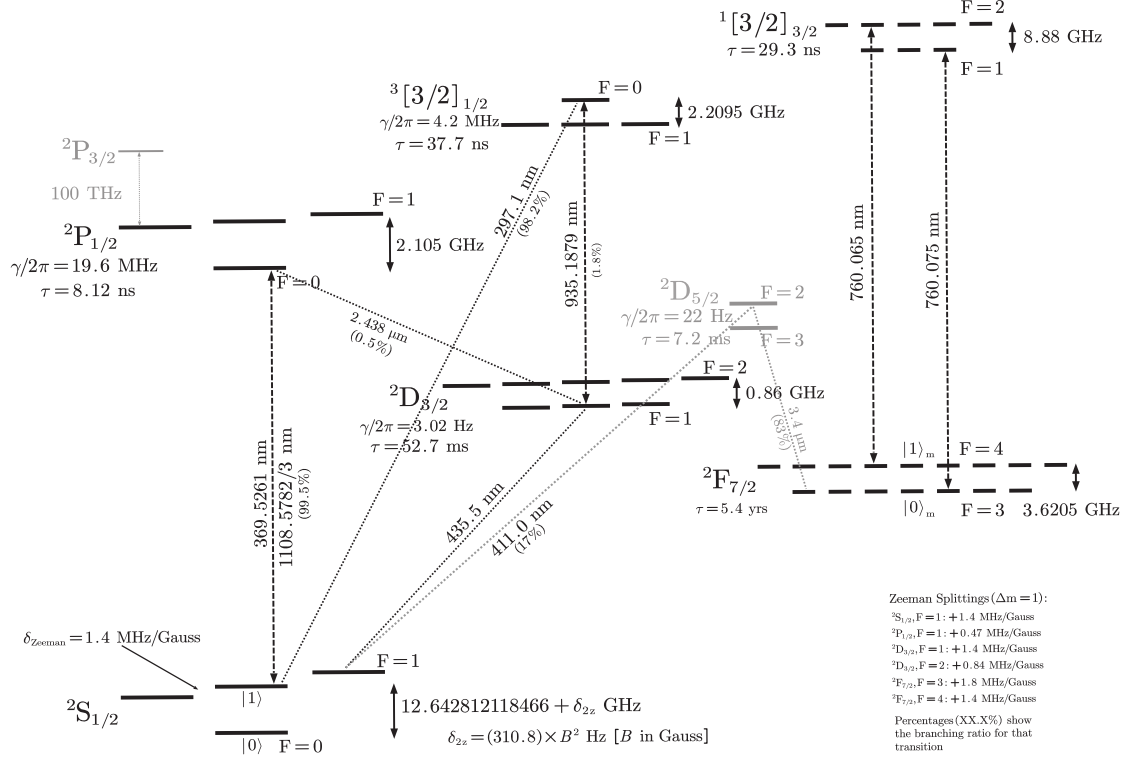
镱元素位于元素周期表中第 70 位，是稀土元素的一种，有多种同位素，其中最多的是 ^{174}Yb ，其核自旋 $I=0$ ，与 $^{171}\text{Yb}^+$ 相比， $^{174}\text{Yb}^+$ 更容易被捕获囚禁，在实验上测试离子阱装置时会选择先囚禁 $^{174}\text{Yb}^+$ ，进一步进行光束对准等优化。而 $^{171}\text{Yb}^+$ 的核自旋 $I=1/2$ ，具有超精细能级劈裂，如图3.1所示。当存在外加磁场时，基态能级中的 $|F=0, m_F=0\rangle$ 和 $|F=1, m_F=0\rangle$ 这一对能级对外界磁场噪声的响应不敏感，具有很长的相干时间 T_2 ，同时也具有几乎无限长的寿命 T_1 ，是 $^{171}\text{Yb}^+$ 中量子比特最常见的能级选择。

在本文中，记 $^2\text{S}_{1/2}$ 的四个能级分别为

$$\begin{aligned} |F=0, m_F=0\rangle &\rightarrow |0\rangle, \\ |F=1, m_F=0\rangle &\rightarrow |0\rangle, \\ |F=1, m_F=+1\rangle &\rightarrow |+1\rangle, \\ |F=1, m_F=-1\rangle &\rightarrow |-1\rangle. \end{aligned} \tag{3.1}$$

3.1.1 离子装载和冷却

可以利用对 Yb 原子蒸气光电离来获得单离子，常见的是两步电离的方案^[146]。在实验中，使用一束脉冲 532 nm 激光照射 Yb 金属靶材，靶材烧熔后会蒸发出 Yb 原子蒸气。Yb 原子的基态和第一激发态波长为 398.91 nm，利用共振激发将 Yb 原子先激发到第一激发态，不同同位素的共振波长有区别，可以实现同位素选择，减少装载其他同位素的几率。第二步只需要一个波长小于 394 nm 的激光就能够实现光电离，产生 Yb 离子，其中速度较低的能够被电场捕获并被进一步多普勒冷却。此时的 Yb 离子运动速度较高，近失谐的多普勒冷却


 图 3.1 $^{171}\text{Yb}^+$ 能级图。

光效果较差，因此需要一束更强的大失谐光初步冷却，用一束红失谐约 200 MHz 的 369 nm 激光充当大失谐冷却光，同时这束光也是第二步光电离的激光。当离子被捕获后，关掉大失谐光，利用红失谐约 10 MHz 的 369 nm 激光进行多普勒冷却，离子能够被稳定囚禁在势阱中。

在这个过程中，有几点需要进一步解释。首先是多普勒冷却的原理。当原子在光场中运动时，其感受到的光频率会发生偏移，迎着光传播运动时，其感受到的光频率会增加，这种现象叫做多普勒效应。那么离子在一束红失谐的激光中，当其迎着激光传播运动时，感受到的光频率与离子能级近共振，离子被共振激发，然后自发辐射出一个光子后回到基态，而当离子沿着光传播方向运动时，则因为失谐的原因难以激发。在这个过程中，在激发的过程中，离子不仅吸收光子的能量，还吸收了与离子运动方向相反的光子的动量，离子被减速，而自发辐射的过程中，辐射的光子的方向是随机的，在多次循环后，自发辐射过程带来的平均动量几乎为零。与原子需要六束光进行冷却不同，离子阱系统中的离子本身被囚禁在电势阱中，离子在势阱中的运动被分解为沿着三个主轴方向的久期运动，只要激光的波矢在三个主轴方向上都有足够的投影分量，就能够实现冷却，因此在离子阱系统中一般只需要一束多普勒冷却光。多普勒冷却过程中的离子的受力可以表示为

$$F = \hbar k R_{\text{scatt}}, \quad (3.2)$$

R_{scatt} 为光子散射率,

$$R_{\text{scatt}} = \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{\text{sat}}}{1 + I/I_{\text{sat}} + 4(\omega - \omega_0 - kv)^2/\Gamma^2}, \quad (3.3)$$

Γ 为自发辐射速率, ω 和 ω_0 分别为激光频率和能级共振频率, $\hbar k$ 是光子的动量, I_{sat} 为饱和光强, 与能级共振的波长 λ 有关, 其定义为

$$I_{\text{sat}} = \frac{\pi \hbar c \Gamma}{3 \lambda^3}, \quad (3.4)$$

多普勒光所产生的力可以被展开分解为与速度有关的阻尼力和一个与速度无关的恒力

$$F_{\text{Doppler}} \simeq F_{\text{scatt}}(\omega - \omega_0) - kv \frac{\partial F}{\partial \omega}, \quad (3.5)$$

其中恒力 F_{scatt} 会引起一个微小的位移, 通常离子阱系统中电势场束缚效果更强, 所以可以忽略, 而后面一项为阻尼力 $F_{\text{damp}} = -\beta_{\text{damp}}v$, 其中 β_{damp} 为阻尼系数, 定义为

$$\beta_{\text{damp}} = 2\hbar k^2 \frac{I}{I_{\text{sat}}} \frac{-2(\delta - kv)/\Gamma}{[1 + I/I_{\text{sat}} + (2(\delta - kv)/\Gamma)^2]^2}. \quad (3.6)$$

对于被囚禁的离子, 当 $\delta = -\Gamma/2$, $I = 2I_{\text{sat}}$ 时, 阻尼系数最大, 这时光子散射率也是最大时的一半, 说明为了得到最优的冷却效果, 多普勒冷却光红失谐应该为自然线宽的一半, 调节多普勒光光强的过程中, 也应该将光子计数调至最大计数的一半。此外, 也可以看出, 当离子的运动速度比较高时, 需要大失谐进行辅助冷却, 这在离子捕获的过程中和将离子雾团结晶成离子晶体时是非常重要的。

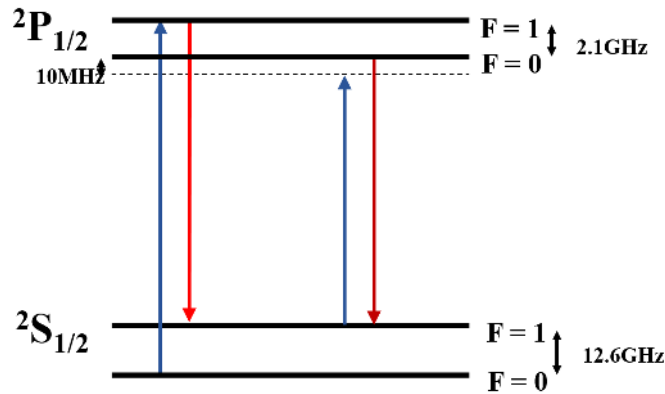


图 3.2 $^{171}\text{Yb}^+$ 多普勒冷却循环示意图。

其次, 在 $^{171}\text{Yb}^+$ 中, 多普勒冷却的能级是 $^2\text{S}_{1/2}|F=1\rangle$ 和 $^2\text{P}_{1/2}|F=0\rangle$, 在多普勒冷却的过程中离子有小概率会脱离这个冷却循环, 因此需要其他的激光将离子重新泵浦回冷却循环中。第一个机制是失谐激发, $^2\text{P}_{1/2}$ 的超精细能级劈裂是 2.1 GHz, 由一定概率失谐激发, 当离子被失谐激发到 $^2\text{P}_{1/2}|F=1\rangle$ 态上后, 可能会自发辐射调到 $^2\text{S}_{1/2}|F=0\rangle$ 态, 脱离冷却循环, 常见的办法是通过电光调制器 (EOM) 加一个 14.7 GHz 的边带, 将处于 $^2\text{S}_{1/2}|F=0\rangle$ 态的离子

激发到 $^2\text{P}_{1/2}|F=1\rangle$ 态，再自发辐射回到冷却循环中，如图3.2。第二个机制是 $^2\text{P}_{1/2}|F=0\rangle$ 态在自发辐射时有 0.5% 的几率落到 $^2\text{D}_{3/2}$ 态，而 $^2\text{D}_{3/2}$ 态是亚稳态，寿命约 53 ms，为了将处于 $^2\text{D}_{3/2}$ 态的离子重新泵浦回基态，需要一束 935nm 的激光，同时因为超精细劈裂的存在，需要对 935 通过 EOM 外加 3.07 GHz 边带。第三个机制是真空背景气体碰撞使离子落到 $^2\text{F}_{7/2}$ 态， $^2\text{F}_{7/2}$ 态是一个超长寿命的亚稳态，其寿命约为 5 年。这种现象在真空良好的情况下并不经常发生。常见的泵浦激光为 638 nm 和 760 nm，本系统中选择使用 760 nm 激光将 $^2\text{F}_{7/2}$ 态驱动到 $^1[3/2]_{3/2}$ ，经过自发辐射泵浦回 S 态。与 638 nm 激光相比，使用 760 nm 激光作为 F 态回泵光的优点是由 $^1[3/2]_{3/2}$ 态自发辐射寿命更短 (29.3 ns)，落到基态的分支比为 0.975，其泵浦的效率更高^[147]，但是需要更强的光强。因为超精细劈裂的存在，760 nm 激光器也需要 5.08 GHz 的边带，但因为落到 $^2\text{F}_{7/2}$ 态的几率极小，因此我们选择扫描 760 nm 激光频率来简化光路配置。此外，还可能与真空中的氢气分子碰撞结合形成 YbH^+ 分子，可以通过强的 405 nm 激光诱导解离^[148]，在本系统中，这种现象并不常见，因此没有在系统中加入 405 nm 激光。

最后一个需要说明的是外加磁场的作用。为了囚禁 $^{171}\text{Yb}^+$ ，需要提供一个外加的静磁场，这个静磁场不仅提供了稳定的量子化轴，还消除了下能级的简并。如果不存在这个外加磁场，当多普勒冷却中上能级的数目小于下能级的数目时会发生相干布局囚禁^[149]，产生稳定的暗态，当离子落入暗态后，无法被激发，无法进行多普勒冷却。在本系统中，这个磁场大约为 8 Gauss。

3.1.2 态初始化和探测

在进行实验时，需要先将离子统一制备到 $|0\rangle$ 态，这一过程通过光泵浦的方法实现。通过给近共振的 369.5 nm 激光加一个 2.1 GHz 的边带，这个边带成分能够将离子共振激发到 $^2\text{P}_{1/2}|F=1\rangle$ ，离子通过自发辐射被泵浦到 $|0\rangle$ 态，如图3.3所示，离子在几十个微秒内完成初始化。

量子态的读取是通过态依赖荧光来实现的，如图3.4所示，当离子处于 $^2\text{S}_{1/2}|F=1\rangle$ 的态时，一束近共振的 369.5 nm 激光可以将离子态激发到 $^2\text{P}_{1/2}|F=0\rangle$ 态，然后自发辐射出光子。根据跃迁选择定则，被激发到 $^2\text{P}_{1/2}|F=0\rangle$ 的态不会自发辐射到 $^2\text{S}_{1/2}|F=0\rangle$ 态，所以这个过程可以循环许多次，不断发出光子，直到掉到暗态。而如果处于 $^2\text{S}_{1/2}|F=0\rangle$ 态时则因为存在大失谐不会有自发辐射出的光子。自发辐射出的通过物镜收集后，利用单光子计数器进行探测，可以实现 $|F=0\rangle$ 和 $|F=1\rangle$ 态的区分，因此这种方法被称为态依赖荧光探测法。

态探测时量子态会坍缩到 $|0\rangle$ 或 $|1\rangle$ 其中之一，对于叠加态，需要重复实验，得到坍缩 $|0\rangle$ 态和 $|1\rangle$ 态的概率。当离子处于 $|F=1\rangle$ 的态时，单光子计数器探测到的光子计数符合泊松分布，在当前实验参数下平均光子数约为 16 个，而当

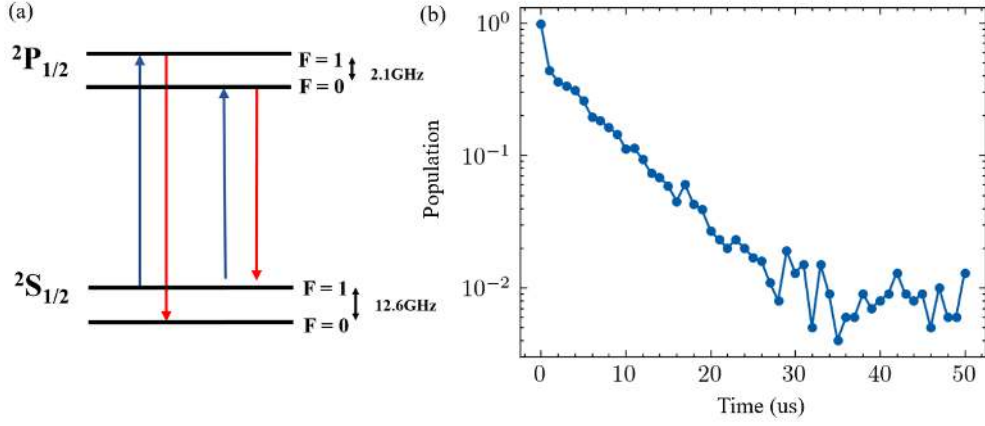


图 3.3 $^{171}\text{Yb}^+$ 态初始化循环示意图。(a) 态初始化的激光和能级示意图，369 nm 激光的 2.1 GHz 边带（蓝）将离子激发到 $^2\text{P}_{1/2}|F=1\rangle$ ，然后自发辐射（红）到 $|0\rangle$ 态；(b) 态初始化过程，离子在 30 μs 内被初始化到 $|0\rangle$ 态。

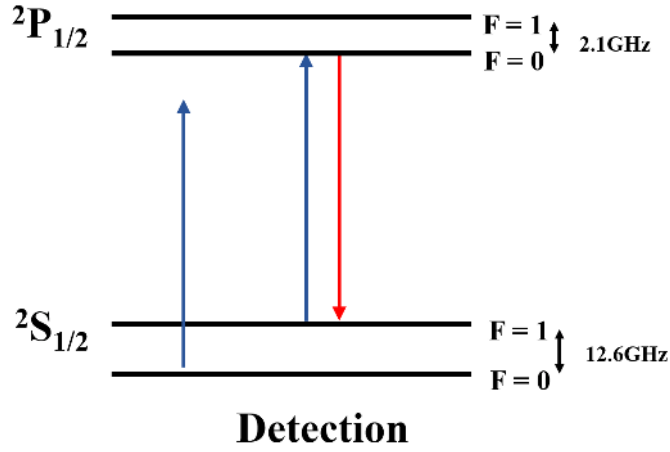


图 3.4 $^{171}\text{Yb}^+$ 态探测过程示意图。

离子处于 $|F=0\rangle$ 的态时，由于杂散光、暗计数等噪声存在，单光子计数器并非完全没有计数，但集中在 0 和 1 上。最简单的方法是阈值甄别法，比如光子计数超过 1 认为离子处于亮态；光子计数为 0 或 1 则认为离子处于暗态。

在实验上，可以通过测量光子计数直方图来测量态制备和探测（SPAM）保真度，如图 3.5 所示，当甄别阈值选择为 1 时， $|0\rangle$ 态的 SPAM 保真度为 99.51%， $|1\rangle$ 态的 SPAM 保真度为 98.94%。可以通过优化探测光光强和探测时间，降低环境光和杂散光影响，提高物镜收集效率和探测器量子效率等方法提高态探测保真度，也可以利用亚稳态实现电子搁置来提高探测保真度^[137,150]。

3.1.3 EIT 冷却

在多普勒冷却的过程中，离子会向各个方向随机自发辐射光子，自发辐射出光子时离子会受到光子的反冲作用，这时会被离子就会被加热，在不考虑其他加热的因素时，当多普勒冷却的效果和这个由于光子反冲导致的加热效果平衡时，

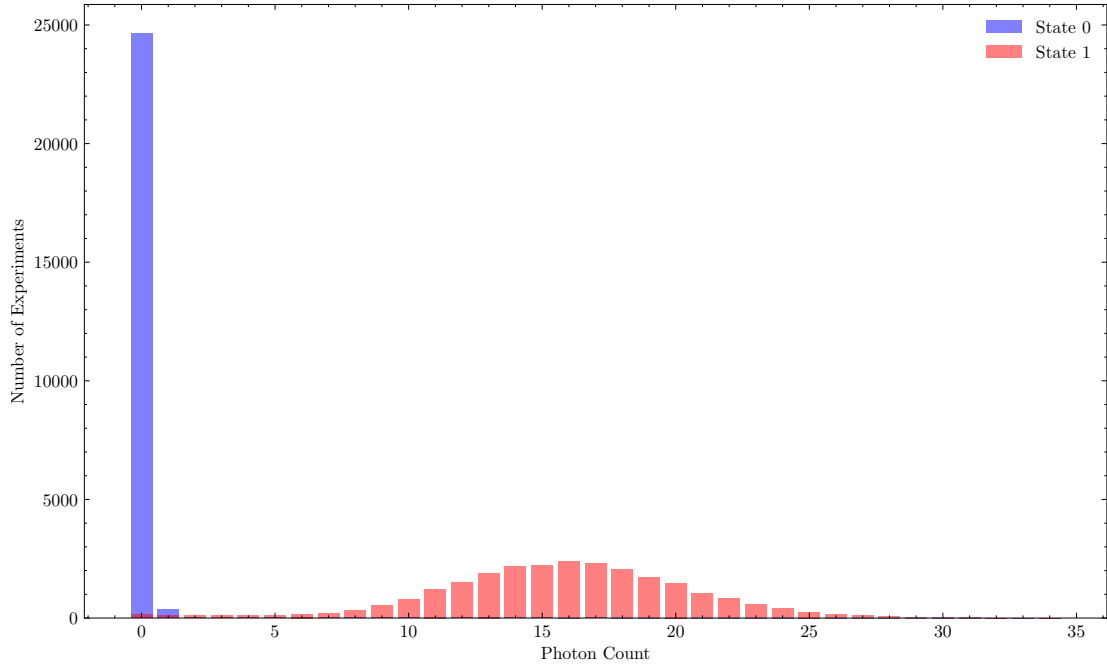


图 3.5 光子计数分布直方图。

就达到了多普勒冷却的极限，多普勒冷却的极限温度是

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}, \quad (3.7)$$

可以看出，冷却温度的极限与自发辐射的速率（或自发辐射的线宽）有关。想要获得更低的温度，达到运动基态，需要进行亚多普勒冷却，常见的方案有电磁诱导透明（EIT）冷却^[151-153]，偏振梯度冷却^[154]和边带冷却^[155]等。

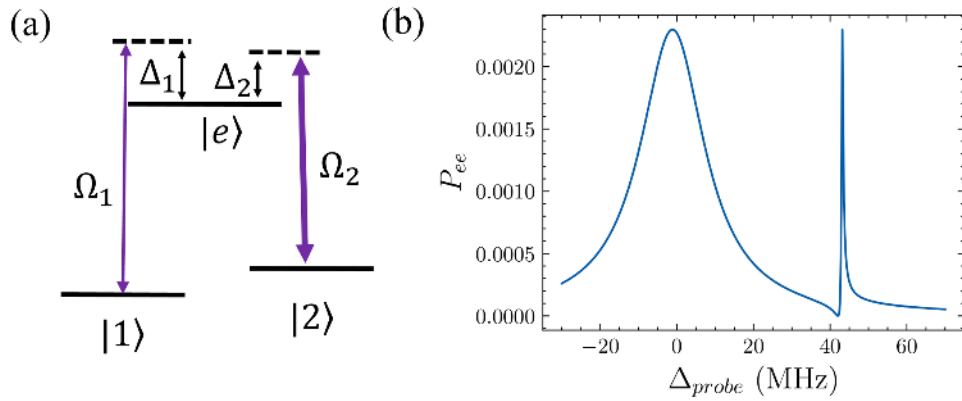


图 3.6 EIT 冷却能级图和上能级布局数变化示例图。

EIT 是一种简单的亚多普勒冷却方案，其基本原理如图3.6（a）所示，在一个 Λ 型的三能级系统中，两束强度分别 Ω_1 和 Ω_2 的激光将两个基态 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 和激发态 $|e\rangle$ 耦合， $\Omega_1 \ll \Omega_2$ ，在这里较弱的光称为 Probe 光，较强的称为 Pump 光，失谐分别为 Δ_1 、 Δ_2 ，扫描 Probe 光失谐，离子在 $|1\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ 之间跃迁的谱线如图3.6（b）所示，能够看到一个近共振激发的峰和另一个双光子共振的峰，而

在双光子共振之前由于相干布局囚禁，失谐激发被抑制。双光子共振的峰线宽 $\Gamma' \approx \frac{|\Omega_2|^2}{4\Delta^2} \Gamma_1$ 。这使得我们能够获得更窄线宽，所以能够达到更低的极限冷却温度^[152]。

也可以从缀饰态表象进一步理解 EIT 冷却，当离子处于相干布局囚禁的暗态时，载波跃迁不能被激发，蓝边带也被抑制，但其红边带恰好落在第二个散射峰内，红边带跃迁概率远大于载波和蓝边带，形成一个边带冷却的过程，离子的声子数不断降低，直到冷却速率和加热速率达到平衡。

3.2 离子态相干操作

在上一节中介绍了囚禁离子的捕获、冷却、态初始化和态探测的原理。除此之外，还需要能够对量子态进行相干操作，实现高保真度的量子门，对 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子的超精细能级，可以使用微波操作或者通过两束相干激光实现拉曼操作，下面对其原理进行介绍。

3.2.1 微波操作

$^{171}\text{Yb}^+$ 离子的超精细能级劈裂约为 12.6 GHz，对应的是波长约 23.8 mm 的微波，可以通过微波天线向离子发射微波驱动磁偶极跃迁。离子自身能级的哈密顿量可以表示为

$$H_0 = \frac{\hbar}{2} \omega_0 \sigma_z, \quad (3.8)$$

磁偶极跃迁的哈密顿量可以表示为

$$\begin{aligned} H_1 &= -\vec{\mu} \cdot \vec{B}_{\text{mw}} \\ &= -\mu_{01} \vec{B}_0 \cos(\omega t + \phi) |0\rangle\langle 1| + \text{H.c.}, \end{aligned} \quad (3.9)$$

其中 $\vec{B}_{\text{mw}} = \vec{B}_0 \cos(\omega t + \phi)$ 是微波场磁场分量， μ 为超精细能级的磁偶极矩，记 $\mu_{01} = \langle 0 | \vec{\mu} | 1 \rangle$ ，记 $\Omega_R = -\mu_{01} \vec{B}_0 / \hbar$ ， $\Delta = \omega - \omega_0$ 。总的哈密顿量

$$H = H_0 + H_1 = \frac{\hbar \omega_0}{2} \sigma_z + \hbar (\Omega_R^* \sigma^+ + \Omega_R \sigma^-) \cos(\omega t + \phi). \quad (3.10)$$

定义一个么正变换 $U_R = e^{-i\frac{\omega}{2}\sigma_z t}$ ，变换到旋转坐标系下后，

$$\begin{aligned} H_R &= U_R^\dagger H U_R - i\hbar U_R^\dagger \frac{\partial U_R}{\partial t} \\ &= -\frac{1}{2} \hbar \Delta \sigma_z + \frac{\hbar}{2} (\Omega_R^* \sigma^+ e^{i\omega t} + \Omega_R \sigma^- e^{-i\omega t}) (e^{i\omega t} e^{i\phi} + e^{-i\omega t} e^{-i\phi}). \end{aligned} \quad (3.11)$$

在旋转波近似（忽略高频项）下^[156]，

$$H_I = -\frac{1}{2} \hbar \Delta \sigma_z + \frac{1}{2} \hbar (\Omega_R^* \sigma^+ e^{-i\phi} + \text{H.c.}). \quad (3.12)$$

假设原子初始处于 $|0\rangle$ 态，通过求解薛定谔方程可以得到 $|1\rangle$ 的概率

$$P_1(t) = \frac{|\Omega_R|^2}{|\Omega|^2} \sin^2\left(\frac{\Omega}{2}t\right), \quad (3.13)$$

其中 $\Omega = \sqrt{\Delta^2 + |\Omega_R|^2}$ ，当微波频率与能级共振时，离子以 $|\Omega_R|$ 的频率在两能级间振荡，如图所示3.7，被称为拉比振荡（Rabi oscillation）。

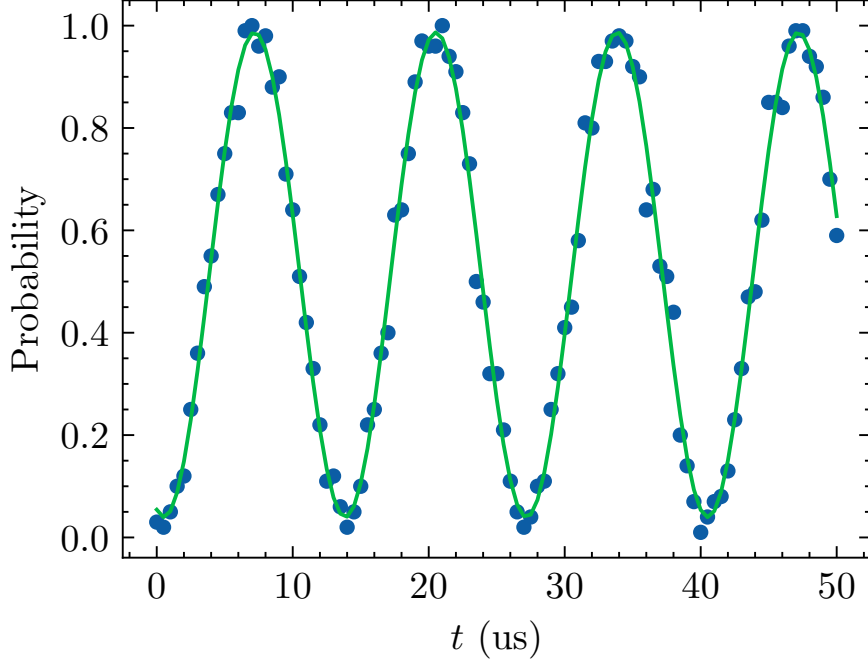


图 3.7 微波驱动拉比振荡实验数据（蓝）和拟合（绿）。

上面简单地介绍了最基础的量子态相干操作，然而如上一章所介绍的，在离子阱中离子可以近似地被考虑成三维谐振子，因此需要进一步地考虑离子运动的影响。这里考虑离子的轴向运动，频率 ω_z ，其基态波包大小 $z_0 = \sqrt{\hbar/(2m\omega_z)}$ ，简谐振子的哈密顿量表示为 $H_m = \hbar\omega_z(a^\dagger a + \frac{1}{2})$ ，这样总的哈密顿量由离子内部能级、离子运动和与外界电磁场相互作用三部分构成：

$$H = \frac{1}{2}\hbar\omega_0\sigma_z + \hbar\omega_z a^\dagger a + \frac{1}{2}\hbar\Omega_R(\sigma_+ + \sigma_-)(e^{i(k_z z - \omega t + \phi)} + e^{-i(k_z z - \omega t + \phi)}), \quad (3.14)$$

其中 k_z 是波矢沿着 z 轴的分量。下面直接给出相互作用表象下旋转波近似后的哈密顿量^[121]

$$H'_1 = \frac{1}{2}\hbar\Omega\sigma_+ \exp(i[\eta(ae^{-i\omega_z t} + a^\dagger e^{i\omega_z t}) - \Delta t + \phi]) + \text{H.c.}, \quad (3.15)$$

其中，Lamb-Dicke 系数定义为 $\eta = k_z z_0$ ，通常情况下满足 $\eta \ll 1$ ，在对哈密顿量展开后

$$H_{\text{LD}}(t) = \frac{1}{2}\hbar\Omega\sigma_+ \{1 + i\eta(\hat{a}e^{-i\omega_z t} + \hat{a}^\dagger e^{i\omega_z t})\} e^{i(\phi - \Delta t)} + \text{H.c.}, \quad (3.16)$$

可以看到，当 $\Delta = 0$ 时能够驱动载波跃迁 $|n\rangle|0\rangle \leftrightarrow |n\rangle|1\rangle$

$$H_{\text{car}} = \frac{1}{2}\hbar\Omega(\sigma_+e^{i\phi} + \sigma_-e^{-i\phi}). \quad (3.17)$$

当 $\Delta = -\omega_z$ 时，能够驱动红边带跃迁 $|n\rangle|0\rangle \leftrightarrow |n-1\rangle|1\rangle$ ，对应的拉比频率 $\Omega_{n,n-1} = \Omega\sqrt{n}\eta$ ，

$$H_{\text{rsb}} = \frac{1}{2}\hbar\Omega\eta(\hat{a}\sigma_+e^{i\phi} - \hat{a}^\dagger\sigma_-e^{-i\phi}). \quad (3.18)$$

当 $\Delta = +\omega_z$ 时，驱动蓝边带跃迁 $|n\rangle|0\rangle \leftrightarrow |n+1\rangle|1\rangle$ ，对应的拉比频率 $\Omega_{n,n+1} = \Omega\sqrt{n+1}\eta$ ，

$$H_{\text{bsb}} = \frac{1}{2}\hbar\Omega\eta(\hat{a}^\dagger\sigma_+e^{i\phi} - \hat{a}\sigma_-e^{-i\phi}). \quad (3.19)$$

通过选择合适的相位 ($\phi \rightarrow \phi - \pi/2$)，可以将红蓝边带哈密顿量转化为标准形式。

可以看到 Lamb-Dicke 系数的含义是离子波包尺寸与电磁场波长之比，Lamb-Dicke 系数越大，其驱动红蓝边带的能力越强，而对于微波操作，其 Lamb-Dicke 系数很小，因此不能只用微波场实现边带操作，在下一章将介绍如何实现微波的边带操作。

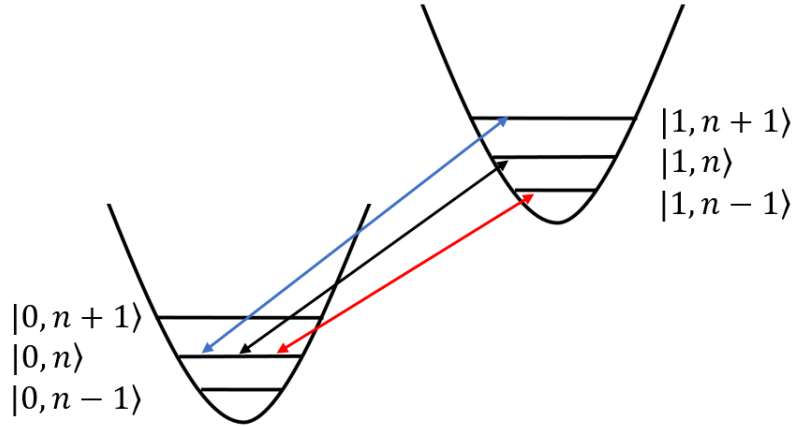


图 3.8 载波跃迁和红蓝边带跃迁。

3.2.2 受激拉曼跃迁

在离子阱系统中，需要通过将离子的自旋态和运动耦合进行声子态的操作，进而通过声子作为媒介实现两离子的纠缠操作。微波的波长远大于离子波包尺寸，在利用微波操作的过程中，离子的自旋态和运动耦合的效果可以忽略。对 $^{171}\text{Yb}^+$ 的超精细能级，想要实现离子的自旋和运动的耦合，一般是通过受激拉曼跃迁实现的。在本小节中简要的对双光子拉曼过程进行介绍。

考虑一个三能级系统，存在两个基态 $|1\rangle, |2\rangle$ 和一个激发态 $|3\rangle$ ，存在两束激光分别将 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ ， $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 耦合，失谐 Δ_1, Δ_2 ，以拉比频率表示其强度 Ω_1 ，

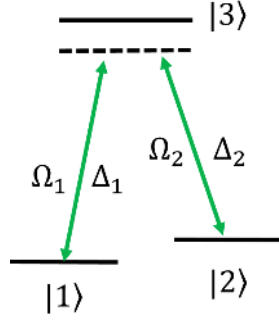


图 3.9 受激拉曼跃迁原理图。

Ω_2 ，在旋转波近似下，其哈密顿量可以写成

$$H = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Omega_1^* \\ 0 & -2\delta & \Omega_2^* \\ \Omega_1 & \Omega_2 & -2\Delta \end{pmatrix}, \quad (3.20)$$

其中 $\delta = \Delta_1 - \Delta_2$ ，对于一个量子态 $|\psi\rangle = c_1(t)|1\rangle + c_2(t)|2\rangle + c_3(t)|3\rangle$ ，在大失谐的情况下 $\omega \gg \Delta_1 \sim \Delta_2 = \Delta \gg \Omega_1, \Omega_2, \gamma_3, \delta$ ，上能级基本不会被激发，考虑平均效果，可以近似 $\dot{c}_3 \simeq 0$ ，根据薛定谔方程能够得到

$$\begin{aligned} \dot{c}_1 &= -i \frac{|\Omega_1|^2}{4\Delta} c_1 - i \frac{\Omega_2 \Omega_1^*}{4\Delta} c_2, \\ \dot{c}_2 &= i \left(\delta - \frac{|\Omega_2|^2}{4\Delta} \right) c_2 - i \frac{\Omega_1 \Omega_2^*}{4\Delta} c_1, \end{aligned} \quad (3.21)$$

记 $\Omega_{\text{eff}} = \frac{\Omega_2^* \Omega_1}{2\Delta}$ 为等效拉比频率， $\delta_1 = \frac{|\Omega_1|^2}{4\Delta}$ ， $\delta_2 = \frac{|\Omega_2|^2}{4\Delta}$ 为光场引起的 AC Stark 能移，在双频拉曼光场的驱动下，离子在两个基态能级间以 Ω_{eff} 的频率进行拉比振荡。对 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子，常用 355 nm 脉冲激光器实现离子超精细能级的受激拉曼操作^[157-158]。

3.2.3 声子激发谱

上一章介绍了利用电信号共振激发离子运动测量声子频率的方法，但这种方法的精度通常不能满足进一步的实验要求，另外用于驱动离子运动的信号源可能成为潜在的噪声源，影响运动态的相干时间。

对受激拉曼操作，通过固定脉冲时间，扫描脉冲频率能够获得可分辨边带的激发谱，不仅可以得到声子频率，还可以通过对声子谱进行拟合能够得到离子的声子数，是一个实用的获取声子频率和声子数的方法，其原理如下^[159]：一般情况下离子的声子态分布可以看作是热态分布

$$p_n(T) = \frac{1}{\langle n \rangle_T + 1} \left(\frac{\langle n \rangle_T}{\langle n \rangle_T + 1} \right)^n, \quad (3.22)$$

其中 $\langle n \rangle_T$ 为平均声子数，用来代表离子的温度。离子的拉比频率在考虑运动模式的情况下可以更严格的表示为

$$\Omega_{n,n+k} = e^{-\eta^2/2} \eta^k \Omega_0 L_n^k(\eta^2) \sqrt{\frac{n!}{(n+k)!}}, \quad (3.23)$$

其中 η 为 Lamb-Dicke 系数， $\Omega_{n,n+k}$ 表示从 $|0, n\rangle \leftrightarrow |1, n+k\rangle$ 的拉比频率， $L_n^k(x)$ 是广义的拉盖尔多项式，在只考虑载波和轴向声子的情况下，声子谱应表示为

$$P_{|1\rangle}(\delta, T) = P_C(\delta, T) + \sum_{k=1}^2 (P_R^k(\delta, T) + P_B^k(\delta, T)), \quad (3.24)$$

式中只考虑到二阶边带激发，其中代表载波激发的概率为

$$P_C(\delta, T) = \sum_n p_n(T) \frac{\Omega_{n,n}^2}{\Omega_{n,n}^2 + \delta^2} \sin^2 \left(\frac{\sqrt{\Omega_{n,n}^2 + \delta^2}}{2} t \right), \quad (3.25)$$

代表蓝边带激发的概率为

$$P_B^k(\delta, T) = \sum_n p_n(T) \frac{\Omega_{n+k,n}^2}{\Omega_{n+k,n}^2 + (\delta - k\omega_l)^2} \sin^2 \left(\frac{\sqrt{\Omega_{n+k,n}^2 + (\delta - k\omega_l)^2}}{2} t \right), \quad (3.26)$$

代表红边带激发的概率为

$$P_R^k(\delta, T) = \left(\frac{\langle n \rangle_T}{1 + \langle n \rangle_T} \right)^k P_B^k(-\delta, T). \quad (3.27)$$

这种方法适合在声子数较低的情况下对离子的平均声子数进行评估。

3.3 光路配置

在上一节中讲述了装载和冷却 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子的原理，如何进行态初始化和态探测，以及如何进行量子态的相干操作。在实验装置中，需要复杂的光路来实现这些操作，并进行精确的时序控制。在本节中将对装置的光路配置进行说明。

3.3.1 阱平台光路配置

离子阱装置和对准光路被放在一块大理石制成的光学平台上，尺寸为 $80 \text{ cm} \times 90 \text{ cm}$ ，有四根直径为 38 mm 的不锈钢柱子固定到下方光学平台上，激光通过光纤引入到大理石光学平台上。大理石光学平台稳定性高、强度大，且没有磁性，将离子阱装置和激光对准光路安装在大理石平台上能够得到更高的稳定性和更低的机械振动噪声，同时也方便进行温度稳定和磁场噪声屏蔽。

阱平台光路俯视图如图3.10所示，我们在大理石平台上固定了一个304不锈钢的面包板，在面包板上有间隔12.5 cm的M6和M4的螺纹孔阵列用于光学元件的固定。刀片阱位于面包板和大理石平台中央，在刀片阱正下方留有通光孔用于下方的参考光光路。

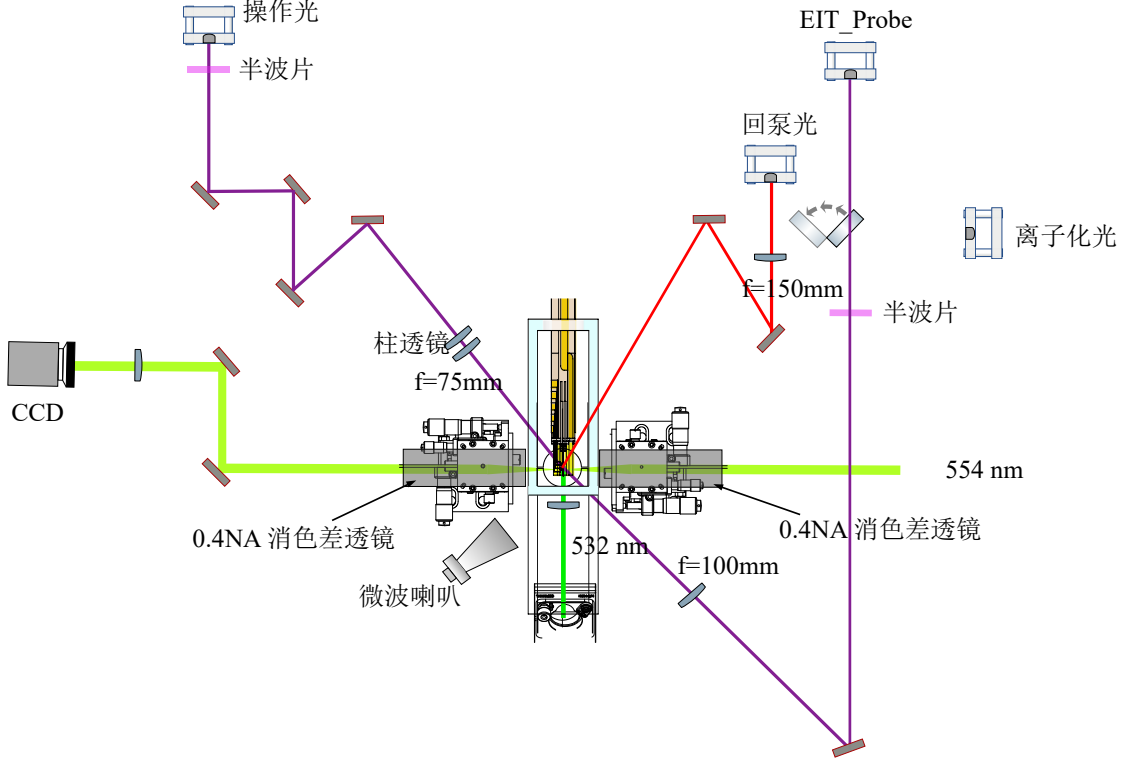


图 3.10 阱平台光路示意图。

离子化光和 EIT 冷却光的 Probe 光位于俯视图的右上方，离子化光是 399 nm 激光和 210 MHz 红失谐的 369 nm 激光合束后的激光，EIT 冷却光的 Probe 光则是一束蓝失谐约 100 MHz 的 369 nm 激光，因为二者不会同时使用，所以使用一个电动翻转架进行切换，离子化光对光束的位置稳定性的要求相对较低，使用电动翻转架反射的光路，EIT 冷却对光强有更高的要求，因此使用透射光路。这束光经过一个介质膜反射镜斜 45° 入射，经过一个 100 mm 的平凸透镜聚焦对准离子。EIT 冷却光对偏振有特殊要求，因此在光路中有一个 1/2 波片用来调节偏振。

回泵光即 760 nm 和 935 nm 激光合束，因为其波长为红外波段，基本不会引起充电效应，其杂散光也容易被滤光片滤掉，因此我们使用了一个 150 mm 的平凸透镜聚焦，可以获得更大的聚焦光斑。我们加工了一个零件，可以将平凸透镜和两个银反射镜固定在这个零件上，光束从右上角斜 45° 入射照射到离子上。

操作光是用于实现离子 Doppler 冷却、态探测和态初始化的近共振 369 nm 激光，位于俯视图的左上角。为了达到最佳的效果，需要对这束光的偏振进行调节，因此操作光经过一个 1/2 波片，根据 Doppler 冷却的荧光计数和态初始化速率进行调节。这束光经过一个 75 mm 的平凸透镜和一个 1000 mm 的柱透镜进行

聚焦，可以使水平方向焦点和竖直方向焦点分开，来产生一个椭圆形的聚焦光斑，更加适合对离子链和离子晶体进行操作，相比于用一对柱透镜进行整形，这种办法更加简单。在实际使用中，1000 mm 柱透镜的焦距太长，整形效果不能满足要求，如果离子链长度超过 10 个，需要换用更短焦的柱透镜。

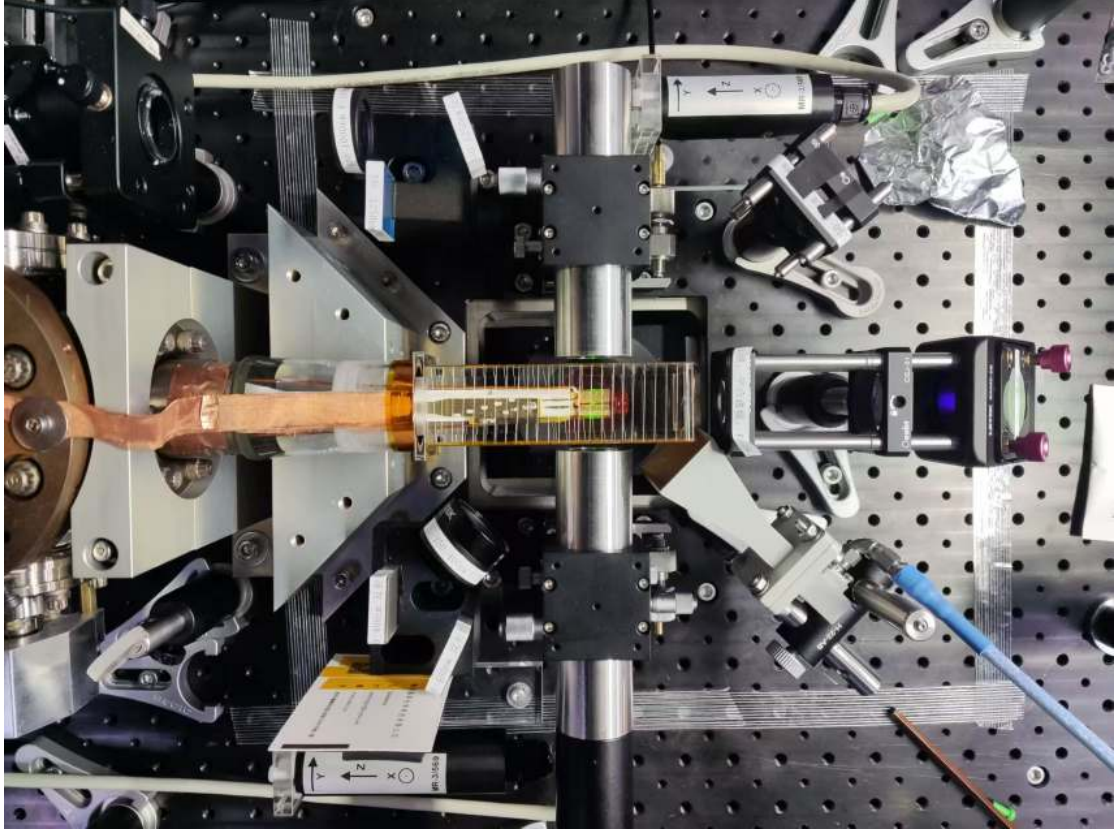


图 3.11 阱平台中心部分照片。

左右两侧有两个 0.4NA 的消色差物镜，554 nm 激光从右侧聚焦对准离子，其聚焦光斑大小约 $1.6\ \mu\text{m}$ ，左侧物镜用于对 554 nm 激光和离子进行成像，便于激光和离子的对准。对于左侧成像光路，离子（554 nm 激光）经过物镜后被转换成近平行光束，经过一个安装在手动翻转镜架和反射镜反射后，再通过焦距为 147 mm 的消色差透镜聚焦到离子上进行成像。在这种配置下，左侧物镜在完成 554 nm 激光和离子的对准后，可以用于后续的量子比特的中间测量和重新利用 (Mid-circuits measurement and reuse)^[160]。554 nm 阱平台光路在下文进行详细介绍。左侧物镜旁边有一个微波喇叭，能够将 12.6 GHz 的微波打到离子上。

532 nm 烧蚀光的光路在图3.10中不方便呈现，在成像光路部分进行展示。532 nm 激光从激光器出射后，先经过一个安装在滑动滤光片安装架中的衰减片 (OD3)，用于当激光器切换到连续光模式后进行衰减，进行光路调节将激光对准靶位。然后通过一个圆形渐变中性密度滤波片进行光强的调节，经过两次反射后，经过一个焦距为 60 mm 的平凸透镜聚焦到靶材上。

阱的上下方各有一个 0.6NA 的物镜，物镜上固定了一组 Sm₂Co₁₇ 材料的永

磁体，用来提供一个约 8 Gauss 的磁场，钕磁体具有着很高的温度稳定性和抗退磁能力。下方物镜当前被用来打参考光，后续将被用于光镊的进一步研究。上方物镜用于收集离子荧光和聚焦 EIT 冷却中的 Pump 光，在物镜后安装了一个反射 80% 透射 20% 的分束镜，离子发出的荧光被反射到顶层面包板的成像光路上经过高倍放大后在相机成像或被多通道光电倍增管（PMT）探测；EIT 冷却光中的 Pump 光则是利用透过分束镜的部分从 0.6NA 物镜聚焦在离子上，从而提供 EIT 冷却中沿着磁场传播的 σ_- 光。

接下来介绍成像光路，上面提到装置中所使用的多通道 PMT 每个通道尺寸为 0.8 mm 宽，相邻通道中心间隔 1 mm，两通道间有 0.2 mm 的死区无法响应，另外 PMT 相邻通道存在约 3% 的串扰，因此两个离子成像最好间隔一个通道，以典型离子间距为 $5\text{ }\mu\text{m}$ 为例，离子在 PMT 上的成像间距应该为 2 mm，成像系统系统应该有 400x 的放大倍率，并且有一定的调节范围，根据实际的离子间距进行适配。

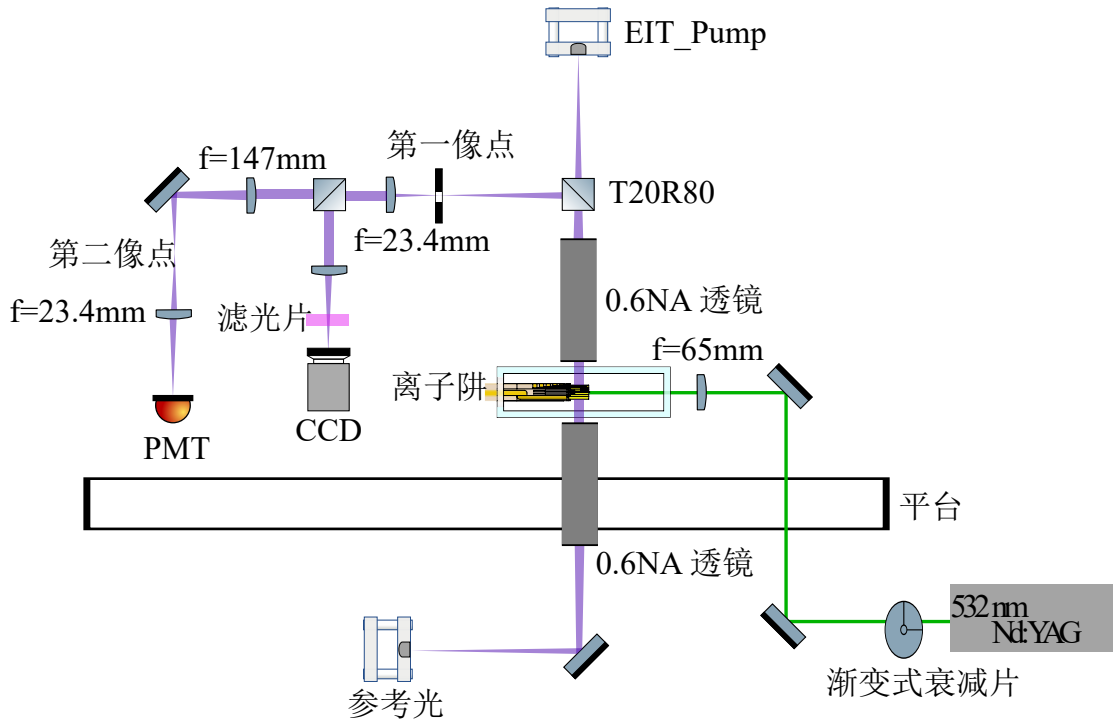


图 3.12 PMT 成像光路和 532 nm 烧蚀光路。

为此我们以 0.6NA 物镜为核心搭建了一个三级放大的光路如图 3.12 所示，离子发出的荧光信号被 0.6NA 的物镜收集后在与物镜最后一面透镜相距约 340 mm 处成像，第一级放大的放大倍率约为 13x，然后经过一个 23.4 mm 等效焦距的双胶合透镜转换成准直光，在这里通过电动翻转架可以切换到 CCD 相机成像，二级成像无论是 PMT 一侧还是 CCD 一侧都用 147 mm 等效焦距的双胶合透镜聚焦，两级放大后放大倍率约 61x，PMT 前用一个 23.4 mm 双胶合透镜实现三级成像，这个透镜和 PMT 均固定在一个光学滑轨上，可以前后调节来改变第三

级放大倍率。CCD 相机上的图像已经在前文进行展示，图3.13展示多通道 PMT 对两离子和四离子的 Doppler 冷却阶段的荧光计数，说明这套系统能够对较短的离子链实现低串扰、高信噪比的荧光收集。

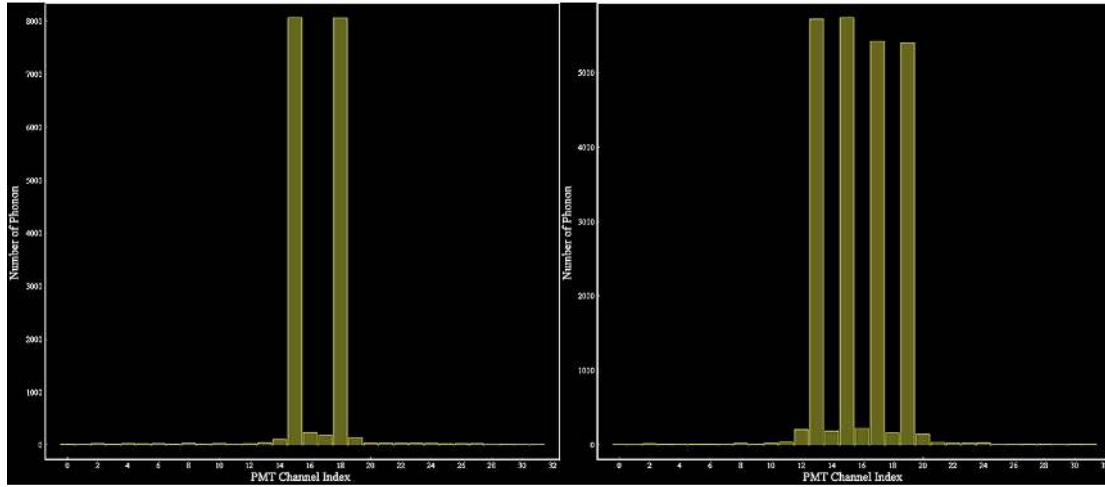


图 3.13 两离子和四离子情况下的多通道 PMT 计数。四离子情况下为了是光强更均匀，冷却光光斑调大，光强减小，计数降低。

3.3.2 基础操作光路

369 nm 激光用于离子化、冷却、态初始化和探测等 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子囚禁和操作必不可少的基础操作，因此这里将其称之为基础操作光路。因为 369 nm 激光承担着多种功能，所需的强度、频率、边带要求各不相同，通常这部分光路比较复杂。在本系统中，通过特殊设计实现了 Doppler 冷却光、初始化和态探测光的时分复用，减轻了光路的复杂度。这里首先介绍 369 nm 光路和 399 nm 光路，然后介绍基于种子光调制的时分复用操作光方案。

如图3.14所示，激光器输出的激光是相对于离子共振波长红失谐 210 MHz 的 369 nm 激光，通过声光调制器（AOM）实现激光的移频、开关和强度调制。激光经过一个 1/2 波片和 PBS 分束后反射的部分经过 AOM double pass（两次通过）光路，在 double pass 光路中，入射到 AOM 后，0 级光被反射镜反射用于 EIT，+1 级衍射光经过 1/4 波片和反射镜后再次经过 1/4 波片，激光偏振变为与入射光垂直的偏振，再次通过 AOM 后 (+1,+1) 级衍射光在经过保偏后耦合到光纤中作为操作光，此处 AOM 频率约为 100 MHz，在两次通过 AOM 后，操作光与离子能级近共振。在这个 double pass 光路中，0 级光被反射镜反射后进入了另外一个 double pass 光路，这个光路中 AOM 频率约 145 MHz，作为 EIT 冷却光中的 Probe 光。

透射的一路光经过另一个 AOM double pass 光路，被移频 300 MHz，作为 EIT 冷却光中的 Pump 光，这个光路中的 0 级衍射光被反射后与 399 nm 激光利用 399 nm 带通滤光片合束作为离子化光，离子化光在被耦合进入光纤前，有一

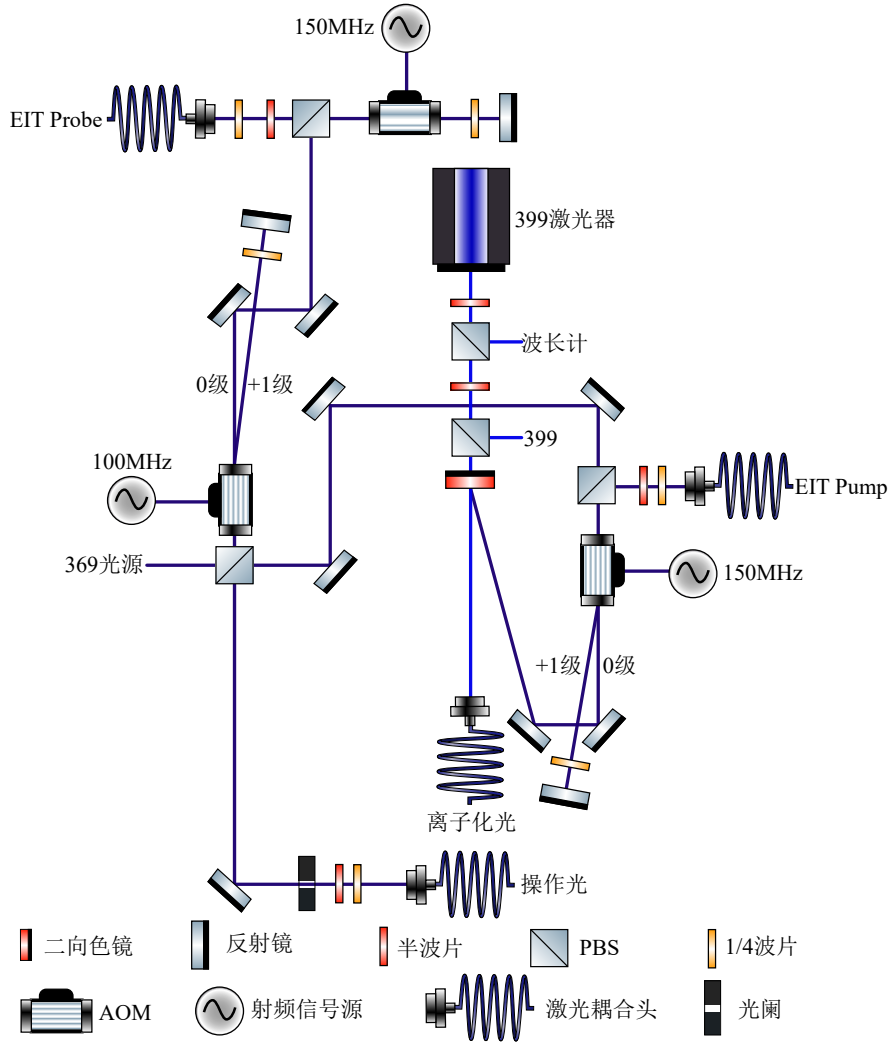


图 3.14 399 nm 和 369 nm 激光光路。

个舵机作为机械光开关。

然后介绍系统中的时分复用的操作光方案和光路配置，该部分工作由叶蔚然进行设计搭建和原理性验证。369 nm 激光在冷却、初始化、态探测中需要更改不同的频率、强度和边带，一般的方案是将 369 nm 激光分为三路，分别利用 AOM 控制开关和移频，同时利用电光调制器（EOM）产生所需 14.7 GHz 和 2.1 GHz 的边带，最后将三束光合束耦合进入同一根光纤中^[122]；更紧凑的方案是将空间 EOM 串联在光路中，通过时序控制驱动 AOM 和 EOM 的射频信号进行复用^[161]。

在我们的系统中，利用了 1108 nm 激光倍频 554 nm 激光，然后 554 nm 和 1108 nm 激光和频产生 369 nm 激光，这给我们提供了一种更简单的解决办法。红外光纤 EOM 其调制带宽可达 20 GHz，也就是说光纤 EOM 能够在 0 GHz~20 GHz 范围内产生任意频率的边带，因此可以通过切换施加在光纤 EOM 射频信号频率来产生所需的边带。当 1108 nm 激光在光纤 EOM 中被调制后，射频信号强度较弱的情况下，会产生两个边带和未被调制的载波，其频率为 $f_0 - f_m$, f_0 ,

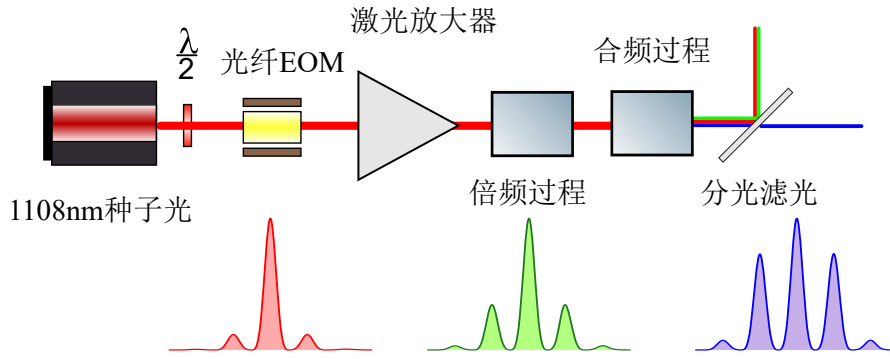


图 3.15 利用调制的 1108 nm 三倍频产生 369 nm 操作光示意图。由于倍频与和频过程是非线性过程，效率与泵浦光强度成正比，因此产生的 369 nm 激光的高阶边带可以忽略。

$f_0 + f_m$ ，其中 f_0 为载波频率， f_m 为 EOM 射频信号频率，如果边带强度远小于载波强度，那么在倍频后，产生的 554 nm 激光中主要的频率成分应为 $2f_0 - f_m$ ， $2f_0$ ， $2f_0 + f_m$ ，并且边带载波强度之比应大于 1108 nm 的边带载波之比。同样，在 1108 nm 和 554 nm 激光和频的过程中， $3f_0 - f_m$ ， $3f_0$ ， $3f_0 + f_m$ 为产生的 369 nm 激光的主要频率成分，也就是说想要获得所需的边带，只需要对 1108 nm 激光调制出相同频率的边带即可，如图 3.15 所示。这个方案能够将光路的复杂度转移到射频电路上，简化了光路配置，也便于实现更集成的电路设计。

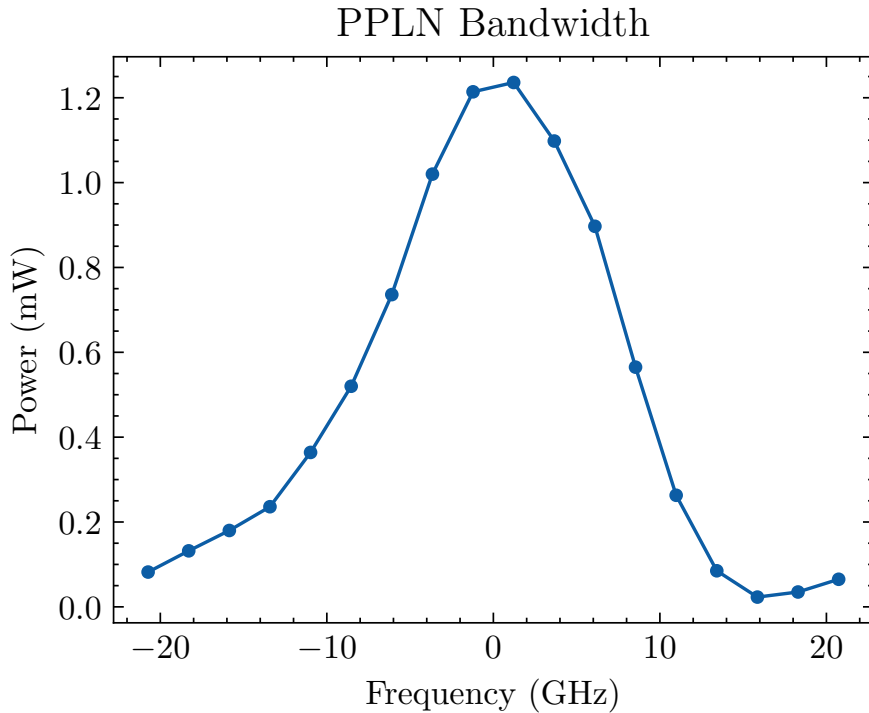


图 3.16 PPLN 倍频效率随频率的变化。

上述方案的一个限制条件为倍频和和频过程的带宽，为此，我们测量了晶体倍频效率随入射光频率的变化关系，如图 3.16 所示，在温度固定的条件下，倍频过程的带宽大约为 14.4 GHz，这限制了能够实现的最大边带频率，但是已经能够满足实验的需求，我们利用扫描 FP 腔观察了 369 nm 激光的边带，如图所示 3.17。

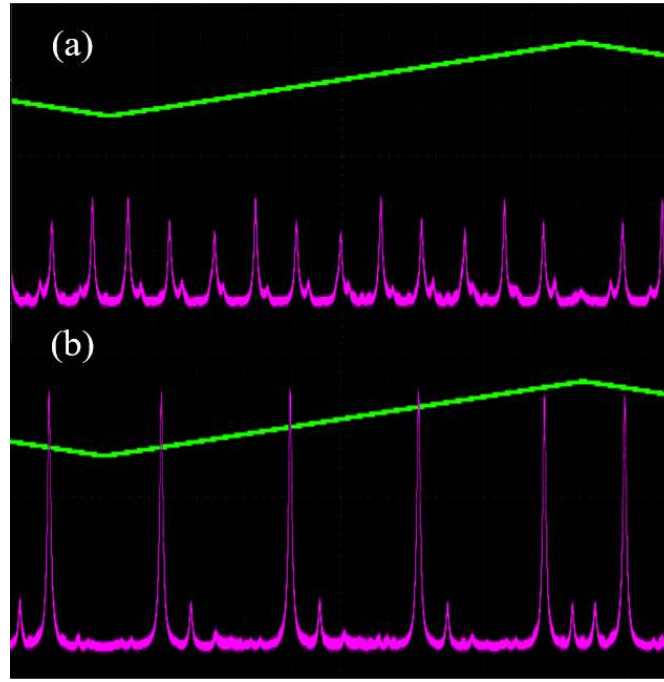


图 3.17 369 nm 激光的 FP 腔透射谱线。(a) 2.1 GHz 边带，载波与边带之比约为 4: 3；(b) 14.7 GHz 边带，载波与边带之比约为 11: 2，通过优化晶体温度增加 +1 级边带强度导致 -1 级边带消失。

另外，二倍频过程中产生的 554 nm 激光可以被用来实现离子的寻址操作，只需要加载 12.6 GHz 的射频信号，并优化晶体温度，抑制其中一个边带的产生，产生的 554 nm 激光就成为了仅包含两个频率成分相差 12.6 GHz 的双频激光，在实验上，我们已经验证了该激光可以用于拉曼操作，如图 3.18 所示。该配置最大化的利用了 1108 nm 三倍频激光器，有利于系统的集成。

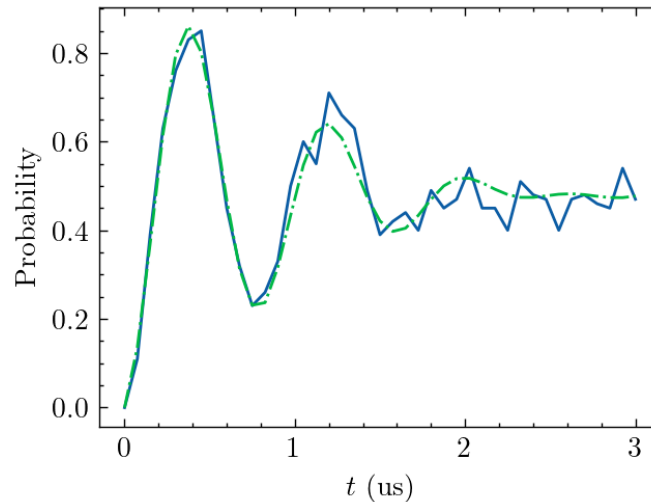


图 3.18 双频 554 nm 激光拉曼操作。图中振荡幅度的快速衰减是由于离子未被良好冷却。

为了对射频信号进行时序控制，我们通过射频开关实现不同的射频信号的切换，同时操作光在实现冷却、初始化、态探测过程中需要强度的变化，因此相应的 AOM 驱动信号也需要进行调制。对于 EOM 驱动，我们通过单刀四掷射频

开关切换 14.7 GHz、2.1 GHz、12.6 GHz 和无边带的情况，为了增加关断比，在信号源出射后还各自先经过一个单刀双掷的射频开关，在射频放大器前还有一个总开关进一步保证态探测时不会存在其他边带；对于 AOM 驱动，三个信号源输出后各自经过射频开关，通过射频合路器合为一路，经过射频功率放大器后输入 AOM。

1108 nm 激光在我们的实验中承担着许多功能，除了作为 369 nm 激光的种子光外，还通过倍频产生 554 nm 激光用于光镊操作和寻址拉曼操作等。具体来说，1108 nm 种子光出射后被分为 5 路，其中两路用于接入波长计和 PDH 稳频，第三路光耦合进 20 GHz 带宽的光纤 EOM 中，用于产生 369 nm 激光，第四路光耦合进光纤 Mach-Zehnder (MZ) 强度调制器，用于产生双频的 554 nm 的拉曼光，这部分将在后文进行介绍，第五路光用于其他实验。

3.3.3 回泵光光路

回泵光光路用于将 Doppler 冷却过程中掉落到亚稳态的离子重新泵浦回冷却循环中，在我们的系统中为 760 nm 和 935 nm 激光，其激光器部分的光路如图3.19所示，760 nm 激光器出射光经过两个隔离器后被分为两路，一路通过二向色镜反射与 935 nm 激光合束，通过光纤跳线引到阱平台上，作为回泵光，另一路接入波长计，上文提到，离子到落到 F 态的机制是真空中残余气体与离子的碰撞，而在真空良好的系统中这种现象并不常见，因此我们扫描 760 nm 激光波长，用来覆盖所需的两个跃迁波长（760.0650 nm 和 760.0750 nm）^[162]。

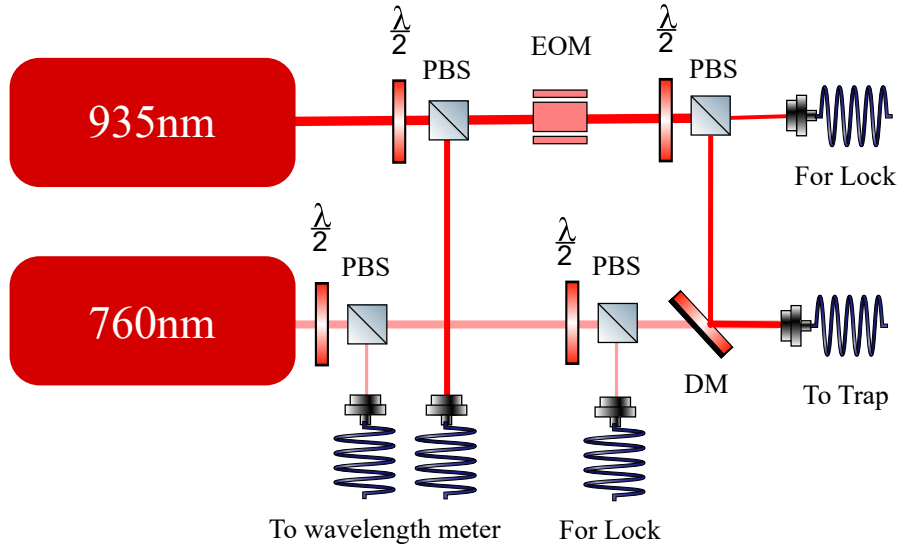


图 3.19 760 nm 和 935 nm 激光部分光路。

935 nm 激光光路更加复杂，激光器出射光经过两个隔离器后被 1/2 波片和 PBS 分为两路，反射的一路接入波长计，透射的一路通过光纤耦合进入光纤 EOM，在光纤耦合前有一个 1/2 波片调整偏振与光纤 EOM 对轴。光纤 EOM 的输出也

分为两路，一路用于激光锁频，透射的一路与 760 nm 合束。因为在 Doppler 冷却的过程中激发到 $^2\text{P}_{1/2}$ 的离子有 0.5% 的概率落到 $^2\text{D}_{3/2}$ 态，且 $^2\text{D}_{3/2}$ 寿命长达 53 ms，如果没有 935 nm 作为将其泵浦回冷却循环，离子荧光会立即消失，当激光失谐或强度不足时，离子荧光也会变暗，因此我们将 935 nm 激光利用 PDH 技术锁定在超稳腔上。

3.4 系统控制

一个稳定的系统是进行高保真度的实验的前提，在离子阱系统对激光频率、温度、射频电压等参数的稳定性有着很高的要求，在本节中将对我们在系统稳定上的所做的工作进行介绍，包括温度控制，激光频率和强度的主动稳定，电磁噪声屏蔽等，最后简单的介绍一下实验装置中基于 ARTIQ 的时序控制架构。

3.4.1 系统参数稳定

1. 温度控制

阱平台温度的变化会对离子位置和寻址光束指向产生影响，进而影响实验的操作保真度，同时温度的变化也可能会导致螺旋谐振腔的机械形变以及采样电容的分压发生变化，影响加载在射频电极上的电压幅度。使用热敏电阻测量阱平台上的温度变化如图3.20所示，空调开关和人体的温度对阱平台上的温度有很大的影响，导致温度波动范围在 0.6 °C 附近，不能满足后续的实验要求。

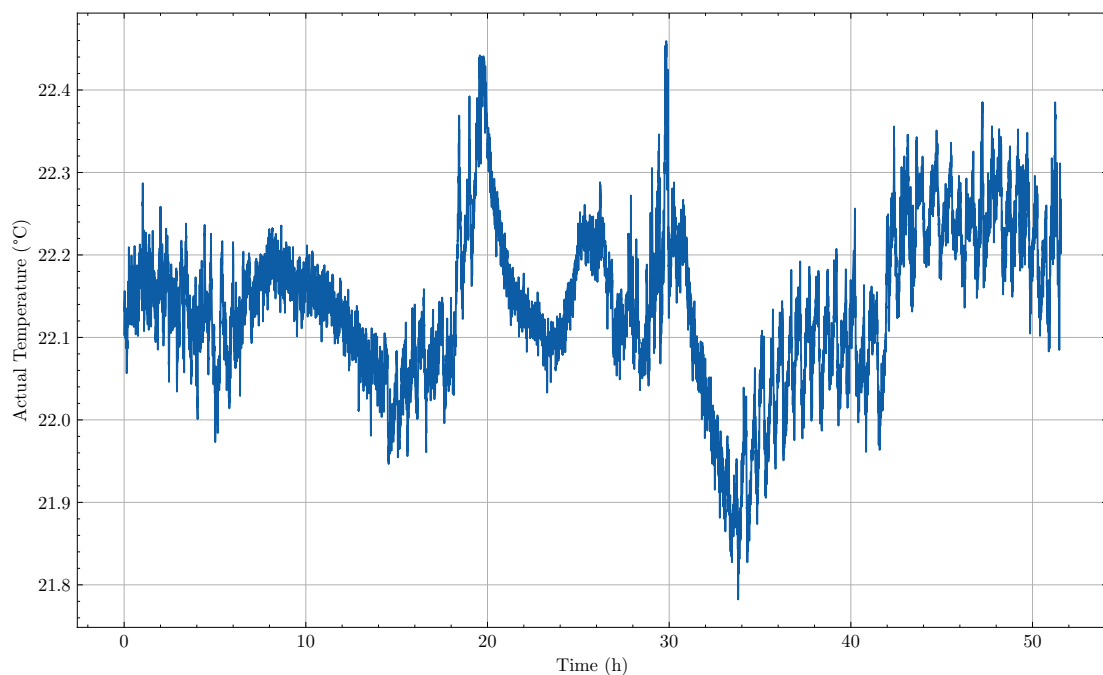


图 3.20 温控前阱平台温度波动情况。

因此，需要对阱平台进行进一步的温度稳定，为此我们加工了一套亚克力

罩，如图3.21所示，外层用保温泡棉进行覆盖，进行进一步隔热。由于阱平台需要接入外部的射频线缆和光纤跳线，亚克力罩无法完全密封，只能起到减少阱平台空气流动的效果，为了进一步控温，在亚克力罩上留有两个洞作为进风口和回风口，通过波纹管与一段风洞散热器连接，风洞散热器两端有一对风扇，使阱平台和风洞散热器的空气形成循环。在风洞散热器外侧用 TEC 进行控温，PID 温控模块的反馈温度探头置于回风口。这样阱平台的空气和风洞散热器的空气来回交换，最后达到热平衡，实现温度稳定的效果。



图 3.21 阱平台温度稳定亚克力罩设计图。保温罩由 5 mm 厚黑色亚克力板组成，固定在大理石台侧边的螺丝孔上，保温罩除必要的电气连接外，无其他孔洞，并用保温棉进一步密封和隔热。

为了测试控温效果，我们在阱平台的面包板和阱附近固定了两个温度探头，分别用来表征阱平台上和阱附近空气的温度变化，测量效果如图3.22所示，在温度稳定后，阱平台温度波动控制到 $0.02\text{ }^{\circ}\text{C}$ 以内，能够满足目前的实验要求。后续如果对温度有更高的要求，可以考虑在亚克力罩上粘贴聚酰亚胺加热膜，直接对阱平台控温，以及直接对 AOD、螺旋谐振腔等器件直接控温。

2. PDH 激光稳频

离子阱系统中，激光是操作离子的主要手段，激光的频率稳定是实现系统稳定可靠、获得良好实验结果的基本保障。想要稳定激光频率，需要将激光频率与一个稳定的频率参考源进行标定，在 AMO 领域，饱和吸收谱、超稳腔和光梳是常见的参考源，PDH 稳频技术就是一种将激光频率锁定在超稳腔上的技术^[163]。

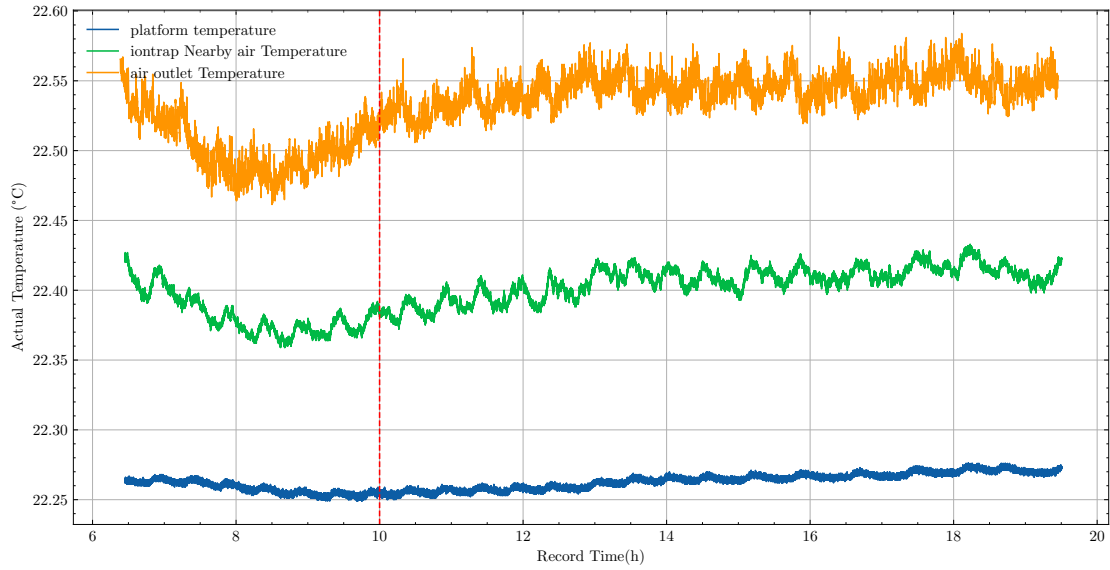


图 3.22 温控后阱平台温度波动情况。三条曲线分别代表温控反馈（橙），阱附近空气（绿），阱平台（蓝）三个位置的热敏电阻探头测量结果。略去参数整定过程的变化，10 小时后温度接近稳定。

首先对超稳腔进行一些介绍，超稳腔实际上就是有一对反射镜组成的 Fabry-Pérot 光学谐振腔（FP 腔），为了实现腔长的稳定，两片镜子通过光胶固定在由超低膨胀系数玻璃制成的圆柱腔体上，降低腔长随温度的变化，为了减小外界振动和温度影响，超稳腔一般被安装在真空腔体中，并在外面进行控温和隔振。FP 腔有三个参数值得注意，第一个参数是自由光谱区间（FSR, Free Spectral Range），激光在耦合进入 FP 腔中时需要满足相干相长的条件，意味着 FP 腔腔长必须是半波长的整数倍，FSR 定义为相邻的谐振峰之间的频率间隔，与腔长 L 有关，计算公式为

$$\text{FSR} = c/2L, \quad (3.28)$$

其中 c 是光速。

第二个参数是精细度（Finesse），激光在耦合进入 FP 腔时，扫描腔长 L 或扫描激光频率能够看到许多组透射峰，透射峰的半高全宽与 FSR 之比被称作精细度，精细度反映了谐振腔的损耗，忽略腔镜的吸收和散射导致的损耗等因素，精细度与腔镜的反射率有关，计算公式为

$$F \approx \frac{\pi \sqrt{r}}{1 - r}, \quad (3.29)$$

其中 $r = \sqrt{r_1 r_2}$ ， r_1 和 r_2 为两个腔镜的反射系数，更高的精细度能够获得更良好的频率分辨率。

第三个参数是腔基模束腰半径 ω_0 ，激光在 FP 腔中传播的自再现模式为厄米特高斯分布或拉盖尔高斯分布，有基模和高阶模，基模的光斑呈二维高斯分布，

在 FP 腔中的束腰半径可以用下面的公式进行计算

$$\omega_0 = \sqrt{L_{cf} \lambda / 2\pi}, \quad (3.30)$$

其中, λ 是激光波长, L_{cf} 是 FP 腔为共焦腔时的腔长, 如果 FP 腔的类型并非共焦腔, 就需要根据腔长和腔镜的曲率半径进行换算, 计算出对应的等价共焦腔腔长。进行激光与 FP 腔耦合时, 要使激光聚焦的束腰和 FP 腔的束腰大小和位置保持一致, 需要预先进行计算, 才能达到良好的匹配效果。

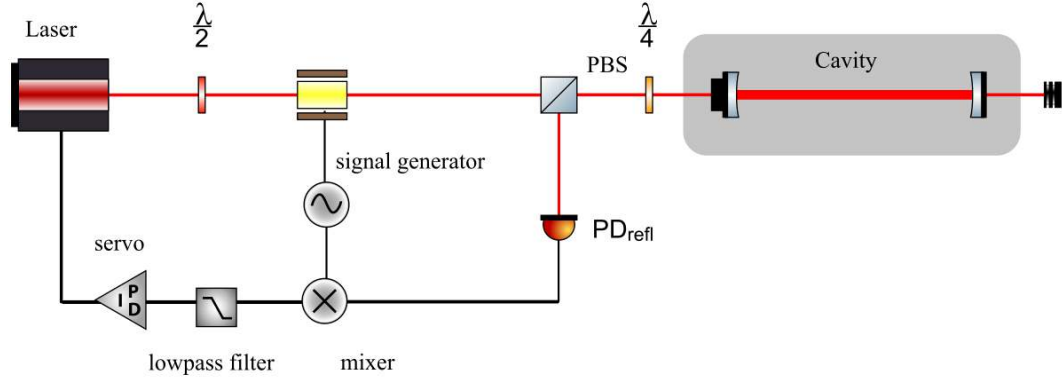


图 3.23 PDH 技术基本结构。激光经过 EOM 调制出两个边带, 耦合到 FP 腔中, 反射信号被光电探测器 (PD) 探测到, 用与调制信号的频率一致的信号进行解调, 解调时需要调节解调信号相位, 产生的低频信号即误差信号, 反馈给伺服系统对激光器进行控制。

PDH 是一种利用超稳腔反射信号进行锁频的技术, 基本结构如图 3.23 所示, 当一束激光被 EOM 进行相位调制后, 会产生两个边带,

$$E_{\text{in}}(t) \approx E_0 [J_0(\beta)e^{i\omega t} + J_1(\beta)e^{i(\omega+\Omega)t} - J_1(\beta)e^{i(\omega-\Omega)t}], \quad (3.31)$$

其中 $J_n(x)$ 为贝塞尔函数, Ω 为调制频率。激光耦合到 FP 腔时, 会发生反射, 反射系数为 $F(\omega)$, 反射后激光的电场分量可以表示为

$$E_{\text{ref}} = E_0 [F(\omega)J_0(\beta)e^{i\omega t} + F(\omega + \Omega)J_1(\beta)e^{i(\omega+\Omega)t} - F(\omega - \Omega)J_1(\beta)e^{i(\omega-\Omega)t}]. \quad (3.32)$$

这样在 PD 上探测到的光功率可以表示为

$$\begin{aligned} P_{\text{ref}} = & P_c |F(\omega)|^2 + P_s \{ |F(\omega + \Omega)|^2 + |F(\omega - \Omega)|^2 \} \\ & + 2\sqrt{P_c P_s} \{ \text{Re}[F(\omega)F^*(\omega + \Omega) \\ & - F^*(\omega)F(\omega - \Omega)] \cos \Omega t + \text{Im}[F(\omega)F^*(\omega + \Omega) \\ & - F^*(\omega)F(\omega - \Omega)] \sin \Omega t \} + (2\Omega \text{terms}). \end{aligned} \quad (3.33)$$

利用频率为 Ω 的信号对 PD 输出信号进行解调和滤波, 在调制边带大于腔透射峰线宽 $\Omega \gg \Delta\nu$ 时, 只存在这一项

$$\epsilon = -2\sqrt{P_c P_s} \text{Im}\{F(\omega)F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega)F(\omega - \Omega)\}, \quad (3.34)$$

而其他项可以被忽略, 被称为误差信号, 形状如图3.24所示, 误差信号是一个奇函数, 可以通过反馈将误差信号锁定在中间的零点, 实现激光的频率稳定。

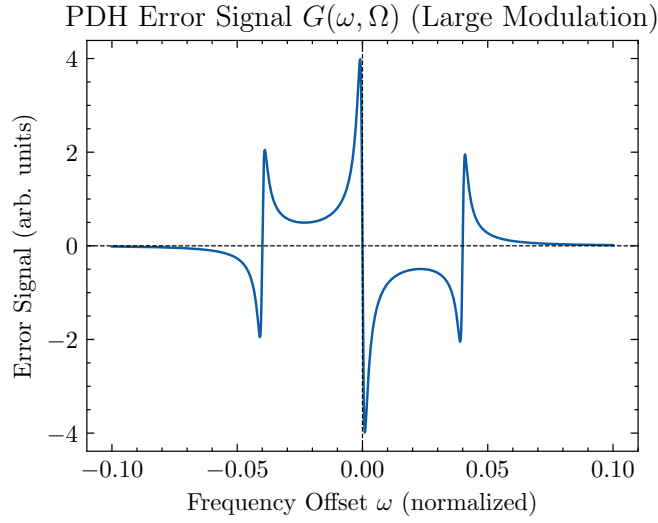


图 3.24 PDH 技术中大调制情况下的误差信号。

PDH 稳频技术被广泛应用在 AMO 领域, 尤其是一些超窄线宽的激光器, 都是通过 PDH 技术进行频率稳定, 想要实现更好的锁定效果, 需要在各个方面进行控制, 比如选择高精度的超稳腔, 选择合适的调制深度和调制频率, 选择高带宽低噪声的 PD 和伺服系统, 进行良好的隔振等等。在我们的系统中, 369 nm 和 935 nm 这两个激光驱动的能级自然线宽分别约 20 MHz 和 4.2 MHz, 所以在本工作中对激光锁定的要求并不高, 主要起到稳定激光器长漂的作用。

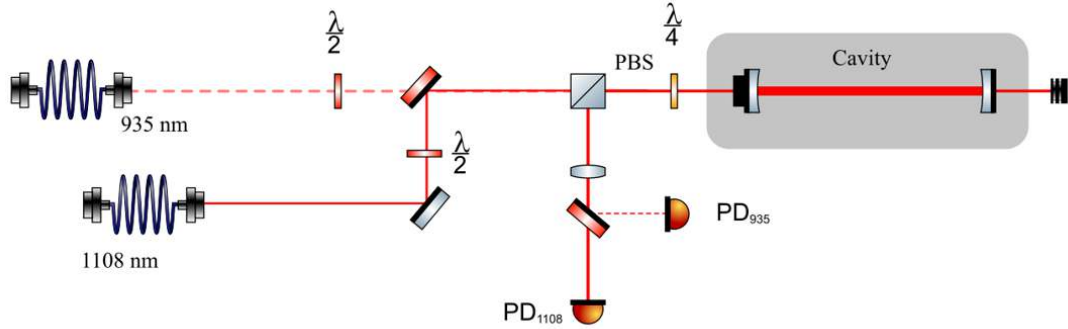


图 3.25 PDH 稳频超稳腔部分光路。1108 nm 激光和 935 nm 激光使用同一个超稳腔进行锁定, 超稳腔对 1108 nm 的精细度为 1200 左右, 对 935 nm 的精细度为 600 左右。

在本系统中, 我们利用一个精细度约 1200 (1108 nm) 的平凹腔进行 1108 nm 激光和 935 nm 激光的稳定, 如图3.25, 以 1108 nm 激光为例, 1108 nm 激光从种子光中分出一部分用于 PDH 稳频, 这部分光被耦合进一个光纤 EOM 进行相位调制, 调制后的激光从另一个耦合头输出。输出的激光需要耦合到超稳腔的腔模式上, 通常是基模模式, 经过计算后, 我们将耦合头放在距离超稳腔平面腔镜约 45 cm 的距离, 使用 10x 的物镜进行聚焦, 这样聚焦在平面腔镜上的束

腰大小与超稳腔的基模匹配，反射光被 PBS 和 1/4 波片组成的隔离器反射后聚焦到 PD 上。935 nm 激光光路类似，1108 nm 和 935 nm 激光通过二向色镜进行合束和分束。在这里使用火龙果开发板提供 10 MHz 的调制信号给 EOM 调制出 PDH 所需的边带，和采集 PD 输出的信号，利用火龙果开发板的 IQ 调制模块进行解调，经过数字滤波得到误差信号。火龙果内部的 PID 模块实现反馈，通过输出通道 2 输出给激光器的外部调制接口，实现锁频。这样可以把激光锁定到超稳腔基模上，但是此时激光频率并非所需的频率，需要在 EOM 上加载另外一个由 ADF4351 产生的射频信号来产生额外的边带，在实验中我们将边带锁定到腔基模上，通过调节 ADF4351 的输出频率使载波频率为所需的频率。图3.26展示了利用波长计（HighFinesse）记录的 1108 nm 激光器在锁定后的波长变化，在长达 5 小时的测量时间内，频率波动为 ± 0.5 MHz，能够满足后续实验要求。

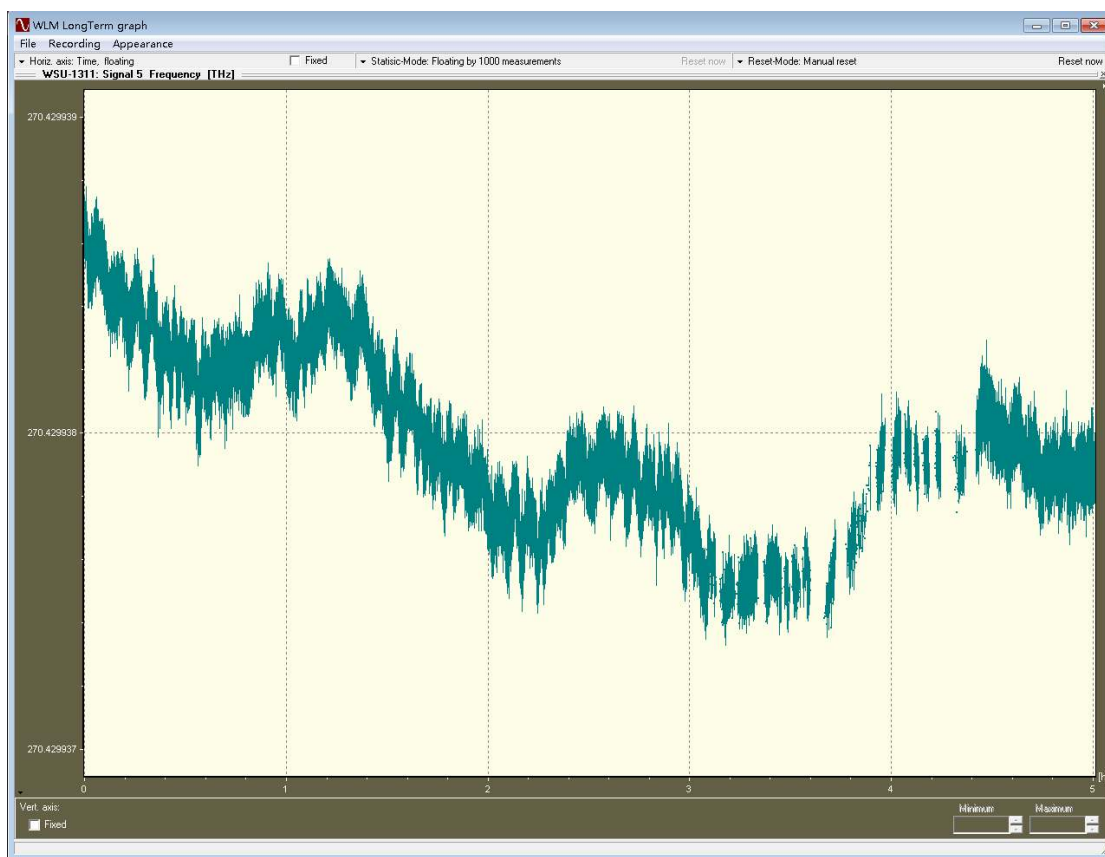


图 3.26 1108 nm 激光锁定效果。图中展示了利用波长计连续记录了 5 小时 1108 nm 激光在锁定后的波长变化。

3. 射频电压主动稳定

上一章中介绍了 RF 电压产生的基本装置和螺旋谐振腔的相关内容，螺旋谐振腔是一个 Q 值很高的 LCR 谐振系统，当外界温度变化或存在其他外界干扰时，会影响螺旋谐振腔的谐振频率和阻抗匹配效果。前文提到，径向声子频率与 V_0/Ω 成正比，因此当螺旋谐振腔的谐振频率和阻抗匹配效果发生变化时，导致离子阱 RF 电极的电压峰值发生变化，影响离子阱的势阱深度，从而影响离子的

声子频率稳定，会导致声子相干时间降低和声子频率漂移。此外，射频功放增益也容易受到温度影响，总之，需要进一步对射频电压进行稳定。

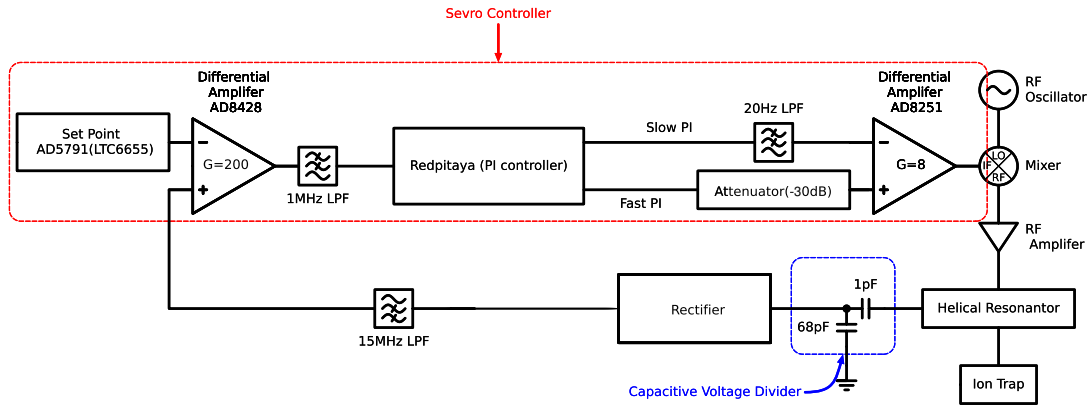


图 3.27 射频电压稳定电路结构图。该部分由姚清泉进行电路设计搭建和测试。

参考之前的工作^[164]，射频电压稳定电路的整个配置如图3.27所示，螺旋谐振腔两个大线圈输出端分别通过一对 1 pF 和 68 pF 的分压电容与外壳相连，主动稳定系统通过这组分压电容对螺旋谐振腔的电压进行采样，对分压电容要求耐高压、高 Q、低温漂系数。采集出的电压信号通过低温漂的峰值包络检波器转换为直流电压信号，通过 PID 伺服系统将这个信号锁定到参考电压源（EVAL-AD5791，并由 DC2095A 提供基准电压）上，PID 控制器的输出信号与 RF 信号源的信号经过混频器混频后输入功放，经过放大后输入到螺旋谐振腔。在我们的配置中采用了火龙果（Red Pitaya）作为 PID 控制器，火龙果有两路 14 bit 的输入和两路 14 bit 的输出，为了最大化利用其性能，我们将包络检波器的输出和基准电压经过差分放大器放大后作为误差信号输入火龙果，利用内部的数字滤波器，将高频和低频成分分离，通过火龙果两个 PID 模块分别进行锁定，由两个通道输出，即 PID1 锁定长漂，PID2 锁定短漂，PID1 默认输出一个 0.18V 的电压信号，经过 20 Hz 低通滤波器滤除高频噪声干扰，PID2 输出经过 30dB 衰减器。两通道输出经过另一个差分放大器相加后输入到混频器的 IF 端对射频电压进行稳定，图3.28展示了该系统的锁定界面，从锁定前后误差信号及其频谱上可以看出，此装置对误差信号中的低频的波动有着明显的抑制效果。

因为系统上有两组分压电容组成的采样端口，我们选择其中一个用来进行锁定，另外一个端口用来监测锁定效果，用包络检波器转换成直流电压后，直接用一个高精度的六位半电压表进行采集，锁定前后结果对比如图3.29，可以看到锁定后长漂可以降低接近两个量级。对上述评估结果可以看出整个射频主动稳定系统的锁定效果十分明显，未来将会利用声子频率漂移和声子相干时间进行进一步评估。

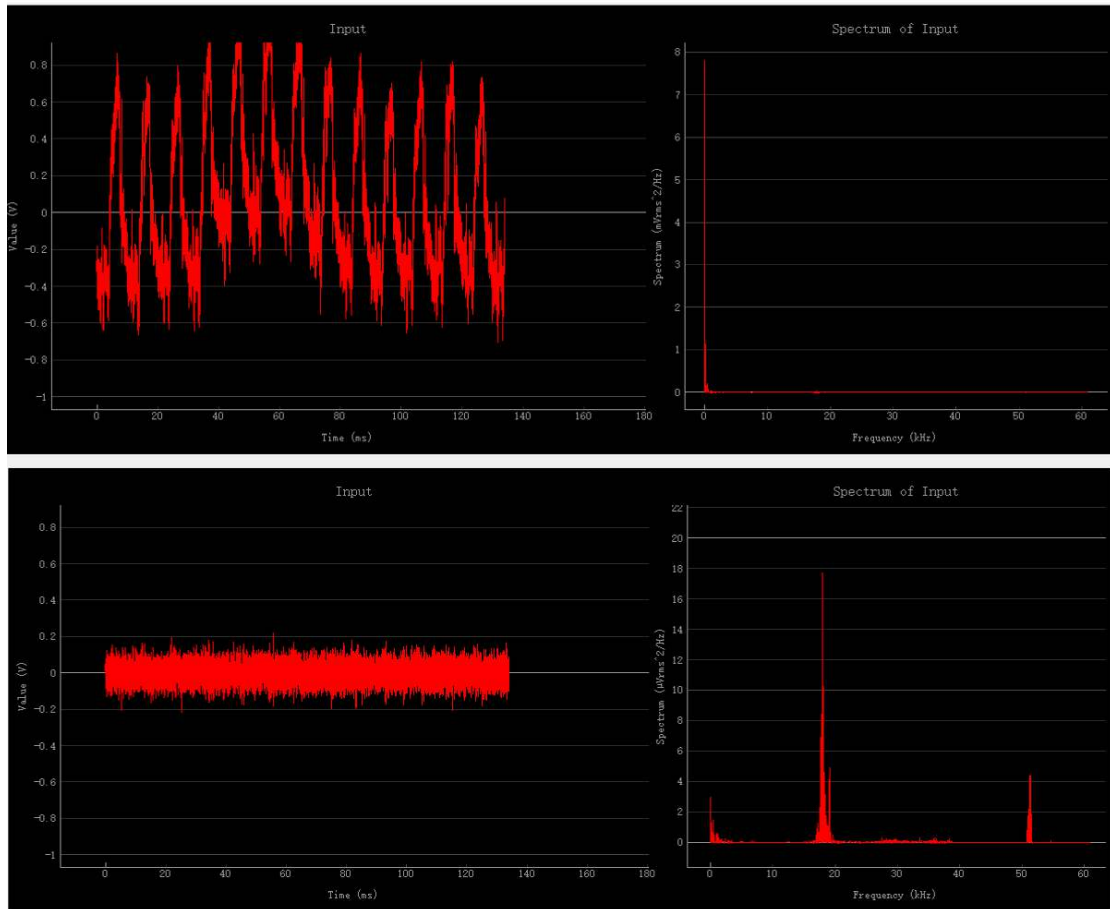


图 3.28 射频电压稳定电路控制界面。图中展示了误差信号和误差信号频谱，上图为未进行锁定的误差信号，下图为锁定后的误差信号。

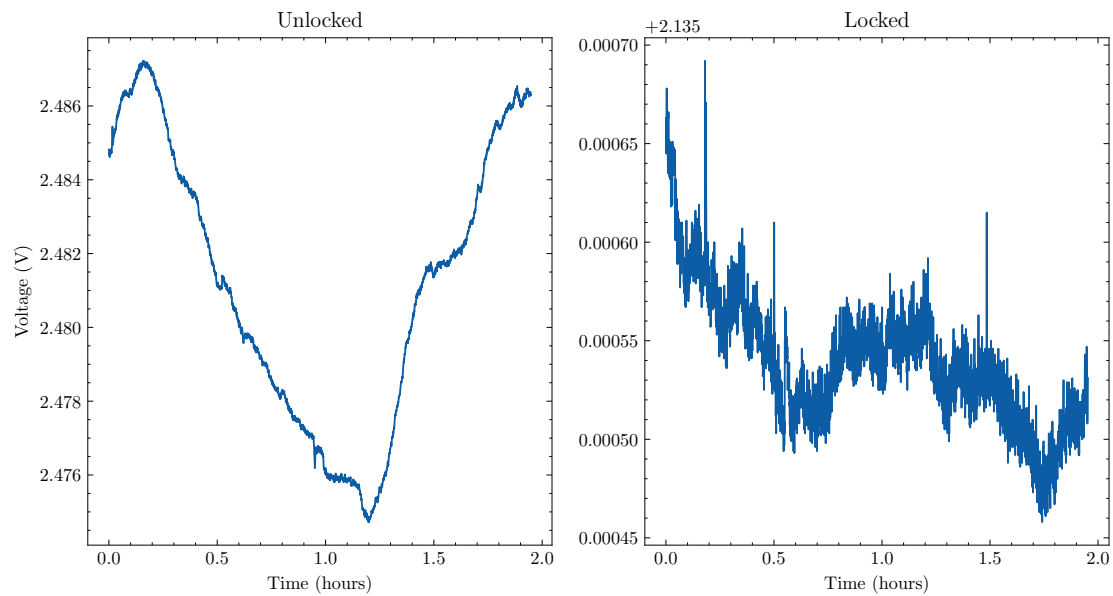


图 3.29 RF 锁定效果展示。通过另一路 RF pick-up 采集电压用于监测 RF 电压波段，锁定前两小时内电压波动幅度约 0.012V（左图），锁定后波动幅度 0.0002V（右图）。

4. 磁屏蔽和主动磁场稳定

因为存在塞曼效应，外界磁场噪声会对离子能级造成额外的扰动，影响离子的相干时间，对于 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子，通常会选择 $^2\text{S}_{1/2}|F=0, m_F=0\rangle$ 和 $^2\text{S}_{1/2}|F=1, m_F=0\rangle$ 这两个能级作为量子比特，因为这两个能级的能级差对外界磁场扰动更不敏感，相干时间相比于使用塞曼能级的量子比特更长。但在本工作的后续实验中，要使用 $^2\text{S}_{1/2}|F=0, m_F=0\rangle$ 和 $^2\text{S}_{1/2}|F=1, m_F=+1\rangle$ 能级作为量子比特，需要主动抑制磁场噪声。

首先对装置附近的磁场噪声进行了测量，测量结果如图3.30所示，白天的外界磁场噪声远大于凌晨的噪声，这是实验室附近的地铁运行造成的，并且 z 轴（上下方向）的磁场噪声分量最强，波动接近 0.1 Gauss，与装置上外加静磁场的方向一致，强烈的磁场噪声对实验造成了严重的干扰，一个 Ramsey 实验的结果如图3.31所示，无法正常进行实验。为此，我们采取了主动磁场稳定的方案来抑制磁场噪声的干扰。

首先介绍主动磁场稳定，主动磁场稳定是通过在离子阱装置附近安装一个三轴磁通门计进行实时测量，利用三轴亥姆霍兹线圈进行主动反馈。为此，我们制作了三轴的亥姆霍兹线圈，并选择 FAST MR-3（Stefan Mayer Instruments）作为控制器，该控制器除了磁通门计探头外，还有一个电感线圈探头，可以对 DC 到 10 kHz 范围的磁场噪声进行抑制。

在主动稳定后，利用一个另外的磁通门计测量能够看出磁场波动被抑制了接近两个量级，如图3.32。主动稳定后，塞曼能级的相干时间能够大于 50 ms，如图3.33所示，基本满足实验要求。

3.4.2 时序控制和数据采集

1. PMT 数据采集

为了对多个离子进行荧光光子计数和态探测，本系统中选择 H7260-200（Hamamatsu）作为光子计数的探测器。H7260-200 是一款 32 通道的 PMT，对 370 nm 量子效率大于 40%，非常适合对较短的一维离子链进行态探测。32 个通道的光阴极呈线性排列，如图3.34（a）所示，每个通道尺寸为 0.8 mm 宽，相邻通道中心间隔 1 mm，意味着两通道间有 0.2 mm 的死区无法响应。光电倍增管的输出信号是一个幅值大于 10 mV 的负脉冲，脉冲宽度约 2 ns，我们用示波器进行了测量，典型的脉冲如图3.34（b）所示。为了使用这个多通道 PMT 进行光子计数，参考马里兰大学 Shantanu Debnath 的工作^[158]，我们定制了一块 32 通道的数据采集电路板，下面对这个部分内容进行介绍。

多通道 PMT 电路由两部分组成，一块电路板用于安装 PMT 并提供 PMT 所需的高压，称为驱动电路板，驱动电路板见图3.35（a），上面有三个接口，第一

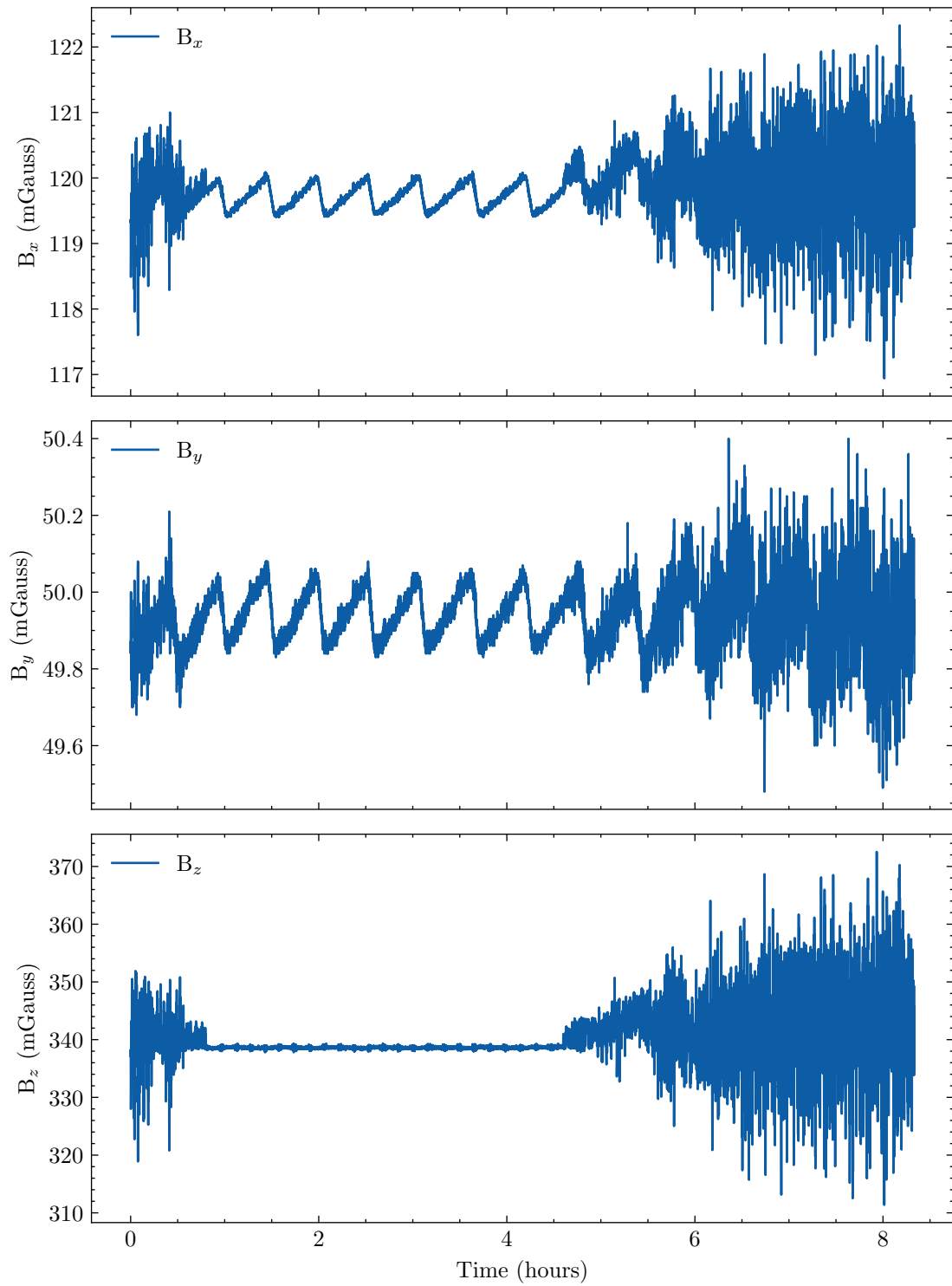


图 3.30 阱平台磁场波动情况。使用磁通门计进行连续监测，凌晨磁场波动明显优于白天。

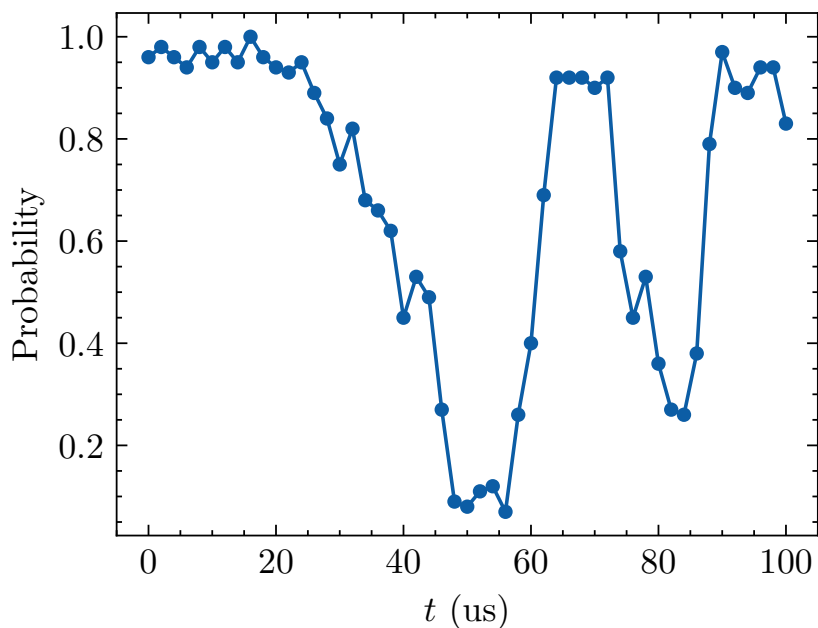


图 3.31 未进行主动稳定前塞曼能级 Ramsey 结果。

个接口为 J30J 连接器，将高压模块所需的 12V 供电和约 3.2V 的控制信号接入驱动板；第二个接口是间距 0.5mm 的 40 引脚 I-PEX 接口，将 PMT 的输出脉冲从这个接口通过极细同轴线传输到数据采集板上，这种极细同轴线允许大于 10 GHz 的高速信号传输，保证信号高保真的传输；第三个接口为 2.54 mm 圆孔排母，位于电路板中央，与 PMT 的输出连接，并提供 PMT 所需的高压。

第二块电路板是用于数据采集电路板，如图 3.35 (b) 所示，用于实现以下几个功能：首先，电路板上集成了 32 路电平转换电路，原理图如图 3.36 所示，PMT 输出的信号传输到采集电路板上后，经过两级放大后幅值放大约 100 倍，变成了一个幅值大于 1V 的负脉冲，输入到比较器中，与甄别电平（比如 -500 mV）进行比较，比较器当负脉冲电压小于甄别电平时输出高电平，通过上述电路，实现了将 PMT 输出的约 10 mV 负脉冲转换成了标准的 TTL 脉冲，从而后续利用 FPGA（可编程逻辑门阵列）芯片进行脉冲计数；第二个功能是接受外部的控制信号，比如门控信号和重置信号，该电路板上集成了两个电平转换芯片，允许最多 8 路外部控制信号输入，电平转换芯片能够将外部的输入信号转换成 FPGA 所需的 2.5V 电平标准，用于实现计数的门控和计数器的重置；第三，该电路板上还集成了两个 16 通道的数字模拟转换芯片（DAC）LT2668 用于提供 32 路甄别电平，还集成了一个单通道 DAC 芯片 AD5761 用于产生 PMT 驱动板所需的高压控制信号，这些电压均通过 FPGA 进行设置；第四，该电路板上有一个 FMC 接口将该电路板与 FPGA 板相连，通过 FPGA 实现上述电压控制、脉冲计数等功能。

我们使用一块以 Spartan 6 芯片为核心的 FPGA 开发板实现脉冲计数和电平

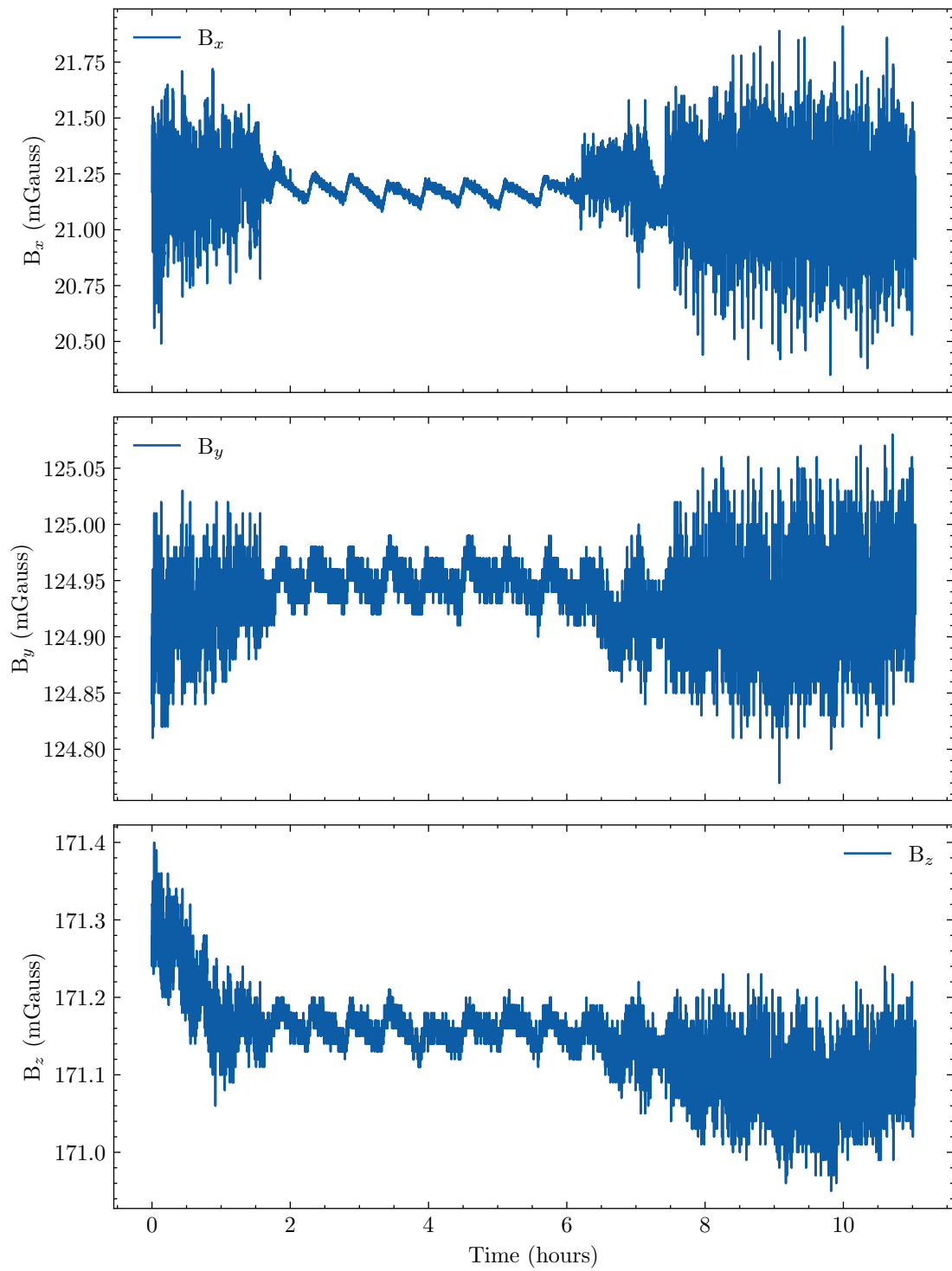


图 3.32 主动稳定后阱平台磁场波动情况。主动稳定装置有明显效果，尤其对波动最为明显的 z 方向，波动幅度抑制接近两个量级。

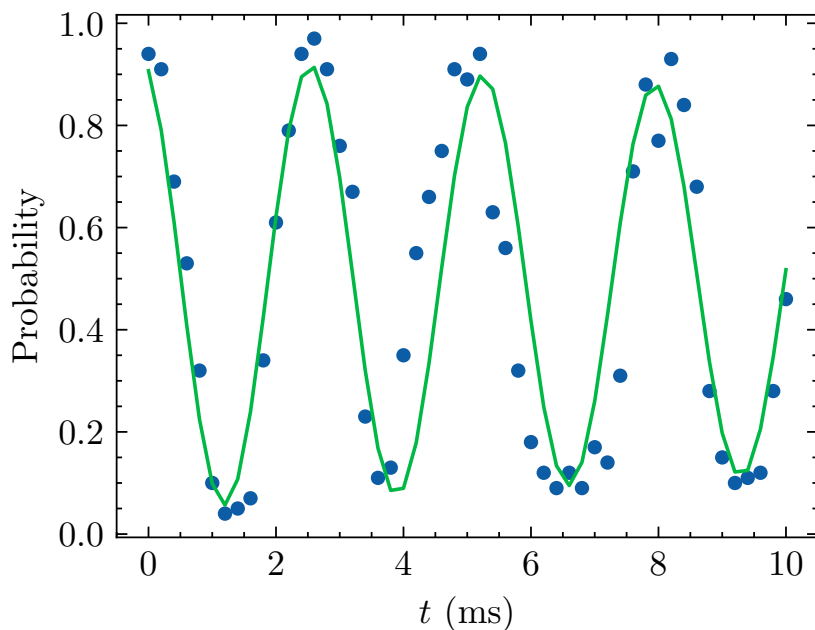


图 3.33 主动稳定后的塞曼能级 Ramsey 结果，拟合得到相干时间为 58.6 ms，但从图中可以看到振荡周期有明显的波动，说明虽然主动稳定延长了相干时间，但在整个测量的过程中系统仍然存在明显的磁场漂移，还需要进一步的优化。

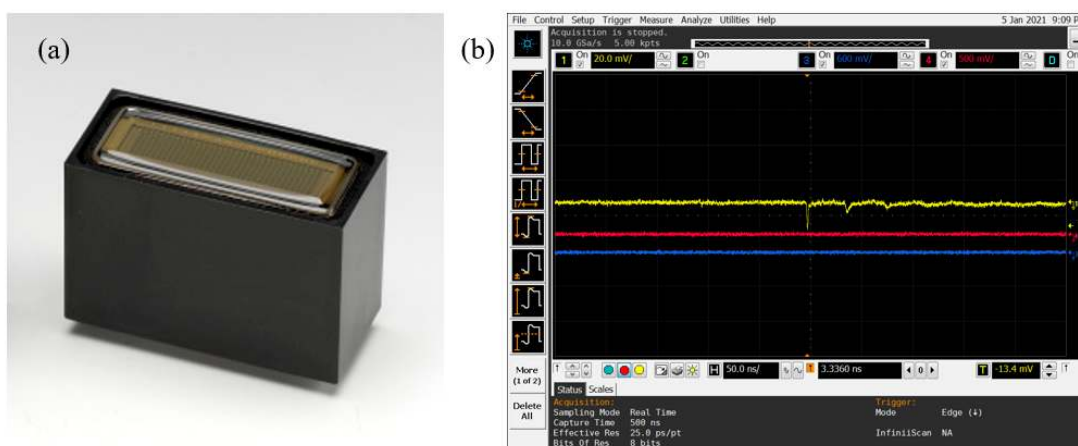


图 3.34 多通道 PMT 和典型输出脉冲信号。PMT 的输出脉冲信号是一个幅度大于 10 mV 的负脉冲信号，脉冲宽度小于 2 ns，常常伴随多个后脉冲信号，后脉冲信号的延迟约 40 ns。

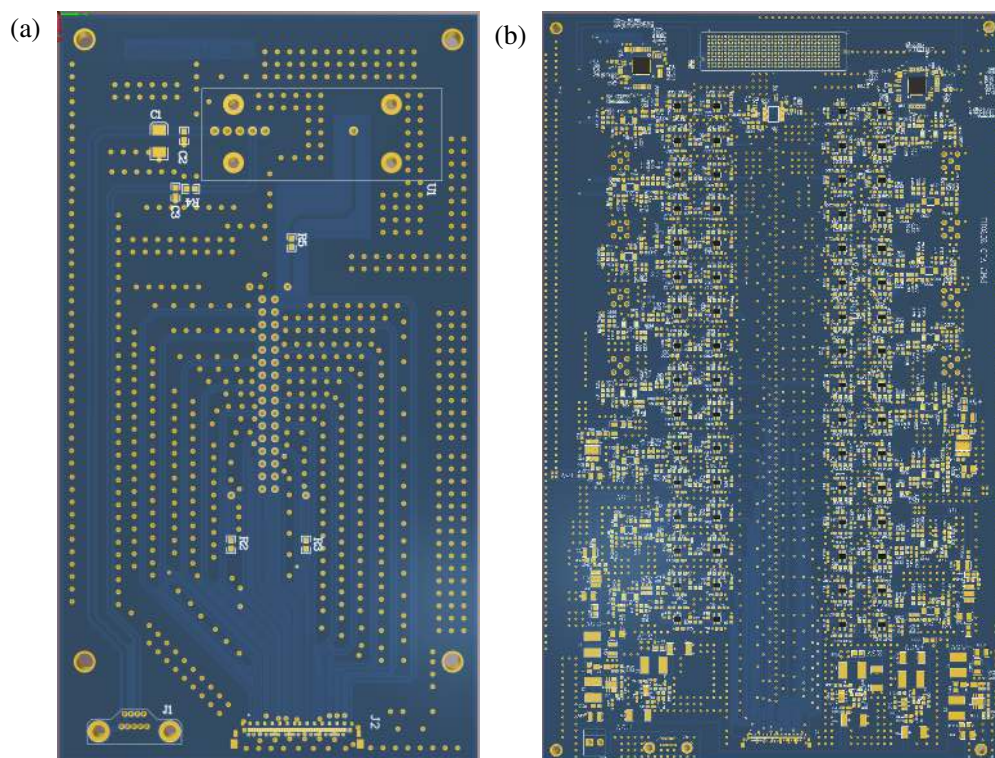


图 3.35 (a) 多通道 PMT 驱动电路板 PCB 图。(b) 数据采集电路板 PCB 图

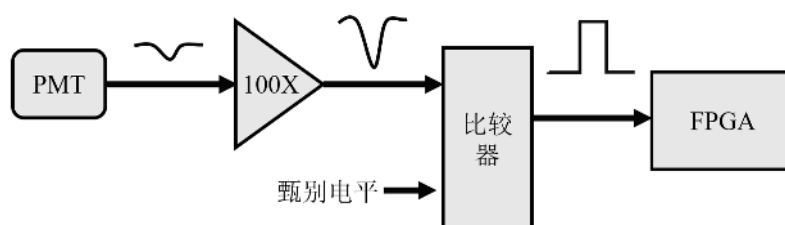


图 3.36 PMT 信号电平转换电路示意图。该电路主要功能是将 PMT 输出的负脉冲放大后经过比较器转换为标准的 TTL 脉冲信号，传输到 FPGA 进行脉冲计数。

控制的功能，该芯片上数据采集的功能的时序示意图如图3.37所示，转换后的光子脉冲信号输入到 FPGA 的输入引脚，这个信号记为 PMT_in，这个信号是脉宽为 2 ns 左右窄脉冲，而 FPGA 开发板的时钟频率为 100 MHz，如果直接检测电平会漏掉大量的脉冲信号，即使通过 FPGA 内部的锁相环将时钟倍频到 400 MHz 也并不能满足要求，因此，首先就要对这个信号进行延长使脉宽大于两个时钟周期，另一个理由是在光子被 PMT 检测到后，除了对应于光信号的输出脉冲外，还会跟随来源于前级倍增级弹性散射的杂散脉冲，称为后脉冲，见图3.34 (b)，为了避免重复计数，需要将这个脉冲延长一定的时间，在这段时间内，来自于同一通道的后脉冲就不会被记录，防止对同一个光子信号重复记录。D 触发器是一种常见的基本逻辑单元，有一个输入端 D，一个输出端 Q，一个复位引脚 RST_n 和一个时钟输入 CLK，D 触发器只有在 CLK 的上升沿将输出与输入进行同步，在其他时刻不会更新，除非 RST_n 接收到低电平将输出复位位置 0，这种性质使 D 触发器成为构成寄存器的基本单元。我们将 D 触发器的输入端连接到高电平 1，将 PMT_in 连接到 CLK，记 D 触发器的输出为 Signal，是我们延长后的脉冲，脉冲延长的工作逻辑如下，在一开始将 D 触发器复位，输出为 0，一旦 PMT_in 检测到上升沿，D 触发器输出 Signal 更新为 1，在下一个时钟周期能够检测到 Signal 信号变为高电平，触发一个两位的计数器对时钟信号上升沿计数，这个两位计数器的高位取反作为 D 触发器的 RST_n 信号，三个时钟周期后，计数器的值二进制表示为 10，此时 D 触发器复位，Signal 信号置 0。检测 Signal 脉冲的上升沿，就能够对光子脉冲进行可靠的计数，如图3.37。

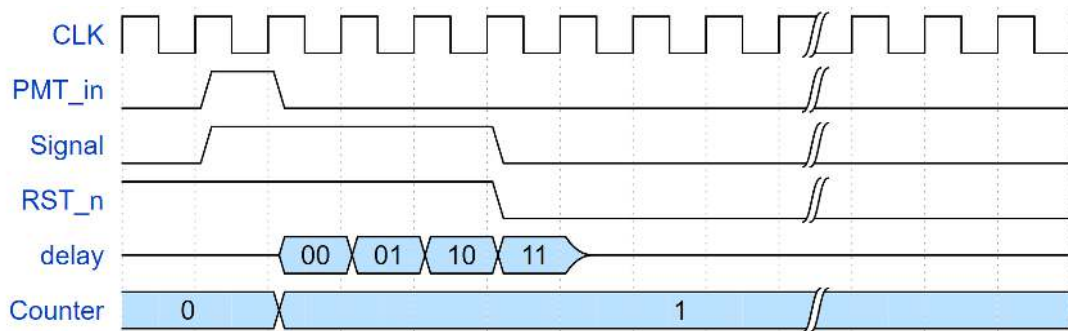


图 3.37 信号延时和数据采集时序图。PMT 输出的信号需要先经过图中的延时，再进行计数，能够避免对后脉冲的重复计数。

在一般的实验中，需要在态探测阶段同步进行光子计数，是通过外部 TTL 信号进行控制计数窗口 CNT_WIN。我们为每个通道分配了一个 8 位的计数器对 Signal 信号上升沿进行持续计数，并限制最大计数为 250，考虑我们的实验时序中，态探测阶段光子计数平均值小于 30 个，Doppler 冷却阶段 1 ms 内光子计数平均值小于 100 个，计数器的计数范围能够满足大部分实验的要求。态探测阶段时 CNT_WIN 信号置为高电平，在 CNT_WIN 信号的上升沿将计数器复位开始

计数，在 CNT_WIN 信号的下降沿将计数器的值传到一个先入先出的数据缓存器（FIFO），在需要读取数据时通过串口通信将实验数据传输到电脑上，在电脑上进行阈值甄别和进一步数据处理。

2. 时序控制

本章最后的部分介绍一下系统中时序控制的物理实现。在离子阱的实验中，无论微波、激光还是离子荧光计数都需要按照特定的实验顺序进行控制，在一个实验循环中，首先离子需要经过 Doppler 冷却达到 Doppler 冷却极限，在需要冷却到声子基态的实验中，需要进一步进行 EIT 冷却，偏振梯度冷却或边带冷却，接下来泵浦光将离子初始化到 $|0\rangle$ 态，然后进行一系列的微波和激光的操作，最后进行态探测，这样的实验循环在一次实验中要重复成千上万次，并且要保证时间的精准，因此，需要进行专门的时序控制设备。

在本工作中，使用了 ARTIQ 作为时序控制设备^[165]，该设备提供了多路 TTL 信号和提供了多路可控的射频信号源（DDS），能够按时序切换 TTL 信号的高低电平和 DDS 的开关，进而实现激光和微波的时序控制。在我们的系统中，时序控制主要有两种实现方式，一种是用于只需要进行开关控制的情况，比如 EIT 光的开关，另外一种是需要更复杂的调制的情况，比如微波操作。激光的开关控制是通过 AOM 控制的，ARTIQ 的 DDS 提供了 AOM 的驱动信号，并且能够按照时序进行开关，将 AOM 的一级衍射光用于离子操作，就能够令激光按照特定时序开启和关断。对于 AOD 和微波等需要更复杂的射频信号，我们通过任意波形发生器（AWG）来实现，比如微波操作需要一个 12.642 GHz 的微波信号，不仅仅需要控制这个射频信号开关，常常还需要对这个信号进行幅度和频率的调制^[166-167]，实现的方法是通过一个 12.292 GHz 的点频源和 AWG 生成的约 350 MHz 的信号进行混频，从而可以在 350 MHz 的信号上完成所需的调制来产生最终需要的微波信号，AWG 的波形由电脑生成，在实验开始前提前写入 AWG，在需要播放时，通过 ARTIQ 的 TTL 信号触发。

ARTIQ 和 AWG 结合实现实验所需的时序控制能够满足我们当前的实验需求。除此之外，一些慢速的开关，比如离子化光的开关，是使用舵机进行控制，上述设备一起构成了实验的控制系统，为接下来的研究提供了良好的基础。

3.5 本章小结

在本章中详细地介绍了 $^{171}\text{Yb}^+$ 的基本操作和量子态的相干操作的原理。为了实现这些操作，我们设计并搭建了一系列的激光光路和成像光路，并设计加工了多通道光电倍增管的采集电路板和光子计数采集程序。为了维持系统的稳定，我们设计了各种反馈和屏蔽系统，实现了对激光、射频电压、磁场和温度的主动

稳定。总之，本人负责搭建了一套性能良好、工作稳定的高通光离子阱系统，基本能够满足后续的实验要求。

第4章 紧聚焦光场与离子的相互作用

本章节我们介绍紧聚焦光场和光场与离子的相互作用。在理论方面，本章前半部分介绍用于描述紧聚焦光场的矢量衍射理论，介绍紧聚焦光场，并对几种典型的光场在大 NA 物镜聚焦下的分布进行模拟。我们研究了以线偏振入射的聚焦光场中偏振梯度分布，并利用这种偏振梯度分布实验演示了基于微波的自旋运动耦合，并提出利用这个效应进一步实现光镊兼容的微波纠缠门。然后，我们描述运动简单描述了紧聚焦光场作为光镊如何实现离子运动频率的表征，借助微波声子谱的方法对单离子的声子频率改变进行了实验演示。最后，我们利用大数值孔径物镜和空间光调制器产生高质量的紧聚焦光场，提出并演示一种利用离子作为探针对光学系统中像差实现原位表征和校正的方法，并对聚焦光斑尺寸和串扰进行了评估。

4.1 紧聚焦光场

4.1.1 Richards-Wolf 矢量衍射理论

针对离子阱系统对集成光镊与低串扰的要求，需采用大 NA 物镜以获得紧聚焦光场。由于 NA 的提高导致无法满足傍轴近似条件，标量衍射理论在此条件下将不再适用。在 1959 年，Bernard Richards 和 Emil Wolf 基于 Debye 近似条件发展了一种矢量衍射理论，是目前矢量光场的紧聚焦模拟中最广泛和最有效的方法，被称为 Richards-Wolf 矢量衍射理论或 Debye-Wolf 矢量衍射理论^[84-85]。下面对这种方法进行介绍。

如图4.1所示一束沿着 z 方向传播的单色光场被一个大 NA 物镜聚焦，焦点附近的光场分布可以考虑成半径为透镜焦距 f 的球面波的衍射积分。假设入射光场为 $\mathbf{A}_0(\rho, \phi)$ ，因为此处考虑的系统是柱对称的，可以用径向分量 $A_\rho(\rho, \phi)$ 和角向分量 $A_\phi(\rho, \phi)$ 来分解，

$$\mathbf{A}_0(\rho, \phi) = A_\rho(\rho, \phi)\mathbf{e}_\rho + A_\phi(\rho, \phi)\mathbf{e}_\phi, \quad (4.1)$$

其中 $\mathbf{e}_\rho$ 和 $\mathbf{e}_\phi$ 为径向和角向的单位矢量，有

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_\rho &= \cos \phi \mathbf{e}_x + \sin \phi \mathbf{e}_y, \\ \mathbf{e}_\phi &= -\sin \phi \mathbf{e}_x + \cos \phi \mathbf{e}_y, \end{aligned} \quad (4.2)$$

当光束经过物镜偏转后，其偏振方向会发生改变，上述单位矢量 $(\mathbf{e}_\rho, \mathbf{e}_\phi)$ 变为

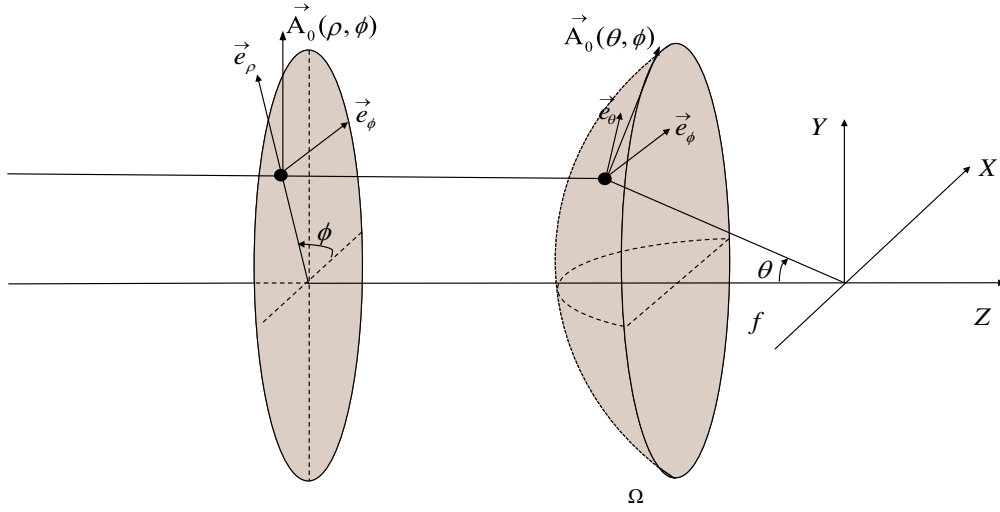


图 4.1 矢量衍射理论的几何示意图，示意图参考文献 [83] 重新绘制。

$(\mathbf{e}_\theta, \mathbf{e}_\phi)$,

$$\mathbf{e}_\theta = \cos\theta \mathbf{e}_\rho + \sin\theta \mathbf{e}_z = \cos\theta (\cos\phi \mathbf{e}_x + \sin\phi \mathbf{e}_y) + \sin\theta \mathbf{e}_z, \quad (4.3)$$

$$\mathbf{e}_\phi = -\sin\phi \mathbf{e}_x + \cos\phi \mathbf{e}_y,$$

经过物镜后透射光场的表达式

$$\mathbf{A}(\rho, \phi) = A_\rho(\rho, \phi) \mathbf{e}_\theta + A_\phi(\rho, \phi) \mathbf{e}_\phi, \quad (4.4)$$

可以得到透镜后 Ω 面上光场的权重因子

$$\begin{aligned} \mathbf{a}(\theta, \phi) &= f \sqrt{\cos(\theta)} \mathbf{A}(\rho, \phi) \\ &= f \sqrt{\cos(\theta)} (A_\rho(\rho, \phi) \mathbf{e}_\theta + A_\phi(\rho, \phi) \mathbf{e}_\phi). \end{aligned} \quad (4.5)$$

上式中为了满足透镜转换过程中的能量守恒条件，必须要添加一个切趾函数 $\sqrt{\cos(\theta)}$ 。

考虑到理想透镜满足正弦条件 $\rho = f \sin \theta$, $\theta \in [0, \alpha]$, $\alpha = \arcsin(\text{NA}/n)$. 假设透镜无损耗，入射的微环带 $\rho d\rho d\phi$ 上的能量 dP_{in} 必须等于出射的球微面元 dA_{out} 上的能量 dP_{out} 。

$$dP_{in} = I_{in}(\rho, \phi) \cdot (\rho d\rho d\phi) \quad (4.6)$$

$$dP_{out} = I_{out}(\theta, \phi) \cdot dA_{out} = I_{out}(\theta, \phi) \cdot (f d\theta)(f \sin \theta d\phi)$$

令 $dP_{in} = dP_{out}$ ，并代入 $\rho = f \sin \theta$ 和 $d\rho = f \cos \theta d\theta$ ：

$$I_{in}(f \sin \theta, \phi) \cdot (f \sin \theta)(f \cos \theta d\theta) d\phi = I_{out}(\theta, \phi) f^2 \sin \theta d\theta d\phi, \quad (4.7)$$

化简后，

$$I_{out}(\theta, \phi) = I_{in}(f \sin \theta, \phi) \cos \theta. \quad (4.8)$$

由于光强 $I \propto |A|^2$ ，振幅 A 的关系为：

$$|A_{out}(\theta, \phi)| \propto |A_{in}(f \sin \theta, \phi)| \sqrt{\cos \theta}. \quad (4.9)$$

因此，切趾函数的形式为 $\sqrt{\cos(\theta)}$ 。

Richards-Wolf 矢量衍射理论引入了德拜近似，将球面波叠加简化为从物镜出瞳的平面波的矢量叠加^[168]，用来简化分析理想情况下较大 NA 物镜聚焦下焦点附近的光场分布。这样，焦点附近的光场分布可以简化表示为

$$\vec{E}(r, \phi, z) = -\frac{i}{\lambda} \iint_{\Omega} \mathbf{a}(\theta, \phi) e^{i\vec{k}\vec{r}} d\Omega, \quad (4.10)$$

其中， $\vec{r}$ 是聚焦光场的位置矢量， $\vec{k}$ 是平面波波矢， $d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi$ 。

上述二重积分直接数值计算会耗费大量资源。从傅里叶光学的角度出发，透镜聚焦相当于一个二维傅里叶变换，对上式进行变量代换

$$\begin{aligned} k_x &= k \sin \theta \cos \phi, \\ k_y &= k \sin \theta \sin \phi, \\ k_z &= k \cos \theta = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}, \end{aligned} \quad (4.11)$$

此外，根据 $dk_x dk_y = (k^2 \sin \theta \cos \theta) d\theta d\phi = (k k_z) \sin \theta d\theta d\phi$ ，积分元也进行相应替换 $d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi = \frac{dk_x dk_y}{k k_z}$ 。这样，积分变为标准的傅里叶变换形式

$$\vec{E}(x, y, z) = -\frac{i}{\lambda k} \iint_D (\mathbf{a}(\theta, \phi) e^{i k_z z}) e^{i(k_x x + k_y y)} \frac{dk_x dk_y}{k_z} \quad (4.12)$$

其中，积分区域 $D = \{(k_x, k_y) : k_x^2 + k_y^2 \leq (k \sin \alpha)^2\}$ ， $\alpha = \arcsin(\text{NA}/n)$ 。

对于这种形式，可以用快速傅里叶变换（FFT，Fast Fourier Transform）、Bluestein 等方法进行数值计算^[83,169]。在这里展示几种常见的光场在 0.4NA 物镜下聚焦后的效果，如图4.2所示。在实验中，可以通过空间光调制器 SLM 进行光场的调制和像差的补偿，得到所需的光场。

4.1.2 紧聚焦光场与离子的相互作用

紧聚焦光场的这种性质在于离子相互作用的过程中会表现出与非紧聚焦光场不同的性质，尤其是矢量光场，在 2016 年美因茨大学 Schmidt Kaler 团队，研究了涡旋光场和离子的相互作用，发现光子的轨道角动量可以传递到电子的运动上，从而驱动 $\Delta m_F = 0, \pm 2$ 的跃迁^[170]，并在 2017 年对这种现象给出了解释，

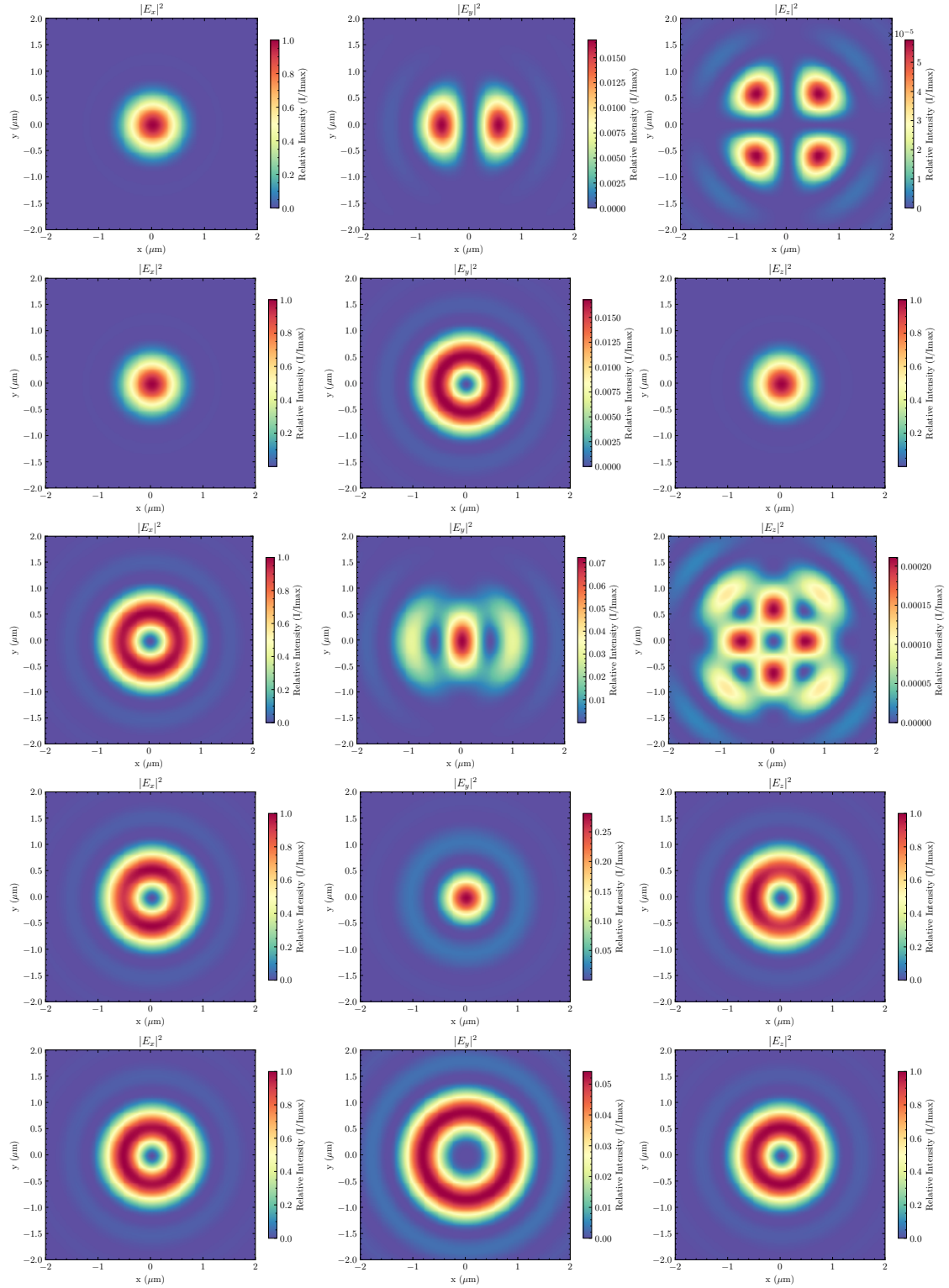


图 4.2 常见光场紧聚焦光场强度分布。从上至下依此为线偏振光、圆偏振光、线偏振涡旋光 $l=1$ 、左旋圆偏振涡旋光、右旋圆偏振涡旋光。

强调了涡旋光场中聚焦后纵向分量在光与离子相互作用中发挥的作用^[171]。在2023年，该研究组进一步基于对光场与原子相互作用哈密顿量的球张量分解的方法提出了空间结构光场与原子相互作用的理论框架，可用于计算任意模式结构的一般矢量光场的原子转移矩阵的矩阵元^[172]。

在上一节介绍了通过 Richards-Wolf 矢量衍射理论实现紧聚焦后光场分布的数值计算，并利用 Bluestein 方法^[83]演示了几种光场紧聚焦后的效果，这种方法可以实现对任意输入光场的模拟，得到聚焦后的光场分布。有了这个光场分布，就可以对光与原子的相互作用进行模拟。

对大失谐的单色光场引起的 AC Stark 频移，是利用 $\delta_{ac} \simeq \sum \frac{|g_i|^2}{4\Delta_i}$ 进行计算的，计算时需要考虑多个上能级的共同效果，以及光场中的不同分量的作用，因此在这里用 g 代替 Ω 表示光场对不同上下能级的耦合强度。对于大失谐双色光场的驱动，利用公式 $\Omega_{Raman} \simeq \sum \frac{g_{1i}g_{2i}}{2\Delta_i}$ 进行近似计算。

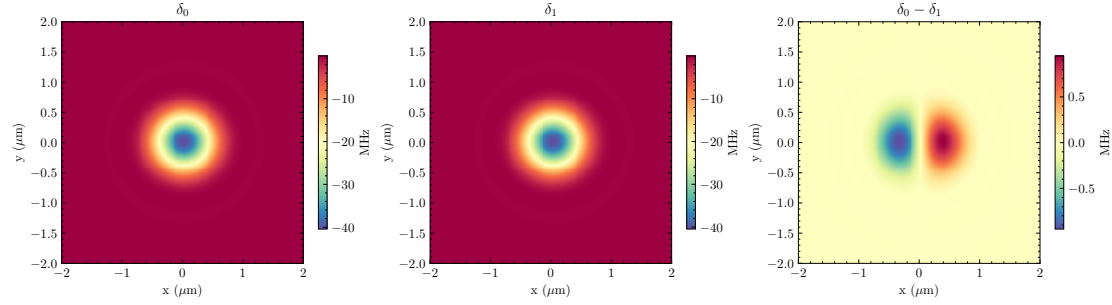


图 4.3 紧聚焦光场对 $^{171}\text{Yb}^+$ 的 AC Stark 频移。 δ_0 为激光对 $^2\text{S}_{1/2}|F=0, m_F=0\rangle$ 能级的频移， δ_1 为激光对 $|F=1, m_F=+1\rangle$ 的光频移。模拟所用的光功率为 100 mW，波长为 554 nm，入射光偏振方向为 x 方向，传播方向为 z，均垂直于磁场。

图4.3展示了入射光为高斯模式的水平线偏振光经过 0.4NA 物镜聚焦后的光场对 $^2\text{S}_{1/2}|F=0, m_F=0\rangle$ 和对 $^2\text{S}_{1/2}|F=1, m_F=+1\rangle$ 两个能级的 AC Stark 频移，两个能级光频移产生的势阱深度基本一致，但从两个能级的中可以看到由于纵向偏振分量的存在，Zeeman 能级的势阱中心发生了微小的偏移，在本章后面的内容中将演示利用这种效应实现微波的边带操作。

4.1.3 光镊的基本原理

在离子阱系统中，对紧聚焦光场的需求日益迫切，这主要源于两个方面：一是实现低串扰的量子态寻址操作；二是近年来将光镊与离子阱结合的研究中对更小聚焦光斑的追求。采用大数值孔径（NA）的物镜是实现这一目标的关键技术之一，它能显著降低所需的激光功率，并最大程度地减少对相邻离子的串扰，提高了借助光镊实现大规模离子比特操作的可行性。因此，紧聚焦光场在离子阱系统中的一个典型应用是作为光镊，用于精确调控离子的运动模式。接下来，我们将介绍光镊的基本原理。

在上一章中提到在光与原子相互作用的过程中，近共振的光会激发原子在两个能级间做拉比振荡。在失谐远大于拉比频率和自然线宽 ($|\Delta| \gg \Omega, \Gamma$) 的条件下，光场几乎无法激发离子在上下能级之间跃迁，但是在光场的作用下会引起一个能级移动，称为 AC Stark 频移

$$\delta_{ac} \simeq \frac{|\Omega|^2}{4\Delta}, \quad (4.13)$$

当激光为红失谐时，AC Stark 频移使能级劈裂增大，上能级上升，下能级下降；当激光为蓝失谐时效果相反。考虑到 $|\Omega|^2/\Gamma^2 = I/2I_s$ ，这种光频移的幅度与激光光强成正比，与失谐成反比。当一个处于基态的原子处于一束红失谐的高斯光中，就会因为 AC Stark 频移被束缚在能量最低点，也就是高斯光焦点的中心，这就是冷原子中所用的光镊，也叫光学偶极阱，记

$$U_T \simeq \frac{\hbar|\Omega|^2}{4\Delta} = \frac{\hbar\Gamma}{8} \frac{\Gamma}{\Delta} \frac{I}{I_{\text{sat}}}. \quad (4.14)$$

当运动幅度远小于激光束腰 ($x_{\text{max}} \ll \omega_{0,T}$) 时，可以近似为简谐势

$$U_T(x) = U_T(0) \exp\left(-2\frac{x^2}{w_{0,T}^2}\right) \simeq U_T(0) \left(1 - 2\frac{x^2}{w_{0,T}^2}\right), \quad (4.15)$$

此时，光势阱的横向囚禁频率

$$\nu_T = \sqrt{\frac{4|U_T(0)|}{Mw_{0,T}^2}}. \quad (4.16)$$

实际上原子中存在许多能级，在分析时需要考虑多个能级的共同作用，比如，在类氢原子（离子）的结构中，基态能级 $^2S_{1/2}$ 与 $^2P_{1/2}$ 和 $^2P_{3/2}$ 是电偶极跃迁，效果最强，在考虑这两个能级的情况下，光势阱可以表示为^[173]

$$U_T(\mathbf{r}) = \frac{\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3} \left(\frac{2 + \mathcal{P}g_F m_F}{\Delta_{2,F}} + \frac{1 - \mathcal{P}g_F m_F}{\Delta_{1,F}} \right) I(\mathbf{r}), \quad (4.17)$$

其中， $g_F = [F(F+1) - I(I+1) + J(J+1)]/F(F+1)$ ， $\mathcal{P}$ 代表光的偏振， $\mathcal{P} = 0, \pm 1$ 分别代表线偏光和左旋、右旋圆偏光。

上面介绍的是利用红失谐的高斯光束作为光镊，其势能最低点对应光强最大的位置，由于激光的强度噪声，光镊的引起的频率可能会导致量子比特相干降低，可以适用空心的蓝失谐光束作为光镊，降低对量子比特相干性的影响。

在离子阱中，光镊在离子阱原本的电囚禁势外额外添加了一个局域的光囚禁势，光镊的优势在于其高度的灵活性，可以对每个离子所感受到的局域势进行高精度的动态调控。这里以单离子为例对光镊对声子频率改变的应用进行说明。

假设在离子阱中轴向频率 ν_z ，对一个单离子施加简谐频率 ν_T 的光镊势，调制后的声子频率 ν_{total} 满足 $\nu_{total}^2 = \nu_z^2 + \nu_T^2$ 。在多离子链中，情况变得更加复杂，除了声子频率的改变以外，还会导致离子在一个运动模式中的振幅发生变化，需要求解运动方程进行分析。

4.1.4 紧聚焦光场中的偏振梯度

紧聚焦光场的典型特点是光场分布与入射光偏振有关，并且强度和偏振分布可以呈现出强烈的空间不均匀性，其中最为典型的例子是对线偏振光的紧聚焦。当一束线偏振光在经过大 NA 物镜聚焦后，会沿着偏振方向呈现一个椭圆偏振-线偏振-椭圆偏振的分布，其聚焦后的光斑变成椭圆形，这种现象在上个世纪就被理论预测，也在冷原子光镊中被观察和应用^[84,92,174]。

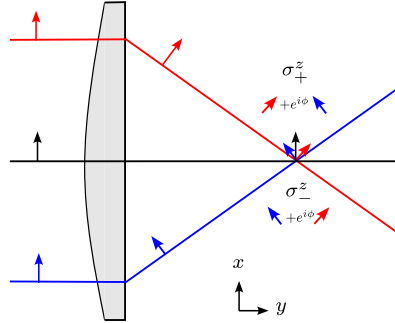


图 4.4 线偏振入射的紧聚焦光场中的偏振梯度分布，示意图参考文献 [174] 重新绘制。

2013 年，剑桥大学一项研究单原子边带冷却的工作中对这种现象给出了几何光学框架下的解释^[174]，如图4.4所示，入射光由横向线偏振的平行光线组成，当被物镜聚焦时，光线发生偏折，每条光线的偏振也必须偏转以保持光线垂直，这就是纵向分量产生的原因。在焦点附近，所有光线发生干涉，只有在光轴上，纵向分量相干相消，呈现出横向线偏振，而当发生偏离，产生相位差，合成椭圆偏振光。

在离子阱系统中，2018 年因斯布鲁克大学的研究团队在实验上观察到离子发射出的不同偏振的荧光在成像到 CCD 上时会发生位置偏移^[175]，2020 年 Robert Spreuw 提出这种效应可以被看作马格纳斯效应在光学中的模拟^[176]。在 2023 年荷兰阿姆斯特丹大学的 Matteo Mazzanti 等人提出了利用这种效应实现 Mølmer-Sørensen (MS) 门操作的方案，并对光镊和离子的位置偏差导致的保真度降低进行了估计^[55]。随着光镊与离子阱结合的架构逐渐被人们重视，这种效应在离子阱系统中可能有着更多的应用。

4.2 微波的边带操作和微波光镊门

4.2.1 光镊辅助的微波边带操作

在上文中利用数值模拟展示了紧聚焦光场对 $^2S_{1/2}|F=0, m_F=0\rangle$ 和 $^2S_{1/2}|F=1, m_F=0\rangle$ 能级的差分 AC Stark，图4.5展示了 $y=0$ 时沿着 x 方向差分 AC Stark 频移，对光束中心 ± 100 nm 的范围对这种差分 AC Stark 频移进行线性拟合，如图中绿线所示。

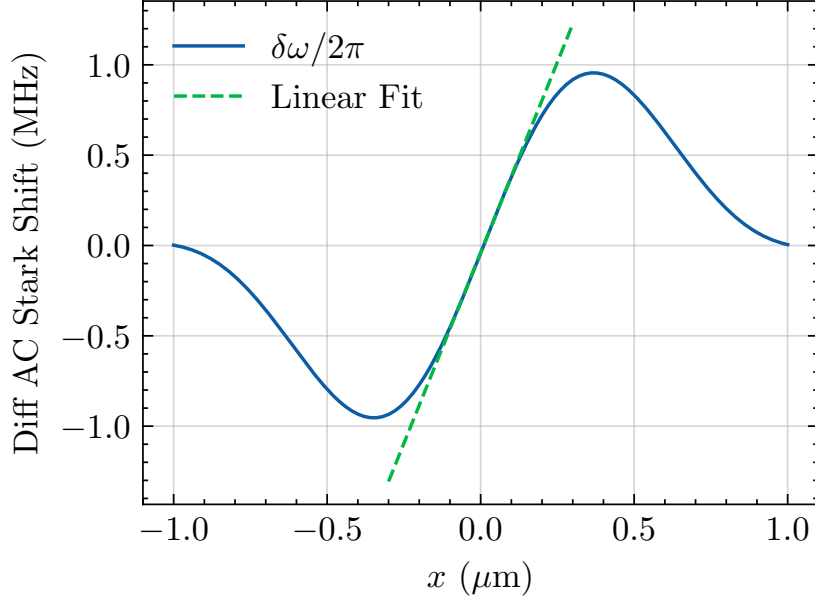


图 4.5 差分 AC Stark 频移随着 x 坐标的变化，在光束中心的 ± 100 nm 的范围内可以近似视为线性变化。

这种紧聚焦光场中的偏振梯度为我们提供了一个新的思路，通过这种方法可以产生位置相关的自旋依赖力，是实现自旋运动耦合和两比特纠缠门操作的基础。这种方法与通过外加静磁场梯度实现纠缠门操作^[159,177]相似，我们也可以理解成通过光场的 AC Stark 频移实现了一个等效的“静磁场梯度”，这种情况下 Lamb-Dicke 系数需要进行修正，下面对这种情况进行推导^[178]。

对一个离子的两个基态能级，当存在沿轴向的静磁场梯度（或等效静磁场梯度）时，其能级差随位置发生变化 $\omega(z)$ ，并考虑轴向的运动模式，频率为 ω_l ，其哈密顿量表示为

$$H = \frac{1}{2}\hbar\omega(z)\sigma_z + \hbar\omega_l a_l^\dagger a_l. \quad (4.18)$$

对轴向位置算符做一阶展开， $\zeta\Delta z(a_l^\dagger + a_l)$ ，离子基态波包大小 $\Delta z \equiv \sqrt{\hbar/(2m\omega_l)}$ ，并记离子平衡位置的能级差为 ω_0 ，则哈密顿量改写为

$$H = \frac{1}{2}\hbar\omega_0\sigma_z + \hbar\omega_l a_l^\dagger a_l + \frac{1}{2}\hbar\omega_l \epsilon_c (a_l^\dagger + a_l)\sigma_z, \quad (4.19)$$

其中定义 $\epsilon_c \equiv \zeta(\Delta z|\partial_z\epsilon_1 - \partial_z\epsilon_0|)/(\hbar\omega_l)$ ， ϵ_0 和 ϵ_1 对应上下能级能量，对质心模 $\zeta = 1/\sqrt{N}$ ， N 为离子数。利用 $S = \frac{1}{2}\epsilon_c(a_l^\dagger - a_l)\sigma_z$ 对哈密顿量进行么正变换

$\tilde{H} = e^S H e^{-S}$ 并省略常数项后, 能够得到 $\tilde{H} = \frac{1}{2}\hbar\omega_0\sigma_z + \hbar\omega_l a_l^\dagger a_l$, 同时其操作算符变为

$$\begin{aligned}\tilde{a}_l &= a_l - \frac{1}{2}\epsilon_c\sigma_z, \\ \tilde{a}_l^\dagger &= a_l^\dagger - \frac{1}{2}\epsilon_c\sigma_z, \\ \tilde{\sigma}_+ &= \sigma_+ e^{\epsilon_c(a_l^\dagger - a_l)}, \\ \tilde{\sigma}_- &= \sigma_- e^{-\epsilon_c(a_l^\dagger - a_l)}.\end{aligned}\tag{4.20}$$

在这个形式下就可以利用上一章的结论, 外界电磁场与原子的相互作用表象下的哈密顿量为

$$H_M = \frac{1}{2}\hbar\Omega_R(\sigma_+ + \sigma_-)(e^{i[\eta(a_l + a_l^\dagger) - \omega_M t]} + \text{H.c.}),\tag{4.21}$$

其中, 电磁场频率为 ω_M , Lamb-Dicke 系数为 $\eta = \zeta\sqrt{(\hbar k_z^2/2m\omega_l)}$, k_z 是电磁场投影到轴向的波矢, 拉比频率 $\Omega_R = \frac{\vec{\mu}\cdot\vec{B}_M}{\hbar}$, 这里考虑的是微波与离子的磁偶极相互作用, $\vec{\mu}$ 是磁偶极矩, B_M 是电磁场磁分量的幅度。

将(4.20)替换到(4.21)中, 可以得到

$$\begin{aligned}\tilde{H}_M &= \frac{1}{2}\hbar\Omega_R(\sigma_+ e^{\epsilon_c(a_l^\dagger - a_l)} + \sigma_- e^{-\epsilon_c(a_l^\dagger - a_l)}) \\ &\times (e^{i[\eta(a_l + a_l^\dagger - \epsilon_c\sigma_z) - \omega_M t]} + e^{-i[\eta(a_l + a_l^\dagger - \epsilon_c\sigma_z) - \omega_M t]}).\end{aligned}\tag{4.22}$$

在旋转波近似下, 失谐 $\Delta = \omega_M - \omega_0$, 得到

$$\tilde{H}_M = \frac{1}{2}\hbar\Omega_R(\sigma_+ e^{-i(\Delta t + 2\eta\epsilon_c)} \times e^{i[(\eta + i\epsilon_c)a_l + (\eta - i\epsilon_c)a_l^\dagger]} + \text{H.c.}),\tag{4.23}$$

相当于 Lamb-Dicke 系数在原来的基础上多了 $i\epsilon_c$ 这一项, $\eta' = \eta + i\epsilon_c$, 同时会引入一个额外的相位 $2\eta\epsilon_c$, 记 $\eta_{\text{eff}} = \sqrt{\eta^2 + \epsilon_c^2}$, 称之为等效 Lamb-Dicke 系数。考虑到微波场的 Lamb-Dicke 系数很小, $\eta_{\text{eff}} \approx \epsilon_c \propto |\partial_z \epsilon_1 - \partial_z \epsilon_0|$ 。

当采用磁场梯度来增强自旋运动耦合时, 等效 Lamb-Dicke 系数可以用下面的公式计算,

$$\eta_{\text{eff}} = \Delta z \mu_B \partial_z B / \hbar \omega_l,\tag{4.24}$$

对于这种利用光场产生的差分 AC Stark 频移增强自旋运动耦合的情况, 记上下能级差为 $\Delta\epsilon = \epsilon_1 - \epsilon_0$, 则

$$\eta_{\text{eff}} = \Delta z \partial_z (\Delta\epsilon) / \hbar \omega_l.\tag{4.25}$$

4.2.2 Mølmer-Sørensen 门

在紧聚焦光场中产生的等效磁场梯度的辅助下能够实现离子的边带操作, 可以利用 Mølmer-Sørensen (MS) 门实现两离子的纠缠操作。

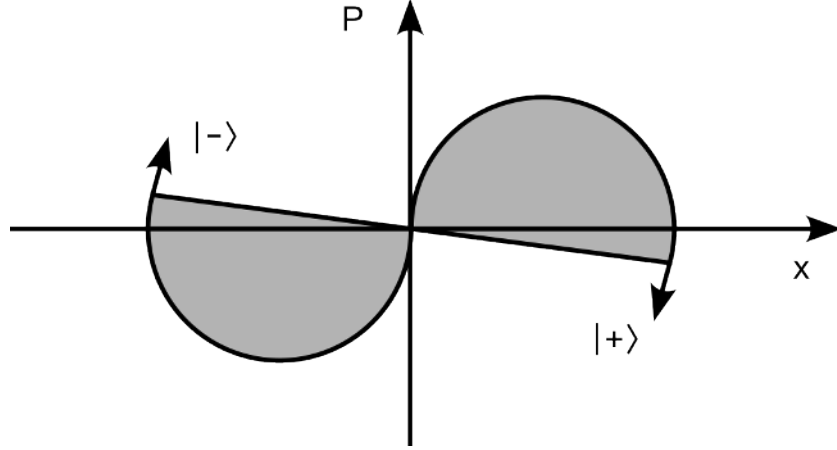


图 4.6 自旋依赖力作用下量子态在相空间的演化，阴影表示几何相位。

为了介绍 MS 门，首先要介绍自旋依赖力（SDF）。在上一章中我们给出了红蓝边带跃迁的表达式，在这里，考虑一组存在着对称失谐的红蓝边带跃迁 $\omega_i = \omega_0 \pm (\omega_l + \delta)$ ，相位分别为 ϕ_r, ϕ_b ，其哈密顿量表示为

$$\begin{aligned}\tilde{H}_{\text{SDF}} &= \hat{H}_{\text{rsb}} + \hat{H}_{\text{bsb}} \\ &= \frac{\hbar}{2} \Omega \eta (\hat{a} \sigma_+ e^{i\phi_r} e^{i\delta t} + \hat{a}^\dagger \sigma_- e^{-i\phi_r} e^{-i\delta t} \\ &\quad + \hat{a}^\dagger \sigma_+ e^{i\phi_b} e^{-i\delta t} + \hat{a} \sigma_- e^{-i\phi_b} e^{i\delta t}) \\ &= \frac{\hbar}{2} \Omega \eta (\hat{a} e^{i(\delta t - \phi_m)} + \hat{a}^\dagger e^{-i(\delta t - \phi_m)}) (\sigma_+ e^{i\phi_s} + \sigma_- e^{-i\phi_s}),\end{aligned}\quad (4.26)$$

其中为 $\phi_m = (\phi_b - \phi_r)/2$ ， $\phi_s = (\phi_r + \phi_b)/2$ ，定义 $\sigma_{\phi_s} = \sigma_+ e^{i\phi_s} + \sigma_- e^{-i\phi_s}$ ，代表了自旋依赖力的方向。该哈密顿量对应的么正演化可以用位移算符的形式表示，

$$\hat{U}(t) = \hat{D}(\alpha(t) \hat{\sigma}_{\phi_s}) \exp(i\Phi(t)), \quad (4.27)$$

其中 $\Phi(t)$ 代表了演化过程中积累的几何相位，

$$\begin{aligned}\alpha(t) &= \frac{\Omega \eta e^{i\phi_m}}{2\delta} (e^{-i\delta t} - 1), \\ \Phi(t) &= \text{Im} \left(\int_0^t \alpha(t')^* d\alpha(t') \right).\end{aligned}\quad (4.28)$$

类似的，在两离子的情况下，哈密顿量表示为

$$\hat{H}_{\text{MS}} = \sum_{j=1}^2 \eta_j \frac{\hbar \Omega}{2} (\hat{a}^\dagger e^{-i\delta t} e^{i\phi_{m,j}} + \hat{a} e^{i\delta t} e^{-i\phi_{m,j}}) \hat{\sigma}_j^{\phi_{s,j}}, \quad (4.29)$$

演化算符表示为

$$\hat{U}(t) = \exp \left[\sum_{j=1}^2 \left(\alpha_j(t) \hat{a}^\dagger - \alpha_j^*(t) \hat{a} \right) \hat{\sigma}_j^{\phi_s} - i \frac{\theta(t)}{2} \hat{\sigma}_1^{\phi_s} \hat{\sigma}_2^{\phi_s} \right], \quad (4.30)$$

其中

$$\begin{aligned}\alpha_j(t) &= -i\frac{\eta_j\Omega}{2} \int_0^t e^{-i\delta t} e^{i\phi_{m,j}} dt = \frac{\Omega\eta_j e^{i\phi_{m,j}}}{2\delta} (e^{-i\delta t} - 1), \\ \theta(t) &= \eta_1\eta_2\Omega^2 \left(\frac{t}{\delta} - \frac{\sin(\delta t)}{\delta^2} \right).\end{aligned}\quad (4.31)$$

当相空间的轨迹闭合时，离子的自旋和运动态解耦，演化算符表达为

$$\hat{U}(\theta) = \exp\left(-i\frac{\theta}{2}\hat{\sigma}_1^{\phi_s}\hat{\sigma}_2^{\phi_s}\right), \quad (4.32)$$

当 $\theta = \pi/2$ 时，就实现了两个离子的纠缠。

4.2.3 微波光镊门方案的优势

到目前为止，已经完成了对利用光镊中偏振梯度实现离子边带操作和纠缠操作的原理的说明，在本节中，将结合其他工作对本方案的优势和意义进行说明。

典型的光学纠缠门为了实现的声子操作，需要不同方向的光产生一个较大的 $\Delta\vec{k}$ ，因此通过光学寻址实现超精细比特纠缠操作的方案中往往需要两束激光。目前主流的寻址方案可以分为两种，一种是“单侧寻址 + 全局光”的方案，另一种是利用 AOD 实现的两侧对称寻址的方案。第一种方案需要保证每一路寻址光频率一致，在早期的工作中演示了利用分束器和多通道 AOM 实现寻址的方案^[179]，如图4.7（a）所示，后续发展了基于 MEMS 微镜、光波导等器件的方案^[180-181]，这些方案的缺点是灵活性和可扩展性较差。AOD 可以通过加载多个不同频率的射频驱动信号产生多束激光，可以灵活配置和高速切换，是实现离子寻址的良好选择。但是 AOD 产生的多个光束频率不同，为了产生多个频率相同的寻址光斑，就必须用一组交叉配置声光偏转器，分别利用 +1 级和 -1 级衍射光斑，并加载相同的射频信号，这样（+1，-1）级光束与入射光频率始终一致，才能实现纠缠操作，如图4.7（b）所示^[182]。该方案的缺点是会产生额外的光斑阵列，有可能对其他离子产生干扰，光利用率也很低。

为了利用 AOD 进行寻址和纠缠操作，另一种更为巧妙的方式是利用完全对称的两束寻址激光，如图4.8所示，这样尽管单侧 AOD 产生的寻址光束具有不同的频率，但聚焦到同一离子上的两束寻址光的频率差始终保持不变，能够实现寻址和纠缠操作，该方案的光利用率更高，也具有更低的串扰^[57,183]。但该方案只能实现基于沿着光束传播方向的声子模式的纠缠操作，该声子模式通常是径向声子模式，这使得光镊调控变得更加困难。第一，通常径向声子模式频率更高，为了实现明显的声子调控效果，意味着需要更高的光强，这给系统中光学元件损伤阈值和激光器的出光功率提出了更高的要求；第二，为了调控该径向模式，光镊光需要垂直于寻址操作光，需要装置在该方向有较大的通光孔径，并且需要在

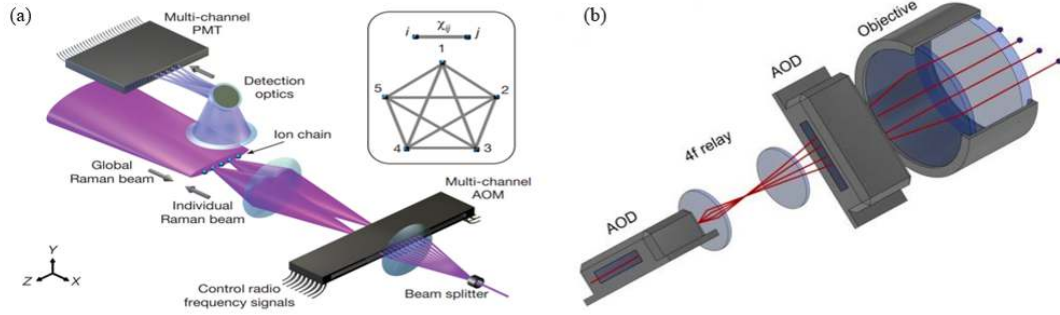


图 4.7 单侧寻址的典型结构。(a) 利用分束器和多通道 AOM 产生和控制寻址光，寻址光间距固定不能灵活配置，可扩展性差；(b) 利用交叉 AOD 实现寻址光的产生和控制，配置灵活，但光利用率低。图片分别引自文献 [179][182]。

该方向搭建能够寻址的光镊操作光路，这意味着需要三个方向的寻址光路，使系统的光学配置和操作更加复杂。

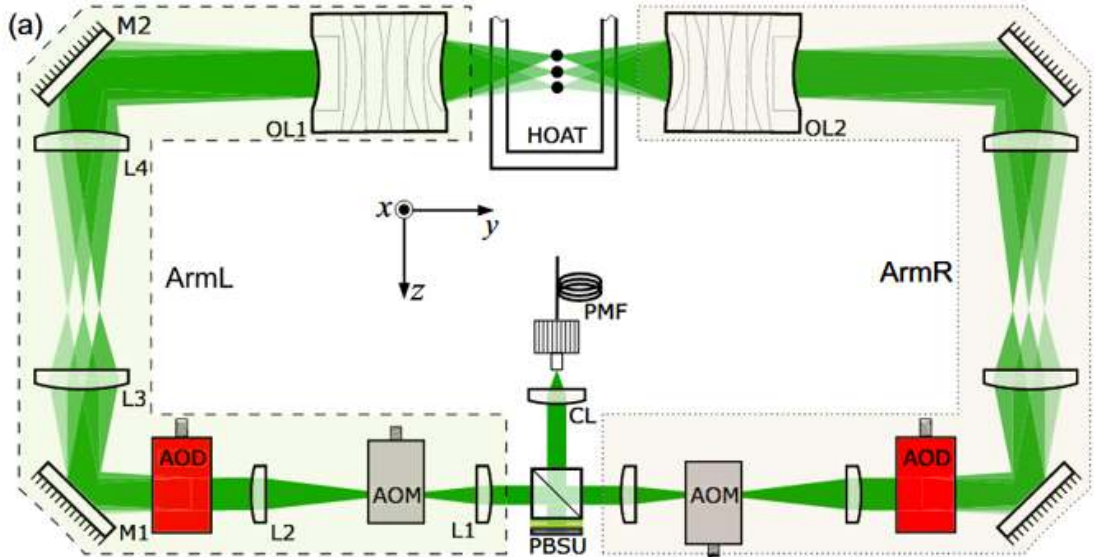


图 4.8 AOD 两侧对称寻址方案典型结构。该方案要求两侧光路对称，光路搭建要求更高。图片引自文献 [183]。

本方案借助于光镊本身实现沿轴向变化的等效梯度磁场，利用微波能够实现离子的寻址边带操作和纠缠操作，具有以下优点：第一，本方案简化了光路配置和操作流程，仅需要光镊对离子进行单侧寻址，无需额外的寻址操作光，大大降低了对于系统通光孔径的需求；第二，本方案能够对离子的轴向声子进行操作，降低了对光镊强度的要求，增强了可编程光镊阵列架构的可行性；第三，相比于利用静磁场梯度的配置，本方案产生的等效磁场梯度更高，有助于提高纠缠门的速度，在后续的实验中有进一步的展示。

综上，利用紧聚焦光场中的等效磁场梯度，能够使用微波实现离子的边带操作，从而可以借助 MS 门实现两离子的纠缠，该方案在可编程光镊阵列架构的离子阱量子计算中有着重要的应用前景。上述方案的缺点是使用了对磁场一阶敏感的塞曼能级，外界的磁场涨落导致离子的相干性较差。通过微波缀饰态等方

案^[30]，可以提高门操作的保真度。

4.3 紧聚焦光场的实验表征

4.3.1 光路配置介绍

在我们的系统中，利用 554 nm 激光作为寻址光镊。目前，为了光镊与离子的辅助对准和进一步的研究，我们采用了一种调制倍频激光器种子光的结构^[184]，使 554 nm 激光可以产生两个频率成分来驱动受激拉曼跃迁，这样就可以通过单边拉曼操作驱动拉比振荡，通过观察激发到 $|1\rangle$ 的概率，就可以进行光镊光的对准。在本节中，将对这部分光路配置进行简单的介绍。

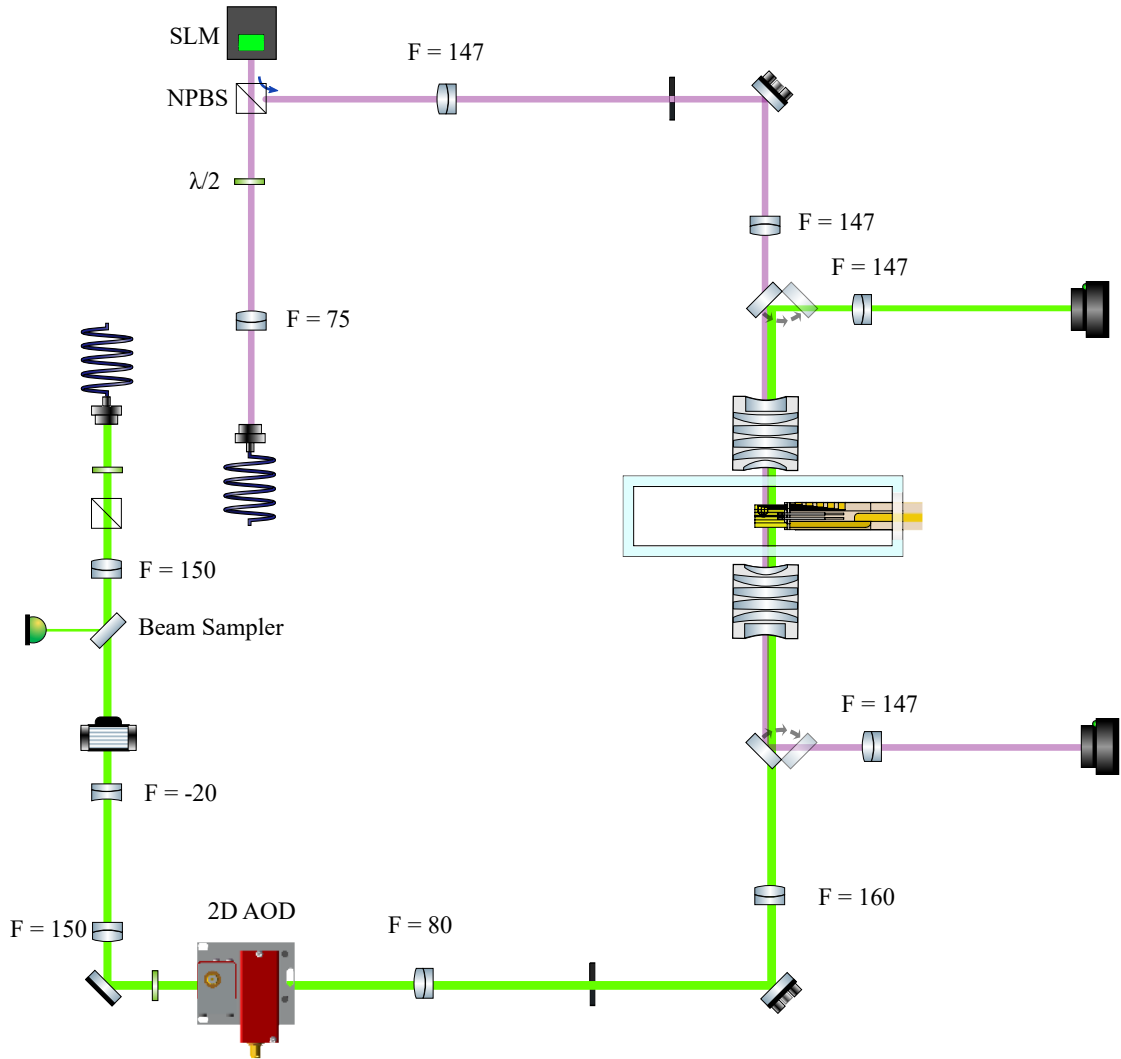


图 4.9 阱平台光镊激光光路。图中包含 554 nm 光镊激光寻址光路和 369 nm 激光寻址光路，在本工作中主要利用 554 nm 激光进行光镊研究。

554 nm 激光输出后，先经过二向色镜和滤光片隔离 1108 nm 激光，然后经过一个 AOM 用于光功率稳定，AOM 的 0 级光经过保偏后耦合到阱平台，光路如图所示，激光沿着光纤传输到阱平台上使用一个 10x 物镜变为准直光，激光经

过一个 $1/2$ 波片和 PBS 保证偏振的稳定，在此处通过光束采样器分出一束光利用 PD 进行探测，进行光功率稳定，其余部分聚焦后通过一个 350 MHz 的 AOM 作为光开关，+1 级衍射光经过一组凹透镜和凸透镜实现准直和扩束，使扩束后的光斑直径约为 5.5 mm，然后输入到一组二维声光偏转器 (AOD)，这样能够最大化利用 AOD 的通光孔径，实现更高的分辨率。AOD 输出后经过一对焦距为 80 mm 和 160 mm 双胶合透镜组成的 4F 系统进行扩束并利用小孔光阑过滤掉其他杂散光斑，在两个 4F 系统中，有一个安装在压电反射镜架上的反射镜，用于光斑位置的精细调节。扩束后的激光由 0.4NA 物镜聚焦对准到离子上，通过另一侧的物镜和透镜组进行成像，经过 369 nm 带通滤光片的过滤下，在相机上能够同时观察到离子和 554 nm 激光光斑，帮助我们进行初步的激光对准。

值得一提的是，在本装置中所使用的 AOD 是利用声光晶体剪切模式工作的，其特点是开关速度较慢，对输入偏振有要求，且输入光和一级衍射光的偏振垂直，因此，两个 AOD 垂直交叉组成的二维 AOD 的入射光和 (-1,-1) 级衍射光偏振一致。对于本装置中的二维 AOD，要求竖直偏振入射，而实验中所需的 554 nm 激光偏振要求是水平方向的，因此在设计 AOD 与平移台的安装板时，将 AOD 旋转 90 度进行安装，这样就无需在 AOD 后再调整偏振方向。

4.3.2 微波边带谱的测量

首先对聚焦光场中等效磁场梯度进行表征。通过 0.4NA 的物镜将一束水平线偏的 554 nm 高斯光束对准离子，通过 AOD 对光斑位置进行扫描。在实验上，为了表征离子塞曼能级的频移，对离子应用一个微波 π 脉冲，当微波脉冲与离子能级共振时，离子态从 $|0\rangle$ 被驱动到 $|+1\rangle$ ，通过扫描微波频率，能够拟合得到 $|0\rangle$ 与 $|+1\rangle$ 的能级差。利用 AOD 沿着水平方向扫描光斑位置，测量结果如图4.10所示，拟合得到光斑中心位置处 $\frac{\partial\omega}{\partial x} \approx 2\pi \times 0.4 \text{ MHz}/\mu\text{m}$ ，对应等效磁场梯度约为 28.6 T/m，这种情况下测量进入物镜前光功率为 29 mW。

在这个光强下，在 554 nm 激光光斑和离子对准后，将光强增加到激光器所能输出的最大光强，在进入物镜前约为 370 mW。在多普勒冷却的情况下具有较高的声子数，并且光场提供了极强的等效磁场梯度，因此能够看到明显的声子激发。扫描微波频率，结果如图4.11所示，从图中可以看到红蓝边带的激发。本实验结果验证了利用光镊和微波实现边带操作的可行性。

进一步，在同种情况下实验测量了 EIT 冷却后的微波声子谱，测量得到的结果如图4.12所示。

最后，为了表征系统能够产生的最大等效磁场梯度，在系统能达到的最强光强下，调节光斑位置，测量得到最大的能级移动如图4.13所示， $\delta_+^{max} = 1.0653 \text{ MHz}$ ， $\delta_-^{max} = -1.0182 \text{ MHz}$ ，在这种情况下，对应的等效磁场梯度约为 363 T/m。

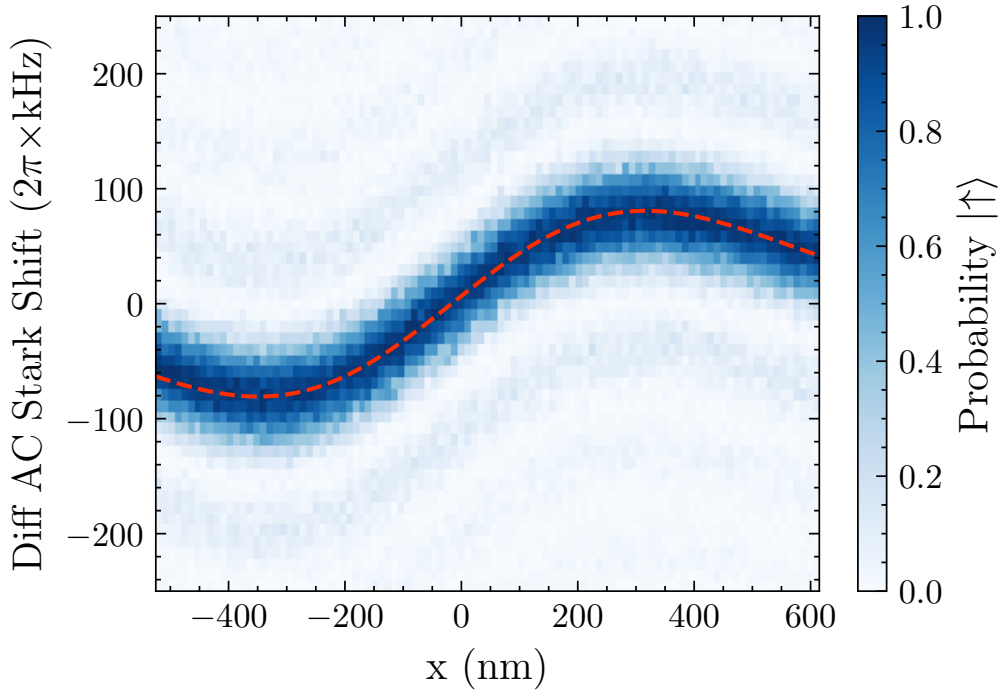


图 4.10 不同光斑位置下的微波激发谱。对峰值拟合后得到塞曼能级的频移随位置变化的关系，图中虚线为拟合的结果，拟合得到的斜率为 $0.4 \text{ MHz}/\mu\text{m}$ 。

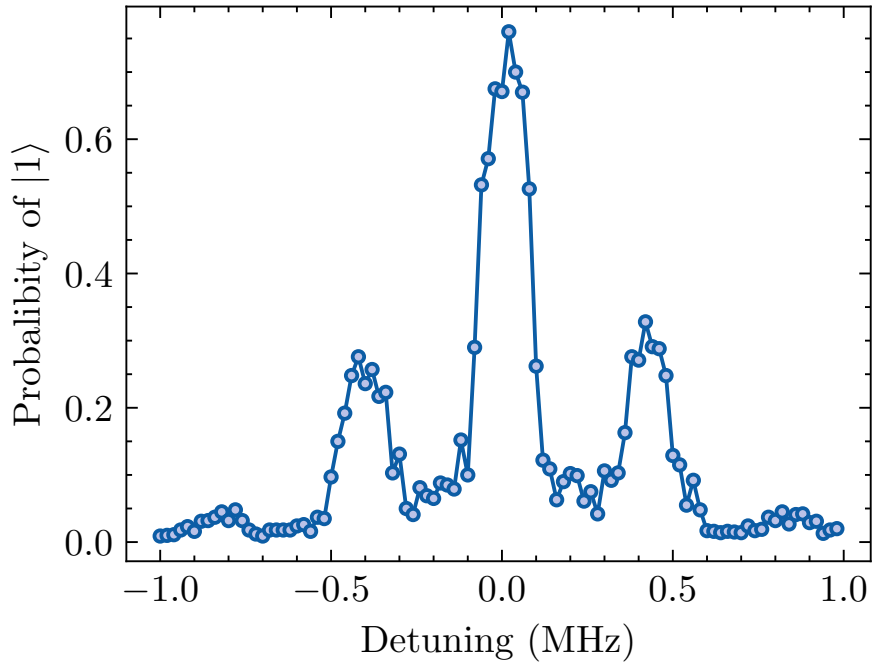


图 4.11 多普勒冷却后离子的微波声子激发谱。

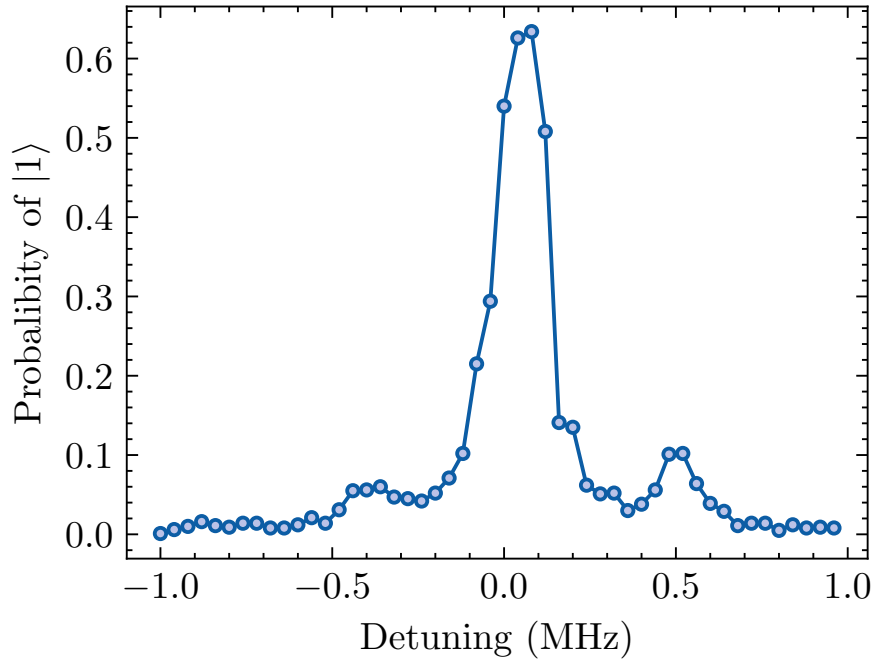


图 4.12 EIT 冷却后离子的微波声子激发谱。光束中心和离子位置的偏差导致主峰的位置偏移。

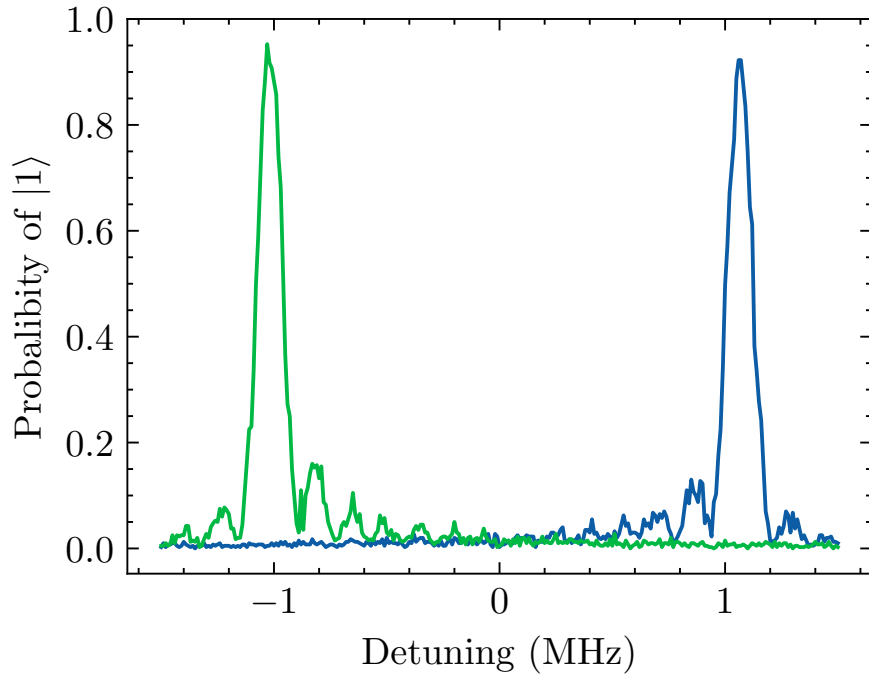


图 4.13 系统中能产生的最大光频移。

4.3.3 光镊效应的表征

除了利用紧聚焦光场中的偏振梯度效应实现边带操作外，本方案最大的优点是与光镊天然地结合在一起。利用上一小节的方法可以根据边带得到光镊作用下的声子频率，从而实现对光镊强度的表征。在本工作其他章节，均采用轴向声子频率为 386 kHz 的电压配置，在本节为了令光镊效果更加明显，调节电压配置，令轴向声子频率为 174.1 kHz。该频率通过 tickle 法测量，即在一个外侧 DC 电极施加交流电压，当这个交流信号与离子共振时，离子运动模式被激发。

利用扫描微波边带谱的方法，实验测量到声子频率随光强变化如图4.14所示，在最低光强下，测量得到的声子频率为 161.3 kHz，低于 tickle 法测量值，该差异来源于 AC Zeeman 频移。

由上述测量结果可知。考虑到激光光路中的损耗，至少需要瓦量级的功率才能实现离子轴向声子的有效调控，而如果想要实现 2 MHz 左右径向声子模式的调制，显然对激光器输出功率和光学元件的要求更加严苛。本实验进一步说明了本工作中微波光镊方案能够利用轴向声子实现纠缠的优势。

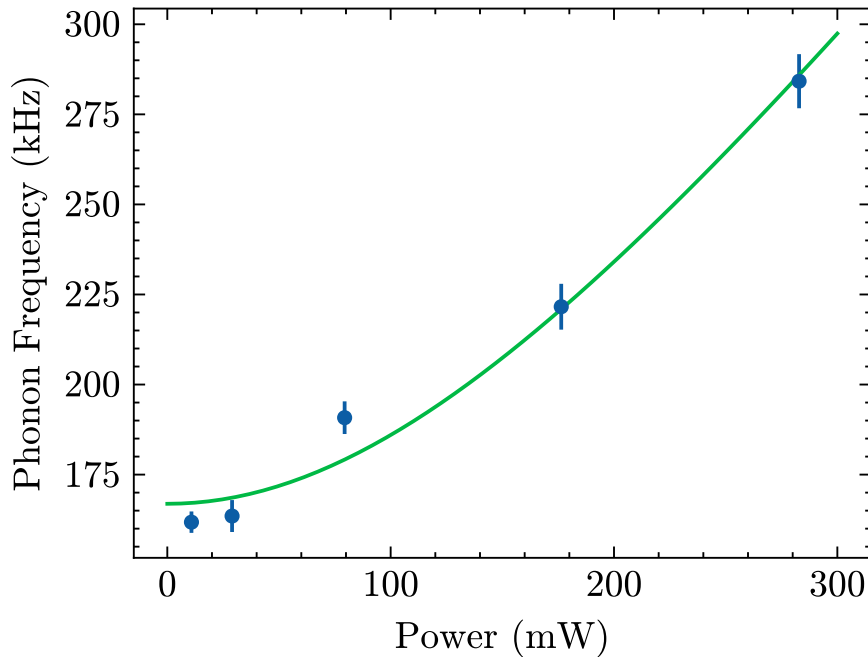


图 4.14 轴向声子频率随光强的变化关系。光功率为进入物镜之前测量值。

4.4 高质量紧聚焦光场的制备

尽管采用大 NA 物镜理论上可以产生尺寸更小，串扰更低的紧聚焦寻址光束，但在实际的光路中，不可避免的存在光学像差，而紧聚焦光场又对光路中的像差十分敏感，导致想要获得理想的紧聚焦光场比较困难。因此，制备高质量紧聚焦光场需要对光路中的像差进行表征和补偿。

目前在囚禁离子系统中，是通过空间光调制器（SLM）或数字微镜阵列（DMD），用离子作为探针实现对光路中的像差进行表征，在这些方案中所使用的是与离子能级近共振的激光，激光强度直接影响离子荧光计数，从而可以通过测量离子荧光计数对光路像差进行原位表征和补偿，比如，在之前的工作中，已经有研究团队利用 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子中 $^2S_{1/2} \leftrightarrow ^2P_{1/2}$ 和 $^2D_{3/2} \leftrightarrow ^3[3/2]_{1/2}$ 跃迁分别演示了 369 nm 激光和 935 nm 激光光路的像差补偿^[185-186]。然而，这种方案限制了激光波长的选择，对应的激光波长要么与原子能级失谐过小，存在较强的光子散射；要么难以获得大功率的激光器满足作为光镊调控离子运动模式的需求。因此，开发一种能够评估和优化远失谐激光光路中像差的方法是必要的。因此在本章的最后一部分，我们提出一种对 532 nm 激光光路像差进行原位表征和优化的方法，并进行了实验演示。这项工作为后续制备紧聚焦矢量光场、研究紧聚焦矢量光场与离子的相互作用以及利用紧聚焦光场进行离子操控提供了一种关键技术手段^[187]。

4.4.1 基本原理和光路配置

这里使用 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子的钟态能级 $|0\rangle$, $|\acute{0}\rangle$ 作为探针，对外界的磁场和光场不敏感，从而可以实现高灵敏度的测量。由一个 0.6NA 物镜实现荧光收集，利用 PMT 通过态依赖荧光的方法实现量子态的测量。

我们使用干涉测量法对光学系统中的像差进行表征^[188]，如图4.15（a-b）所示，将 SLM 上的图案分为多个小的区域，以中间的 patch 作为参考 patch，选择任意其他 patch 作为扫描 patch，当两个 patch 同时打开时，两束光会发生干涉，理想情况下任意的 scan patch 与参考 patch 在焦点处干涉相长，但由于光路中存在像差，扫描 patch 会存在额外的相位延迟，导致在焦点处并不能良好地干涉相长。为了测量这个相位延迟，需要利用 SLM 给扫描 patch 添加一个额外的相位进行扫描，获取光强最大时的相位。这样依此对每个扫描 patch 的相位延迟进行测量就得到了光路中的像差。

为了利用离子对远失谐激光进行表征，我们设计了一套激光调制方案使得 532 nm 激光能够驱动钟态能级间的受激拉曼跃迁，使用一套二倍频激光器产生所需的 532 nm，使用一个光纤 EOM 对 1064 nm 种子光调制，产生约 12.64 GHz 的边带，在经过周期极化铌酸锂（PPLN）晶体合频后，产生了一个 532 nm 的频率梳。由相位调制产生的光学频率梳中，通常同时存在多对激光可以驱动受激拉曼跃迁，但相互之间会相互抵消。为了解决这个问题，设计了一种紧凑的不等臂 Mach-Zender 干涉仪，在其中一臂引入合适的延迟，从而实现了远失谐激光驱动的受激拉曼跃迁，基本光路如图4.16所示。需要注意的是，与上一节不同，本节测磁场与光束传播方向一致，入射偏振为圆偏振光束。这样，受激拉曼跃迁的拉

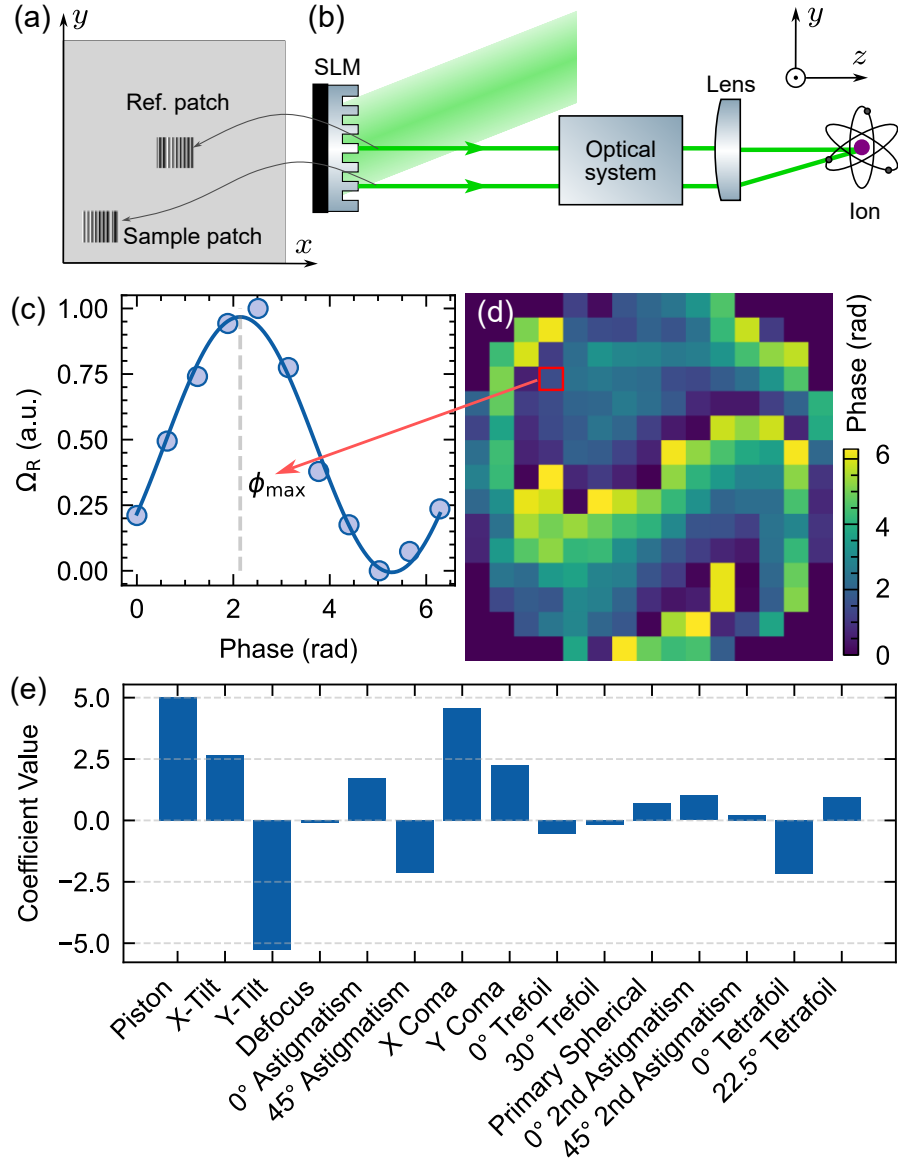


图 4.15 (a-b) 利用 SLM 实现像差原位表征的基本原理; (c) 扫描 patch 上相位变化导致驱动离子的拉比频率改变; (d) 测量得到的像差分布; (e) 泽尼克多项式分解, 初级彗差是主要像差

比频率正比于光强，就可以通过测量拉比频率实现对远失谐光路中像差。

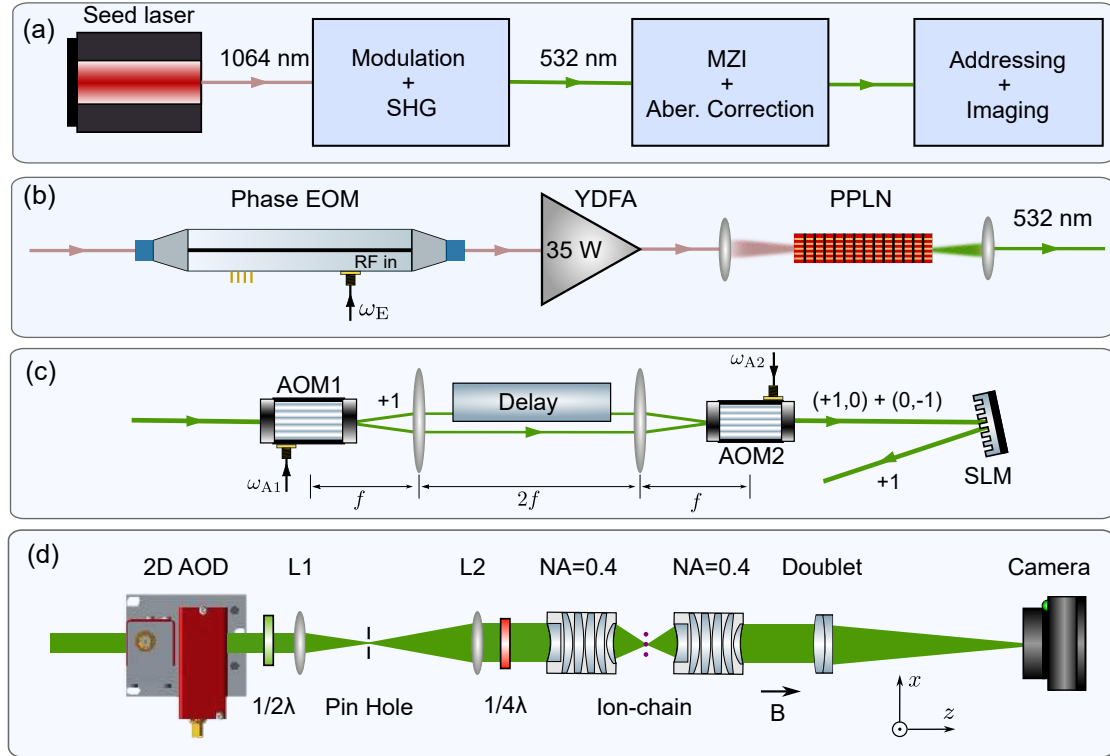


图 4.16 驱动受激拉曼跃迁（SRT）的远失谐激光系统。(a) 光学装置功能示意图。(b) 1064 nm 种子激光经光纤电光调制器（fiber-EOM）调制，产生多个频率成分。驱动电光调制器的射频（RF）信号频率为 $\omega_E = 12.242$ GHz。随后，周期极化铌酸锂晶体（PPLN crystal）将 1064 nm 激光转换为包含多个频率成分的 532 nm 激光。通过切换驱动电光调制器的射频信号，可实现光镊与量子比特操控功能的切换。(c) 采用两个声光调制器（AOM）构成紧凑型不等臂马赫-曾德尔干涉仪（MZI）。第一个声光调制器的 +1 级衍射光与第二个声光调制器的 -1 级衍射光沿同一直线传播。声光调制器的驱动频率设为 200 MHz，确保两束光均可驱动 SRT。在其中一臂引入适当长度的延迟，可在不同频率成分间附加额外相位，从而避免拉比频率抵消。随后，激光束经空间光调制器（SLM）进行像差校正，再通过 4f 系统（未画出）进入寻址模块。(d) 寻址模块。采用二维声光偏转器（2D AOD）实现聚焦光斑的位置扫描。拉曼激光束经扩束后，通过数值孔径（NA）为 0.4 的物镜聚焦到离子上。为便于对准，采用消色差物镜将离子与 532 nm 光斑同时成像到相机上。

图4.15（d）展示了我们的测量结果，相位的范围在 $[0, 2\pi)$ 之间，根据相位的连续性对测量结果进行还原，并用泽尼克多项式拟合，拟合结果如图4.15（e），说明在光路中彗差占主导。

4.4.2 关键指标评估

为了表征像差修正的效果，我们用离子作为探针，分别对光斑轮廓和串扰这两项指标进行了评估。

这里利用离子冷却过程中的荧光计数对紧聚焦光斑的轮廓进行表征，这利用了 532 nm 激光对中 $^2S_{1/2} \leftrightarrow ^2P_{1/2}$ 能级引起的 AC Stark 频移，如图4.17所示，当 532 nm 激光的光强增加时，由于 AC Stark 频移的增大导致多普勒冷却光失谐

增加,造成荧光光子计数降低,其对应关系在一定范围内可以近似认为是线性关系。利用这个方法,我们利用 AOD 对光斑位置进行扫描,表征了像差补偿前后的光斑轮廓,并拟合得到在 x 方向(对应离子阱轴向)光斑束腰半径由补偿前的 $0.81(3) \mu\text{m}$ 降低到 $0.58(2) \mu\text{m}$, 接近 0.4NA 物镜的衍射极限。

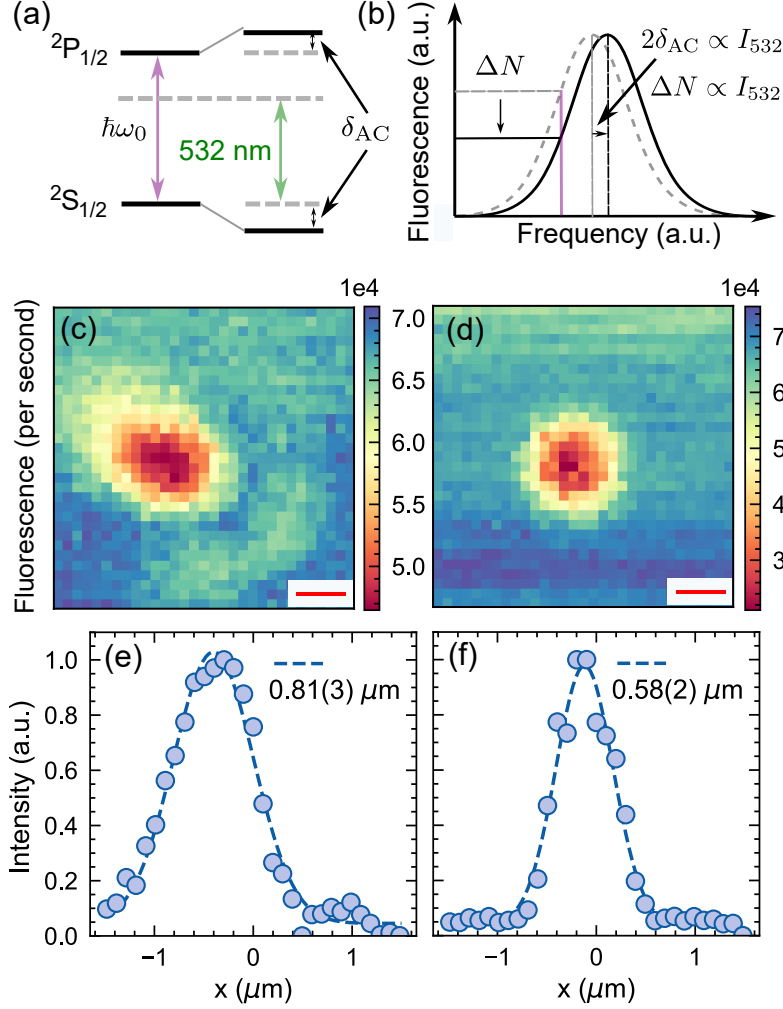


图 4.17 通过(每秒)荧光计数表征光束轮廓 (a) 通过 AC Stark 频移测量光强的示意图。(b) 由于 AC Stark 频移,在一定范围内,单位时间内荧光计数的变化量 ΔN 与光强成正比。(c-d) 像差补偿前 (c)、后 (d) 不同光束位置处的离子荧光计数。比例尺对应 $0.5 \mu\text{m}$ 。369 nm 激光强度的长期漂移导致背景发生轻微变化。(e-f) 峰值归一化光强。

在寻址光路中串扰是关键指标之一,过高的串扰将影响相邻离子的操作保真度。本工作的光路配置能够借助受激拉曼跃迁对光强进行精确的定量表征,在这里我们通过测量 532nm 激光驱动的最大拉比频率和对相邻离子的串扰实现对光束整形的效果的表征。为了对串扰进行评估,我们 load 了 3 个离子,轴向声子频率设置为 428kHz,离子间距为 $5.2 \mu\text{m}$ 。图4.18展示在相同光功率下,修正像差前后的最大 Rabi 和对相邻离子的串扰,在像差修正后,对相邻离子光强串扰降低至 $0.065(2)\%$ 和 $0.031(4)\%$ 。

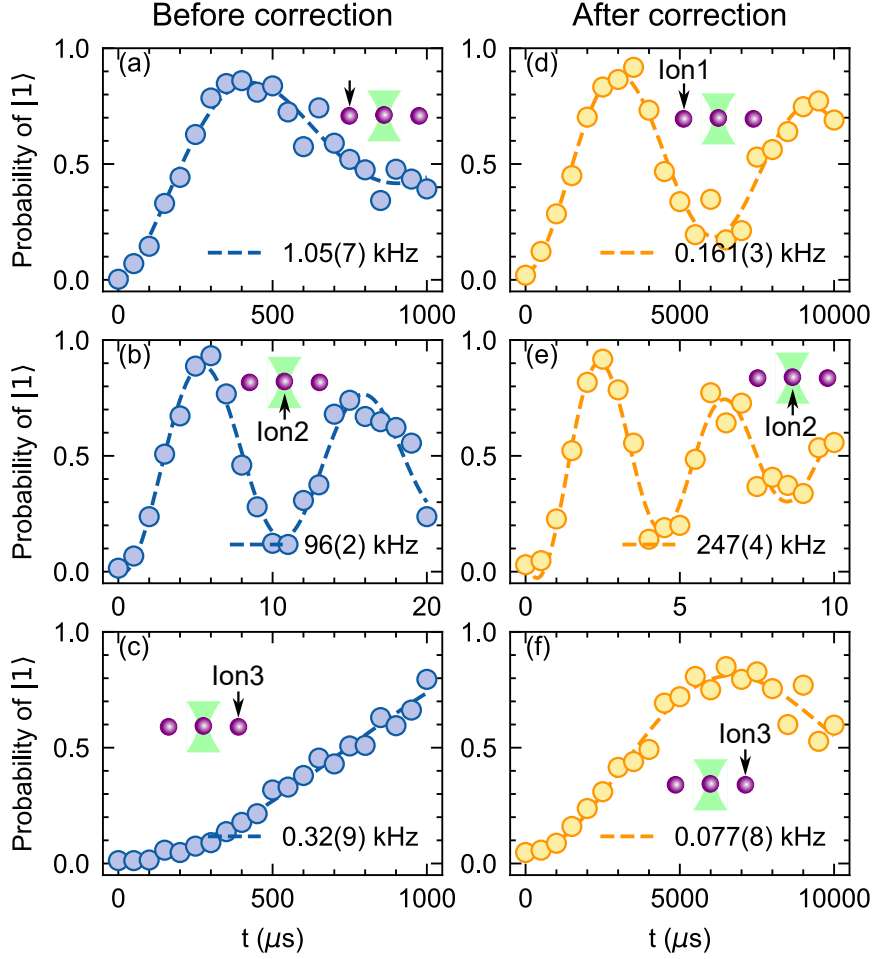


图 4.18 像差补偿前后串扰的评估。补偿前 1.10% 和 0.33%，补偿后 0.065(2)% 和 0.031(4)%。

4.4.3 讨论

本工作提出并实验演示了借助离子探针实现对远失谐激光光路的像差的原位表征和补偿的流程，在修正后，聚焦光斑尺寸接近衍射极限，像差修正后对相邻离子串扰降低了一个量级。但是即使在修正后，对相邻离子的串扰仍然相差较大，这说明补偿效果还可以继续提升。理论上，减小 patch 尺寸可以得到更好的补偿效果，在本工作中，为了平衡测量时间和补偿效果，选择了 patch 尺寸为 70×60 像素，将测量时间控制在 3 个小时左右。后续，可以通过增加光强、减小 patch 尺寸等方法，进一步优化补偿效果，预计可以获得低于 1×10^{-4} 的串扰指标。此外，结合本方法，利用 SLM 可以制备高质量的紧聚焦矢量光场，紧聚焦矢量光场的加入有可能为离子的操作提供更多的灵活性。

4.5 本章小结

本章的主题为紧聚焦光场与离子的相互作用，理论上，本章介绍了利用 Richards-Wolf 矢量衍射理论对紧聚焦光场分布进行模拟的方法，并模拟了在线性偏振入射的紧聚焦光场中离子的 AC Stark 频移，由此介绍了紧聚焦光场在离子阱中的应用：（1）作为光镊调制离子的运动模式；（2）利用紧聚焦光场的偏振梯度分布结合微波实现离子的边带操作，并提出可以借助这种效应实现离子纠缠门。在实验方面，本章实验上演示了微波驱动离子边带和光镊改变离子声子频率的效果，并提出了一种能够利用离子作为探针对远失谐的紧聚焦光路进行原位像差表征的方法，借助 SLM 可以对像差进行补偿并创建高质量的紧聚焦矢量光场，为后续对紧聚焦矢量光场的深入研究奠定了基础。

在本工作中尚未演示离子纠缠态的制备和表征，目前受限于三点主要因素：第一，当前实验代码框架仅完成单离子操作部分，尚未扩展到多离子；第二，当前的微波拉比频率较低，边带操作速度很慢；第三，本方案对离子和光束对准的要求相对较高，需要优化光斑位置令差分光频移为零，以减小光强涨落带来的影响。在接下来的工作中，将对系统的参数进一步稳定，比如对光镊光的光强进行主动稳定，减小离子位置漂移，等等，在完成上述工作后，将对本章节中的方案进行实验演示，对纠缠操作保真度等参数进行评估。

第5章 基于囚禁离子和紧聚焦光场的量子传感

离子阱系统中的离子被电场束缚在超高真空中，受到的外界噪声干扰更小，相干时间更长的特点不仅使离子阱系统成为量子计算领域的主流物理体系，在量子精密测量领域中，也在频率标准、基本物理量检验以及电磁场的传感上发挥着重要的作用^[59-60,189-190]。在本章的工作中本人提出了一种新的传感方法，该方法利用紧聚焦光场中的囚禁离子作为电场传感器，演示了对宽带电场噪声和单频电场高灵敏度的测量的两种传感协议。在所演示的两种传感协议中，无需对待测信号进行开关和同步控制，更接近真实的工作状况。该传感协议有助于实现系统中环境噪声的分析，以及为门操作的设计提供辅助参考，从而提高门操作的保真度。

5.1 紧聚焦光场辅助的电场传感

在上一章中，我们介绍了在紧聚焦光场中的离子会因为光场中的纵向电场分量而产生强烈的位置依赖的光频移，这种光频移的效果在光斑中心附近可以被视为一种等效的磁场梯度，从而允许我们通过微波实现离子的运动态操作。这种位置依赖的光频移，同样可以作为一种用于表征外界微弱电场力的方法。

这里以一维的情况为例，在一个外界电场 $E \cos(\omega_E t)$ 的作用下，离子的位置为

$$x(t) = -\frac{qE}{m(\omega_E^2 - \omega_0^2)} \cos(\omega_E t), \quad (5.1)$$

其中， m 和 q 为离子的质量和电荷量， ω_0 为离子的声子频率，记 $x_0 = \frac{qE}{m(\omega_E^2 - \omega_0^2)}$ 为运动的振幅。

为了便于理解，首先考虑在外加一个静磁场梯度 B' 下的情况，如图5.1 (a) 所示。在这种情况下，离子的塞曼能级劈裂可以表示为

$$\omega(t) = \mu B_0 + \mu B' x(t), \quad (5.2)$$

其中， μ 是磁偶极矩，在本工作中，选择 $^{171}\text{Yb}^+$ 的 $|0\rangle$ 和 $|+1\rangle$ 进行传感，在外界电场的作用下，能级的变化为

$$\begin{aligned} \delta(t) &= \mu B' x(t) \\ &= \gamma E \cos(\omega_E t), \end{aligned} \quad (5.3)$$

其中 γ 定义为传感器的耦合因子，在这里

$$\gamma = -\frac{eE}{m(\omega_E^2 - \omega_0^2)} \mu_B B'. \quad (5.4)$$

耦合因子越大，传感器对外界信号的响应越强，理论上灵敏度会增加，但另一方面传感器受到噪声的干扰也越显著。根据文献 [26]，传感器的灵敏度

$$\text{sensitivity} \propto \frac{1}{\gamma \sqrt{T_\chi}}, \quad (5.5)$$

其中 T_χ 为传感器的弛豫时间。

这样，就可以将外界电场或力的作用等效为一个磁场波动，然后通过特定测量协议将特定频率的磁场波动引起的内部状态变化转化为量子比特布居数的变化，并进行探测。最为典型的的就是 Ramsey 方法，考虑离子的初态为

$$\psi(0) = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle), \quad (5.6)$$

在演化的过程中，会积累一个随时间变化的相对相位，

$$\psi(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|0\rangle + e^{i \int_0^t \delta(t) dt} |1\rangle \right). \quad (5.7)$$

因此可以通过测量这个相对相位对静电场的作用进行表征。但 Ramsey 测量会受到强烈的低频噪声干扰，无法对特定频率的待测信号进行测量，因此需要配合量子锁相放大、自旋锁定等方法提取信号、抑制噪声从而实现对电场力高灵敏度的传感。

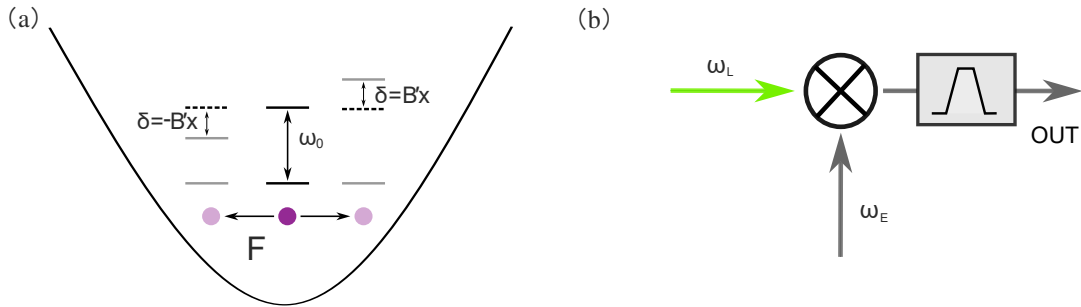


图 5.1 传感原理示意图。(a) 离子在梯度场中的能级移动；(b) 光强调制的混频效果。

在本工作中，使用紧聚焦光场产生等效磁场梯度，具有两个明显的优点：第一，在本系统中能够产生高达 360 T/m 的等效磁场梯度，能够获得超高的耦合因子，从而提高传感器的灵敏度。第二，在上面仅仅讨论了静磁场梯度的情况，利用哈恩回波或量子锁相序列等方法测量的频率上限受到 π 脉冲时间的限制，通常在 MHz 以下。使用聚焦光场替代静梯度磁场进行测量时，可以很容易地通过光强调制产生高速的动态磁场梯度。

在光强调制下，激光强度表示为 $I_0(1 + h \cos \omega_l t)$ ， $h \leq 1$ 为调制深度， ω_l 为调制频率。在这种情况下，

$$B'(t) = B'_0(1 + h \cos \omega_l t), \quad (5.8)$$

这里 B'_0 用来表示恒定光强为 I_0 的聚焦光场所产生的等效磁场梯度。在这种情况下，

$$\begin{aligned}\delta(t) &= \mu B'_0 x(t)(1 + h \cos(\omega_l t)) \\ &= \gamma E \cos(\omega_E t) + \frac{\gamma h}{2} \cos((\omega_E + \omega_l)t) + \frac{\gamma h}{2} \cos((\omega_E - \omega_l)t),\end{aligned}\quad (5.9)$$

这产生了一种混频的效果，如图 5.1 (b) 所示，从而允许我们使用量子锁相序列对更大范围的信号进行测量。

5.2 基于自旋锁定的电场噪声分析仪

本章中首先演示通过对自旋锁定状态下弛豫时间进行测量实现环境中电场噪声分析的实验方案。识别环境中的随机噪声是囚禁离子量子传感的重要应用，对噪声频谱的分析可以帮助我们了解噪声的机制并选择合适的方案进行抑制，来提高量子传感器灵敏度或量子计算的门保真度。

5.2.1 弛豫测量的原理

环境中的噪声会导致量子态的退相干，因此使用 Ramsey 时序测量量子态的退相干速率可以表征环境中的噪声水平，这就是弛豫测量的基本原理。但是 Ramsey 时序的测量结果主要受强烈的低频噪声的影响，从而无法区分特定频率范围的噪声，因此可以在时序中加入动力学解耦序列，比如 CPMG 序列实现特定频率范围内噪声的测量，在 2017 年文献 [191] 的工作中展示了利用 CPMG 序列对环境中的磁场噪声的分析。

除了动力学解耦序列外，另一种成熟的方式是使用自旋锁定。自旋锁定最开始在核磁共振系统中被提出，也可以看作是一种连续的动力学解耦方法。在过去的工作中，自旋锁定被广泛应用在 NV、超导等系统中，用于磁场噪声的测量 [192-193]。在文献 [72] 的工作中，演示了在静磁场梯度下传感器对电场噪声的响应。

本节介绍的工作就是基于自旋锁定的方法实现宽带电场噪声分析。实验的时序如图 5.2 所示，离子在完成冷却和初始化后，被一个 $\pi/2$ 微波脉冲制备到 σ_x 的本征态 $|X_+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle)$ 上。随后，一个强度为 Ω 的共振微波脉冲，其初始相位与第一个 $\pi/2$ 脉冲相差 90° ，持续与离子相互作用，其效果是令量子态绕 X 轴旋转，在这种情况下，量子态始终指向 X 方向，而不会像 Ramsey 时序中绕 z 轴进动，这种状态就是自旋锁定状态。在这种状态下只有频率为 Ω 附近的噪声信号才会对量子态产生影响，因此弛豫时间会显著延长，这种情况下的弛豫时间记为 $T_{1\rho}$ 。持续一段时间后，第二个 $\pi/2$ 脉冲将量子态投影到 Z 轴进行测量。

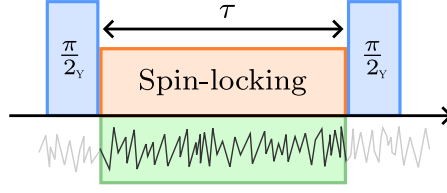


图 5.2 紧聚焦光场辅助下的电场噪声传感。图中箭头上方为标准的自旋锁定时序，下方黑色折线代表电场噪声信号，外界电场噪声信号持续存在，但只有在 554 nm 紧聚焦光场（绿色）存在时才会影响离子能级。

假定外界存在电场扰动 $E_0 \cos(\omega_E t)$ ，此时哈密顿量为

$$H = \frac{\omega_0}{2} \sigma_z + \frac{\Omega}{2} \cos(\omega_0 t) \sigma_x + \frac{\gamma E_0}{2} \cos(\omega_E t) \sigma_z. \quad (5.10)$$

在旋转波近似下，哈密顿量可以表示为

$$H' = -\frac{\Delta}{2} \sigma_x + \frac{\gamma E_0}{2} \sigma_z, \quad (5.11)$$

其中， $\Delta = \omega_E - \Omega$ 。可以看到，如果外界电场扰动是一个单频电场时，相当于驱动从 $|X_+\rangle$ 与 $|X_-\rangle$ 的拉比振荡。当扰动是一个宽带的随机电场噪声时，其响应表现为一个指数衰减^[26]，如图 5.3 所示。

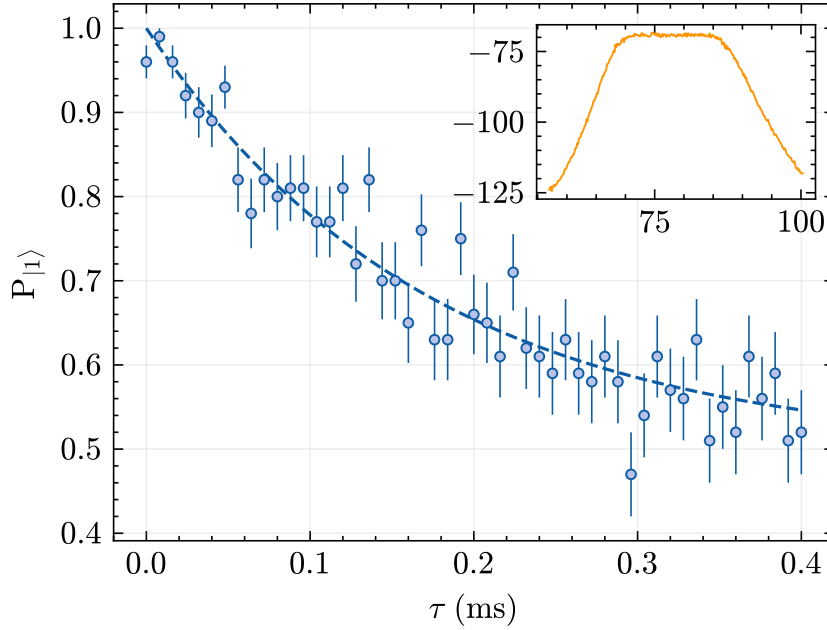


图 5.3 传感器的典型的测量结果。插图为主加载的宽带电场噪声的频谱示意。

随机电场噪声的大小用功率谱密度 $S_E(\omega)$ 进行表示

$$S_E(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle \delta E(0) \delta E(t) \rangle e^{i\omega t} dt. \quad (5.12)$$

记衰减速率 $\Gamma = T_{1\rho}^{-1}$ ，与功率谱密度的关系为^[72]

$$\Gamma = \frac{1}{2} \gamma^2 S_E(\omega_\epsilon). \quad (5.13)$$

5.2.2 实验演示

实验上, 为了产生一个可控的已知噪声信号对方案进行验证, 在这里使用任意波形发生器产生一个宽带的噪声信号, 加载在最外侧的 DC 电极上, 几乎只会对离子的轴向位置产生影响, 与紧聚焦光场产生的等效磁场梯度的方向一致。噪声信号经过一个可编程衰减器, 用于实现对信号幅度进行大范围的调节。

首先, 我们测量了不同光强下, 传感器的响应 Γ 随着外界噪声强度 S_E 的变化关系, 结果如图5.4所示。在不同的光强下, 测量结果与输入的噪声信号呈现良好的线性关系, 验证了公式5.13。增加光强对应着增加了等效磁场梯度, 使传感器具有更强烈的响应, 从而允许传感器测量到更小的信号。

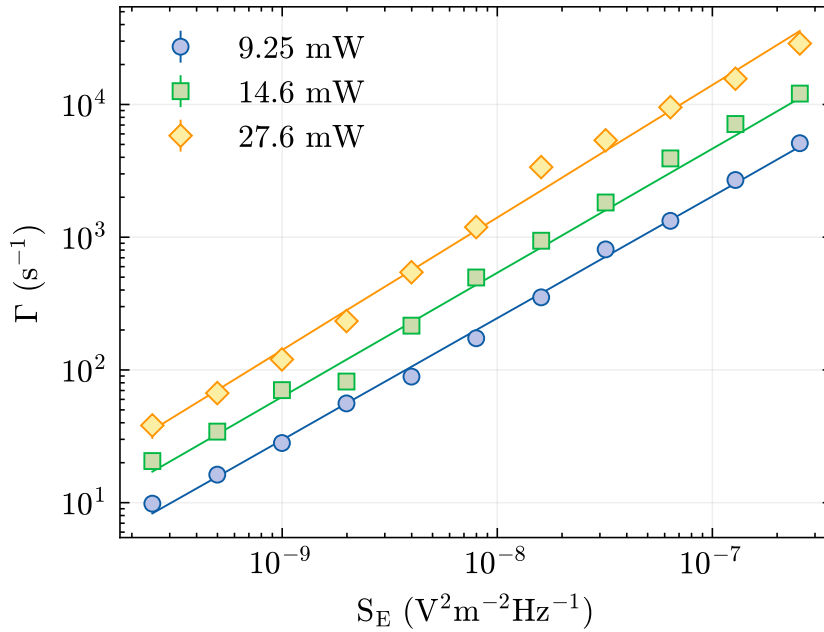


图 5.4 传感器的响应 Γ 随着外界噪声强度 S_E 的变化关系。图中所标注的光强均转换为作用在单离子上的理论光强, 对应进入物镜前实测光强为 29.0 mW、45.8 mW 和 86.5 mW。

信噪比为 1 时, 对应着传感器所能测量得到的最小信号。为了表征在不同光强下的最小可测信号, 在不主动加载噪声信号的情况下, 测量了传感器的本底噪声, 换算出最小可测信号与光强 (等效磁场梯度) 的关系如图5.5所示。在光强较低时, 能够通过提高光强来获得更小的测量极限, 这与上文的结论一致。因为传感器的本底同时受到本底电场和磁场噪声的影响。当光强增加时, 本底的磁场噪声对测量结果的影响减弱, 从而带来了更小的测量极限。随着光强的继续增加, 系统中的强烈低频噪声导致传感器偏离自旋锁定状态, 从而影响了测量结果。在当前的系统配置中, 传感器能够实现约 $2.2 \times 10^{-11} V^2m^{-2}Hz^{-1}$ 的测量极限。

在本工作所使用的实验装置中, 554 nm 激光是由一个倍频激光器产生, 通过 MZ 调制器可以对种子光实现高达 10 GHz 的强度调制, 从而能够获得高速变化的动态磁场梯度, 具体结构见第三章 554 nm 光镊光路部分。图5.6展示了利用

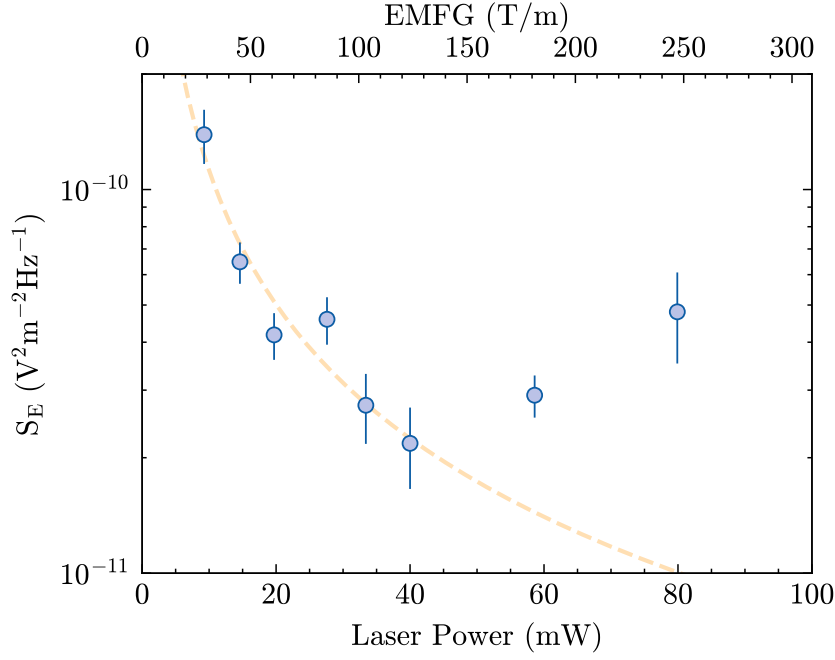


图 5.5 不同等效磁场梯度（光强）下的最小可测量信号。图中所标注的光强均转换为作用在单离子上的理论光强，

动态磁场梯度的方式演示了对 200 kHz 的噪声信号、离子的轴向运动、以及离子的微运动的响应。实验中设置自旋锁定的驱动场强度 $\Omega = 2\pi \times 34$ kHz，扫描激光调制频率，三幅图中 $|+1\rangle$ 态概率明显下降的数据点分别对应了 $\omega_l = |\omega_E \pm \Omega|$ ， ω_E 分别对应 200 kHz，386 kHz 以及 24.39 MHz，从而演示了利用动态磁场梯度实现传感器测量范围扩展的可行性。

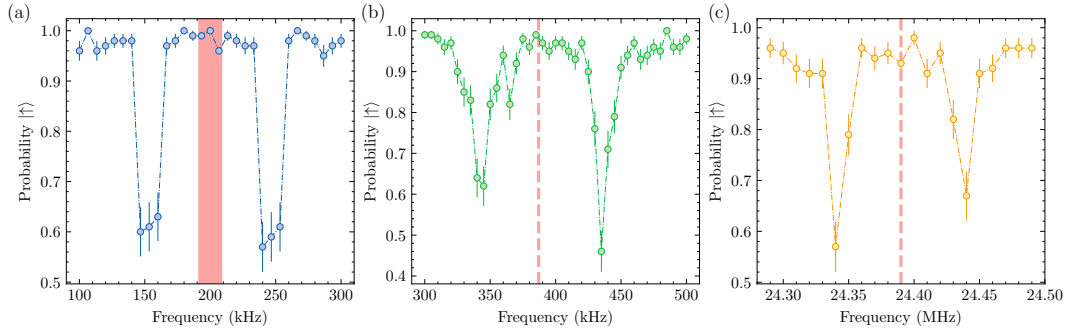


图 5.6 扫描激光调制频率离子 $|+1\rangle$ 态的概率变化。(a) 主动加载一个中心频率 200 kHz，带宽 10 kHz 的噪声信号，红色竖线进行标记；(b, c) 轴向久期运动和微运动频率附近，红色虚线标记久期运动和微运动频率位置。

进一步，我们表征了不同频率范围下的测量极限，结果如图 5.7 所示。当测量的频率范围远大于离子运动频率后，因为离子的运动幅度减小，导致传感器响应变差。

为了展示基于静态等效磁场梯度（Static EMFG）和动态磁场梯度（Dynamic EMFG）两种方法测量的一致性，我们主动加载一个中心频率 34 kHz，带宽 10 kHz 的噪声信号，这个频率范围允许使用两种方式进行测量，从而对比测量结

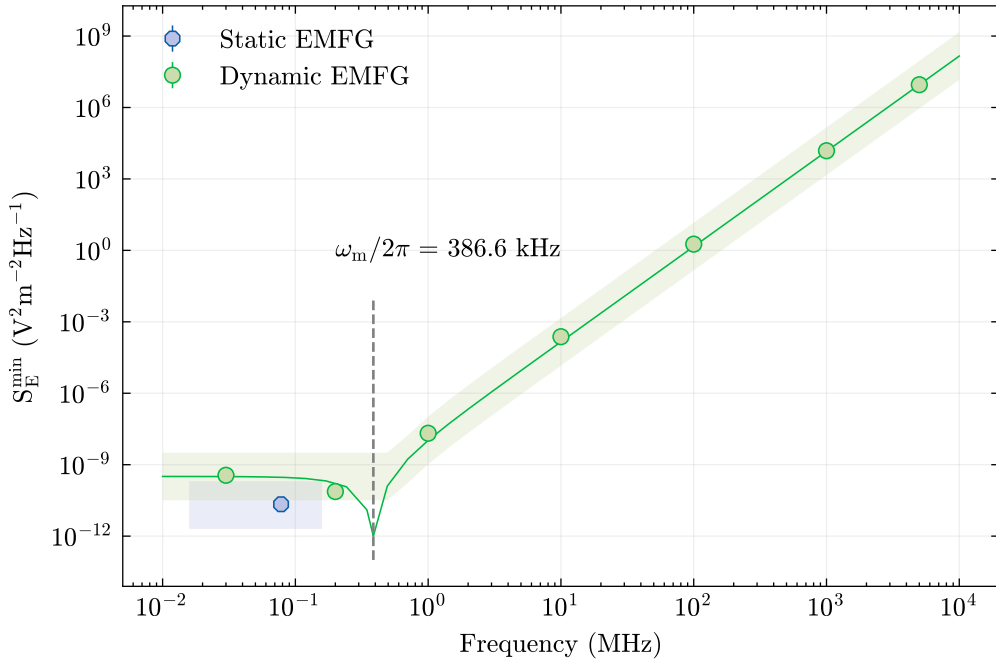


图 5.7 动态等效磁场梯度下的最小可测量信号随频率范围的变化以及和静态等效磁场梯度的对比。

果。改变加载的信号强度，实验的结果如图5.8所示，从而验证了两种方法测量结果的一致性。

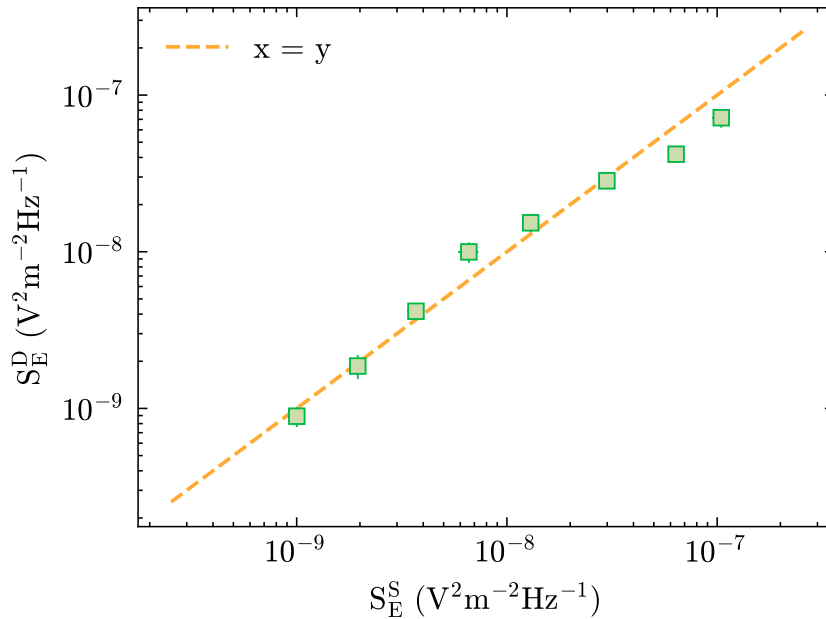


图 5.8 光强调制和恒定光强下测量结果对比。 S_E^S 对应恒定光强下的测量结果； S_E^D 对应动态光强下的测量结果。

最后，为了展示对噪声谱的重建能力，我们生成了一个在 20 kHz 到 50 kHz 范围内的具有两个带宽为 10 kHz 噪声的待测噪声信号，用频谱仪测量的结果如图5.9中实线所示。利用动态磁场梯度的传感协议，扫描光场调制频率，测得的数据点如图，其轮廓与频谱仪的测量结果基本一致。传感器对一定带宽内的信号

均会做出响应，而待测信号信号如果在这个范围变化剧烈，就会导致测量结果不吻合，正如最两侧的数据点所展示的一样。

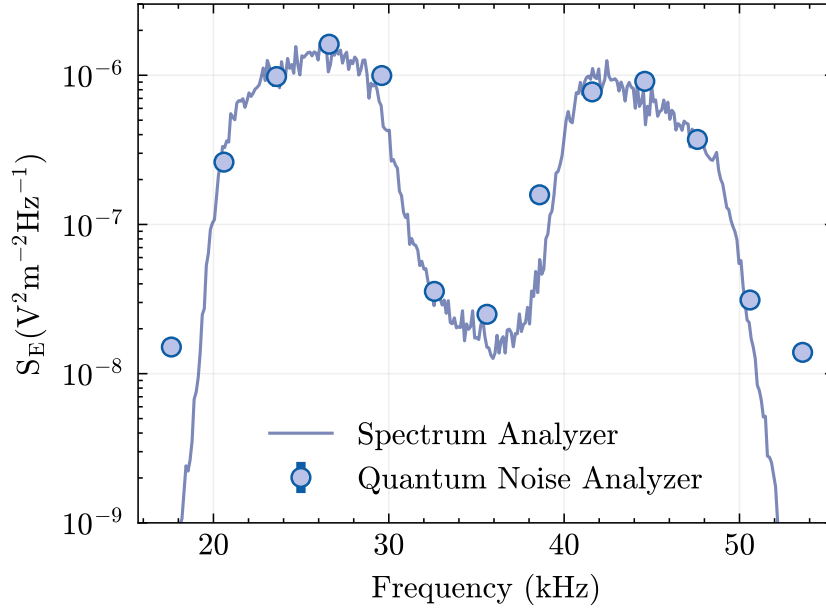


图 5.9 噪声信号频谱测量演示。实线为频谱仪测量的噪声源信号轮廓。

5.3 基于量子外差测量的力传感器

量子外差法 (Qdyne) 是一种利用 sub-Nyquist 采样实现超高频谱分辨率的测量方法，在 NV 平台上最先被应用，演示了 $<1\text{mHz}$ 的频率分辨率的磁信号测量^[194-196]。在本工作中，我们利用处于紧聚焦光场中的囚禁离子利用 Qdyne 方法演示了对电场力的精确测量，并借助这个方法表征了离子阱中射频源的相位噪声和螺旋谐振腔的机械振动导致离子微运动额外的运动边带。

5.3.1 量子外差法和力传感的原理

在 NV 色心传感中通常利用 Ramsey、CPMG 等时序提取外部磁场信号的频率，受限于 NV 色心系统的相干时间（通常在微秒到毫秒量级），难以获得更高的频率分辨率。在 2017 年，研究人员提出了 Qdyne 协议，该协议的基本思路是当用一个低于 Nyquist 采样频率的采样率对一个高频信号进行测量时，测量得到的信号会被映射成一个低于采样频率的低频信号。对该欠采样信号进行傅里叶变换，频谱上对应信号频率的幅度与待测信号的幅度相对应。该协议在 NV 系统上具有重大意义，使 NV 色心传感的频率分辨率突破了相干时间 T_2 的限制，获得了 mHz 量级的频率分辨率。在 NV 系统上，Qdyne 协议的实现存在着挑战，因为 NV 色心的读出噪声相当大，因此需要长时间的累计，这要求本振时钟具有极端的稳定性。

尽管离子阱系统具有极高的灵敏度和极低的态读出噪音，在探测灵敏度上更

具优势，但离子阱系统中还没有量子外差法的实验演示。这是因为相比于 NV 系统，离子阱的测量时序更加缓慢，仅限制在 kHz 量级的测量范围降低了将 Qdyne 协议应用到离子阱系统的实际意义。本工作提出利用强度调制的紧聚焦光场结合 Qdyne 协议实现电场传感，通过调制光场的混频，可以拓展离子阱系统中 Qdyne 协议的测量范围，结合了 Qdyne 协议和离子阱系统的优点，实现宽带的电场信号的高灵敏度测量。下面介绍基本原理。

在每次测量中，我们使用 CPMG 序列对信号进行测量。在前文中我们已经推导了在交流电场的作用下，在聚焦光场中的离子会产生一个相位

$$\begin{aligned}\varphi(t) &= \int_0^t \delta(t') dt' \\ &= \int_0^t \gamma E \cos(\omega_E t') dt'.\end{aligned}\quad (5.14)$$

为了对信号进行累计来提高测量的灵敏度，并对噪声进行抑制，应用一段周期性的 π 脉冲序列，如图 5.10 所示，脉冲间隔为 2τ ，脉冲次数为 n 。这个脉冲序列的作用，可以被视为一个中心频率为 $f_m = 1/4\tau$ ，带宽为 $\Delta f = 1/2n\tau$ 的窄带滤波器， f_m 通常选择与待测信号频率 f_s 接近。

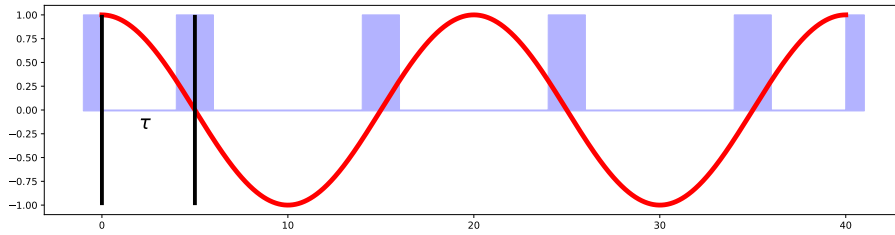


图 5.10 动力学解耦脉冲序列示意。红色代表目标信号，蓝色代表微波脉冲，两个 π 脉冲间隔 2τ 。

考虑最简单的情况，待测信号频率 $f_s = f_m$ ，此时，相位变为

$$\varphi = \frac{4n\tau}{\pi} \gamma E \cos(\xi), \quad (5.15)$$

其中， ξ 为待测信号相对与 CPMG 序列的初始相位。当 $\xi = 0$ 时，相位累积达到最大 $\varphi_0 = \frac{4n\tau}{\pi} \gamma E$ ，可以实现对离子运动幅度的表征。如果可以控制每次待测信号的相位和动力学解耦脉冲序列的相位保持一致，通过重复测量可以测量出 φ_0 。实验上，可以扫描脉冲序列中第二个 $\pi/2$ 脉冲的相位，将会得到一条余弦曲线，对该曲线的相位进行拟合能够得到 φ_0 ，从而实现对外电场大小的表征，这是量子锁相协议的原理，在后面的实验中我们利用这种方法对待测力进行标定。

然而在更多的情况下难以对待测信号进行控制。在这里我们提出采用量子外差法对信号进行测量。为了读取 φ_0 ，第二个 $\pi/2$ 脉冲令量子态以布洛赫球的

X 轴旋转，将量子态投影到 Z 轴上进行探测。此时 $|+1\rangle$ 态的测量概率为

$$P_1 = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sin(\varphi), \quad (5.16)$$

当 $\varphi_0 \ll 1$ 时，

$$P_1 \approx \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \varphi_0 \cos(\xi). \quad (5.17)$$

连续的运行上述时序，实际是對待测信号以远低于 Nyquist 采样频率的采样率对信号进行测量，如图 5.11 所示，采样率为单次实验的时长的倒数 $f_{lo} = 1/T_L$ ，采样的结果是一串二进制序列，0、1 分布的概率是

$$P_1 \approx \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \varphi_0 \cos(2\pi f_{beat} t_k), \quad (5.18)$$

其中欠采样信号的频率 f_{beat} ，是由待测信号与本振信号 f_{lo} 的拍频 $f_s = |f_{beat} \pm N f_{lo}|$ ，N 为整数。 $t_k = k \cdot T_L$ 为离散的采样时间。这意味着测量得到的二进制序列中，不但包含着待测信号的频率信息还包含着待测信号的幅度信息。通过对测量结果进行傅里叶变换，不仅能够得到 f_{beat} ，还能够根据傅里叶变换后的峰值得到强度信号 φ_0 。

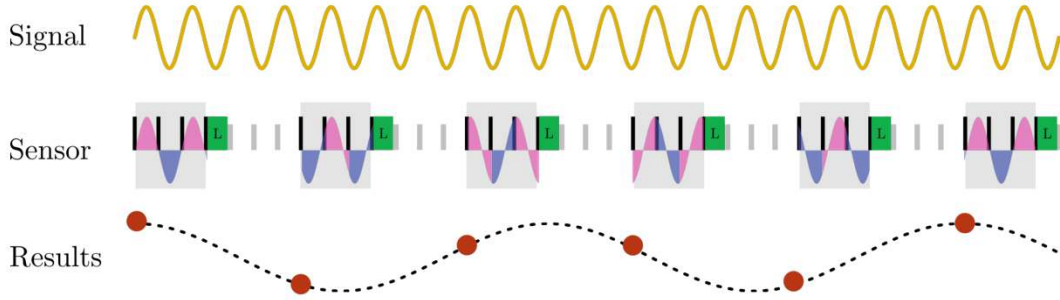


图 5.11 量子外差测量的基本原理。利用量子外差测量，不仅无需对信号进行触发同步，还能够得到超高频分辨率的测量结果。示意图引自 [197]。

在前文中提到利用强度调制的光场扩大传感器的测量范围，同样的，在本方案中当我们对产生等效磁场梯度的聚焦光场进行强度调制时， $I_0(1+h \cos(2\pi f_l t))$ ，令待测信号频率 $f_s = f_l + f_m$ ，可以利用光强调制的混频效果实现高频信号的测量。

值得注意的是，在本方案中要求 $\varphi_0 \ll 1$ 来保证传感器处在线性区间，而本方案中使用紧聚焦光场可以很容易实现耦合强度的调节，从而满足更大强度范围的信号的测量需求。

5.3.2 电场力的测量

首先演示对电场力的测量。我们在最外侧电极上加载一个频率为 200 kHz 的交流电压，该电压由一个任意波形发生器产生。为了测量这个信号，在实验

中设置 $f_m = 1$ kHz，即 CPMG 序列中 π 脉冲间隔为 0.5 ms，光场的调制频率 $\omega_l/2\pi = 199$ kHz，调制深度 $h = 1$ 。

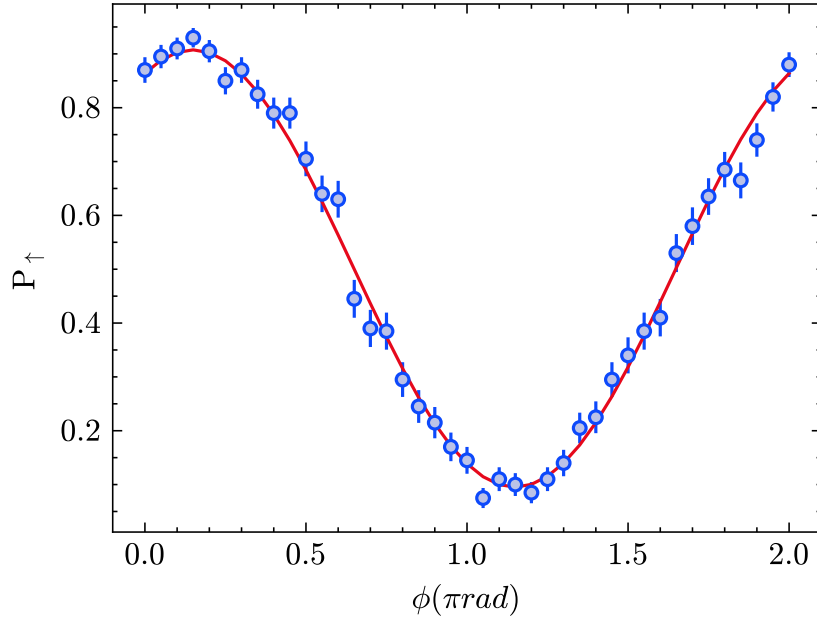


图 5.12 利用量子锁相方法对电场力大小进行标定。对应力的大小为 286.6 yN。

为了标定力的大小，这里使用标准的量子锁相时序对这个力进行测量。在量子锁相的时序中，每次 CPMG 时序的开始触发 AWG 输出。扫描第二个脉冲的相位，能够拟合出 φ ，改变信号的延迟，得到最大值 φ_0 ，实验结果如图 5.12 所示。通过拟合得到相位为 26.8° ，对应离子的运动幅度为 0.2336 nm，对应力的大小为 286.6 yN。

然后我们使用 Qdyne 方法对这个力进行测量，在这个实验中，交流信号是连续播放的，无需进行触发和开关。实验重复 400000 次，总时长约 1 小时。实验测量的结果如图 5.13 所示，虚线是利用洛伦兹线型对测量结果的拟合。以偏离峰值的部分的数据的标准差作为本底噪声，为在 400000 测量的情况下，信噪比为 106.5。

当信噪比等于 1 时定义为最小可测得的信号，那么该实验中的最小可测得信号为 2.7 yN。同时对频率的分辨率达到 0.26 mHz，因此该方法能够避免其他频率噪声信号的干扰，从而提高了测量精度。最小可测信号为 F_{min} ，实验总时长为 t_{total} ，传感器的灵敏度定义为 $S = F_{min}\sqrt{t_{total}}$ 。为了探究传感器的最佳灵敏度，我们改变不同实验次数，得到最小可测信号和灵敏度和实验总时长的关系，如图 5.14 所示。从图中可以看到，传感器的最佳灵敏度为 $43(17)$ yN/ $\sqrt{\text{Hz}}$ 。

在基于混频的高频信号测量的过程中，传感器不仅会对 200 kHz 的待测信号产生响应，同时也会对 1 kHz 的信号产生响应。在测量未知强度的待测信号的过程中，可以同时施加一个已知强度的低频信号，从而实现传感器的校准，由于传

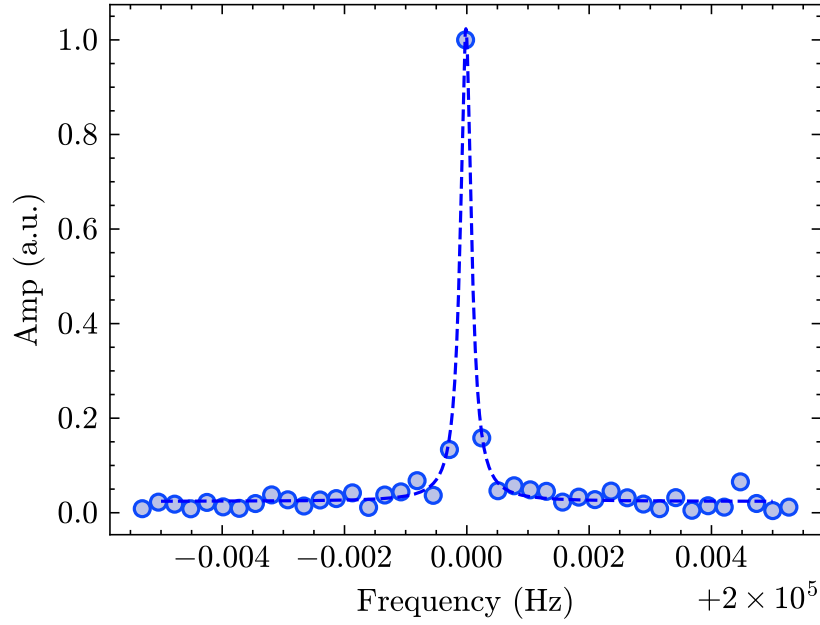


图 5.13 利用 Qdyne 方法对电场力进行表征。信噪比为 106.5，频率分辨率 0.26 mHz。

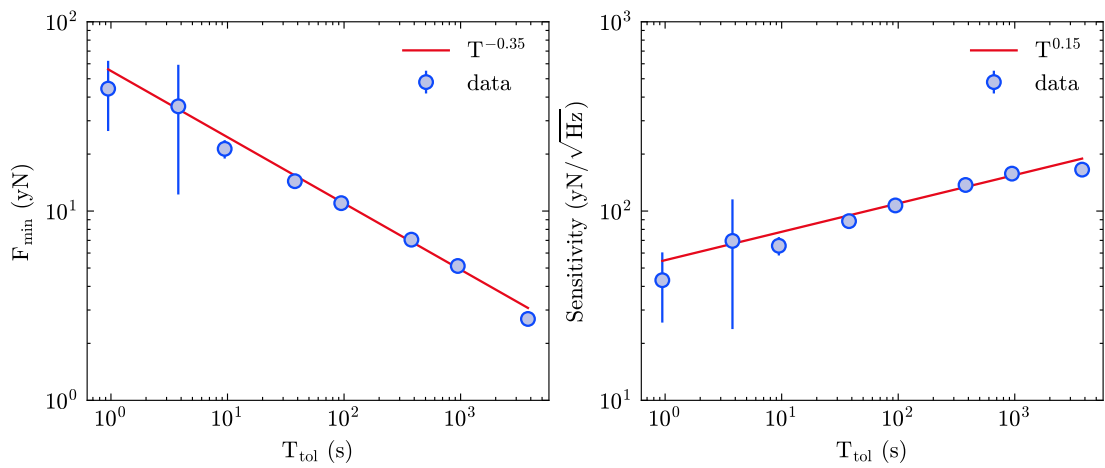


图 5.14 最小可测信号（左图）和灵敏度（右图）与实验总时长的关系。

传感器具有超高的频率分辨率，因此可以在测量结果的频谱上同时识别到待测信号和校准信号而不会相互干扰。

5.3.3 射频电场噪声的表征

这种方法提供了一种研究离子运动的新工具，借助这种工具，我们演示了离子阱中射频电场噪声对离子微运动的干扰。首先，我们表征了当射频源存在明显的相位噪声的情况下对离子微运动的影响。为此，我们在射频源上主动添加了一个 0.1 Hz，幅度为 30° 的相位调制。一级边带与主峰之比理论上约为 0.271。利用量子外差法对微运动进行测量，结果如图5.15所示，能够在微运动上看到清晰的一阶和二阶边带。通过拟合，一阶边带和主峰之比约 0.25，相比于理论情况略低，误差来源于调制频率的漂移，可以看到相比于主峰，边带存在一定展宽。

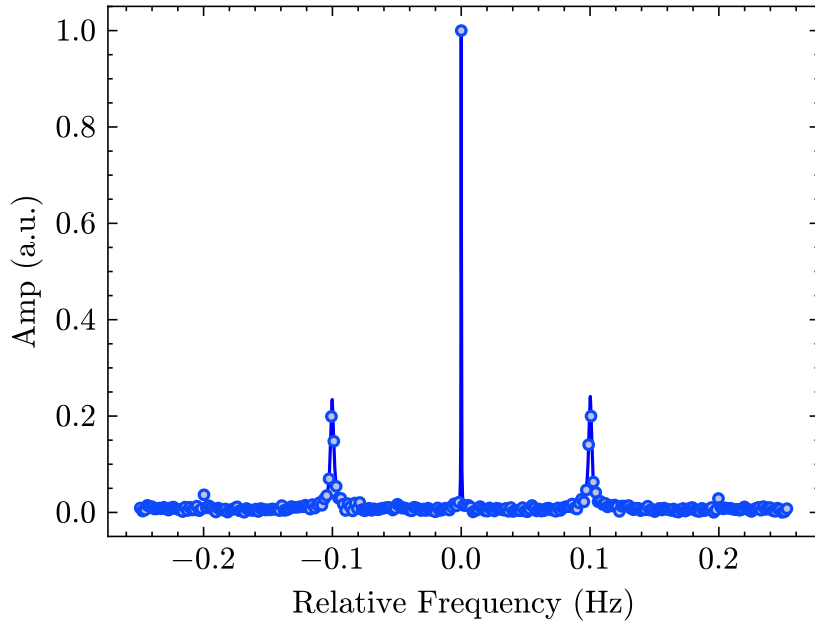


图 5.15 射频电压源相位调制下 Qdyne 测量的微运动信号。用于产生射频电压的射频源添加了 0.1 Hz， 30° 相位调制。

最后，我们演示了螺旋谐振腔的机械振动对离子微运动的干扰。离子阱的射频电压是通过螺旋谐振腔提供的，螺旋谐振腔可以看作一个高品质因子的 LC 谐振电路，在谐振频率附近，信号的相位变化十分陡峭，当外界的振动导致螺旋谐振腔的机械结构发生轻微变化时，其谐振频率发生变化，可以看作离子阱电极的射频电压存在一个相位调制，这会导致离子微运动产生额外的运动边带，也会导致声子相干性的降低。为了演示一个真实的机械振动导致的额外微运动边带，我们在螺旋谐振腔附近放置了一个风扇作为机械振动的噪声源，测量结果如图5.16所示，存在一个额外微运动边带在 42Hz 附近。根据边带峰的最大幅度 0.063，我们估计机械振动产生的相位调制的幅度大于 7° 。如果外界振动导致了螺旋谐振腔的机械谐振，会产生更加严重的后果。

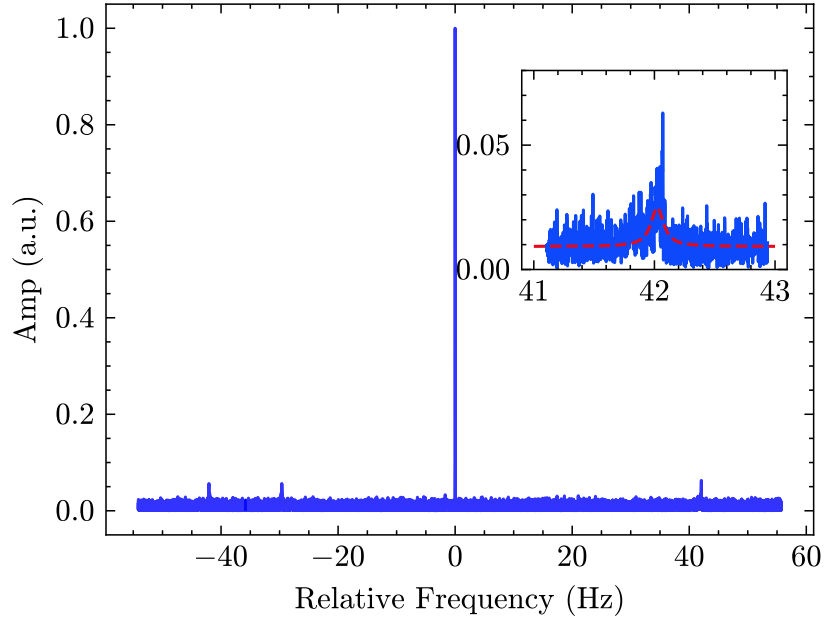


图 5.16 螺旋谐振腔存在振动时 Qdyne 测量的微运动信号。利用固定在螺旋谐振腔的风扇对螺旋谐振腔外加了一个约 42 Hz 的机械振动。

为了验证这个峰确实是由风扇的振动导致的，实验上利用加速度计对风扇产生的振动谱进行了测量，如图5.17，两者的频率范围基本吻合。

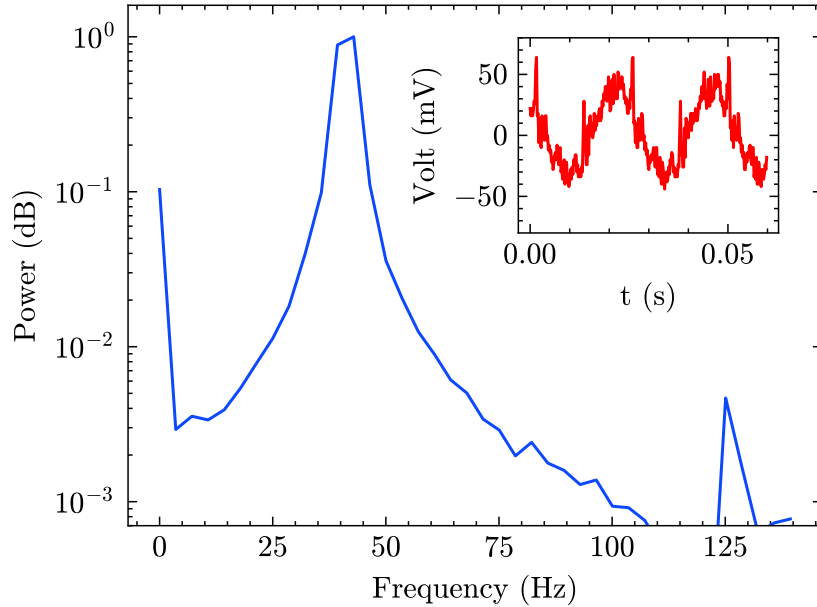


图 5.17 利用加速度计测量风扇产生的机械振动信号（插图）以及频谱。

5.4 神经网络辅助的量子传感

量子传感协议都存在着一一定的适用范围，超出适用范围后会出现非线性的对应关系，甚至传感器会呈现出复杂的响应，导致无法获得准确的结果，或者传感协议本身就具有较为复杂的输出，比如上一节介绍的量子外差协议。神经网络

络是一种由许多神经元组成的复杂的非线性系统，具有一定的泛化能力，利用预训练的神经网络，可以对这种超出传感协议适用范围的复杂响应进行有效的识别^[198]。在本节中，将介绍我们将量子传感与人工神经网络结合的工作^[190]。

5.4.1 传感协议介绍

在这部分工作中，我们选择了基于缀饰态的磁场传感协议作为演示^[60]，一方面，这个传感协议在超出标准适用范围后会呈现复杂的响应结果，难以使用常规的拟合等方法获得待测的参数（磁场强度），非常适合展示神经网络的作用；另一方面，如上文提到的，借助紧聚焦光场中的光场梯度分布可以将磁场传感协议应用到电场和力的传感中，利用神经网络辅助对量子传感器的响应进行识别这项技术也可以推广到电场传感协议中，出于简化实验方案，突出利用神经网络的优势的目的，我们选择在这个磁场传感协议上进行演示。下面详细对传感协议进行介绍。

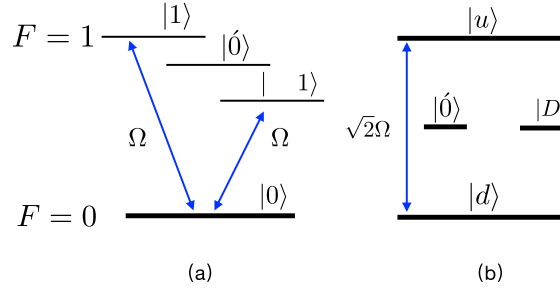


图 5.18 离子能级与缀饰态表象。

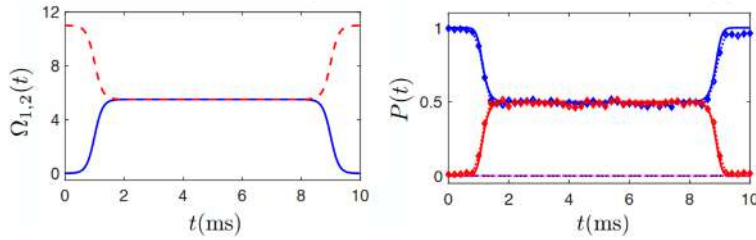


图 5.19 缀饰态制备的微波场拉比变化曲线和态演化。左图红色和蓝色曲线代表驱动 $|0\rangle \leftrightarrow |-1\rangle$ 和 $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 的拉比频率演化，右图代表初态制备在 $|1\rangle$ 时的态演化，蓝色菱形标记代表 $|1\rangle$ ，红色菱形标记代表 $|1\rangle$ ，当时间在 $[2,8]$ ms 时，两者均在 0.5 附近，代表成功制备 $|D\rangle$ 态。

首先回顾一下 $^{171}\text{Yb}^+$ 的能级结构， $^{171}\text{Yb}^+$ 的 $^2\text{S}_{1/2}$ 态包括 $F=0$ 的一个能级 $|0\rangle$ ，和 $F=1$ 的三个能级 $|0\rangle, |\pm 1\rangle$ ，Zeeman 劈裂的能级差记为 $\omega_{0\rightarrow+}$ 和 $\omega_{0\rightarrow-}$ ，下能级 $F=0$ 与两个 Zeeman 能级的能级差记作 $\omega_{0\rightarrow+}$ 和 $\omega_{0\rightarrow-}$ 。如果外界存在与 Zeeman 能级频率 $\omega_{0\rightarrow+}$ 或 $\omega_{0\rightarrow-}$ 共振的交流磁场，就能够驱动离子在 $|0\rangle$ 和 $|+1\rangle$ 态之间振荡，拉比频率正比于待测的交流磁场的强度。利用这种方法测量磁场的灵敏度受限于相干时间，因为 Zeeman 能级劈裂正比于外界磁场，容易受到外界噪声干扰，从而导致测量的灵敏度不高。在 2011 年，Siegen 大学和 Ulm 大学的

研究团队，提出了一种方案，通过两个强度为 Ω ，频率分别为 $\omega_{0 \rightarrow +}$ 和 $\omega_{0 \rightarrow -}$ 的微波场创建微波缀饰态 $|D\rangle = (|1\rangle - |-1\rangle)/\sqrt{2}$ 和 $|B\rangle = (|1\rangle + |-1\rangle)/\sqrt{2}$ ，能够得到一个人造的钟态量子比特 $|\hat{0}\rangle$ 和 $|D\rangle$ ，如图5.18所示，对外界磁场涨落不敏感，能够将相干时间增加两个量级以上，并且能够实现磁场梯度寻址^[30,199]。这种缀饰态可以通过受激拉曼绝热通道的方法产生，如图5.19。利用这种方法，该团队在 2016 年演示了利用这个原理实现的离子磁强计，通过测量待测磁场对 $|\hat{0}\rangle$ 态和 $|D\rangle$ 态之间的振荡，能够对约 14 MHz 的交流磁场实现灵敏度高达 $4.6 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 的测量^[60]。

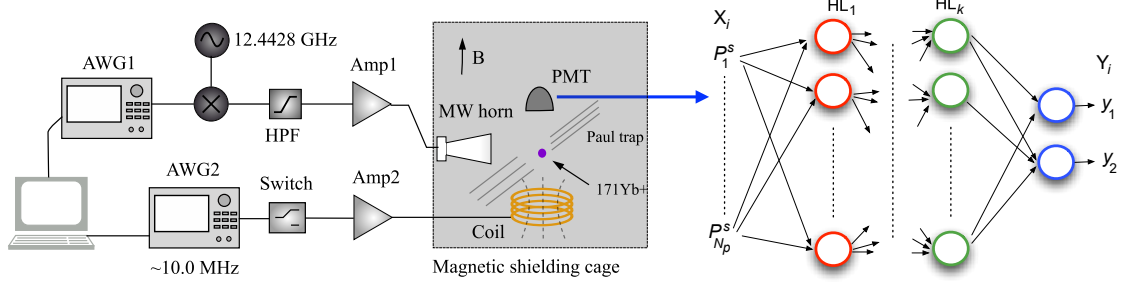


图 5.20 实验装置示意图。

假设存在一个外界有待测交流磁场频率为 $\omega_{0 \rightarrow +}$ ，强度为 Ω_{tg} ，只有当待测场强度满足 $\Omega_{tg} \ll \Omega \ll \omega_{tg}$ ，可以看作待测磁场驱动了量子在 $|\hat{0}\rangle$ 态和 $|D\rangle$ 态间的拉比振荡

$$P_D(t) = \cos^2(\pi t/t_R), \quad (5.19)$$

其中 $t_R = 2\pi\sqrt{2}/\Omega_{tg}$ ，哈密顿量可以近似表示为

$$H = -\frac{\Omega_{tg}}{2\sqrt{2}}(|D\rangle\langle\hat{0}| + |\hat{0}\rangle\langle D|) \quad (5.20)$$

而一旦待测磁场强度不能够满足要求，磁强计的结果会变得复杂，如图5.21，为了扩展磁强计适用范围，我们将神经网络用于对磁强计响应曲线的识别。

5.4.2 实验设置和结果

我们的实验装置如图5.20所示，用作磁强计的离子被 Paul 阱囚禁在超高真空中，通过 AWG 生成一组基础频率为 200 MHz 的调制波形，与 12.442 GHz 的信号进行混频、滤波和放大，作为微波缀饰场，强度 $\Omega = 2\pi \times 5.5 \text{ KHz}$ ，待测场信号由另一个 AWG 生成，经过放大后通过一组电磁线圈转换成交流磁场，能够提供最大 $\Omega_{tg} = 2\pi \times 9 \text{ KHz}$ 的强度。实验的时序如图5.22，分为三个阶段，第一阶段为态制备，离子经过冷却、初始化和微波操作被制备到 $|D\rangle$ 态，在第二阶段与待测场相互作用，随后在第三阶段将剩余的 $|D\rangle$ 态布局转移到 $|0\rangle$ 态进行测量。测量结果由预先训练的神经网络进行识别，我们利用了一个多层的人工神经

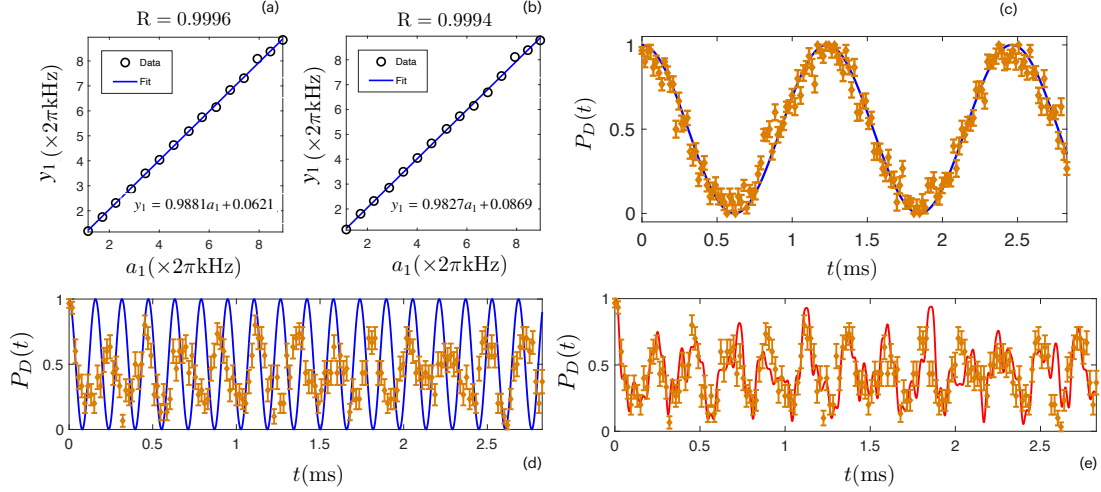


图 5.21 (a-b) 不同测量次数下神经网络输出 (y_1) 与目标值 $a_1 \equiv \Omega_{tg}$ 的回归分析 (a) 测量次数 $N_m = 100$, (b) 测量次数 $N_m = 30$ 。拟合曲线 (蓝色实线) 与直线 $y_1 = a_1$ 重合, 其中 R 为 y_1 与 a_1 的相关系数。具体相关系数为: (a) $R = 0.9996$, (b) 0.9994 。(c-e) 测量次数 $N_m = 30$ 时实验获得的传感器响应 (菱形标记)。(c) 目标值 $\Omega_{tg} = (2\pi) \times 1.1487$ kHz。(d、e) 目标值 $\Omega_{tg} = (2\pi) \times 8.9493$ kHz。作为对比, (c、d) 中包含简谐响应曲线 $P_D(t) = \cos^2(\pi t/t_R)$ (蓝色实线)。(c) 中 $\Omega_{tg} = (2\pi) \times 1.1487$ kHz 的情况处于简谐区域, 而 (d) 中 $\Omega_{tg} = (2\pi) \times 8.9493$ kHz 的响应与简谐特性存在显著偏差。(e) 中可见, 数值模拟得到的曲线 (红色实线) 与 $\Omega_{tg} = (2\pi) \times 8.9493$ kHz 的实验数据吻合。

网络结构。利用数值模拟产生的数据作为训练集、验证集和测试集对神经网络进行训练。这部分工作由合作者班玥博士完成。

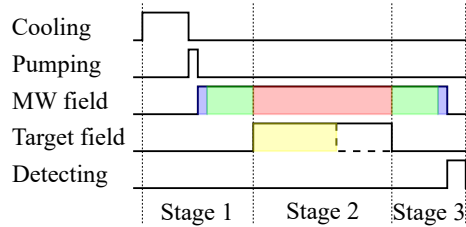


图 5.22 单次实验时序示意图。

我们设置了两种情况, 第一种情况我们在 $\Omega_{tg}/2\pi$ 从 0.5 KHz 到 9 KHz 中测量了 15 组响应曲线, 曲线时间长度为 2.828 ms, 每个曲线采样点为 151 个, 每个点重复 100 次测量, 我们将重复测量 100 次得到的响应曲线和重复测量 30 次得到的曲线分别使用神经网络进行处理, 记神经网络识别的结果为 y_1^j , 设定的待测磁场强度 a_1^j , 为了描述神经网络的识别效果, 定义平均识别精度 $\bar{F} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N F_j$, 其中每次的识别精度 $F_j = 1 - |y_1^j - a_1^j|/a_1^j$, 识别的效果如表 5.1 所示, 对重复测量次数为 30 的实验数据识别精度达到 $\bar{F} = 98.31\%$, 对重复测量次数达到 100 次的数据, 识别精度能够达到 $\bar{F} = 98.76\%$ 。

进一步, 我们认为神经网络对于非线性响应的识别能力可以扩展到更复杂的协议中去, 我们将上面的每个点重复采样次数降低到 1 次, 这样得到的响应曲线时一串二进制形式的序列, 在这组实验中, 测量的时间长度为 6 ms, 采样点数

$a_1(\times 2\pi \text{ kHz})$	$y_1(\times 2\pi \text{ kHz})$ with $N_m = 100$	$y_1(\times 2\pi \text{ kHz})$ with $N_m = 30$
1.1487	1.1827	1.1731
1.7229	1.7473	1.8060
2.2566	2.3109	2.3207
2.8760	2.8616	2.8527
3.4429	3.4961	3.4947
4.0098	4.0391	4.0502
4.5778	4.6283	4.6386
5.1834	5.1856	5.2208
5.7140	5.7448	5.7297
6.2797	6.1482	6.2134
6.8397	6.8358	6.6896
7.3927	7.3086	7.3471
7.9319	8.0864	8.1129
8.4527	8.3775	8.3870
8.9493	8.8414	8.7825

表 5.1 神经网络 (NN) 的输出结果 y_1 。神经网络的输入数据为与目标值 $a_1 = \Omega_{tg}$ 对应的实验响应。这些实验响应包含在时间区间 $t \in [0, t_f]$ 内、 $N_p = 151$ 个时刻下采集的平均值, 测量次数分别为 $N_m = 100$ 和 $N_m = 30$ 。

Targets $a_1(\times 2\pi \text{ kHz})$	Average values $\bar{y}_1(\times 2\pi \text{ kHz})$	Standard deviation SD ($\times 2\pi \text{ kHz})$
0.7542	0.8417	0.0690
1.1840	1.2759	0.0833
1.4044	1.4384	0.0222
1.6206	1.6542	0.0660
2.1572	2.1720	0.0543
4.2265	4.2761	0.0594
6.3960	6.2988	0.0776
8.3689	8.2255	0.1531

表 5.2 神经网络 (NN) 给出的估计值 $\bar{y}_1$ 的平均值及其基于 20 次实验采集的对应标准差。

为 251 个, 我们同样在 $\Omega_{tg}/2\pi$ 从 0.5 KHz 到 9 KHz 区间中选取了 8 组 Ω_{tg} , 对每个 Ω_{tg} 进行了 20 次测量, 一共 160 组数据, 利用神经网络进行识别, 对每组 Ω_{tg} 的数据的识别结果见表 5.2。

综上, 我们演示了利用神经网络对离子磁力计的辅助识别的能力, 证明神经网络可以被应用在量子传感器响应的处理中, 特别是当响应函数比较复杂的情况。更有价值的是, 这种利用神经网络进行辅助参数识别的技术可以应用在其他测量协议和其他的物理体系中去。

5.5 本章小结

本章介绍了本人利用囚禁离子和紧聚焦光场在量子传感方面的工作。针对宽带随机电场噪声, 我们演示了利用弛豫测量的方案实现大范围的电场噪声谱测量。针对单频的交流电场力, 我们提出利用量子外差测量的方法, 实现无需同步的超高频率分辨率和超高灵敏度的传感。同时我们展示了该方法在辅助分析

系统中振动引起的噪声的应用，通过对微运动进行测量，我们展示了在螺旋谐振腔存在外界机械扰动的情況下产生的额外运动边带。

此外，本章还介绍了神经网络辅助的磁传感工作，该工作验证了利用神经网络对量子传感器的响应进行参数识别的可行性，证明了神经网络可以实现对复杂的量子传感器响应进行有效的识别，并能够一定程度上拓展传感器的适用范围。这项技术可以应用在其他测量协议和其他物理体系中去，是“AI 赋能量子”（AI for quantum）的重要体现。

上述工作为离子阱系统中的噪声的分析和表征以及进一步优化提供了有效的参考，给实现高保真度门操作提供了优化的方向。

第6章 总结与展望

6.1 总结

在本文介绍了本人将紧聚焦光场与离子阱系统集成，以及应用紧聚焦光场的特性在量子传感方向所做出的相关工作。在文章中，我们详细地介绍了为了实现光镊和光寻址操作而搭建的高通光离子阱装置，该离子阱装置通过将刀片阱安装在一个小尺寸的玻璃真空腔中实现了高度自由的打光方向和极大的通光孔径，在该系统上我们配置了两个 0.4NA 的消色差物镜和两个大于 0.6NA 的物镜，能够用于低串扰的激光寻址拉曼操作和光镊操作，提供了更高的荧光收集效率，这些特点为我们进一步的研究提供了良好的研究平台。

我们展示了该系统囚禁离子链和晶体的能力，介绍了操作离子量子比特的方法和原理并进行演示，对系统的基本参数进行了测量和表征。

我们还介绍了该离子阱系统中的光路配置和电路配置，包括该系统上独特的利用调制 1108 nm 激光边带实现 369 nm 激光冷却、态初始化和态探测功能的时分复用的光路实现，还有基于 ARTIQ 和 AWG 搭建的时序控制系统等等。此外，还介绍了我们在系统参数稳定方面所做出的工作，比如基于 PDH 技术的激光频率稳定、利用 TEC 实现的闭循环温度稳定、利用火龙果开发板实现的射频电压的主动稳定以及磁场噪声屏蔽系统等等。这些在噪声屏蔽和系统参数稳定上所做的努力，为我们系统的稳定工作和实验的进行提供了可靠的保障。

在本文的第四章开始介绍紧聚焦光场中的独特性质和利用矢量衍射理论对紧聚焦光场的光场分布和紧聚焦光场与原子相互作用进行了分析和数值模拟，并展示了在 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子中 554 nm 激光作为光镊对离子基态各个能级的作用，介绍了紧聚焦光场作为光镊如何改变声子频率和线偏振入射的紧聚焦光场中的偏振梯度的应用，提出了利用微波和紧聚焦光场中的偏振梯度结合，可以实现基于微波的纠缠门，这种方案避免了纠缠操作中额外寻址光束使用。在实验上，我们完成了 554 nm 紧聚焦光场中偏振梯度分布的实验表征，演示了紧聚焦光场对单离子声子频率的改变。更重要的是，演示了一种原位表征和补偿远失谐激光光路像差的方法，为低串扰的寻址操作和后续对紧聚焦矢量光场的研究奠定的基础。

在第五章介绍了离子阱系统在量子传感领域的应用，离子的塞曼能级劈裂对外界磁场敏感，是天然的磁场传感器，离子波包尺寸在几十纳米的量级，具有良好的空间分辨率。本章中我们演示了两种利用紧聚焦光场辅助实现高精度的离子位置测量和力传感方案。在紧聚焦光场的辅助下，可以利用磁场传感的原理实现离子位置的精确测量，能够用于高精度的力传感和电场传感。上述方案有助于系统中噪声的表征和分析，有助于提高门操作保真度。此外，本章中演示了基

于神经网络辅助的磁场传感，该工作的意义是验证了利用神经网络对量子传感器复杂响应进行参数识别的可行性，该技术同样可以应用到聚焦光场辅助的电场传感方案以及其他传感协议中。

6.2 展望

离子阱系统作为在量子信息领域中的主流研究平台之一，在量子计算和量子精密测量等领域取得了许多的成果，并且存在着巨大的潜力。在量子计算方面，如何解决离子阱系统的可扩展性仍然是当前最主要的问题，对于实验人员，大规模离子晶体的囚禁和高保真度操作还存在着许多的技术难题，动态光镊阵列是一种有潜力的方案，利用光镊可以降低实现高保真度操作的难度，增加囚禁的稳定性，也为并行操作提供了可能，尤其是利用二维离子晶体与光镊阵列结合，可能是离子阱体系达到上千个量子比特的道路之一。我们现在已经搭建了一套可靠的研究平台，对光镊和离子的相互作用进行了初步的探索，后续我们将致力于利用光镊实现离子的声子态调控和高保真度纠缠门的实现。

接下来的研究方向主要包括下面几点：

1. 对装置进行进一步优化，提高光束指向稳定性和离子位置稳定性，保证寻址操作的稳定性和高保真度；进一步改进射频电压稳定装置，延长离子的声子相干时间。
2. 进一步优化像差补偿的效果，得到更理想的聚焦光斑，并探索更复杂的光场结构与离子的相互作用，将 SLM 和 AOD 相结合，实现高速的可编程光镊阵列。
3. 探索近紫外光的光镊效果，比如尝试 365 nm 的空心光束，减小光强对光学器件带来的要求，为实现大规模离子晶体的并行操作进行实验探索。
4. 进行光镊和二维离子晶体结合的实验研究，演示在二维离子晶体中的并行纠缠门操作，为实现上百离子量子比特的操作进行实验上的探索。
5. 在量子传感方向，利用紧聚焦光场辅助，利用多离子实现更高的灵敏度并探索精度更高的量子传感协议。

总之，量子信息是目前广受关注的研究领域之一，离子阱系统在量子信息领域中已经取得了丰硕的成果，但是还有很多问题需要解决，离投入实际应用还有很长的距离，想要将当前的研究发展到实用阶段还有很多的困难等待着我们去攻克。

参 考 文 献

- [1] HOLZSCHEITER M H. A brief history in time of ion traps and their achievements in science [J]. Physica Scripta, 1995, 1995(T59): 69.
- [2] PAUL W, STEINWEDEL H. A new mass spectrometer without a magnetic field[J]. Zeitschrift fuer Naturforschung, 1953, A8: 448-450.
- [3] WUERKER R F, SHELTON H, LANGMUIR R V. Electrodynamical containment of charged particles[J]. Journal of Applied Physics, 1959, 30: 342-349.
- [4] DIEDRICH F, BERGQUIST J, ITANO W M, et al. Laser cooling to the zero-point energy of motion[J]. Physical review letters, 1989, 62(4): 403.
- [5] CIRAC J I, ZOLLER P. Quantum computations with cold trapped ions[J]. Physical Review Letters, 1995, 74(20): 4091.
- [6] MONROE C, MEEKHOF D M, KING B E, et al. Demonstration of a fundamental quantum logic gate[J]. Physical Review Letters, 1995, 75(25): 4714.
- [7] 管桦, 黄垚, 高克林. 光钟的发展和应用[J]. 现代物理知识, 2019, 31(3): 63-69.
- [8] OZERI R. The trapped-ion qubit tool box[J]. Contemporary Physics, 2011, 52(6): 531-550.
- [9] KIESENHOFER D, HAINZER H, ZHDANOV A, et al. Controlling two-dimensional coulomb crystals of more than 100 ions in a monolithic radio-frequency trap[J]. PRX Quantum, 2023, 4(2): 020317.
- [10] HE R, CUI J M, LI R R, et al. An ion trap apparatus with high optical access in multiple directions[J]. Review of Scientific Instruments, 2021, 92(7): 073201.
- [11] SEIDELIN S, CHIAVERINI J, REICHLER R, et al. Microfabricated surface-electrode ion trap for scalable quantum information processing[J]. Physical Review Letters, 2006, 96(25): 253003.
- [12] YUM D, WANG Y, ZHANG K, et al. An ion trap of monolithic 3d structure for quantum information[C]//2015 11th Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim (CLEO-PR): Vol. 1. Optica Publishing Group, 2015: 1-1.
- [13] KWON J, SETZER W J, GEHL M, et al. Multi-site integrated optical addressing of trapped ions[J]. Nature Communications, 2024, 15(1): 3709.
- [14] LEE M, LEE M, HONG S, et al. Microelectromechanical-system-based design of a high-finesse fiber cavity integrated with an ion trap[J]. Physical Review Applied, 2019, 12(4): 044052.
- [15] FEYNMAN R P. Simulating physics with computers[M]//Feynman and computation. CRC Press, 2018: 133-153.

- [16] SHOR P W. Algorithms for quantum computation: discrete logarithms and factoring[C]// Proceedings 35th annual symposium on foundations of computer science. USA: IEEE Computer Society, 1994: 124-134.
- [17] ARUTE F, ARYA K, BABBUSH R, et al. Quantum supremacy using a programmable superconducting processor[J]. Nature, 2019, 574(7779): 505-510.
- [18] GAO D, FAN D, ZHA C, et al. Establishing a new benchmark in quantum computational advantage with 105-qubit zuhongzhi 3.0 processor[J]. Physical Review Letters, 2025, 134(9): 090601.
- [19] 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]. Physical Review Letters, 2023, 131: 150601.
- [20] GEORGESCU I M, ASHHAB S, NORI F. Quantum simulation[J]. Reviews of Modern Physics, 2014, 86: 153-185.
- [21] ALTMAN E, BROWN K R, CARLEO G, et al. Quantum simulators: Architectures and opportunities[J]. PRX Quantum, 2021, 2: 017003.
- [22] HANGLEITER D, CAROLAN J, THÉBAULT K P. Analogue quantum simulation: A new instrument for scientific understanding[R]. Springer, 2022.
- [23] LANYON B P, HEMPEL C, NIGG D, et al. Universal digital quantum simulation with trapped ions[J]. Science, 2011, 334(6052): 57-61.
- [24] BENNETT C H, BRASSARD G. Quantum cryptography: Public key distribution and coin tossing[J]. Theoretical Computer Science, 2014, 560: 7-11.
- [25] GIOVANNETTI V, LLOYD S, MACCONE L. Quantum metrology[J]. Physical Review Letters, 2006, 96: 010401.
- [26] DEGEN C L, REINHARD F, CAPPELLARO P. Quantum sensing[J]. Reviews of Modern Physics, 2017, 89(3): 035002.
- [27] RUSTER T, SCHMIEGELOW C T, KAUFMANN H, et al. A long-lived zeeman trapped-ion qubit[J]. Applied Physics B, 2016, 122(10): 254.
- [28] WANG P, LUAN C Y, QIAO M, et al. Single ion qubit with estimated coherence time exceeding one hour[J]. Nature Communications, 2021, 12(1): 233.
- [29] YUM D, DE MUNSHI D, DUTTA T, et al. Optical barium ion qubit[J]. JOSA B, 2017, 34(8): 1632-1636.
- [30] TIMONEY N, BAUMGART I, JOHANNING M, et al. Quantum gates and memory using microwave-dressed states[J]. Nature, 2011, 476(7359): 185-188.
- [31] HARTY T, ALLCOCK D, BALLANCE C J, et al. High-fidelity preparation, gates, memory, and readout of a trapped-ion quantum bit[J]. Physical Review Letters, 2014, 113(22): 220501.

- [32] SMITH M, LEU A, MIYANISHI K, et al. Single-qubit gates with errors at the 10^{-7} level[J]. Physical Review Letters, 2025, 134(23): 230601.
- [33] BALLANCE C J, HARTY T P, LINKE N M, et al. High-fidelity quantum logic gates using trapped-ion hyperfine qubits[J]. Physical Review Letters, 2016, 117: 060504.
- [34] GAEBLER J P, TAN T R, LIN Y, et al. High-fidelity universal gate set for $^9\text{Be}^+$ ion qubits [J]. Physical Review Letters, 2016, 117: 060505.
- [35] CAI Z, LUAN C Y, OU L, et al. Entangling gates for trapped-ion quantum computation and quantum simulation[J]. Journal of the Korean Physical Society, 2023, 82(9): 882-900.
- [36] KIELPINSKI D, MONROE C, WINELAND D J. Architecture for a large-scale ion-trap quantum computer[J]. Nature, 2002, 417(6890): 709-711.
- [37] MALINOWSKI M, ALLCOCK D, BALLANCE C. How to wire a 1000-qubit trapped-ion quantum computer[J]. PRX Quantum, 2023, 4(4): 040313.
- [38] PINO J M, DREILING J M, FIGGATT C, et al. Demonstration of the trapped-ion quantum ccd computer architecture[J]. Nature, 2021, 592(7853): 209-213.
- [39] DECROSS M, HAGHSHEENAS R, LIU M, et al. Computational power of random quantum circuits in arbitrary geometries[J]. Physical Review X, 2025, 15(2): 021052.
- [40] AKHTAR M, BONUS F, LEBRUN-GALLAGHER F, et al. A high-fidelity quantum matter-link between ion-trap microchip modules[J]. Nature Communications, 2023, 14(1): 531.
- [41] MORDINI C, RICCI VASQUEZ A, MOTOHASHI Y, et al. Multizone trapped-ion qubit control in an integrated photonics qccd device[J]. Physical Review X, 2025, 15(1): 011040.
- [42] MONROE C, RAUSSENDORF R, RUTHVEN A, et al. Large-scale modular quantum-computer architecture with atomic memory and photonic interconnects[J]. Physical Review A, 2014, 89(2): 022317.
- [43] CHEN J S, NIELSEN E, EBERT M, et al. Benchmarking a trapped-ion quantum computer with 30 qubits[J]. Quantum, 2024, 8: 1516.
- [44] IonQ. IonQ Forte[EB/OL]. <https://ionq.com/quantum-systems/forte>.
- [45] YAO R, LIAN W Q, WU Y K, et al. Experimental realization of a multiqubit quantum memory in a 218-ion chain[J]. Physical Review A, 2022, 106: 062617.
- [46] STEPHENSON L J, NADLINGER D P, NICHOL B C, et al. High-rate, high-fidelity entanglement of qubits across an elementary quantum network[J]. Physical Review Letters, 2020, 124: 110501.
- [47] MAIN D, DRMOTA P, NADLINGER D, et al. Distributed quantum computing across an optical network link[J]. Nature, 2025: 1-6.
- [48] O' REILLY J, TOH G, GOETTING I, et al. Fast photon-mediated entanglement of continuously cooled trapped ions for quantum networking[J]. Physical Review Letters, 2024, 133

- (9): 090802.
- [49] SAHA S, SHALAEV M, O' REILLY J, et al. High-fidelity remote entanglement of trapped atoms mediated by time-bin photons[J]. *Nature Communications*, 2025, 16(1): 2533.
 - [50] OLSACHER T, POSTLER L, SCHINDLER P, et al. Scalable and parallel tweezer gates for quantum computing with long ion strings[J]. *PRX Quantum*, 2020, 1(2): 020316.
 - [51] SHEN Y C, LIN G D. Scalable quantum computing stabilised by optical tweezers on an ion crystal[J]. *New Journal of Physics*, 2020, 22(5): 053032.
 - [52] ARIAS ESPINOZA J D, MAZZANTI M, FOUKA K, et al. Engineering spin-spin interactions with optical tweezers in trapped ions[J]. *Physical Review A*, 2021, 104(1): 013302.
 - [53] TEOH Y H, SAJJAN M, SUN Z, et al. Manipulating phonons of a trapped-ion system using optical tweezers[J]. *Physical Review A*, 2021, 104(2): 022420.
 - [54] MAZZANTI M, SCHÜSSLER R, ARIAS ESPINOZA J, et al. Trapped ion quantum computing using optical tweezers and electric fields[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 127(26): 260502.
 - [55] MAZZANTI M, GERRITSMA R, SPREEUW R J C, et al. Trapped ions quantum logic gate with optical tweezers and the magnus effect[J]. *Physical Review Research*, 2023, 5: 033036.
 - [56] SCHWERDT D, PELEG L, SHAPIRA Y, et al. Scalable architecture for trapped-ion quantum computing using rf traps and dynamic optical potentials[J]. *Physical Review X*, 2024, 14(4): 041017.
 - [57] GUO S A, WU Y K, YE J, et al. A site-resolved two-dimensional quantum simulator with hundreds of trapped ions[J]. *Nature*, 2024, 630(8017): 613-618.
 - [58] HOU Y H, YI Y J, WU Y K, et al. Individually addressed entangling gates in a two-dimensional ion crystal[J]. *Nature Communications*, 2024, 15(1): 9710.
 - [59] KOTLER S, AKERMAN N, GLICKMAN Y, et al. Single-ion quantum lock-in amplifier[J]. *Nature*, 2011, 473(7345): 61-65.
 - [60] BAUMGART I, CAI J M, RETZKER A, et al. Ultrasensitive magnetometer using a single atom[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116(24): 240801.
 - [61] IVANOV P A, VITANOV N V, SINGER K. High-precision force sensing using a single trapped ion[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6(1): 28078.
 - [62] BIERCUK M J, UYS H, BRITTON J W, et al. Ultrasensitive detection of force and displacement using trapped ions[J]. *Nature Nanotechnology*, 2010, 5(9): 646-650.
 - [63] GILMORE K A, BOHNET J G, SAWYER B C, et al. Amplitude sensing below the zero-point fluctuations with a two-dimensional trapped-ion mechanical oscillator[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 118(26): 263602.
 - [64] MAIWALD R, LEIBFRIED D, BRITTON J, et al. Stylus ion trap for enhanced access and

- sensing[J]. *Nature Physics*, 2009, 5(8): 551-554.
- [65] 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]. *Science*, 2021, 373(6555): 673-678.
- [66] WOLF F, SCHMIDT P O. Quantum sensing of oscillating electric fields with trapped ions [J]. *Measurement: Sensors*, 2021, 18: 100271.
- [67] SHANIV R, OZERI R. Quantum lock-in force sensing using optical clock doppler velocimetry[J]. *Nature Communications*, 2017, 8(1): 14157.
- [68] LIU Y, LU P, RAO X, et al. A single-atom mechano-optical transducer for sensing sub-attoneutron vector dc force[J]. *Applied Physics Letters*, 2022, 121(25).
- [69] KNÜNZ S, HERRMANN M, BATTEIGER V, et al. Injection locking of a trapped-ion phonon laser[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(1): 013004.
- [70] WEI Y Q, WANG Y Z, LIU Z C, et al. Detection of dc electric forces with zeptonewton sensitivity by single-ion phonon laser[J]. *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, 2022, 65(11): 110313.
- [71] HUBER P, BARTHEL P, SRIARUNOTHAI T, et al. Measuring a single atom's position with extreme sub-wavelength resolution and force measurements in the yoctonewton range [A]. 2024. arXiv: 2407.18670.
- [72] BONUS F, KNAPP C, VALAHU C, et al. Ultrasensitive single-ion electrometry in a magnetic field gradient[J]. *Nature Physics*, 2025: 1-7.
- [73] BUDKER D, GRAHAM P W, RAMANI H, et al. Millicharged dark matter detection with ion traps[J]. *PRX Quantum*, 2022, 3(1): 010330.
- [74] ANTYPAS D, TRETIK O, GARCON A, et al. Scalar dark matter in the radio-frequency band: atomic-spectroscopy search results[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(14): 141102.
- [75] GLOGER T F, KAUFMANN P, KAUFMANN D, et al. Ion-trajectory analysis for micro-motion minimization and the measurement of small forces[J]. *Physical Review A*, 2015, 92(4): 043421.
- [76] QIAN Z H, CUI J M, LUO X W, et al. Super-resolved imaging of a single cold atom on a nanosecond timescale[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 127(26): 263603.
- [77] BLÜMS V, PIOTROWSKI M, HUSSAIN M I, et al. A single-atom 3d sub-attoneutron force sensor[J]. *Science Advances*, 2018, 4(3): eaao4453.
- [78] WONG-CAMPOS J, JOHNSON K, NEYENHUIS B, et al. High-resolution adaptive imaging of a single atom[J]. *Nature Photonics*, 2016, 10(9): 606-610.
- [79] AFFOLTER M, GE W, BULLOCK B, et al. Toward improved quantum simulations and

- sensing with trapped two-dimensional ion crystals via parametric amplification[J]. *Physical Review A*, 2023, 107: 032425.
- [80] HASSE F, PALANI D, THOMM R, et al. Phase-stable traveling waves stroboscopically matched for superresolved observation of trapped-ion dynamics[J]. *Physical Review A*, 2024, 109(5): 053105.
- [81] WU H, MITTS G D, HO C Z, et al. Wideband electric field quantum sensing via motional raman transitions[J]. *Nature Physics*, 2025: 1-6.
- [82] 陈德伟, 李永平, 等. 衍射光学元件分析和设计中标量理论的局限性[J]. *Opto-Electronic Engineering*, 2004, 31(6): 9-13.
- [83] HU Y, WANG Z, WANG X, et al. Efficient full-path optical calculation of scalar and vector diffraction using the bluestein method[J]. *Light: Science & Applications*, 2020, 9(1): 119.
- [84] RICHARDS B, WOLF E. Electromagnetic diffraction in optical systems, ii. structure of the image field in an aplanatic system[J]. *Proceedings of the Royal Society of London Series A Mathematical and Physical Sciences*, 1959, 253(1274): 358-379.
- [85] YOUNGWORTH K S, BROWN T G. Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams[J]. *Optics Express*, 2000, 7(2): 77-87.
- [86] MELLIN S D, NORDIN G P. Limits of scalar diffraction theory and an iterative angular spectrum algorithm for finite aperture diffractive optical element design[J]. *Optics express*, 2001, 8(13): 705-722.
- [87] 李怀龙. 矢量衍射理论的比较研究及其应用[D]. 合肥工业大学, 合肥, 2007.
- [88] 李鹏, 樊鑫豪, 李渝, 等. 光场纵向调控研究进展 (特邀) [J]. *光子学报*, 2022, 51(01): 1-25.
- [89] 郑泽灿, 王思聪, 冯嘉浩, 等. 基于单光束矢量光场调控的紧聚焦均匀三维光泡的产生与探测[J]. *光电工程*, 2025, 52(05): 3-11.
- [90] 蔡亚楠. 紧聚焦矢量光场的产生, 表征与应用研究[D]. 中国科学院大学 (中国科学院西安光学精密机械研究所), 西安, 2020.
- [91] ALBRECHT B, MENG Y, CLAUSEN C, et al. Fictitious magnetic-field gradients in optical microtraps as an experimental tool for interrogating and manipulating cold atoms[J]. *Physical Review A*, 2016, 94(6): 061401.
- [92] HE X, WANG K, ZHUANG J, et al. Coherently forming a single molecule in an optical trap [J]. *Science*, 2020, 370(6514): 331-335.
- [93] YANG L, XIE X, WANG S, et al. Minimized spot of annular radially polarized focusing beam[J]. *Optics Letters*, 2013, 38(8): 1331-1333.
- [94] VICIDOMINI G, SCHNEIDER M, BIANCHINI P, et al. Characterization of uniform ultra-thin layer for z-response measurements in three-dimensional section fluorescence microscopy

- [J]. *Journal of Microscopy*, 2007, 225(1): 88-95.
- [95] BAUER T, ORLOV S, PESCHEL U, et al. Nanointerferometric amplitude and phase reconstruction of tightly focused vector beams[J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(1): 23-27.
- [96] NASSE M J, WOEHL J C, HUANT S. High-resolution mapping of the three-dimensional point spread function in the near-focus region of a confocal microscope[J]. *Applied Physics Letters*, 2007, 90(3).
- [97] WANG Q, WANG Z, CHEN X, et al. Detecting the vector of nanoscale light field with atomic defect[J]. *Chinese Optics Letters*, 2023, 21(7): 071202.
- [98] KOTIBHASKAR N, MOTLAKUNTA S, VOGLIANO A, et al. Optical field characterization at the fundamental limit of spatial resolution with a trapped ion[A]. 2025. arXiv: 2509.07214.
- [99] ASHKIN A. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure[J]. *Physical Review Letters*, 1970, 24: 156-159.
- [100] ASHKIN A, DZIEDZIC J M, BJORKHOLM J E, et al. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles[J]. *Optics Letters*, 1986, 11(5): 288-290.
- [101] SCHLOSSER N, REYMOND G, PROTSENKO I, et al. Sub-poissonian loading of single atoms in a microscopic dipole trap[J]. *Nature*, 2001, 411(6841): 1024-1027.
- [102] KUHR S, ALT W, SCHRADER D, et al. Deterministic delivery of a single atom[J]. *Science*, 2001, 293(5528): 278-280.
- [103] BARREDO D, DE LÉSELEUC S, LIENHARD V, et al. An atom-by-atom assembler of defect-free arbitrary two-dimensional atomic arrays[J]. *Science*, 2016, 354(6315): 1021-1023.
- [104] ENDRES M, BERNIEN H, KEESLING A, et al. Atom-by-atom assembly of defect-free one-dimensional cold atom arrays[J]. *Science*, 2016, 354(6315): 1024-1027.
- [105] BARREDO D, LIENHARD V, DE LESELEUC S, et al. Synthetic three-dimensional atomic structures assembled atom by atom[J]. *Nature*, 2018, 561(7721): 79-82.
- [106] SEMEGHINI G, LEVINE H, KEESLING A, et al. Probing topological spin liquids on a programmable quantum simulator[J]. *Science*, 2021, 374(6572): 1242-1247.
- [107] EBADI S, WANG T T, LEVINE H, et al. Quantum phases of matter on a 256-atom programmable quantum simulator[J]. *Nature*, 2021, 595(7866): 227-232.
- [108] BLUVSTEIN D, EVERED S J, GEIM A A, et al. Logical quantum processor based on reconfigurable atom arrays[J]. *Nature*, 2024, 626(7997): 58-65.
- [109] 许鹏, 何晓东, 刘敏, 等. 中性原子量子计算研究进展[J]. *物理学报*, 2019, 68(3): 030305.
- [110] HARTUNG L, SEUBERT M, WELTE S, et al. A quantum-network register assembled with optical tweezers in an optical cavity[J]. *Science*, 2024, 385(6705): 179-183.
- [111] CHEN Z, WANG M, ZHANG B, et al. Long-lifetime optical trapping of a $^{40}\text{Ca}^+$ ion[J].

- Chinese Physics Letters, 2024, 41(11): 113701.
- [112] WECKESSER P, THIELEMANN F, WIATER D, et al. Observation of feshbach resonances between a single ion and ultracold atoms[J]. Nature, 2021, 600(7889): 429-433.
- [113] MONROE C, CAMPBELL W C, DUAN L M, et al. Programmable quantum simulations of spin systems with trapped ions[J]. Reviews of Modern Physics, 2021, 93: 025001.
- [114] NOP G N, PAUDYAL D, SMITH J D. Ytterbium ion trap quantum computing: The current state-of-the-art[J]. AVS Quantum Science, 2021, 3(4).
- [115] BLATT R, ROOS C F. Quantum simulations with trapped ions[J]. Nature Physics, 2012, 8(4): 277-284.
- [116] HÄFFNER H, ROOS C F, BLATT R. Quantum computing with trapped ions[J]. Physics Reports, 2008, 469(4): 155-203.
- [117] SCHMIDT P O, ROSENBAND T, LANGER C, et al. Spectroscopy using quantum logic[J]. Science, 2005, 309(5735): 749-752.
- [118] GAO K. The $^{40}\text{Ca}^+$ ion optical clock[J]. National Science Review, 2020, 7(12): 1799-1801.
- [119] STEINEL M, SHAO H, FILZINGER M, et al. Evaluation of a $^{88}\text{Sr}^+$ optical clock with a direct measurement of the blackbody radiation shift and determination of the clock frequency[J]. Physical Review Letters, 2023, 131(8): 083002.
- [120] ONG A, BERENGUT J, FLAMBAUM V. Optical transitions in highly charged ions for detection of variations in the fine-structure constant[J]. Fundamental Physics in Particle Traps, 2014: 293-314.
- [121] LEIBFRIED D, BLATT R, MONROE C, et al. Quantum dynamics of single trapped ions[J]. Reviews of Modern Physics, 2003, 75(1): 281.
- [122] 贺冉. 高通光离子阱的搭建和应用[D]. 中国科学技术大学, 合肥, 2021.
- [123] WILPERS G, SEE P, GILL P, et al. A monolithic array of three-dimensional ion traps fabricated with conventional semiconductor technology[J]. Nature Nanotechnology, 2012, 7(9): 572-576.
- [124] 王晨旭, 贺冉, 李睿睿, 等. 量子计算与量子模拟中离子阱结构研究进展[J]. 物理学报, 2022, 71(13-20220224): 133701.
- [125] ZHU S L, MONROE C, DUAN L M. Trapped ion quantum computation with transverse phonon modes[J]. Physical Review Letters, 2006, 97(5): 050505.
- [126] STEANE A. The ion trap quantum information processor[J]. Applied Physics B, 1997, 64: 623-643.
- [127] GLOGER T F, KAUFMANN P, KAUFMANN D, et al. Ion-trajectory analysis for micro-motion minimization and the measurement of small forces[J]. Physical Review A, 2015, 92: 043421.

- [128] DHOLAKIA K, HORVATH G Z K, SEGAL D, et al. Photon-correlation detection of ion-oscillation frequencies in quadrupole ion traps[J]. *Physical Review A*, 1993, 47(1): 441.
- [129] IBARAKI Y, TANAKA U, URABE S. Detection of parametric resonance of trapped ions for micromotion compensation[J]. *Applied Physics B*, 2011, 105: 219-223.
- [130] GOHAM C J, BRITTON J W. Resolved-sideband micromotion sensing in Yb^+ on the 935 nm repump transition[J]. *AIP Advances*, 2022, 12(11): 115315.
- [131] ARNOLD K, JAYJONG N, KANG M, et al. Enhanced micromotion compensation using a phase-modulated light field[J]. *Physical Review A*, 2024, 110(3): 033115.
- [132] CHEN T, WU W, XIE Y, et al. Controlling the rf phase error induced micromotion in paul trap[J]. *Applied Physics B*, 2020, 126: 1-6.
- [133] TURCHETTE Q A, KING B, LEIBFRIED D, et al. Heating of trapped ions from the quantum ground state[J]. *Physical Review A*, 2000, 61(6): 063418.
- [134] BROWNNUTT M, KUMPH M, RABL P, et al. Ion-trap measurements of electric-field noise near surfaces[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2015, 87(4): 1419-1482.
- [135] QIAO M, CAI Z, WANG Y, et al. Tunable quantum simulation of spin models with a two-dimensional ion crystal[J]. *Nature Physics*, 2024, 20(4): 623-630.
- [136] IVORY M, SETZER W, KARL N, et al. Integrated optical addressing of a trapped ytterbium ion[J]. *Physical Review X*, 2021, 11(4): 041033.
- [137] CRAIN S, CAHALL C, VRIJSEN G, et al. High-speed low-crosstalk detection of a $^{171}\text{Yb}^+$ qubit using superconducting nanowire single photon detectors[J]. *Communications Physics*, 2019, 2(1): 97.
- [138] PHELPS M, REID M M, DOUGLAS R, et al. Strength of hydroxide catalysis bonds between sapphire, silicon, and fused silica as a function of time[J]. *Physical Review D*, 2018, 98(12): 122003.
- [139] SIVERNS J, SIMKINS L, WEIDT S, et al. On the application of radio frequency voltages to ion traps via helical resonators[J]. *Applied Physics B*, 2012, 107: 921-934.
- [140] 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, 合肥, 2016.
- [141] WEBB A E. Robust quantum logic for trapped ion quantum computers[D]. University of Sussex, Brighton, UK, 2019.
- [142] BERKELAND D, MILLER J, BERGQUIST J C, et al. Minimization of ion micromotion in a paul trap[J]. *Journal of Applied Physics*, 1998, 83(10): 5025-5033.
- [143] POULSEN G. Sideband cooling of atomic and molecular ions[D]. University of Aarhus, Denmark, 2011.
- [144] KING S A, SPIESS L J, MICKE P, et al. An optical atomic clock based on a highly charged ion[J]. *Nature*, 2022, 611(7934): 43-47.

- [145] BYKOV D S, DANIA L, GOSCHIN F, et al. 3d sympathetic cooling and detection of levitated nanoparticles[J]. *Optica*, 2023, 10(4): 438-442.
- [146] JOHANNING M, BRAUN A, EITENEUER D, et al. Resonance-enhanced isotope-selective photoionization of ybi for ion trap loading[J]. *Applied Physics B*, 2011, 103: 327-338.
- [147] ROMAN C. Expanding the $^{171}\text{Yb}^+$ toolbox: The $^2F_{7/2}^o$ state as resource for quantum information science[D]. University of California, Los Angeles, 2021.
- [148] HOANG T M, JAU Y Y, OVERSTREET R, et al. YbH^+ formation in an ytterbium ion trap [J]. *Physical Review A*, 2020, 101(2): 022705.
- [149] BERKELAND D, BOSHIER M. Destabilization of dark states and optical spectroscopy in zeeman-degenerate atomic systems[J]. *Physical Review A*, 2002, 65(3): 033413.
- [150] EDMUNDS C L, TAN T R, MILNE A R, et al. Scalable hyperfine qubit state detection via electron shelving in the $^2D_{5/2}$ and $^2F_{7/2}$ manifolds in $^{171}\text{Yb}^+$ [J]. *Physical Review A*, 2021, 104: 012606.
- [151] LECHNER R, MAIER C, HEMPEL C, et al. Electromagnetically-induced-transparency ground-state cooling of long ion strings[J]. *Physical Review A*, 2016, 93(5): 053401.
- [152] FENG L, TAN W L, DE A, et al. Efficient ground-state cooling of large trapped-ion chains with an electromagnetically-induced-transparency tripod scheme[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125: 053001.
- [153] QIAO M, WANG Y, CAI Z, et al. Double-electromagnetically-induced-transparency ground-state cooling of stationary two-dimensional ion crystals[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 126(2): 023604.
- [154] EJTEMAEE S, HALJAN P. 3D Sisyphus cooling of trapped ions[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 119(4): 043001.
- [155] MONROE C, MEEKHOF D, KING B, et al. Resolved-sideband raman cooling of a bound atom to the 3d zero-point energy[J]. *Physical Review Letters*, 1995, 75(22): 4011.
- [156] 艾铭忠. 基于离子阱系统的量子控制实验研究[D]. 中国科学技术大学, 合肥, 2021.
- [157] MIZRAHI J A. Ultrafast control of spin and motion in trapped ions[D]. University of Maryland, College Park, MD, USA, 2013.
- [158] DEBNATH S. A programmable five qubit quantum computer using trapped atomic ions[D]. University of Maryland, College Park, 2016.
- [159] SRIARUNOTHAI T, GIRI G S, WÖLK S, et al. Radio frequency sideband cooling and sympathetic cooling of trapped ions in a static magnetic field gradient[J]. *Journal of Modern Optics*, 2018, 65(5-6): 560-567.
- [160] MOTLAKUNTA S, KOTIBHASKAR N, SHIH C Y, et al. Preserving a qubit during state-destroying operations on an adjacent qubit at a few micrometers distance[J]. *Nature Com-*

- munications, 2024, 15(1): 6575.
- [161] 张杰. 冷离子量子态操控[D]. 国防科技大学, 长沙, 2019.
- [162] MULHOLLAND S, KLEIN H, BARWOOD G, et al. Laser-cooled ytterbium-ion microwave frequency standard[J]. *Applied Physics B*, 2019, 125(11): 198.
- [163] BLACK E D. An introduction to pound–drever–hall laser frequency stabilization[J]. *American Journal of Physics*, 2001, 69(1): 79-87.
- [164] JOHNSON K, WONG-CAMPOS J, RESTELLI A, et al. Active stabilization of ion trap radiofrequency potentials[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2016, 87(5): 053110.
- [165] KASPROWICZ G, KULIK P, GASKA M, et al. Artiq and sinara: Open software and hardware stacks for quantum physics[C]//Quantum 2.0. Optica Publishing Group, 2020: QTu8B-14.
- [166] AI M Z, CUI J M, HE R, et al. Experimental verification of anti-kibble-zurek behavior in a quantum system under a noisy control field[J]. *Physical Review A*, 2021, 103(1): 012608.
- [167] AI M Z, LI S, HOU Z, et al. Experimental realization of nonadiabatic holonomic single-qubit quantum gates with optimal control in a trapped ion[J]. *Physical Review Applied*, 2020, 14(5): 054062.
- [168] 肖超. 矢量衍射理论在强聚焦系统中的研究[D]. 西北大学, 西安, 2019.
- [169] CAI Y, WANG Z, LIANG Y, et al. Direct calculation of tightly focused field in an arbitrary plane[J]. *Optics Communications*, 2019, 450: 329-334.
- [170] SCHMIEGELOW C T, SCHULZ J, KAUFMANN H, et al. Transfer of optical orbital angular momentum to a bound electron[J]. *Nature Communications*, 2016, 7(1): 12998.
- [171] QUINTEIRO G F, SCHMIDT-KALER F, SCHMIEGELOW C T. Twisted-light–ion interaction: the role of longitudinal fields[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 119(25): 253203.
- [172] VERDE M, SCHMIEGELOW C T, POSCHINGER U, et al. Trapped atoms in spatially-structured vector light fields[J]. *Scientific Reports*, 2023, 13(1): 21283.
- [173] GRIMM R, WEIDEMÜLLER M, OVCHINNIKOV Y B. Optical dipole traps for neutral atoms[M]//Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics: Vol. 42. Elsevier, 2000: 95-170.
- [174] THOMPSON J D, TIECKE T, ZIBROV A S, et al. Coherence and raman sideband cooling of a single atom in an optical tweezer[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(13): 133001.
- [175] ARANEDA G, WALSER S, COLOMBE Y, et al. Wavelength-scale errors in optical localization due to spin–orbit coupling of light[J]. *Nature Physics*, 2019, 15(1): 17-21.
- [176] SPREEUW R J. Off-axis dipole forces in optical tweezers by an optical analog of the magnus effect[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(23): 233201.
- [177] BARTHEL P, HUBER P H, CASANOVA J, et al. Robust two-qubit gates using pulsed dy-

- namical decoupling[J]. *New Journal of Physics*, 2023, 25(6): 063023.
- [178] MINTERT F, WUNDERLICH C. Ion-trap quantum logic using long-wavelength radiation [J]. *Physical Review Letters*, 2001, 87(25): 257904.
- [179] DEBNATH S, LINKE N M, FIGGATT C, et al. Demonstration of a small programmable quantum computer with atomic qubits[J]. *Nature*, 2016, 536(7614): 63-66.
- [180] WANG Y, CRAIN S, FANG C, et al. High-fidelity two-qubit gates using a microelectromechanical-system-based beam steering system for individual qubit addressing [J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(15): 150505.
- [181] BINAI-MOTLAGH A, DAY M L, VIDENOV N, et al. A guided light system for agile individual addressing of Ba^+ qubits with 10-4 level intensity crosstalk[J]. *Quantum Science and Technology*, 2023, 8(4): 045012.
- [182] POGORELOV I, FELDKER T, MARCINIAK C D, et al. Compact ion-trap quantum computing demonstrator[J]. *PRX Quantum*, 2021, 2(2): 020343.
- [183] 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]. *Physical Review Applied*, 2024, 22(5): 054003.
- [184] LI R R, HE R, CUI J M, et al. A versatile multi-tone laser system for manipulating atomic qubits based on a fiber mach–zehnder modulator and second harmonic generation[J]. *Optics Express*, 2022, 30(17): 30098-30107.
- [185] MAZZANTI M, ROBALO PEREIRA C, DIEPEVEEN N, et al. Alignment and optimization of optical tweezers on trapped ions[J]. *Physical Review A*, 2024, 110(4): 043105.
- [186] SHIH C Y, MOTLAKUNTA S, KOTIBHASKAR N, et al. Reprogrammable and high-precision holographic optical addressing of trapped ions for scalable quantum control[J]. *npj Quantum Information*, 2021, 7(1): 57.
- [187] CHEN Y, LONG Q, ZHOU Y, et al. In-situ aberration correction for far-detuned laser systems via a trapped ion probe[J]. *Chin Opt Lett*, 2026, 24(1): 010201.
- [188] ČIŽMÁR T, MAZILU M, DHOLAKIA K. In situ wavefront correction and its application to micromanipulation[J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(6): 388-394.
- [189] RUSTER T, KAUFMANN H, LUDA M A, et al. Entanglement-based dc magnetometry with separated ions[J]. *Physical Review X*, 2017, 7(3): 031050.
- [190] CHEN Y, BAN Y, HE R, et al. A neural network assisted $^{171}\text{Yb}^+$ quantum magnetometer[J]. *npj Quantum Information*, 2022, 8(1): 152.
- [191] WANG Y, UM M, ZHANG J, et al. Single-qubit quantum memory exceeding ten-minute coherence time[J]. *Nature Photonics*, 2017, 11(10): 646-650.
- [192] YAN F, GUSTAVSSON S, BYLANDER J, et al. Rotating-frame relaxation as a noise spec-

- trum analyser of a superconducting qubit undergoing driven evolution[J]. *Nature Communications*, 2013, 4(1): 2337.
- [193] LORETZ M, ROSSKOPF T, DEGEN C L. Radio-frequency magnetometry using a single electron spin[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(1): 017602.
- [194] SCHMITT S, GEFEN T, STÜRNER F M, et al. Submillihertz magnetic spectroscopy performed with a nanoscale quantum sensor[J]. *Science*, 2017, 356(6340): 832-837.
- [195] GLENN D R, BUCHER D B, LEE J, et al. High-resolution magnetic resonance spectroscopy using a solid-state spin sensor[J]. *Nature*, 2018, 555(7696): 351-354.
- [196] BOSS J M, CUJIA K, ZOPES J, et al. Quantum sensing with arbitrary frequency resolution [J]. *Science*, 2017, 356(6340): 837-840.
- [197] MEINEL J. Quantifying quantum heterodyne and non-linear spectroscopy for nanoscale magnetic resonance[D]. University of Stuttgart, Germany, 2022.
- [198] BAN Y, ECHANOBÉ J, DING Y, et al. Neural-network-based parameter estimation for quantum detection[J]. *Quantum Science and Technology*, 2021, 6(4): 045012.
- [199] WEBSTER S, WEIDT S, LAKE K, et al. Simple manipulation of a microwave dressed-state ion qubit[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 111(14): 140501.

致 谢

六载博士生涯，如白驹过隙。犹记初入校园时，面对量子信息领域的浩瀚未知，我曾因前路漫漫而心生忐忑；如今站在毕业的节点回望，那些在实验室里调试设备的深夜、在学术研讨中激烈争论的午后、在论文修改时反复打磨的时光，都已沉淀为生命里最珍贵的印记。在中国科学技术大学时光，不仅是我学术生涯的进阶之路，更是一段满载成长与感动的旅程。这里的每一寸土地、每一位师长、每一次并肩，都已融入我的血脉。未来无论身处何方、面对何种挑战，这段岁月里的勇气与坚守，都将成为我前行路上最坚实的铠甲，支撑我穿越所有迷茫与困难。

首先，我要向郭光灿院士致以最崇高的敬意。郭老师作为我国量子信息研究的先行者之一，是我们学习的榜样。他为我们搭建了国内顶尖的科研平台，从实验设备的升级到学术交流的机会，无不倾尽心力，让我们得以心无旁骛地沉浸在量子世界的探索中。能在郭老师的指引下开启科研之路，是我一生的荣幸。

接着，我要感谢李传锋老师。李老师为我提供了丰富的实验平台和机会，尽管我们接触不多，尽管日常直接交流的机会不多，但李老师对科研的执着与专注，早已成为实验室里无声的榜样。

我要感谢黄运锋老师。黄老师是我的博士生涯的导师，他对科研方向的精准把握和深厚的学术积累，始终让我深感钦佩，也让我在科研道路上受益良多。黄老师张弛有度的管理，为我们营造了既严谨规范又充满活力的科研氛围。在他的带领下，团队里没有森严的层级，只有平等的交流与协作，这让我们在面对复杂的实验任务时总能携手攻坚，也让我在团队中学会了如何与人协作、如何共同成长。

我还要特别感谢崔金明老师。自从加入离子阱组，崔老师便亲自指导我步入科研之路。他精湛的实验技能、开放的思维方式，以及对科研永远充沛的热情与好奇心，都让我深受触动。我不仅从他那里学到了扎实的实验技巧和系统的科研方法，更学会了如何以严谨的态度对待每一个数据，以创新的思维突破每一个瓶颈。

我想要感谢贺冉师兄，他同样是我在实验上的引路人，从最开始的光路搭建和实验设备使用，到离子阱装置的搭建，都离不开贺冉师兄的指导和帮助。

我要感谢所有师兄师妹们的关照与帮助，有着大家共同的努力。在这段旅程中，你们的陪伴和支持是我前行的动力。

最后，我要感谢我的父母，感谢你们一直以来的默默支持。没有你们的支持，我就无法心无旁骛地走在科研的道路上。

在读期间发表的学术论文与取得的研究成果

已发表论文

1. **Chen, Y**, Ban Y, He R, Cui J M, Huang Y F, Li C F, ..., Casanova J. A neural network assisted $^{171}\text{Yb}^+$ quantum magnetometer[J]. npj Quantum Information, 2022, 8(1): 152.
2. Li R R, He R, Cui J M, **Chen, Y**, Ye W R, Chen Y L, ..., Guo G C. A versatile multi-tone laser system for manipulating atomic qubits based on a fiber Mach-Zehnder modulator and second harmonic generation[J]. Optics Express, 2022, 30(17): 30098-30107.
3. He R, Cui J M, Li R R, Qian Z H, **Chen, Y**, Ai M Z, ..., Guo G C. An ion trap apparatus with high optical access in multiple directions[J]. Review of Scientific Instruments, 2021, 92(7): 073201.

待发表论文

1. **Chen, Y**, Long Q, Zhou Y F, An E T, He R, Cui J M, Huang Y F, Li C F. In-Situ Aberration Correction for Far-Detuned Laser Systems via a Trapped Ion Probe[J]. Chinese Optics Letters, 2026, 24(1): 010201. Advance online publication.