Y4449501

中国科学技术大学

University of Science and Technology of China

博士学位论文

论文题目 基于高通光离子阱的量子操控实验研究

作者姓名 李睿睿

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 二〇二三年五月

万方数据

Y4449501

中国科学技术大学

博士学位论文

基于高通光离子阱的量子操控实验研究

作者姓名： 李睿睿

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： 二〇二三年五月二十五日

万方数据

University of Science and Technology of China

A dissertation for doctor's degree

Experimental Research on Quantum Control Based on High Optical-access Ion Trap

Author: Rui-rui Li

Speciality: Physics

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

Finished time: May 25, 2023

万方数据

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：李睿睿　　签字日期：2023.05.25

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：李睿睿　　导师签名：董运锋 崔金明

签字日期：2023.05.25　　签字日期：2023.5.25

万方数据

摘　要

百年前量子理论的建立已经对人类社会的发展起到深远影响，而第二次量子革命中兴起的量子通讯、量子计算和量子精密测量等技术有望在不远的将来得到应用，从而推动人类社会的进步。其中量子计算机在处理某些复杂问题上比经典计算机更有优势，人们也开发出多种物理体系以实现大规模可扩展的量子计算机。囚禁离子系统是公认的最具有潜力的量子计算平台之一，它在相干时间，态制备和测量保真度，单、双比特门的保真度方面有明显优势，而在可扩展性方面则面临一定的技术问题。人们希望在提升离子阱可扩展性的同时尽可能地维持或提高离子阱中双比特逻辑门的保真度。

对于超精细比特，人们通常利用受激拉曼跃迁过程完成对比特的操控，然而双比特逻辑门的保真度受到拉曼光子散射的限制。若想降低拉曼光子散射带来的错误率，可以使用超远失谐的拉曼激光。而大多数离子阱系统的通光性受限，难以获得强聚焦激光，导致超远失谐的拉曼激光和离子的相互作用强度过低，从而影响逻辑门的保真度。于是研发出一种强聚焦的超远失谐拉曼激光系统对降低拉曼光子散射引起的错误率有很大帮助。

另一方面，具备对离子的独立寻址操控能力是实现可扩展的离子阱量子计算的前提。某一个离子的寻址光对其他离子的串扰会降低操控时的保真度。目前所报道的寻址系统中，如多通道声光调制器寻址以及波导寻址系统，均为单侧独立寻址光配置。由于另一侧是全局光，所以其串扰和寻址光强度串扰的平方根成正比。而双侧寻址系统的串扰和寻址光强度串扰成线性关系，便可大幅压制串扰。此外，多通道声光调制器寻址以及波导寻址系统难以对不均匀排列的离子链中的离子提供一致的相互作用强度。

为解决上述问题，本人在博士期间完整地搭建了一个高通光离子阱系统，并实现了强聚焦的超远失谐拉曼操控系统和基于双侧声光偏转器的低串扰独立寻址系统，利用上述系统完成了对离子的自旋态和运动态操控并实现了对多个离子的独立控制。

具体来说，本研究工作的创新点如下：

1. 本研究工作中设计并实现了超远失谐（$\Delta \sim 248$ THz）的 532 nm 强聚焦拉曼操控系统。相比国际上主流的 355 nm 锁模脉冲激光操控系统（$\Delta \sim 33$ THz），其失谐增加了约一个数量级。强聚焦光场可以在超远失谐条件下提供可观的相互作用强度，其有效拉比频率为 $2\pi\times2.22$ MHz。该系统有望大幅降低拉曼光子散射带来的逻辑门错误率。

2. 该新型拉曼操控系统通过对光纤强度调制器进行载波抑制-双边带调制产

万方数据

生多频相干激光。其激光各频率分量之间的频差可以灵活调谐并且有效抑制冗余频率分量。该方法可以在混合系统中同时操纵 $^{171}Yb^{+}$ 和 $^{137}Ba^{+}$，并且有潜力广泛应用于原子、分子和光学领域。

3. 本研究工作中实现了基于双侧声光偏转器的低串扰独立寻址系统，可以实现 50 个离子的寻址操作。我们使用高数值孔径（NA=0.4）物镜，获得了双侧强聚焦的激光，寻址光斑的束腰半径约 1 μm。双侧强聚焦寻址光可大幅降低寻址串扰，且较小的束腰半径可以进一步降低串扰。基于此低串扰独立寻址系统，我们实现了 9×10^{-4} 的拉比频率串扰，有望提高操作时的保真度。

基于上述新型拉曼操控和独立寻址系统，我们有望在一维离子链中实现高保真度的两比特逻辑门。利用强聚焦光场和声光偏转器，我们有望在离子链的任意位置制备光镊，从而通过局域化调制离子的声子模式实现可扩展离子阱量子计算。

关键词：高通光离子阱，远失谐拉曼跃迁，载波抑制双边带调制，独立寻址，光镊

万方数据

ABSTRACT

The foundation of quantum theory a hundred years ago has profoundly impacted human society's development. Technologies such as quantum communication, quantum computing and quantum precision measurement emerging in the second quantum revolution are expected to be applied soon, promoting human society's development. Quantum computers have advantages over their classical counterparts in dealing with some complex problems, and people have also developed a variety of physical systems to achieve scalable quantum computers. Trapped ion is one of the most promising quantum computing platforms. It has obvious advantages in coherence time, state preparation and measurement fidelity, and single- and two-qubit gate fidelity, while it suffers from some technical problems in scalability. Researchers desire to improve its scalability while maintaining or improving the fidelity of the two-qubit logic gate in the trapped ion system as much as possible.

The stimulated Raman transition process is usually used to manipulate those hyperfine qubits, but the fidelity of the two-qubit logic gate is limited by Raman photon scattering. To reduce the error caused by Raman photon scattering, one can use a large-detuned Raman laser to manipulate the hyperfine qubits. However, the optical access of most trapped ion systems is limited, and it is difficult to obtain a tightly focused laser. It leads to a low interaction intensity between large-detuned Raman laser and ions, which will affect the fidelity of logic gates. Therefore, a tightly focused large-detuned Raman laser system is a solution to reduce the error rate caused by Raman photon scattering.

On the other hand, the ability to individually address and manipulate ions is a prerequisite for scalable trapped ion quantum computing. Crosstalk caused by the addressing laser reduces the fidelity of manipulation. Those individually addressing systems reported so far, e.g. a multi-channel AOM addressing method or a waveguide-based addressing method, only configure one-side addressing laser. Considering that there is a global laser on the other side, the addressing crosstalk is proportional to the square root of the intensity crosstalk of the addressing beams. As a comparison, the addressing crosstalk is linearly proportional to the intensity crosstalk in a double-side addressing system, hence the crosstalk can be greatly suppressed. In addition, it is difficult for multi-channel AOM addressing and waveguide addressing methods to provide homogeneous interaction strength for ions in an inhomogeneously distributed ion chain.

To solve the mentioned problems, I build a high optical access ion trap system

万方数据

during my PhD. Meanwhile, I demonstrate a tightly focused large-detuned Raman manipulation system and an individually addressing system with low crosstalk based on double-side acousto-optic deflectors. I utilize the above-mentioned systems to manipulate the spin and motional state and realize the individual manipulation for multiple ions.

Specifically, the innovations of this research work are as follows:

1. In this work, a 532 nm tightly focused Raman manipulation system with large-detuning ($\Delta \sim 248$ THz) was designed and demonstrated. Compared with the 355 nm mode-locked pulsed laser manipulation system ($\Delta \sim 33$ THz), its detuning has increased by about an order of magnitude. The tightly focused laser can provide considerable interaction intensity under large-detuning conditions, and the effective Rabi frequency is $2\pi \times 2.22$ MHz. The system is expected to substantially reduce the logic gate error caused by Raman photon scattering.

2. This new Raman manipulation system generates a multi-frequency coherent laser via carrier-suppressed double-sideband modulation of the fiber intensity modulator. The frequency gap between multiple frequency components in the Raman laser can be flexibly tuned and redundant frequency components can be effectively suppressed. This method can simultaneously manipulate $^{171}Yb^{+}$ and $^{137}Ba^{+}$ in multi-species trapped ion systems and has the potential to be widely used in atomic, molecular and optical fields.

3. In this work, a low-crosstalk individually addressing system based on double-side acousto-optic deflectors has been demonstrated, which can individually manipulate 50 ions. I utilize a high numerical aperture (NA=0.4) objective to obtain double-side tightly focused laser beams, and the radius of the beam waist is about 1 μm. The tightly focused addressing laser on both sides can greatly reduce addressing crosstalk while the smaller beam waist further reduces crosstalk. We have realized a Rabi frequency crosstalk of 9×10^{-4} based on this individually addressing system, which is promising to improve the manipulation fidelity.

The new manipulation and individually addressing system is promising to achieve high-fidelity two-qubit gates in a one-dimensional ion chain. Thanks to the tightly focused laser and acousto-optic deflectors, we can prepare optical tweezers anywhere in the ion chain, which enables scalable trapped ion quantum computing by manipulating the localized phonon modes.

万方数据

Key Words: High optical access ion trap, Large-detuning Raman transition, Carrier Suppressed Double Sideband Modulation, Individually addressing, Optical tweezer

万方数据

目　录

第 1 章　绪论 · · ·

3.2.6 阱平台光路 · · · · · 74
3.3 成像子系统 · · · · · 75
3.4 电子学系统 · · · · · 79
3.4.1 螺旋谐振腔及阱功率稳定系统 · · · · · 80
3.4.2 DC 电压及滤波系统 · · · · · 83
3.5 磁场及磁屏蔽系统 · · · · · 86
3.6 测控系统 · · · · · 88
第 4 章 新型超远失谐拉曼操控系统及实验结果 · · · · · 93
4.1 基于光纤强度调制器的超远失谐拉曼操控系统 · · · · · 93
4.1.1 马赫-曾德调制器介绍及 CS-DSB 调制条件 · · · · · 94
4.1.2 超远失谐拉曼操控系统构成 · · · · · 96
4.1.3 单边拉曼光操控 · · · · · 99
4.1.4 双边拉曼光操控 · · · · · 104
4.1.5 声子谱测量 · · · · · 106
4.1.6 可分辨边带冷却结果 · · · · · 107
4.1.7 不同种类相干操控系统对比 · · · · · 109
4.2 基于锁相环的拍频锁定系统 · · · · · 110
4.2.1 拍频锁定系统介绍 · · · · · 110
4.2.2 离子相干时间测量 · · · · · 112
4.3 微运动补偿 · · · · · 113
4.4 离子阱热率测量 · · · · · 116
第 5 章 基于双侧声光偏转器的低串扰独立寻址系统 · · · · · 118
5.1 不同寻址系统对比 · · · · · 118
5.2 两离子的独立操控 · · · · · 120
5.3 寻址系统串扰测试 · · · · · 123
5.4 寻址系统升级 · · · · · 125
5.5 Spin-dependent Force 测试结果 · · · · · 127
5.6 两比特 Mølmer-Sørensen 量子逻辑门 · · · · · 129
第 6 章 总结与展望 · · · · · 132
6.1 本论文工作总结 · · · · · 132
6.2 本系统改进方向 · · · · · 133
6.3 展望：光镊对声子模式的调制 · · · · · 134
参考文献 · · · · · 136

万方数据

致谢 · · ·

第1章 绪 论

今天我之所以能使用计算机将这篇博士论文呈现在读者面前，得益于百年前诸位先贤们的伟大发现——量子理论。1900年，为了解决“紫外灾难”问题，德国物理学家Max Planck首次提出“量子”概念。随后Albert Einstein提出“光量子”的概念，给出了光电效应的微观解释。再之后的数十年间，Louis de Broglie、Erwin Schrödinger、Werner Heisenberg、Niels Bohr和Max Born等先贤逐步建立起量子力学框架。量子理论的出现和完善，在已经过去的20世纪引发了第一次量子革命：原子能、激光、半导体以及全球定位系统等有关国计民生的技术均以量子理论为基石，第一次量子革命对于人类文明影响之深远无可估计。在此之上，以芯片、计算机和互联网为代表的第三次工业革命席卷而来，彻底改变了人们的生产生活方式，也造就了如今我们所生活的世界。

第二次量子革命始于上世纪80年代，量子信息理论开始吸引人们的研究兴趣，由此带动的量子通信，量子计算和量子精密测量等高新技术也开始逐渐走入人们的视野。和基于数学方法保密的经典通信对比，量子通信直接利用物理原理实现保密。而量子计算机则利用量子纠缠和叠加态特性在某些特殊问题上拥有指数加速能力，提供远超经典计算机的算力。量子精密测量技术则能够借助量子物理原理，带来接近甚至突破标准量子极限的测量结果。中科院量子信息重点实验室主任郭光灿院士曾表示，第一次量子革命主要针对量子化能级研发器件，例如涉及到能带理论的半导体器件和涉及到粒子数布居翻转的激光器件，这些器件依然是经典物理学框架之内的产物。而第二次量子革命则直接针对量子态研发器件，比如量子计算机、量子密钥分发设备和量子存储设备等，这些器件利用量子纠缠态和量子叠加态等量子特性来工作。它们以量子比特为基础架构，在信息的产生、传输和处理过程中完全满足量子规律，有望突破经典信息框架的限制，超越现有的物理极限，给人类社会带来新的技术革命。2022年10月，该年度的诺贝尔物理学奖颁给了Alain Aspect、John F. Clauser和Anton Zeilinger三位物理学家，以表彰他们在量子信息领域做出的贡献。这三位物理学家各自通过实验验证了贝尔不等式不成立，并开创了量子信息科学，推动了上述技术的发展。本次诺奖结果的揭晓更能说明量子信息科学在当代物理学中的重要性，也极大地鼓舞了相关领域的科研人员。

本人有幸参与到量子计算机的研究工作，为整个量子计算社区做出了一些微不足道的工作。接下来的这章绪论主要围绕量子计算这一话题进行讨论，第一部分简要介绍量子计算的基础知识，包括量子比特，量子逻辑门，量子电路等，随后介绍几种常见的量子计算系统并对比分析它们的优劣势，帮助读者了解行

万方数据

业内不同种类的量子计算机的最新进展。第二部分重点对离子阱这一量子计算系统进行简介，包括该系统的优势，最近的研究进展和所面临的问题。最后本章将给出本文的框架并简单介绍本人如何利用所搭建的高通光离子阱解决上述问题。

1.1 量子计算简介

当我们讨论量子计算的时候，时常会将它和其对照物——经典计算进行对比。经典计算以晶体管为基本元素，利用穿梭的电子完成数字逻辑的演化。1946年，最早的通用经典计算机ENIAC（这个时期的经典计算机还在使用电子管）诞生于宾夕法尼亚大学，它包含18000个电子管，占地170平方米，重30吨，被用来计算导弹的弹道。1954年，贝尔实验室研制出世界上第一台晶体管计算机，名为TRADIC，TRADIC的体积更小但是运行速度更快。之后的几十年，伴随着集成电路的发明，经典计算机体系得到飞速发展，给人类社会提供了海量算力，推动了人类文明的进步。值得一提的是，晶体管的发明离不开半导体理论，而半导体理论的建立离不开量子理论的发展。人们普遍认为量子计算的概念最早是由物理学家Richard Feynman于上世纪80年代提出[1]，Feynman认为如果用经典计算机去模拟规模呈线性增长的量子系统是非常困难的，因为量子系统的参数会呈指数增长，但是可以用量子系统去模拟另一个量子系统。此后量子计算这个概念便吸引了众多科学家和工程师的关注，这个领域开始蓬勃发展起来。

和借助量子纠缠特性以及量子态叠加特性而获得指数级加速的量子计算机相比，经典计算机的算力增长是线性的，并且已经遇到瓶颈。一方面集成电路制程已经接近极限，更加先进的制程势必会遇到量子隧穿等物理限制，而盲目地扩张单个计算节点的规模又会增加功耗；另一方面，随着人类社会的飞速发展，数据产生的速度远超经典计算机算力增长的速度。有鉴于此，人们对量子计算这种新的计算体系的关注度也就越来越高。

1.1.1 量子比特

经典计算的基本单元是经典比特（*bit*），它拥有0和1两个状态，并且同一时刻经典比特只能处于一种状态，所以经典比特的态空间是零维的。在量子计算中，与之对应的基本单元是量子比特（*qubit*），它也拥有$|0\rangle$或$|1\rangle$两个状态，其中$|\cdot\rangle$是狄拉克符号。然而量子比特不仅可以处于$|0\rangle$态或者$|1\rangle$态，还可以处于这两个态的叠加态，一个任意的量子比特的状态可以写为：

$$|\Psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle, \tag{1.1}$$

万方数据

其中 α 和 β 为复数，其模的平方代表量子比特处于对应态的概率，满足 $|\alpha^2| + |\beta^2| = 1$。容易看出量子比特的态空间是2维的。

布洛赫球（Bloch sphere）是量子比特的可视化表示方法[2]，一般规定球的北极点代表 $|0\rangle$ 态，球的南极点代表 $|1\rangle$ 态，任意一个量子态可以表示为布洛赫球面上的一点（这里特指纯态，混态则使用密度矩阵来表示，可以表示为布洛赫球内某一点而非球面上一点）

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

其中 θ 和 ϕ 分别是球坐标中的极角和方位角。从球心出发，至量子态 $|\Psi\rangle$ 处可做一矢量，该矢量和 z 轴夹角即为极角 θ，该矢量向 xy 平面的投影与 x 轴夹角即为方位角 ϕ。图1.1给出了一个布洛赫球的示意图。

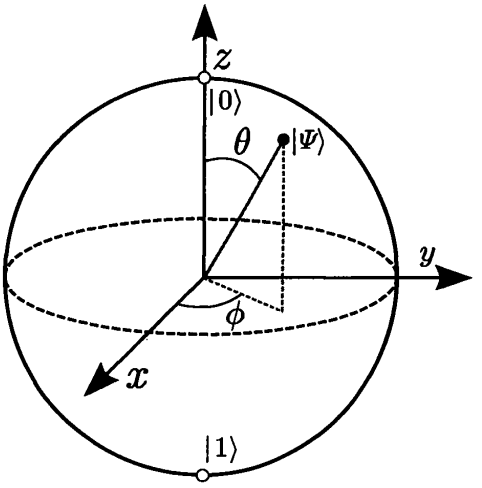

图1.1 布洛赫球及量子态示意图。一般规定球的北极点代表 $|0\rangle$ 态，球的南极点代表 $|1\rangle$ 态。图中给出了任意一个量子态 $|\Psi\rangle$ 在布洛赫球上的位置。

上述量子态 $|\Psi\rangle$ 表示 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 的量子叠加态，并且根据其系数，一旦对该量子态进行测量使其坍缩，则该态有 $\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)$ 的概率处于 $|0\rangle$ 态，有 $\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)$ 的概率处于 $|1\rangle$ 态。由上可知，极角 θ 反映了量子态坍缩后处于 $|0\rangle$ 或 $|1\rangle$ 的概率，而方位角 ϕ 则代表量子比特的相位，也决定了该量子比特围绕布洛赫球旋转时的旋转轴。

讨论完量子比特的叠加态，下面将要讨论另外一个重要的量子特性，即量子纠缠特性。量子纠缠态被定义为：量子系统的状态不能被写为其子系统状态的直积。对于两体系统的量子纠缠态，一个典型的例子为：

$$|\Psi_{12}\rangle \neq |\Psi_1\rangle \otimes |\Psi_2\rangle. \tag{1.3}$$

即两体系统的量子态无法写为子系统1和子系统2量子态的直积。对于 N 个量子比特，可能存在的量子态数量为 2^N 个，即其希尔伯特空间的维度为 2^N，其

万方数据

量子态的一般描述为：

$$|\Psi\rangle_N = \sum_{k=0}^{2^N-1} c_k |k\rangle_N. \tag{1.4}$$

其中 c_k 的模方便代表各量子态的概率幅且满足 $\sum_{k=0}^{2^N-1} |c_k|^2 = 1$，$|k\rangle_N \in \{|00\cdots0\rangle, |00\cdots1\rangle, \cdots |11\cdots1\rangle\}$。这里也可以看出随着量子比特数目的增多，其量子系统的希尔伯特空间的维度是指数增长的，这也是前文提到用经典计算机去模拟量子系统存在很大困难的原因，经验认为当量子比特数量多于 50 个时，其希尔伯特空间的维度就超过经典计算机所能模拟的最大值了（对于某些特殊的问题，人们可以通过优化经典计算机的算法来降低计算复杂度，从而实现对更多量子比特数目的模拟，目前已经有相关工作出现了[3]）。为简单起见，这里讨论两个量子比特的情况，考虑两种不同的量子态：

$$\begin{aligned} |\Psi\rangle_{1,2} &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|0\rangle_1|1\rangle_2 + |1\rangle_1|1\rangle_2\right), \\ |\psi\rangle_{1,2} &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|0\rangle_1|0\rangle_2 + |1\rangle_1|1\rangle_2\right). \end{aligned} \tag{1.5}$$

观察得出上式中 $|\Psi\rangle_{1,2}$ 可以写为 $|\Psi\rangle_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|0\rangle_1 + |1\rangle_1\right) \otimes |1\rangle_2$，是两个子系统状态的直积。而 $|\psi\rangle_{1,2}$ 则无法写成这种形式，这表明 $|\Psi\rangle_{1,2}$ 是纠缠态。两比特情况下，贝尔态 (Bell State) 具备最大纠缠，写为：

$$\begin{aligned} |\Phi^+\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|0\rangle_1|0\rangle_2 + |1\rangle_1|1\rangle_2\right), \\ |\Phi^-\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|0\rangle_1|0\rangle_2 - |1\rangle_1|1\rangle_2\right), \\ |\Psi^+\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|0\rangle_1|1\rangle_2 + |1\rangle_1|0\rangle_2\right), \\ |\Psi^-\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|0\rangle_1|1\rangle_2 - |1\rangle_1|0\rangle_2\right). \end{aligned} \tag{1.6}$$

值得注意的是，量子纠缠在经典世界中并没有与之对应的类比，对于处于纠缠态的系统，如果我们改变系统中某一个子系统的状态，最典型的是测量操作，则另外一个子系统的状态也会瞬间发生改变。量子纠缠背后蕴含着丰富的物理，基于纠缠特性也衍生出很多工程应用，比如量子密钥分发，量子隐形传态等，本章在此不做过多讨论。

1.1.2 量子逻辑门和量子电路

上一节介绍了量子比特的基本情况，下面将要讨论如何对它们进行操控。除了量子比特的图形化描述，我们还可以对其进行矩阵化描述，上述 $|0\rangle$ 态和 $|1\rangle$

万方数据

态作为两个基矢：

$$|0\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, |1\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \tag{1.7}$$

量子态 $|\Psi\rangle$ 则可以表示为基矢的线性叠加，即：

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

对于量子比特的操控可以使用幺正算符 $\boldsymbol{U}$ 来描述，作用在 N 个比特上的幺正算符 $\boldsymbol{U}$，数学上可视为 $2^N \times 2^N$ 的矩阵，且满足 $\boldsymbol{U}\boldsymbol{U}^\dagger = \boldsymbol{U}^\dagger\boldsymbol{U} = \boldsymbol{I}$，其中 $\boldsymbol{I}$ 是对应的单位矩阵。设某量子比特初态为 $|\Psi\rangle$，经过 $\boldsymbol{U}$ 算符完成演化之后末态变为 $|\Psi'\rangle = \boldsymbol{U}|\Psi\rangle$。对于单比特操控，我们介绍如下几种 $\boldsymbol{U}$ 操作，对应的矩阵分别是单位阵和三个 Pauli 矩阵：

$$\begin{aligned} \boldsymbol{I} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \boldsymbol{\sigma_x} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \\ \boldsymbol{\sigma_y} &= \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \boldsymbol{\sigma_z} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \end{aligned} \tag{1.9}$$

以 $\boldsymbol{\sigma_x}$ 操作为例，它可以实现 $|0\rangle$ 态和 $|1\rangle$ 态的翻转操作：

$$|1\rangle = \boldsymbol{\sigma_x}|0\rangle, \ |0\rangle = \boldsymbol{\sigma_x}|1\rangle. \tag{1.10}$$

此外还有哈德马（Hadamard）门，它作用于单个量子比特上，其功能是根据不同的输入产生不同的叠加态，即

$$|0\rangle \to \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle), \ |1\rangle \to \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle - |1\rangle). \tag{1.11}$$

其对应的矩阵是

$$\boldsymbol{U}_{\mathrm{H}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix}. \tag{1.12}$$

另一些常见的单比特门包括相位门 $\boldsymbol{R_\phi}$，$\pi/8$ 门以及针对单比特在布洛赫球上的旋转操作，受限于本文篇幅这里不再详细讲述。

下面介绍几种常见的多比特量子逻辑门，首先是受控非 (controlled-NOT) 门。受控非门是两比特量子逻辑门，它有两个输入，分别是控制比特和目标比特，若控制比特的态为 $|1\rangle$，则目标比特的态会翻转，反之目标比特的态将保持不变，其对应的矩阵为

$$\boldsymbol{U}_{\mathrm{CNOT}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}. \tag{1.13}$$

万方数据

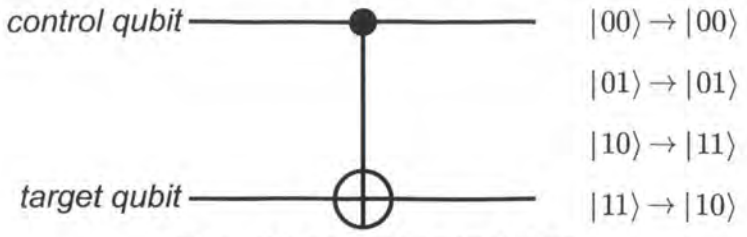

图 1.2　受控非门的示意图以及其真值表

图1.2给出了受控非门的示意图及其真值表。

此外还有 SWAP 门，SWAP 门作用到两比特上时，会交换 $|01\rangle$ 和 $|10\rangle$，其余状态保持不变，其对应的矩阵[4]为：

$$\boldsymbol{U}_{\mathrm{SWAP}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \tag{1.14}$$

此外还有 Toffoli 门等常见的多比特量子逻辑门，此处也不展开叙述。有理论研究证明，任意量子门操作都可以被拆分为单比特门操作和两比特纠缠门操作的组合[5]。

目前大多数量子计算的算法是基于量子电路模型来设计并实现的[6]（此外还有绝热量子计算方案[7]，基于测量的 One-Way 量子计算方案[8]等，这些方案被证明是等价的[9]），将一系列量子逻辑门按照一定顺序组合起来便形成量子电路。一个典型的量子电路包含量子比特，时间线，量子逻辑门以及测量操作。经典电路中线路传递的是电流或者电压信号，而量子电路中，量子比特的状态按照线路上排列的量子逻辑门来演化，顺序一般是由左向右

图1.3展示了一个简单的量子电路图，即如何利用 Hadamard 门和 CNOT 门实现两比特纠缠。两个比特一开始都被制备到 $|0\rangle$ 态，随后控制比特经过 Hadamard 门后变为叠加态 $\frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle)$，对照 CNOT 门的真值表可知两比特最终演化为 $\frac{1}{\sqrt{2}}(|00\rangle + |11\rangle)$，不可写为两比特量子态的直积，于是两比特处于纠缠态。

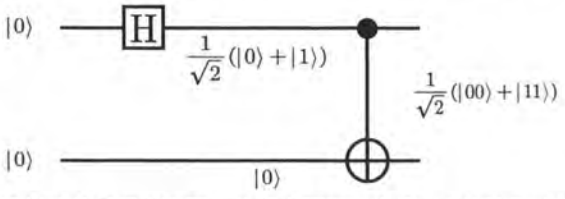

图 1.3　实现两比特纠缠的量子电路图，从图中可以看出第一个比特经过 Hadamard 门后变为叠加态，再以此作为控制比特和目标比特一起经过 CNOT 门从而实现两比特纠缠。

图1.4展示了更为复杂的例子，即实现 HHL 算法的量子电路图，从图中可以

万方数据

看出该算法使用了四个量子比特，使用了 Hadamard 门，单比特旋转门等量子逻辑门以及测量操作。

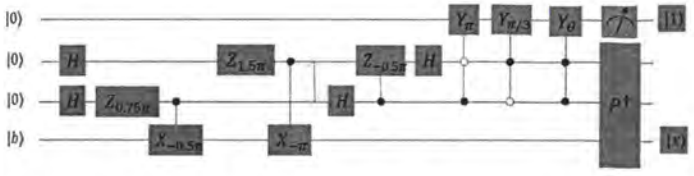

图 1.4　实现 HHL 算法的量子电路图，图片来自本源量子计算官网

1.1.3　量子计算的物理实现

量子计算的理论框架在不断发展，各种各样的量子算法也层出不穷。然而，量子计算的实现离不开真实的物理系统和实验技术的进步。2000 年，物理学家 DiVincenzo 提出了五条判据[6]，这五条判据告诉人们一个物理系统要满足哪些条件才适合量子计算：

1. 物理系统应可扩展并可控。这里的可扩展性表示系统应能够包含足够多的量子比特数，并且对应的控制手段也可扩展；
2. 系统可被初始化到简单的初态上；
3. 系统具备远超逻辑门操作时间的相干时间；
4. 系统可以实现普适的逻辑门操作，即前文提到的单比特逻辑门和两比特纠缠门操作；
5. 系统中量子比特的状态可以被读取。

随着技术的发展，许多物理体系被用于量子信息处理，不同的体系具有独特的优势，也具有一定的缺陷，到目前为止，还没有哪一个体系能够完美满足上述五条判据。下面先介绍几种常见的量子计算机候选体系的原理，再根据上述判据对它们进行对比。

首先是原子、分子、光学（AMO）大类，其中主要包含离子阱体系，中性原子体系和光量子体系。

离子阱体系利用电场囚禁带电离子，将量子信息存储在离子的特定能级上。离子和原子体系都需要隔离在真空中以避免环境中剧烈运动的气体分子对其造成的影响。

- 态初始化和态读取：研究者利用激光或微波实现对离子比特的操控，利用荧光探测技术进行离子比特的态读取，离子阱中的态制备和测量（state preparation and measurement，SPAM）保真度是所有体系中最高的，可达 99.9904%[10]。

万方数据

- 逻辑门操作：带电离子的库伦相互作用提供了集体的长程相互作用，人们已经在离子阱体系中实现了保真度高达99.94%的两比特门操作[11]。
- 相干时间：离子体系拥有极长的相干时间，可达创记录的小时量级，远远超过其体系内双比特门的操作时间[12]。
- 可扩展性：因为集体的库伦相互作用，当单一计算节点中的离子数目增多时，其声子谱变得拥挤，严重影响两比特逻辑门保真度[13]。并且随着离子数目的增长，其控制资源的消耗也随之增长，以上种种因素导致离子阱面临可扩展性问题。

中性原子体系[14-16]利用光晶格等技术囚禁单原子阵列，将量子信息存储在原子的特定能级上。人们操控中性原子的手段丰富，可以借助声光偏转器或空间光调制器实现中性原子的移动和重排。

- 态初始化和态读取：和离子体系类似，研究者可以利用激光或微波实现对原子比特的操控，利用荧光探测技术进行量子比特的态读取。和离子阱体系相比，中性原子体系的态探测效率不足，目前可以做到99.94%的态探测效率[17]。
- 逻辑门操作：中性原子体系的缺点在于单比特和两比特逻辑门保真度略低，目前两比特门保真度已经突破99%。
- 相干时间：原子体系的相干时间较长，能够达到秒量级[17]，体系内具有长程相互作用且可控，两比特门的操作时间短至6.5 ns[18]，相较于离子体系内的两比特门操作时间有显著优势。
- 可扩展性：该体系的显著的优势在于其扩展性十分强大，在哈佛大学的Lukin组实现了256个中性原子比特之后[19]，芝加哥大学Hannes Bernien团队利用光镊分别囚禁了256个铷和铯原子，体系中的总量子比特数高达512个[20]。

光量子体系中，人们一般将量子信息编码在光子的路径，偏振或频率上[21-23]。它较为特殊的一点是，光子间不存在相互作用，且光子和环境之间没有耦合。

- 人们可以使用纠缠源直接制备出纠缠光子对，使用波片，分束器等光学元件对光子的量子态进行操控。使用单光子探测器或者偏振分束器来读取编码在路径或偏振上的光子比特的状态。
- 逻辑门操作：正因为光子之间没有相互作用，人们常使用后选择来执行光子之间的量子逻辑门，其最主要的缺点是，这种方式产生的量子逻辑门是概率性的，这也导致了光子体系难以扩展。
- 相干时间：正如前文所述，光子和环境之间没有耦合，所以光量子体系可以工作在常温实验室环境中，不需要真空低温等极端环境来保护脆弱的量子比特，于是光子体系的相干时间极长。

万方数据

- 可扩展性：如第二条所述，光子体系的可扩展性极差。人们普遍认为光子体系难以成为通用量子计算机，但是在特定问题上的处理上，比如高斯玻色采样问题，光子体系有特殊优势。光量子体系的代表作是来自中国科大潘建伟团队的“九章”，其团队在光量子体系中成功实现量子优越性[24]。

然后是固态系统大类，包含超导电路体系，半导体量子点体系和NV色心体系。

超导电路体系利用人工制备的约瑟夫森结形成非线性的电路能级，将量子信息编码到不同的人造能级上。

- 态初始化和态读取：研究者使用微波信号对超导量子比特进行操控[25]，利用谐振腔色散对量子比特进行测量和读取[26]。
- 逻辑门操作：超导体系中两比特门保真度虽然已经跨过量子纠错的门槛，最高达到99.72%，但和离子阱系统比起来仍然较低[27]。
- 相干时间：即便超导电路处于稀释制冷机创造的极低温环境中，它和环境的耦合依然较强，导致其相干时间较短，在百微秒量级[28]。
- 可扩展性:超导电路体系一个显著的优势是它兼容成熟的半导体工艺[29-30]，易于批量生产，可扩展性好。根据IBM公司的公开报道，目前该公司已经在单芯片上集成了高达433个超导比特，并且未来几年会扩展到数千个。然而超导电路中仅存在相邻比特之间的耦合作用，难以实现远距离比特之间的直接相互作用。

半导体量子点体系利用电极调控技术创造量子点结构，进而人为控制电子自旋状态，量子信息被编码到电荷状态上。类似于超导电路，半导体量子点体系也兼容成熟的半导体工艺，也需要稀释制冷机创造的极低温环境。

- 态初始化和态读取：人们使用微波信号实现对半导体量子点体系的操控，使用泡利自旋阻塞等方式实现量子态的读取。
- 逻辑门操作：其两比特门保真度较低，目前两比特门保真度已经突破99.5%[31-33]，但是不及超导和离子阱。
- 相干时间：半导体量子点体系和环境的耦合也较强，导致相干时间短，值得一提的是其两比特逻辑门的操作时间极短，可以做到0.8 ns[34]。
- 可扩展性：利用成熟的半导体工艺，人们可以将量子比特的控制和读出设备和其本身集成到同一个芯片上[35]，有利于提升该体系的可扩展性。

NV色心体系[36-38]在金刚石中人为引入缺陷而产生电子自旋，量子比特被编码在电子自旋上。

- 态初始化和态读取：研究者可以用微波对NV色心量子比特进行操控，通过读取其荧光进行态探测。
- 逻辑门操作和可扩展性：NV色心体系中比特和比特之间相互作用较弱，可

万方数据

扩展性不高且两比特逻辑门实现起来较为困难。然而近期杜江峰等学者利用噪声抑制技术在NV色心体系中实现了保真度高达99.92%的两比特逻辑门[39]，有力地推动了NV色心量子计算的发展。

- 相干时间：NV色心体系的优势在于其相干时间较长，相对于超导和硅基等固态体系，它兼容室温。

除上述五条判据外，个别系统还存在一些独特的优势，比如由于电场的引入，离子在电场创造的势阱中做简谐振动，拥有独特的运动自由度，也是用于量子计算的资源，人们已经能够操控其运动自由度来演示一些量子计算实验[40]。对于超导和半导体量子点体系，它们拥有易于工业生产的特性，由此吸引了很多商业巨头对这两种路线展开研究和投资，比如美国的IBM和英特尔公司，中国的中电科集团、腾讯和浪潮等公司，商业资本的引入有利于推动该方向的发展。对于光子体系，相比于作为通用量子计算机，它更适合作为飞行量子比特对不同的量子计算系统之间进行耦合，比如连接量子网络中两个不同的离子阱节点[41]或超导节点[42]。

受限于篇幅，本文只能对不同的量子计算平台做简要介绍，其中的不全面之处还望读者海涵。此外，如介绍中所述，不同的系统面临着不同的技术难题，其发展前景也各不相同。可以肯定的是，正有无数的探索者夜以继日地投入到量子计算的竞赛中来，虽然我们为各自的体系而努力奋斗，但我们的共同目标都是实现真正的大规模可扩展量子计算，争取让量子计算早日造福人类文明！

1.2 离子阱量子计算研究进展

前节说到，离子阱体系在相干时间、SPAM、单比特门[43]和双比特门保真度等指标上已经成为所有体系的领军者，但在可扩展性方面弱于超导和中性原子等体系，这里我们重点讨论离子阱的可扩展性问题。

现阶段，离子阱体系中实现可扩展量子计算的方案主要有如下几种。

第一是量子电荷耦合器件（Quatum charge coupled device，QCCD）方案[44-45]。该方案将阱划分为不同的功能区，比如装载区，囚禁区，门操作区等。QCCD架构一般使用芯片阱，阱上制作有多个分段电极，通过对电极电压的精细调控，人们可以将离子移动到对应的区域中从而完成操作，这也被称为ion-shuttling。QCCD方案利用电极调控将离子在空间中分离和重排，避免了单个计算节点中离子数量增多带来的负面效应。然而QCCD方案也面临一些挑战，首先，QCCD架构中，移动和冷却这两个操作占据了大量的时间，带来严重的耗时问题；其次，因为芯片阱的尺寸大多较为紧凑（为了减少输运离子的耗时），离子和电极之间的距离往往较近，带来较为严重的加热问题，往往需要将芯片阱置于低温环境中才

万方数据

能较好地控制热率。此外，该方案大多要求使用异种离子进行协同冷却，这增加了实验的复杂度。从工程的角度来看，QCCD 架构中需要设计 Junction 结构来完成离子的移动[46]，而 Junction 结构的设计依然是学界和工业界的难题（涉及到二维输运的 Junction 结构的设计更加困难），且离子被输运经过 Junction 时，也存在加热问题，直到最近才被 Honeywell 解决[47]。

第二种是模块化离子阱方案[48-49]，该方案不需要 ion-shuttling，而是利用独立寻址的激光操控各个离子。将各个小规模离子阱作为独立的计算单元，然后通过飞行光子将它们连接起来，形成更为庞大的量子网络[41,50-51]。在单个离子阱计算单元中，单纯地增加离子比特数目并非难事，美国桑迪亚国家实验室的 HOA 阱已经将可囚禁的离子比特数目做到百个[52]。然而带电离子之间不可避免地存在库伦斥力，它们共享集体运动模式，这种由长程库伦相互作用带来的集体声子模式激发成了离子阱体系中实现可扩展量子计算的障碍之一。当单个阱中的离子数目增多时，考虑到离子之间的长程库伦相互作用，即便很好地寻址到目标离子，执行逻辑门的时候也需要将集体的运动模式考虑进去，这使得门的控制随着量子比特数的增长越来越困难[13]。在这种情况下，可以降低门的操作速度来换取保真度提升，但这并非合适的解决方案，因为随着算法复杂度的提升，执行完一个算法所需要的逻辑门操作次数也会增加，带来额外的时间上的开销。我们清楚地认识到，这既是离子阱体系的优势 (譬如超导，硅基这样的体系中只能实现近邻耦合，想要实现长程相互作用还要借助其他方案)，也是其面临的挑战 (额外的声子模式的激发会不可避免的导致纠缠门的保真度下降)。于是在模块化离子阱方案中，离子阱的可扩展性依然受到单个计算单元中可容纳的离子比特数限制。而目前量子网络的连接效率和离子光子纠缠的保真度均处于较低水平，且跨离子阱的量子信息传递过程中往往需要数据比特和辅助比特的纠缠，一般来说它们是异种离子，其纠缠保真度难以做到很高。最近清华大学段路明组实现了同种离子之间无串扰的双重量子比特编码，即数据比特和辅助比特使用的是同一种离子，但将量子信息编码到不同能级[53]，此研究极大推动了离子阱量子网络的发展。将光纤腔和离子阱结合可以大大提高量子网络的连接效率，然而此方案也存在技术难题。

第三种是近年来兴起的光镊方案，光镊利用强聚焦光场所产生的光辐射压梯度力来捕获微观实体[54]，已经在中性原子系统中得到广泛应用[55-58]。离子阱中也可引入光镊作用，一方面可以实现离子的全光囚禁，从而避开交变电场引入的微运动带来的副作用[59-62]；另一方面，光镊可以对离子进行位置依赖的调控。具体来说，人们可以使用光镊在目标离子处制备光势阱，从而对目标离子的声子频率进行调制，使其从拥挤的声子谱中独立出来，便可对调制后的运动模式进行“局域化”操作，目前已经有方案使用光镊来做并行逻辑门[63-67]。由此可见光镊

万方数据

和离子阱的结合在解决离子阱可扩展性方面有一定的前景。

此外，随着离子比特数目的增多，相应的操控激光的数量也随之增长，研究者们将离子阱和波导技术结合在一起[68-70]，意在解决操控激光的集成化问题，也是离子可扩展量子计算道路上的有力探索。

不论是光镊，量子网络，还是异种离子的混合系统，甚至是编码在不同能级上的双重离子比特，都对离子阱的通光性提出较高要求。例如，光镊方案一般需要使用高数值孔径物镜产生的强聚焦光场；量子网络则需要尽可能提升光子收集效率，于是也需要高数值孔径物镜；异种离子的混合系统需要同时对两种离子实现操作，激光的数量也随之增多。然而对于离子实验，大多数研究组使用的还是不锈钢腔体[71-74]。不锈钢腔体的加工工艺成熟，易于制作成不同的形状，对超高真空的兼容性好，然而因其本身并不通光，所以人们会在腔体上设置透明窗口片以通光。这就导致不锈钢腔体的通光性（optical accessibility）受限，一方面是其通光方向收到窗口片位置的限制，另一方面因其体积庞大，阱体往往距离腔体表面较远，不锈钢腔所能支持光学器件的数值孔径也受限。于是不锈钢腔体的离子阱在完成上述工作时容易受到通光性的限制。

在模块化离子阱方案中，提升单个离子阱计算节点的性能是非常重要的，其中计算的保真度和激光独立寻址系统是两个主要的关注点。然而在使用激光操控离子完成两比特纠缠门时，逻辑门的保真度不可避免的受到光子散射效应的限制[75-76]。例如，对于超精细比特，目前各研究组大多利用受激拉曼跃迁过程完成对比特的相干操控。而受激拉曼跃迁涉及到三个能级，拉曼激光和激发态能级之间的失谐越小，则光子散射效应越严重，导致的两比特门错误率越高[77]。2016 年 Ballance 和 Lucas 等人报道的高保真度逻辑门工作中，他们使用受激拉曼过程操控 $^{43}Ca^{+}$ 超精细比特，在失谐 $\Delta = -2\pi \times 3.0$ THz 时，光子散射导致的错误率为 0.4×10^{-3}，对错误率的贡献最高[78]。同年 Gaebler 和 Wineland 等人报道的高保真度逻辑门工作中，研究者使用受激拉曼过程操控 $^{9}Be^{+}$ 超精细比特，在失谐 $\Delta = -2\pi \times 900$ GHz 时，光子散射导致的错误率为 5.7×10^{-4}，同样地，该因素对错误率的贡献也最高[77]。

研究工作也指出，拉曼光子散射导致的逻辑门错误率随着拉曼激光失谐的增大而降低，由此可见，实现超远失谐的拉曼操控系统对提高逻辑门的保真度有较好效果。然而随着激光频率和激发态能级之间的失谐增大，相应的激光光强也需要增大，否则拉比频率会显著降低。激光的光强与其功率和光斑大小两个因素有关，注意到激光的功率不可能无限制增长。并且光强和功率呈线性关系而和光斑大小呈平方关系，于是减小光斑大小是提升光强的更为有效的手段。不锈钢腔体离子阱中难以实现远失谐拉曼操控系统，因为其通光性受限，人们难以在多个方向上配置大数值孔径物镜，从而无法进一步会聚激光光斑，也就难以获得较高

万方数据

的拉比频率。

另一方面，在单个离子阱量子计算节点中，对离子链中的任意离子实施相干操控的独立寻址系统非常重要。而实现基于激光的独立寻址系统的前提条件是实现操控光束的强聚焦。独立寻址系统的两个重要的指标是串扰和寻址能力。串扰指的是当某个离子被其对应的寻址光操控时，该寻址光对离子链中其他离子所造成的影响。寻址能力指的是独立寻址系统能够独立操控的离子数量。在光学像差得到消除的前提下，离子阱配置的物镜的数值孔径越大，则光斑会聚的越小，从而寻址系统的串扰越小。

目前国际上研究组普遍使用的独立寻址系统（指基于激光的独立寻址系统）包含多通道声光调制器（Acousto-optic modulator，AOM）寻址系统[13,79-82]、单侧双 AOD（Acousto-optic deflector，AOD）寻址系统[83-84]和基于光波导的寻址系统[85]。上述系统普遍包含一束全局光和一束独立寻址光，并且独立寻址光一侧所配置的物镜的数值孔径受到离子阱通光性的限制。其系统的串扰主要取决于独立寻址光的光强串扰，因为全局光的串扰可视为 1。根据公开报道的结果[85]，上述独立寻址系统的光强串扰普遍在 0.01% 量级，导致的拉比频率串扰普遍在 1% 左右，若能实现双侧独立寻址光，则拉比频率串扰会进一步降低。

为解决上述单个离子阱计算节点中的痛点问题，本人博士期间则和贺冉博士合作，设计并制造了一种基于玻璃腔体的高通光离子阱。由于玻璃腔体是透明的，于是能支持更多的通光方向，满足原子-离子和异种离子混合系统的需要；另一方面，紧凑型的玻璃腔体中，实验对象距离腔体表面更近，容易配置大数值孔径物镜，这使得玻璃腔体具备天生的高通光性优势。事实上，玻璃腔早先已经广泛应用于原子实验中[86-89]，在我们的工作之前，也有文献报道个别研究组将离子阱集成至玻璃腔中[90-92]，然而这些文献讲述的都是有关芯片阱的工作，文献报道出的玻璃腔阱无法在多个方向支持高数值孔径物镜，且系统设计并不紧凑，不能够体现其高通光特性。

在我们的玻璃腔离子阱系统中，我们充分利用其高通光特性，实现了超远失谐的拉曼操控系统。具体来说，我们在其中两个方向配置了 NA=0.4 的物镜，实现了对拉曼激光的强聚焦，从而有效提升了操控激光的光强，即便在超远失谐条件下，也能获得可观的拉比频率。以此为基础，我们在两个方向都实现了强聚焦的寻址光，和现有寻址系统对比，我们获得了更低的串扰。另外我们使用的波长为可见光，更有利于消除系统中的光学像差，从而获得更小的光斑束腰，也能帮助降低串扰。目前我们仅配置了 NA=0.4 的物镜，而系统最高支持 NA=0.66 的物镜，可见更换更大数值孔径的物镜后，此独立寻址系统的串扰将进一步降低。

当前人们正从含噪声中等规模量子计算（Noisy intermediate-scale quantum，NISQ）时代迈向容错量子计算（Fault-tolerant quantum computing，FTQC）时代。

万方数据

FTQC 需要实现量子纠错，而量子纠错码需要系统中两比特逻辑门的保真度超过一定的阈值才有纠错效果，不同的纠错码要求的阈值不相同，但是普遍要求逻辑门保真度超过 99%，LDPC 码甚至要求保真度超过 99.9%[93-95]。另一方面，在阈值之上，逻辑门保真度越高，执行纠错时所消耗的资源就越少[96]。由此可见 FTQC 时代对物理比特的保真度提出更高的要求。本人博士期间搭建的高通光玻璃腔离子阱系统首次在四个方向配置了高数值孔径物镜，实现了超远失谐的拉曼操控系统和低串扰双侧寻址系统。其中超远失谐拉曼系统通过增加拉曼光和离子上能级的失谐而降低拉曼散射带来的错误率，双侧寻址系统则通过降低寻址串扰而降低操控错误率。它们都有利于实现更高保真度的量子逻辑门，从而推动容错量子计算的落地。此外，得益于玻璃腔离子阱的高通光性，它还支持高效率荧光收集和光镊操控，满足多种 AMO 实验的需求。我们希望在这套高通光离子阱系统上最终实现可扩展的容错离子阱量子计算。

1.3 本文结构

本文内容结构安排如下：

第一章为绪论，主要介绍量子计算的理论基础和不同的量子计算平台，其中重点介绍了离子阱量子计算平台。随后简单总结离子阱的研究现状，指出在离子阱中实现可扩展量子计算所面临的挑战和机遇。

第二章主要介绍离子阱囚禁原理，我们所使用的镱离子比特的基本性质和能级结构，还介绍了光与原子相互作用基础理论。这些理论将为后文的实验提供支撑。

第三章主要介绍高通光玻璃腔离子阱系统的搭建。首先介绍阱本身的加工制作过程，随后分别介绍了系统中各个子系统的搭建工作，包括激光频率和功率的稳定，射频功率的稳定，电学滤波系统的搭建，成像系统和测控系统等。

第四章主要介绍基于光学马赫-曾德调制器和二次谐波过程的远失谐拉曼操控系统。我们利用该激光系统演示了对 $^{171}Yb^{+}$ 离子的自旋态和运动态操控。我们还使用数字锁相环和压控振荡器搭建了一套低成本拍频锁定系统用于替代昂贵的商用信号发生器。此外还介绍了微运动补偿和热率测量等日常实验步骤。

第五章主要介绍基于 AOD 的独立寻址系统以及对该系统的串扰和寻址性能的测试。

第六章总结了本文工作，对该高通光离子阱系统提出改进建议并简单介绍了我们观察到的光镊对声子频率的调制效应。

万方数据

第 2 章　离子阱、镱离子比特及其操控

前一章提到，囚禁离子体系具备长相干时间，高操作保真度，全同性和全连接性等优点，被看做是最有前景的量子信息处理 (QIP) 平台之一。实验上在选取囚禁离子种类的时候，主要考虑以下几个方面的因素：（1）离子需要稳定存在并易于制备；（2）离子存在两个长相干时间的能级用于存储量子信息；（3）上述两个能级能够以较高的保真度被人为操控，比如以商用激光或者微波的方式操控；（4）能够以较高的保真度将离子处于上述两能级的状态读取出来；（5）能够以较高的保真度将离子制备到上述两能级中的基态能级；（6）离子能级存在一个封闭的冷却回路，保证多普勒冷却持续进行。目前被用作量子比特的离子多达十几种，比如 Be^+、Mg^+、Ca^+、Sr^+、Cd^+、Ba^+、Yb^+ 和 Hg^+（按照原子质量大小排序）。这些离子都满足上述要求，有成熟的商用激光器来为它们创造多普勒冷却环境以及对其量子态进行操控。基于激光器可获得性和可维护性角度来考虑，我们希望离子的能级跃迁尽可能处于可见光或者近红外光波段，亦或是这些跃迁波长的整数倍处于可见光或者近红外光波段，如此会极大地方便研究人员进行实验。

本章首先讲述离子阱基本囚禁原理，给出相应的物理模型和数学描述。随后简单介绍镱离子比特，包括镱离子的能级结构，离子化方式，多普勒冷却过程，态初始化和态探测过程。本章最后一节从理论上介绍了如何利用光场和离子（原子）的相互作用来实现对离子比特的操控。

2.1　离子阱原理

离子阱的基本原理是使用电场囚禁带电粒子，由于静电场在三维空间中无极小值点，故单纯使用静电场来囚禁离子则难以将其稳定束缚[97]。从另一个角度来看，这是因为 $\nabla \cdot \boldsymbol{E} = 0$，即自由空间中静电场散度为零，这又被称为恩肖定理。于是需要添加其他电磁场进行辅助，以在三维空间中创造出一个势能极小点。早期离子阱主要用作质谱仪[98]，在阱的结构和性能不断改进以及激光冷却等手段出现后，人们发现了离子阱用于量子信息处理的潜力。Wolfgang Paul 于 1953 年制作出利用交变电场和静电场束缚带电离子的离子阱，命名 Paul 阱[99]。Paul 阱的特点是离子晶体在其中呈链式排列，人们具有丰富的手段将它们冷却到量子基态，并可实现单离子寻址或是飞行离子穿梭，适合用来演示量子计算方案。另外一种 Penning 阱则利用磁场和电场来束缚带电离子[98]。Penning 阱的特点是容易捕获大量离子系综，适合用来做量子模拟或者量子精密测量[100]的方

万方数据

案。

本组主要基于 Paul 阱进行量子信息处理的研究，早期本组使用针型电极阱[101]，针型电极阱的电极为针状，适合囚禁单个离子，无法对离子数进行扩展。本组使用的另一种构型是线性四极杆阱[102]，有两对杆状电极，一对施加高压 RF 交变电场，另一对提供对地参考，往往还装备有额外的补偿电极。线性四极杆阱可以囚禁多个离子，但是电压可调的电极较少，不利于补偿微运动，其结构示意图和实物图见图2.1。本人博士期间则使用刀片阱[103]这一构型，我们的刀片阱将施加静电场的电极分段，提供更加精细的控制。另外随着微纳加工技术的发展和离子阱集成化的要求，具备超多电极的表面阱[104-105]也开始得到大量研究和使用。

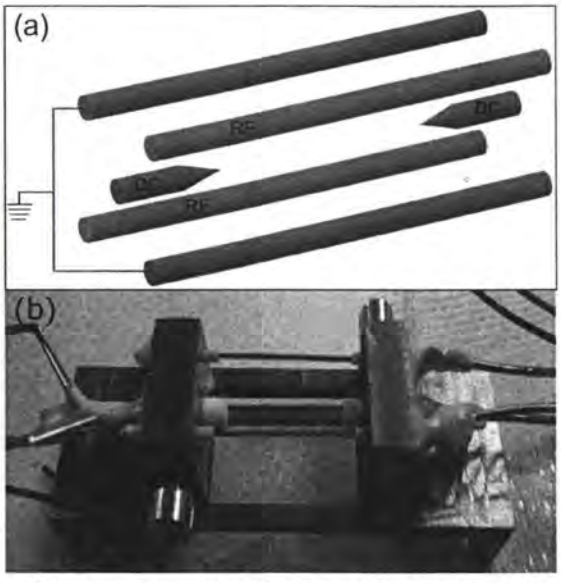

图 2.1　(a) 四极杆阱的结构示意图。图片取自本组艾铭忠博士的学位论文[106]。(b) 清华大学使用的四极杆阱实物图[107]。

2.1.1　基本囚禁原理

考虑一维方向的简谐势，总可以通过选取合适的原点和势能参考点得到 $U(x) = ax^2$ 的形式，扩展到三维方向的静电场，则有：

$$\Phi_{\mathrm{DC}}(x, y, z) = \frac{U_{\mathrm{DC}}}{2}\left(\alpha_{\mathrm{DC}}x^2 + \beta_{\mathrm{DC}}y^2 + \gamma_{\mathrm{DC}}z^2\right), \tag{2.1}$$

其中 α_{DC}，β_{DC} 和 γ_{DC} 分别是 x，y 和 z 方向上的参数，和电极形状以及结构有关；U_{DC} 是电极上施加的直流电压。本文使用 DC 来指代静电场，是一种习惯性的用法。由拉普拉斯定理，电势需满足 $\nabla^2\Phi_{\mathrm{DC}}(x, y, z) = 0$，求得

$$\alpha_{\mathrm{DC}} + \beta_{\mathrm{DC}} + \gamma_{\mathrm{DC}} = 0. \tag{2.2}$$

万方数据

明显地，这三个参数不能同时为零，那么就意味着必然有一个参数为负，此时该方向上无势能极小点，无法稳定囚禁离子。这也印证了单纯的静电场无法在三维空间中囚禁离子。

当在静电场的基础上再施加交变电场（之后本文用射频场指代交变电场，也是一种习惯用法）后，产生的总的电势为：

$$\Phi(x,y,z,t)=\Phi_{\mathrm{RF}}(x,y,z,t)+\Phi_{\mathrm{DC}}(x,y,z), \tag{2.3}$$

其中射频（Radio-frequency，RF）场的电势为：

$$\Phi_{\mathrm{RF}}(x,y,z,t)=\frac{U_{\mathrm{RF}}}{2}\left(\alpha_{\mathrm{RF}}x^2+\beta_{\mathrm{RF}}y^2+\gamma_{\mathrm{RF}}z^2\right)\cos\left(\Omega_{\mathrm{RF}}t\right), \tag{2.4}$$

其中，$\Phi_{\mathrm{RF}}(r,t)$ 是射频场产生的时变电势；α_{RF}，β_{RF} 和 γ_{RF} 也和电极形状及结构有关；U_{RF} 是电极上施加的射频电压；Ω_{RF} 是射频电场的角频率，我们也称之为阱频。同样由拉普拉斯定理 $\nabla^2\Phi(r,t)=0$，上述 6 个参数需满足：

$$\alpha_{\mathrm{DC}}+\beta_{\mathrm{DC}}+\gamma_{\mathrm{DC}}=0, \tag{2.5}$$

$$\alpha_{\mathrm{RF}}+\beta_{\mathrm{RF}}+\gamma_{\mathrm{RF}}=0. \tag{2.6}$$

在开始讨论前，为避免产生误解，规定 x 和 y 方向为势场的径向，z 方向为势场的轴向。考虑以下条件：

$$\alpha_{\mathrm{RF}}=-\beta_{\mathrm{RF}},\ \gamma_{\mathrm{RF}}=0, \tag{2.7}$$

$$\gamma_{\mathrm{DC}}=-\left(\alpha_{\mathrm{DC}}+\beta_{\mathrm{DC}}\right)>0. \tag{2.8}$$

不难看出，在 x 和 y 方向，RF 电场产生的参数 α_{RF} 和 β_{RF} 符号相反。假定某一时刻 α_{RF} 为正，则在 x 方向可以提供稳定束缚，同时 β_{RF} 一定为负，在 y 方向的束缚不稳定。然而注意到射频电场的时变性质，半个周期过后，即 π/Ω_{RF} 时间后，$\cos\left(\Omega_{\mathrm{RF}}t\right)$ 这一项也会变号，于是 y 方向提供稳定束缚。

从以上分析可以知道 Paul 阱巧妙地利用交变电场在三维空间中创造出时间平均的简谐赝势，直观的理解是它创造出一个马鞍状电场，如图2.2，在一个方向上存在势能极小点，能够稳定束缚离子，于此同时该极小点在另外一个方向上是势能极大点，不能稳定束缚离子。高速震荡的交变电场使得马鞍状势阱产生势能极小值的方向也快速切换，这样离子在两个方向上感受到的势阱都存在极小值从而被稳定束缚。

z 方向的囚禁势场由 DC 电场提供，虽然 DC 电场在其他两个径向方向对离子产生排斥效果，但是 RF 场能够提供更为稳定的束缚。实验上若提高 DC 电压，可以看到离子之间的间距减小，说明轴向的束缚效果变强，进一步提高 DC 电压

万方数据

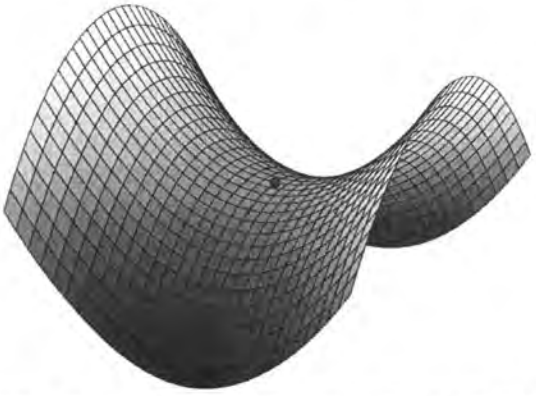

图 2.2　马鞍状势阱示意图。在某一时刻，离子被束缚在某一方向的势能极小值处，在另外一个方向将要逃逸，因为交变电场的快速切换，下一时刻另一个方向出现势能极小点，离子在此方向便被稳定束缚。总的效果是离子被稳定囚禁。

还可观察到离子呈“Zig-Zag”排列。上述条件对应二维线性阱，径向束缚由 RF 电场提供，轴向束缚由 DC 电场提供，轴向的 RF 势阱可以做到非常平坦以囚禁长离子链。以上六个参数也可以选取其他值来满足拉普拉斯方程，但是基本的囚禁原理依然类似，本文在此不做过多讨论。

将式2.7和式2.8代入式2.3，并且按照不同方向分离变量，总的电势可以写为：

$$\begin{aligned}\Phi(x,y,z,t) = &\frac{1}{2}\left(U_{\mathrm{DC}}\alpha_{\mathrm{DC}} + U_{\mathrm{RF}}\alpha_{\mathrm{RF}}\cos\left(\Omega_{\mathrm{RF}}t\right)\right)x^2 \\ &+\frac{1}{2}\left(U_{\mathrm{DC}}\beta_{\mathrm{DC}} + U_{\mathrm{RF}}\beta_{\mathrm{RF}}\cos\left(\Omega_{\mathrm{RF}}t\right)\right)y^2 \\ &+\frac{1}{2}U_{\mathrm{DC}}\gamma_{\mathrm{RF}}z^2.\end{aligned} \tag{2.9}$$

先考虑径向 x 方向的电势，则有：

$$\Phi(x,t) = \frac{1}{2}\left(U_{\mathrm{DC}}\alpha_{\mathrm{DC}} + U_{\mathrm{RF}}\alpha_{\mathrm{RF}}\cos\left(\Omega_{\mathrm{RF}}t\right)\right)x^2. \tag{2.10}$$

接下来推导 x 方向离子的运动方程，由 $F = ma$ 出发，左边为离子在阱中所受电场力，等于其携带的电荷和场强的乘积；右边为离子质量和加速度的乘积，加速度是离子位置的二阶导。由此可推出：

$$\ddot{x} = \frac{eE(x,t)}{m} \equiv \frac{e}{m}\frac{d\Phi(x,t)}{dx}, \tag{2.11}$$

其中 m 为离子质量；大多数用于量子信息处理的离子只有一个电荷，e 即为元电荷。观察可知式2.11是一个 Mathieu 方程，其标准形式如：

$$\frac{d^2x}{d\xi^2} + \left[a_x - 2q_x\cos(2\xi)\right]x = 0. \tag{2.12}$$

万方数据

通过做如下变量代换可以将式2.11转换为 Mathieu 方程求解[108-109]：

$$\xi = \frac{\Omega_{\mathrm{RF}} t}{2}, \tag{2.13}$$

$$a_x = \frac{4eU_{\mathrm{DC}}\alpha_{\mathrm{DC}}}{m{\Omega_{\mathrm{RF}}}^2}, \tag{2.14}$$

$$q_x = \frac{2eU_{\mathrm{RF}}\alpha_{\mathrm{RF}}}{m{\Omega_{\mathrm{RF}}}^2}. \tag{2.15}$$

在一阶近似的条件（$|a_x|, {q_x}^2 \ll 1$）下，可得到上述方程的近似解为：

$$x(t) \approx 2A_x \cos\left(\beta_x \frac{\Omega_{\mathrm{RF}}}{2} t\right)\left[1 - \frac{q_x}{2}\cos\left(\Omega_{\mathrm{RF}} t\right)\right]. \tag{2.16}$$

其中 A_x 是一个和初始条件有关的常数[108]；系数 $\beta_x \approx \sqrt{a_x + {q_x}^2/2}$。明显地，离子在 x 方向存在两个不同频率的的运动轨迹，其中一种运动模式的频率为 $\beta_x\Omega_{\mathrm{RF}}/2$，幅度为 $2A_x$，我们称之为久期运动（Secular Motion）。另外一种运动模式的频率为 Ω_{RF}，幅度为 $A_x q_x$，我们称之为微运动（Micromotion）。一般有 $\beta_x/2 \ll 1$，于是久期运动频率远远低于微运动频率，同理微运动的幅度远远低于久期运动幅度。图2.3展示了 x 方向离子的运动图像，从图中也可以看出离子的运动模式是在久期运动的基础上叠加了一个和 RF 电压同频微运动，并且距离离子的平衡位置越远，微运动的幅度越大。

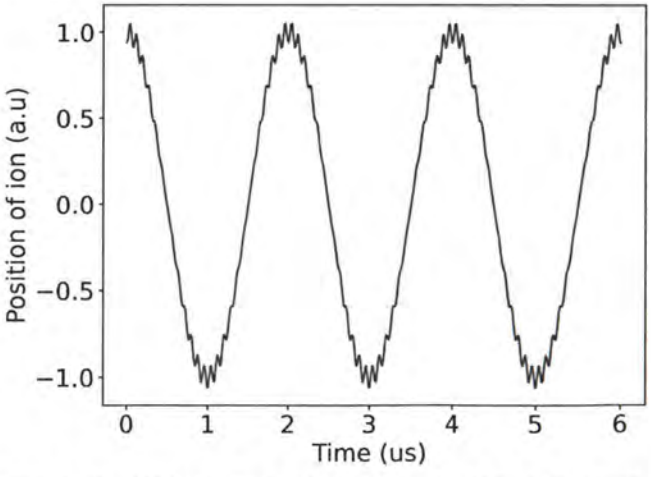

图 2.3　x 方向离子位置和时间的关系。可以看出离子以较慢的频率做幅度较大的久期运动，在此之上叠加了一个频率较快但是幅度较小的微运动，并且离子距离平衡位置越远，微运动的幅度越大。需要注意的是，绘制本图时并未选取真实参数进行计算，但是足以形象化地说明离子运动轨迹。

当 $a_x \ll q_x^2$ 时，久期运动频率也可以用 RF 电压以及阱频表示为：

$$\omega_x = \frac{eU_{\mathrm{RF}}\alpha_{\mathrm{RF}}}{\sqrt{2}m\Omega_{\mathrm{RF}}}, \tag{2.17}$$

万方数据

其中各个参数的意义已经在前文定义过。对于另外一个径向方向，其久期运动频率可以按照类似步骤推导，结论一致。至于轴向 z 方向上的情况，其电势为：

$$\Phi(z,t)=\frac{1}{2}U_{\mathrm{DC}}\gamma_{\mathrm{DC}}z^2, \tag{2.18}$$

根据 $F=ma$，得到离子的运动方程为：

$$\frac{d^2z}{dt^2}+\frac{eU_{\mathrm{DC}}\gamma_{\mathrm{DC}}}{m}z=0. \tag{2.19}$$

这是一个形式极为简单的二次微分方程，解得：

$$z(t)=A_z\cos\left(\omega_z t\right), \tag{2.20}$$

其中 ω_z 是离子在 z 方向上的久期运动频率，有：

$$\omega_z=\sqrt{\frac{eU_{\mathrm{DC}}\gamma_{\mathrm{DC}}}{m}}. \tag{2.21}$$

使用赝势近似的方法也可以对离子在阱中的动力学参数进行分析[110-111]，受限于篇幅，本文在此省略其具体分析过程，直接给出参考文献中的结果。三个方向的 a 参数和 q 参数的表达式为：

$$a_x=-\frac{4e\kappa U_{\mathrm{DC}}}{mZ^2\Omega_{\mathrm{RF}}^2},\ a_y=-\frac{4e\kappa U_{\mathrm{DC}}}{mZ^2\Omega_{\mathrm{RF}}^2},\ a_z=\frac{8e\kappa U_{\mathrm{DC}}}{mZ^2\Omega_{\mathrm{RF}}^2} \tag{2.22}$$

$$q_x=\frac{2eU_{\mathrm{RF}}}{mR^2\Omega_{\mathrm{RF}}^2},\ q_y=-\frac{2eU_{\mathrm{RF}}}{mR^2\Omega_{\mathrm{RF}}^2},\ q_z=0, \tag{2.23}$$

其中 κ 是电压系数，若将电极等效为双曲面形状，则 $\kappa=1$；Z 是离子从平衡位置到 DC 电极的距离；R 是离子从平衡位置到 RF 电极的距离，两个 RF 电极之间的距离为 $2R$。三个方向的久期运动频率分别为：

$$\omega_{x,y}=\frac{e\kappa U_{\mathrm{RF}}}{\sqrt{2}mR^2\Omega_{\mathrm{RF}}},\ \omega_z=\sqrt{\frac{2e\kappa U_{\mathrm{DC}}}{mZ^2}}. \tag{2.24}$$

实际上，离子径向的久期运动频率也会受到 DC 电极上所加载的 DC 电压的影响[112]，这里不做过多讨论。有文献指出，较高的久期运动频率可以带来更低的热率[113-114]，下文也会讲到更高的久期运动频率可以在多普勒冷却后带来更低的声子数布居，此外它还为执行以声子为媒介的量子逻辑门带来方便，于是实验上我们希望尽可能的提高久期运动频率。对于镱离子来说，其质量 m 较重，久期运动频率和较轻的钡离子等相比天然地要低一些，目前各实验组的镱离子的久期运动频率（这里指径向）普遍在 1 至 3 MHz 左右。根据式2.24，提高久期运动频率有三种方法，即（1）增加 RF 电压 U_{RF}；（2）降低阱频 Ω_{RF}；（3）降低

万方数据

RF 电极间距 R。对于（1），RF 电压 U_{RF} 受到阱体材料耐压限制，不能无限增加；对于（2），阱频 Ω_{RF} 降低后会影响 a_x 和 q_x 等参数（同理 RF 电压 U_{RF} 也会影响到这些参数），这些参数需要满足一定条件才能使阱稳定囚禁离子[108]；对于（3），离子阱的热率和离子与电极之间的距离呈四次方反比关系[115]，减小电极间距会带来更加严重的加热效应。所以在设计离子阱的时候需要考虑到各个参数之间的优化和平衡，利用软件对离子阱系统各参数进行模拟寻找最优方案。

2.1.2　两离子运动模式

前文提到，刀片阱等二维线性阱的轴向势场是平坦的，适合囚禁包含多个离子的线性排列的长离子链。量子计算的一个重要指标就是可实际操控的比特数，在长离子链中对任意两个离子实施纠缠操作是在离子阱体系中实现可扩展量子计算的解决方案之一。本人博士期间的工作也为实现此目标打下了一定的基础，然而在初期探索过程中，本系统的绝大多数时间用在了研究如何对两个离子实施纠缠操作。这里有必要对两个离子的运动模式进行分析，以便更好的讨论接下来的工作。

前文 2.1 节中已经给出了单个离子在势场中三个不同方向的久期运动频率，分别为 ω_x，ω_y 和 ω_z，对应单离子运动的三个模式 (这里不考虑模式简并的情况)。若势阱中存在两个离子，则会出现 6 个运动模式，在每个方向上，离子存在着同相运动模式和异相运动模式。同相运动模式一般被称作为质心（Center of Mass，COM）模；异相运动模式一般被称作相对运动模式，对于 z 方向，习惯称为伸展（Stretch）模，对于两个径向，习惯称为摇摆（Rocking）模或者倾斜（Tilt）模。为方便描述，下文统一将同相模式记为下标 C，如 ω_{x_C}；将异相模式记为下标 R，如 ω_{x_R}，其他方向同理。

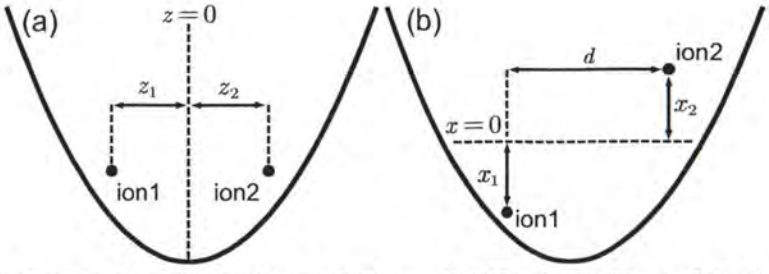

图 2.4　势阱中两离子运动模式坐标示意图[111]。(a) 轴向模式离子坐标，(b) 径向模式离子坐标。

首先分析两个离子在轴向的运动模式，如图2.4 (a) 所示。令势阱中心坐标为 $z=0$，两离子的坐标为 z_1 和 z_2，势阱可以被近似为简谐势，于是两离子受到势

万方数据

阱给予的力 F_{trap} 为：

$$F_{\text{trap}} = -m\omega_z^2 z_i. \tag{2.25}$$

另外因为两个离子都带正电荷，所以还会对彼此产生一个库仑力 F_{C}，大小为

$$F_{\text{C}} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \left|z_1 - z_2\right|^2}, \tag{2.26}$$

其中 ϵ_0 为真空中介电常数。对两离子运动模式的分析过程类似上文，也是从牛顿第二定律 $F = ma$ 入手，可以得到两个离子的运动方程：

$$m\ddot{z}_1 = -m\omega_z^2 z_1 - \frac{e^2/4\pi\epsilon_0}{\left|z_1 - z_2\right|^2}, \tag{2.27}$$

$$m\ddot{z}_2 = -m\omega_z^2 z_2 + \frac{e^2/4\pi\epsilon_0}{\left|z_1 - z_2\right|^2}. \tag{2.28}$$

注意到离子处于平衡位置时受力应为 0，于是令上两式等于 0，可以解得离子处于平衡位置时的间距 d[116]：

$$d = \left[\frac{e^2/4\pi\epsilon_0}{m\omega_z^2/2}\right]^{1/3}. \tag{2.29}$$

并且两离子的平衡位置分别为 $z_{1e} = -d/2$ 和 $z_{2e} = d/2$。令 δ_{z_1} 和 δ_{z_2} 分别为两离子距离平衡位置的偏移量，则有 $z_1 = \delta_{z_1} - d/2$ 和 $z_2 = \delta_{z_2} + d/2$。在离子运动幅度远远小于其间距的条件下，即 $\delta_{z_1}, \delta_{z_2} \ll d$，有：

$$\frac{e^2/4\pi\epsilon_0}{\left|z_1 - z_2\right|^2} = \frac{m\omega_z^2 d^3/2}{\left|\delta_{z_1} - \delta_{z_2} - d\right|^2} \approx m\omega_z^2\left(d/2 + \delta_{z_1} - \delta_{z_2}\right). \tag{2.30}$$

代入式2.27和式2.28进行化简，可得：

$$\frac{d^2\delta_{z_1}}{dt^2} = \omega_z^2\left(-2\delta_{z_1} + \delta_{z_2}\right), \tag{2.31}$$

$$\frac{d^2\delta_{z_2}}{dt^2} = \omega_z^2\left(\delta_{z_1} - 2\delta_{z_2}\right). \tag{2.32}$$

对上两式求和并求差，即可将方程中两离子独立的坐标转为它们坐标的共模和差模形式：

$$\frac{d^2\left(\delta_{z_1} + \delta_{z_2}\right)}{dt^2} = -\omega_z^2\left(\delta_{z_1} + \delta_{z_2}\right), \tag{2.33}$$

$$\frac{d^2\left(\delta_{z_1} - \delta_{z_2}\right)}{dt^2} = -3\omega_z^2\left(\delta_{z_1} - \delta_{z_2}\right), \tag{2.34}$$

万方数据

其中 $\delta_{z_1}+\delta_{z_2}$ 是两离子距离平衡位置偏移量之和，也就是我们上文提到的 COM 模式，解上述方程可以得到 z 轴 COM 模式的频率和单离子情况下久期运动频率相等；$\delta_{z_1}-\delta_{z_2}$ 是两离子距离平衡位置偏移量之差，也就是我们上文提到的 Stretch 模式，同理可知 z 轴 Stretch 模式的频率是单离子情况下久期运动频率的 $\sqrt{3}$ 倍：

$$\omega_{z_C}=\omega_z, \tag{2.35}$$

$$\omega_{z_R}=\sqrt{3}\omega_z. \tag{2.36}$$

接下来分析两个离子在径向的运动模式，以 x 方向为例。有别于轴向模式，离子在径向运动的平衡位置就在势阱中心 $x=0$ 处。如图2.4 (b) 所示，我们令两离子的坐标为 x_1 和 x_2，令 δ_{x_1} 和 δ_{x_2} 分别为两离子距离平衡位置的偏移量，因为平衡位置 $x_{1e}=x_{2e}=0$，有 $x_1=\delta_{x_1}$ 和 $x_2=\delta_{x_2}$，且此时离子在轴向的间距为 d。在离子运动幅度远远小于其间距的条件下，即 $\delta_{x_1},\delta_{x_2}\ll d$，离子 1 所受库仑力在 x 方向的分量为：

$$F_C=\left(\frac{e^2/4\pi\epsilon_0}{d^2+\left(\delta_{x_1}-\delta_{x_2}\right)^2}\right)\left(\frac{\delta_{x_1}-\delta_{x_2}}{d}\right) \tag{2.37}$$

$$=\left(\frac{m\omega_z^2 d^3/2}{d^2+\left(\delta_{x_1}-\delta_{x_2}\right)^2}\right)\left(\frac{\delta_{x_1}-\delta_{x_2}}{d}\right) \tag{2.38}$$

$$\approx\frac{m\omega_z^2}{2}\left(\delta_{x_1}-\delta_{x_2}\right). \tag{2.39}$$

效仿式2.27和式2.28的化简方法，可得

$$\frac{d^2\delta_{x_1}}{dt^2}=-\omega_x^2\delta_{x_1}+\frac{\omega_z^2}{2}\left(\delta_{x_1}-\delta_{x_2}\right), \tag{2.40}$$

$$\frac{d^2\delta_{x_2}}{dt^2}=-\omega_x^2\delta_{x_2}+\frac{\omega_z^2}{2}\left(\delta_{x_2}-\delta_{x_1}\right). \tag{2.41}$$

对上两式求和并求差，即可将方程中两离子独立的坐标转为它们坐标的共模和差模形式：

$$\frac{d^2\left(\delta_{x_1}+\delta_{x_2}\right)}{dt^2}=-\omega_x^2\left(\delta_{x_1}+\delta_{x_2}\right), \tag{2.42}$$

$$\frac{d^2\left(\delta_{x_1}-\delta_{x_2}\right)}{dt^2}=-\left(\omega_x^2-\omega_z^2\right)\left(\delta_{x_1}-\delta_{x_2}\right). \tag{2.43}$$

万方数据

于是我们可以得出两离子径向运动模式频率：

$$\omega_{x_C} = \omega_x, \tag{2.44}$$

$$\omega_{x_R} = \sqrt{\omega_x^2 - \omega_z^2}. \tag{2.45}$$

可以看出 x 方向两离子的 COM 模的频率和单离子的久期运动频率相同，而异相运动模式的频率和 x 轴以及 z 轴单离子的久期运动频率有关。以上结论可以在后文测试两离子声子谱时得到验证。

2.1.3　静电场引入的附加微运动

2.1.1 节已经证明，在电囚禁的条件下，离子所作的运动为一个久期运动叠加上一个微运动，这里我们将其称为本征微运动，不可消除。然而上述计算和分析并没有考虑到外加静电场对离子的影响，实际上因为电极制作工艺的限制和环境中杂散电场的影响，离子往往会感受到一个额外的外加静电场。该外加电场将导致 RF 场的平衡位置（也称 RF 零点）和 DC 场的平衡位置（也称 DC 零点）不同，于是离子在两个平衡位置之间做额外微运动。若存在外加静电场，则实验上能观察到，降低 RF 功率，RF 场对离子束缚减弱，离子会被外加静电场推至距离 RF 零点更远的距离。我们以 x 方向为例进行分析，此时描述离子运动的 Mathieu 方程式2.12改写为：

$$\frac{d^2x}{d\xi^2} + \left[a_x - 2q_x\cos(2\xi)\right]x = \frac{eE_{0,x}}{m}, \tag{2.46}$$

其中 $E_{0,x}$ 指 x 方向上的外加静电场。该方程存在低阶近似解[117]为：

$$x(t) = 2A_x\cos(\omega_x t)\left[1 - \frac{q_x}{2}\cos(\Omega_{\mathrm{RF}}t)\right] + \frac{eE_{0,x}}{m\omega_x^2} + \frac{\sqrt{2}eE_0}{m\omega_x\Omega_{\mathrm{RF}}}\cos(\Omega_{\mathrm{RF}}t), \tag{2.47}$$

其中前两项是在没有外加电场情况下解出的离子运动轨迹；第三项 $\frac{eE_{0,x}}{m\omega_x^2}$ 是离子在外加电场作用下产生的位置漂移；第四项 $\frac{\sqrt{2}eE_0}{m\omega_x\Omega_{\mathrm{RF}}}\cos(\Omega_{\mathrm{RF}}t)$ 表示离子在外加电场作用下做额外微运动，频率等于阱频。

此额外微运动非常不利于离子阱实验，它会导致离子囚禁时间减少，并产生额外的多普勒频移，降低多普勒冷却效率和态探测效率。本人实验上曾观察到在额外微运动没有消除的情况下，多普勒冷却的极限温度提升至 15 个声子左右，并且亚多普勒冷却技术都无法将离子进一步冷却到量子基态。作为对比，后文提到，在额外微运动得到消除且离子的声子频率约 1 MHz 的情况下，理论上多普勒冷却的极限温度在 5 个声子左右。刀片阱可以通过精确调节 DC 电压以及 RF 电极上偏置电压来补偿外加静电场，这个工作非常重要，几乎是开展任何离子阱实验的前置工作，后文会专门对最小化额外微运动的工作进行介绍。

万方数据

另外需要注意的是，对于配置双线圈螺旋谐振器的离子阱来说，两个线圈中RF 信号相位失配会导致更严重的额外微运动。若 DC 电极没有有效接地导致 RF 信号泄露到 DC 电极上，也会导致严重的额外微运动。前者可以通过在两个线圈之间焊接同相电容解决，详见下文；后者则需要在制作离子阱的时候提供完善的 DC 接地措施，本系统并没有遇到此类问题，便不多叙述。

2.2 $^{171}Yb^{+}$ 离子介绍

$^{171}Yb^{+}$ 离子具备超精细能级结构，量子信息被编码到拥有超长寿命的超精细能级上。该离子能级结构简单，态制备和态探测的速度快，保真度高，并且对应的激光较易获取和维护。将该离子用作量子比特的工作最早公开发表于 2007 年[118]，目前使用该离子比特的研究组主要有美国马里兰大学的 Christopher Monroe 组、美国杜克大学的 Jungsang Kim 组、中国清华大学的 Kihwan Kim 组和段路明组，以及本组。

其中 Monroe 组是世界上最早使用 $^{171}Yb^{+}$ 离子进行量子信息研究的课题组，他们开发了利用 355 nm 锁模脉冲激光器对超精细比特进行操控的方法[119]，在量子计算方面，他们于 16 年演示了首个 5 比特离子阱量子计算机[120]，在该型机及其后续升级系统中，演示了多个量子算法[121-122]和量子纠错方案[123]。除量子计算相关的工作外，Monroe 组在量子模拟方向也开展了多项具有开创性的研究工作，比如在多体系统中时间晶体的实现[124]。这些工作足以证明 Monroe 组是离子阱量子信息处理领域，特别是量子计算领域的领头羊。

Jungsang Kim 组和 Monroe 组有着精密合作关系，Jungsang Kim 组更聚焦于离子阱系统中各种技术的发展，比如低温技术[125]，超导纳米线技术[126]，MEMS 技术[127-128]等

Kihwan Kim 组先后于 17 年和 21 年在离子阱系统中实现了超长的相干时间[12]，至今保持所有系统中相干时间的记录。该组于 19 年实现了任意离子比特间的纠缠门[129]，于 21 年实现了 $^{171}Yb^{+}$ 离子的 EIT 冷却[130]。Kim 组拥有极高的声子操控水平，演示了非常多利用声子来做量子计算的方案[40,131-132]。

段路明组的工作集中于量子模拟[133-135]和芯片阱的开发，该组对离子的操控水平处于国内前列，主要体现在该组能够操控离子的数量多，操控保真度高。

2.2.1 $^{171}Yb^{+}$ 能级结构

镱元素是元素周期表中第 70 号元素，属于镧系金属，自然界中存在镱的多种同位素。本组主要使用两种，分别是 $^{171}Yb^{+}$ 和 $^{174}Yb^{+}$，其自然丰度分别为 14.216% 和 31.896%。$^{171}Yb^{+}$ 的质子数为偶数，中子数为奇数，核自旋为 1/2，因

万方数据

此具备超精细能级劈裂，其能级结构如图2.5所示。$^{174}Yb^{+}$ 的质子数和中子数均为偶数，核自旋为零，因此不具备超精细能级劈裂，一般不将其作为量子比特使用，但是实验上 $^{174}Yb^{+}$ 常常被用来调试各种参数，比如 DC 电压，RF 功率，激光频率和指向等。

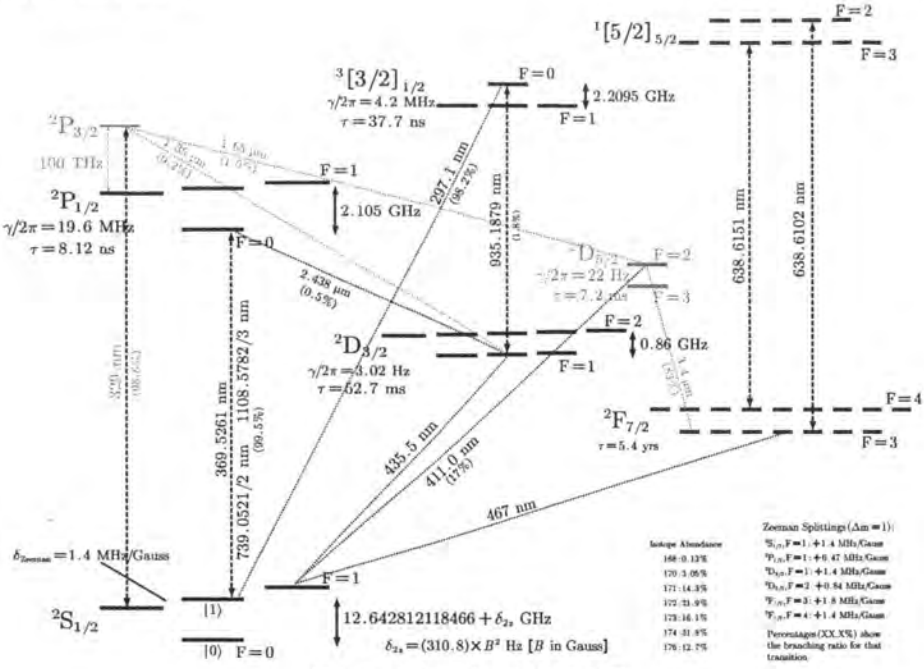

图 2.5　$^{171}Yb^{+}$ 能级结构示意图

从 $^{171}Yb^{+}$ 的能级结构图2.5中可以看出，其 $^{2}S_{1/2} \leftrightarrow {}^{2}P_{1/2}$ 跃迁的 D_1 线的波长是 369.526 nm，该跃迁是电偶极跃迁，线宽为 19.6 MHz，主要用于离子的多普勒冷却。$^{171}Yb^{+}$ 作为超精细比特时，其量子比特定义在离子基态 $^{2}S_{1/2}$ 能级的两个超精细劈裂能级上，即 $|0\rangle \equiv {}^{2}S_{1/2}|F=0, m_F=0\rangle$ 和 $|1\rangle \equiv {}^{2}S_{1/2}|F=1, m_F=0\rangle$。这两个能级的跃迁频率为 $12642812118.5+\delta_{2z}$ Hz，其中 δ_{2z} 是二阶磁场 Zeeman 频移，其大小和磁场有关，有 $\delta_{2z}=310\times B^2$，其中 B 是磁场强度，以高斯为单位。在本文中，上述跃迁频率被统一记为 ω_{HF}。上述跃迁对一阶磁场噪声不敏感，又被称为钟态，钟态能级的上能级，即 $|1\rangle$ 态的寿命非常长，几乎不会自发辐射到下能级，因此该比特具有相当长的 T_1 时间。在一些特殊情况下，也可以将量子比特编码到 $^{2}S_{1/2}|F=1\rangle$ 的 Zeeman 能级上将其作为塞曼比特使用，此时实验者就需要谨慎考虑磁场噪声对塞曼比特的影响。图中标注了不同能级的 Zeeman 劈裂频率，其中 $^{2}S_{1/2}|F=1\rangle$ 的 Zeeman 劈裂为 $\omega_{\mathrm{Zeeman}}=1.4\times B$ MHz，B 是磁场强度，以高斯为单位。值得注意的是，在 $^{2}S_{1/2} \leftrightarrow {}^{2}P_{1/2}$ 跃迁的过程中离子有一定的概率泄露到其他能级，比如 $^{2}D_{3/2}$ 和 $^{2}F_{3/2}$，需要一些泵浦光将离子带回多普

万方数据

勒冷却循环中。

2.2.2　离子化

$^{171}Yb^{+}$ 的离子化过程由镱原子进行双光子光致电离过程得来[136]，相关过程的能级图见图2.6。从能级图中可以看出，处于基态 $^{1}S_{0}$ 的镱原子外层电子在 398.9 nm 激光的作用下会跃迁到激发态 $^{1}P_{1}$，对应的饱和光强为 60 mW/cm^{2}。处于激发态 $^{1}P_{1}$ 的外层电子到自由电子状态的跃迁波长为 394.1 nm，这是产生光电效应的阈值波长，意味着任何波长小于 394.1 nm 的激光都可以将外层电子从激发态激发为自由电子。一旦最外层电子发生逃逸，运动到势阱附近的镱离子即可被势阱捕获，经过多普勒冷却后变为稳定囚禁状态。考虑到实验上的便利性，我们将本用于多普勒冷却等操作的 369.5 nm 激光分束了一部分用于镱原子的离子化，便不需要额外购买新的激光器。

本离子阱系统使用自然丰度的镱金属作为靶材，在进行上述双光子电离过程前，我们首先需要将单独的镱原子从其金属固体上剥离下来，一般有激光灼烧法[137]和电流加热法。激光烧蚀法广泛应用于 AMO 实验中，它使用高能量的汇聚激光轰击靶材表面，迅速提升靶材温度，使得对应的元素因为剧烈的热运动剥离材料表面，产生高速运动的原子蒸气。电流加热法则是给金属靶材通一定电流，使其加热然后发生原子逃逸。对照来看，激光烧蚀法产生原子蒸气的速度快，靶材消耗少，热效应更低，于是本系统离子阱系统选择激光烧蚀法。有关离子化和激光烧蚀的具体光路配置将在本文第三节详细叙述。

对于基态能级 $^{1}S_{0}$ 到激发态能级 $^{1}P_{1}$ 的跃迁，不同镱元素的同位素的跃迁频率并不相同[136]，并且高速运动的镱原子蒸气可能带来多普勒频移，这两个因素可能导致在装载离子时势阱中心出现不希望得到的离子，本人在实验中就遇到过装载 $^{171}Yb^{+}$ 时出现 $^{174}Yb^{+}$ 的情况（即便使用同位素提纯后的金属靶材，其 $^{171}Yb^{+}$ 的同位素丰度在 95% 左右，依然可能遇到上述问题）。然而从另一个方面考虑，我们可以利用此现象对要装载的离子进行同位素选择[138]。

2.2.3　多普勒冷却

上一节提到，经过激光烧蚀产生的镱原子蒸气呈高速运动状态，处于较高的温度，此时需要一定的冷却手段使其减速而被势阱捕获，这里我们使用多普勒冷却技术[139-141]。我们利用 $^{171}Yb^{+}$ 离子的 $^{2}S_{1/2} \leftrightarrow {}^{2}P_{1/2}$ 跃迁来完成多普勒冷却过程，实验上需要准备一束相对于该跃迁频率红失谐的冷却激光。由于多普勒效应，背向该激光波矢方向运动的离子感受到的激光频率减小，于是激光频率更远离跃迁频率，难以发生能级跃迁。向着该激光波矢方向运动的离子感受到的激光频率增加，更接近共振频率，于是处于 $^{2}S_{1/2}$ 态的离子容易吸收光子而发生能级

万方数据

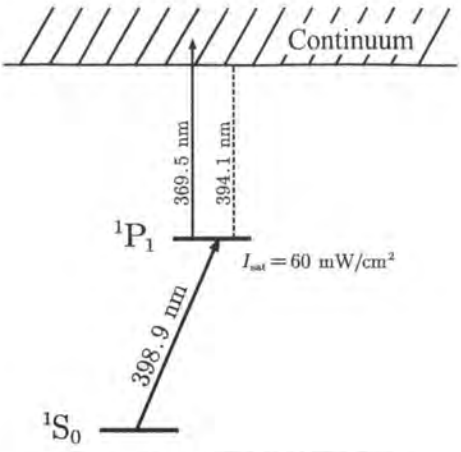

图 2.6　$^{171}Yb^+$ 离子化过程示意图。

跃迁至 $^2P_{1/2}$ 态。根据图2.5可知上能级寿命只有 8.12 ns，自发辐射速率高，于是处于上能级的离子很快便发出光子，自发辐射至下能级从而继续上述循环。注意在这个循环过程中，离子吸收的光子的动量和离子运动的动量是相反的，于是每吸收一个光子的动量，离子的动量便有相应损失，从而减速。而离子自发辐射出去的光子的动量是随机的，其平均动量为零，经过大量散射事件后，离子因自发辐射获得的动量的平均值也为零。获得动量和丢失动量的不对称性使得离子在向着冷却激光波失的方向上动量减小，最终被冷却下来而被势阱捕获。由于离子在势阱中沿着三个运动主轴进行周期运动，只要冷却激光的方向不和三个运动主轴垂直，那么激光的波矢总能沿着三个运动主轴分解，从而可以同时冷却三个方向。这使得离子实验中研究者们可以使用单束多普勒冷却激光来完成冷却，而原子实验中，因原子不具备这种特殊的运动模式，往往需要六个方向的冷却激光。

下面对多普勒冷却过程给出简单的数学描述，这将帮助我们确定实验参数。光子的散射率 R_{scatt} 可以由下式计算[142]：

$$R_{\text{scatt}}=\frac{\Gamma}{2}\frac{I/I_{\text{sat}}}{1+I/I_{\text{sat}}+4\delta_{\text{DC}}{}^2/\Gamma^2}, \tag{2.48}$$

其中 Γ 指的是自发辐射速率，和上能级寿命为倒数关系；$\delta_{\text{DC}}=\omega-\omega_0-kv$ 是速度为 v 的离子感受到的激光频率 ω 和能级共振频率 ω_0 之间的失谐，计算时要考虑多普勒效应；I 是冷却激光光强；I_{sat} 是饱和吸收光强，有：

$$I_{\text{sat}}=\frac{\pi}{3}\frac{hc\Gamma}{\lambda^3}, \tag{2.49}$$

其中 λ 即为 $^2S_{1/2}\leftrightarrow{}^2P_{1/2}$ 跃迁对应的波长。代入 $\Gamma=2\pi\times19.6$ MHz，$\lambda=369.5$ nm 可得 $I_{\text{sat}}=51$ mW/cm^2。实验上要对冷却光光斑大小做出取舍，若冷却光光斑过

万方数据

大，一方面需要更高的光功率才能达到饱和光强，另一方面在光斑穿过刀片电极时容易产生散射光；若冷却光光斑过小，则无法同时覆盖多个离子（势阱中离子间距一般为 3 微米至 8 微米）。综合考虑后，本系统将冷却光光斑整形为 50 μm（直径），对应的饱和光强约为 1 μW。考虑冷却激光为行波的条件，速度为 v 的离子受到光子的散射力为 $F_{\text{scatt}} = \hbar k R_{\text{scatt}}$，进一步可写为和激光失谐有关的形式：

$$F_{\text{scatt}}\left(\delta_{\text{DC}}\right) = F_0 - \beta v, \tag{2.50}$$

其中 F_0 是和离子运动速度无关的常力，和电势阱给离子施加的库仑力相比，该常力可以忽略；β 被定义为阻尼系数，写为：

$$\beta_{\text{damp}} = \hbar k^2 \frac{I}{I_{\text{sat}}} \frac{-4\delta_{\text{DC}}/\Gamma}{\left[1 + I/I_{\text{sat}} + 4\delta_{\text{DC}}{}^2/\Gamma^2\right]^2}. \tag{2.51}$$

计算得出当 $\delta_{\text{DC}} = -\Gamma/2$ 时阻尼系数达到最大值 $\hbar k^2/4$，此时也有 $I = 2I_{\text{sat}}$。这说明当冷却激光频率红失谐跃迁能级自然线宽的一半时，能够达到最佳冷却效果。离子由上能级通过自发辐射光子掉落到下能级时，会受到光子的反冲作用，从而会被加热，当加热速率和多普勒冷却速率达到平衡时，离子即被冷却到极限温度[143-144]：

$$T_{\text{D}} = \frac{\hbar\Gamma}{2k_{\text{B}}}, \tag{2.52}$$

其中 k_{B} 是玻尔兹曼常数，代入参数计算可知 $T_{\text{D}} = 468.5\ \mu\text{K}$，注意到此极限温度也是在激光失谐为 $-\Gamma/2$ 时达成的。此时离子的动能为：

$$E_{\min} = \frac{\hbar\Gamma}{4}. \tag{2.53}$$

这里可以对多普勒冷却后离子的声子数做一个简单的估算，离子被冷却到量子基态附近后，其能量可以做量子化处理，对于某一个运动模式，其分立能量为：

$$E = \hbar\omega_i\left(\bar{n} + \frac{1}{2}\right), \tag{2.54}$$

其中，$\bar{n}$ 为离子在该方向的平均声子数，$\omega_i\,(i = x, y, z)$ 为离子三个方向的久期运动频率（声子频率）。不妨假设离子某一个方向的声子频率为 1 MHz，令式2.53和式2.54相等，可以得出在多普勒冷却下，该方向最低的声子数为 $\bar{n} \approx 5$。

根据上述分析，可以知道进行多普勒冷却的关键是要让离子保持在 $^2S_{1/2} \leftrightarrow {}^2P_{1/2}$ 跃迁循环中，才能有持续地冷却效果，为达到上述目标，需要注意以下几点。

首先，$^2P_{1/2}|F = 0\rangle \leftrightarrow {}^2P_{1/2}|F = 1\rangle$ 之间的劈裂只有 2.105 GHz，离子很容易通过非共振跃迁转移至 $^2P_{1/2}|F = 1\rangle$ 能级，接着自发辐射回到 $^2S_{1/2}|F = 0\rangle$，该能级和 $^2S_{1/2}|F = 1\rangle$ 之间的劈裂为 12.6 GHz，对于冷却激光来说是大失谐，于是离子掉出冷却循环。为解决此问题，369.5 nm 的冷却激光需要携带 14.7 GHz 的

万方数据

边带，可以将掉入 $^2S_{1/2}|F=0\rangle$ 能级的离子激发至 $^2P_{1/2}|F=0\rangle$，使其回到多普勒冷却循环。实验上一般使用电光调制器（EOM）对激光进行相位调制从而产生需要的边带，具体的实验装置将会在下一章详细描述。

其次需要注意的是，如图2.5所示，处于 $^2P_{1/2}|F=0\rangle$ 的离子有 0.5% 的概率自发辐射掉入 $^2D_{3/2}$ 能级，脱离冷却循环。因此，我们需要使用一束 935.18 nm 的激光将处于 $^2D_{3/2}$ 的离子转移至 $^2[3/2]_{1/2}$，进一步地，位于此能级的离子可以通过自发辐射回到 $^2S_{1/2}|F=1\rangle$，重新参与冷却。$^2[3/2]_{1/2}$ 和 $^2D_{3/2}$ 的超精细劈裂分别为 2.2095 GHz 和 0.86 GHz，同样为了防止非共振激发，935.18 nm 的激光需要携带 3.1 GHz 的边带。实验中如果 935.18 nm 的激光不携带 3.1 GHz 的边带，则在 CCD 上可观察到离子进入“闪烁”状态，说明因为非共振激发，离子概率性地掉出冷却循环而无法散射光子。

此外，由于真空背景气体碰撞，离子有概率进入 $^2F_{7/2}$ 能级，该能级寿命为 5.4 年，需要一束 638 nm 的泵浦激光将离子转移至 $^1[5/2]_{5/2}$，然后通过自发辐射回到 $^2S_{1/2}$ 能级，重新参与冷却。在真空度较好的情况下，这是小概率事件，考虑到成本和光路复杂性等因素，我们没有给 638 nm 的激光施加调制产生边带，而是将激光器设置为扫描模式，使其激光波长在所需区间往复扫描即可。760 nm 激光器[145]也可以代替 638 nm 激光器完成上述工作。

最后需要注意的是，如果没有外界稳定磁场存在，则在多普勒冷却过程中离子容易进入“暗态”[146]，这里所谓的暗态指的是任何对 369.5 nm 冷却激光不起反应的长寿命态。为了避免上述相干布局因禁情况，我们设计了一个由永磁铁产生的大约 9 Gauss 的磁场，具体情况将在下一章描述，但也有文献指出磁场的最佳大小是 6 Gauss[147]，感兴趣的读者可以进一步探索。相应的，冷却激光需要配置 $\sigma_\pm$ 和 π 偏振来耦合落入 Zeeman 能级的离子，这里附上 $^2S_{1/2} \leftrightarrow {}^2P_{1/2}$ 两能级之间不同子能级的跃迁系数[148]。

表 2.1　$^2S_{1/2} \leftrightarrow {}^2P_{1/2}$ 间各子能级的跃迁系数

$^{2s+1}l_j\|F,m_F\rangle$	$^2S_{1/2}\|0,0\rangle$	$^2S_{1/2}\|1,-1\rangle$	$^2S_{1/2}\|1,0\rangle$	$^2S_{1/2}\|1,1\rangle$
$^2P_{1/2}\|0,0\rangle$	0	-1/3	-1/3	-1/3
$^2P_{1/2}\|1,-1\rangle$	1/3	1/3	1/3	0
$^2P_{1/2}\|1,0\rangle$	-1/3	-1/3	0	1/3
$^2P_{1/2}\|1,1\rangle$	1/3	0	-1/3	-1/3

至此，当上述所有激光配置完成后，离子将进入完整的多普勒冷却循环，这里提及本组在实验上遇到的另外一个小问题。即离子有概率和真空中残留的氢气形成缔合分子离子 YbH^+[149]。起因是我们在装载长离子链时，发现链上有部分离子变暗，760 nm 激光和 638 nm 激光无法将其泵浦回冷却循环中，查阅资料后发现可能是出现了 YbH^+，使用大功率强聚焦激光对暗离子位置轰击可以使离

万方数据

子分子解离。

2.2.4　态初始化

在多普勒冷却结束后，离子一般处于 $^2S_{1/2}$ 能级中各子能级的混合状态，在进行量子信息处理的相关实验之前，往往需要将离子统一地制备到 $|0\rangle$ 态。这里我们使用光泵浦的方法来实现，图2.7给出了参与态初始化过程的能级。具体的做法是，将 369.5 nm 的激光调制出 2.105 GHz 的边带，从而处于 $^2S_{1/2}|F=1\rangle$ 的离子会被激发到 $^2P_{1/2}|F=1\rangle$。而处于 $^2P_{1/2}|F=1\rangle$ 能级的离子有 1/3 的概率自发辐射到 $|0\rangle \equiv^2 S_{1/2}|F=0,m_F=0\rangle$，落入此能级的离子因为激光大失谐而留在此处。处于 $^2P_{1/2}|F=1\rangle$ 能级的离子有 2/3 的概率自发辐射到 $^2S_{1/2}|F=1\rangle$ 能级，落入此能级的离子会继续参与上述光泵浦的过程，直到离子被制备到 $|0\rangle$ 态。经过参数优化后，本系统的泵浦光开启 20 μs 即可以 99.5% 以上的概率将离子制备到 $|0\rangle$ 态，如图2.8所示。

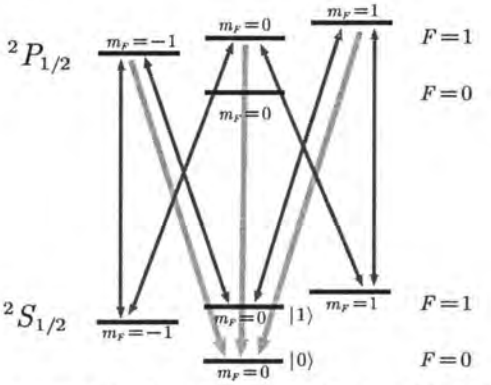

图 2.7　态初始化相关能级示意图。处于 $^2S_{1/2}|F=1\rangle$ 的离子先被泵浦光激发到 $^2P_{1/2}|F=1\rangle$，随后通过自发辐射掉落到 $|0\rangle$ 态。

2.2.5　态探测

在对离子比特进行操控或者运算之后，需要将结果读取出来，这里我们使用态依赖的荧光探测方法[150-152]来进行结果读取，图2.9给出了参与态探测过程的能级。

具体的做法是，使用一束 369.5 nm 的激光照射待探测离子，该束激光不需要施加边带但是需要和离子的跃迁频率近共振（作为对比，多普勒冷却使用的 369.5 nm 激光需要施加边带，并且红失谐于离子跃迁频率）。在运算完成后，离子一般处于 $|1\rangle$ 态和 $|0\rangle$ 态的叠加态，上述探测过程是破坏性测量过程，离子将会随机坍缩到某个态。若离子坍缩到 $|1\rangle$ 态，则探测光会将其激发至 $^2P_{1/2}|F=0,m_F=0\rangle$，由于选择定则，处于该态的离子无法自发辐射至 $|0\rangle \equiv^2 S_{1/2}|F=0,m_F=0\rangle$，而

万方数据

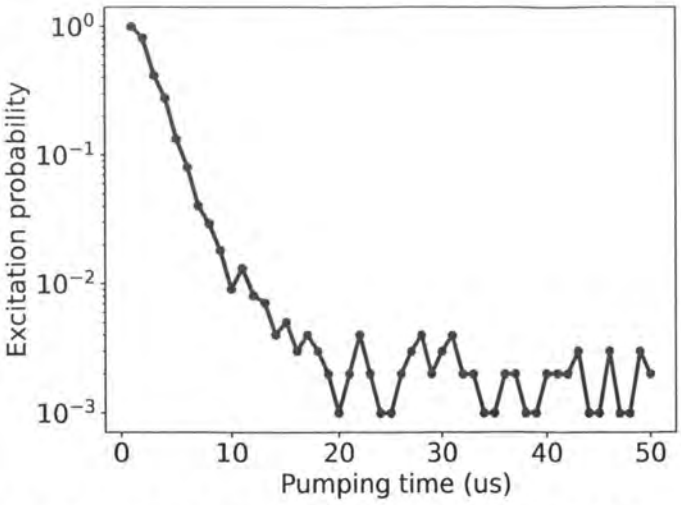

图 2.8　泵浦光照射时长和离子处于 $|1\rangle$ 态概率的关系。用将离子多普勒冷却完毕后，用固定时长的泵浦光照射离子，最后对离子所处的量子态进行探测，对于每个数据点进行 1000 次实验，可统计出离子处于 $|1\rangle$ 态的概率，调整照射时间，便可绘制出它们之间的关系图。图中可以看出在泵浦光照射 20 μs 后，离子处于 $|1\rangle$ 态的概率不再明显下降，根据此确定合适的泵浦时长为 20 μs。

是自发辐射至 $^2S_{1/2}|F=1,m_F=0,\pm1\rangle$，随后又会被探测光激发至 $^2P_{1/2}|F=0,m_F=0\rangle$，如此构成一个循环。在此期间离子会不断自发辐射出光子，从而被后端的探测器件，比如 CCD 和 PMT 收集到，PMT 可以读出一段时间内成像系统收集到的光子数，而 CCD 上面则可以看到离子的“像”，人们一般将 $^2S_{1/2}|F=1,m_F=0,\pm1\rangle$ 这三个态称为“亮态”。若离子坍缩到 $|0\rangle$ 态，则探测光相对于离子是大失谐的，离子将不会辐射出光子，人们将其称之为“暗态”。根据荧光的有无来判断离子所处的状态，故称其为态依赖荧光探测法。

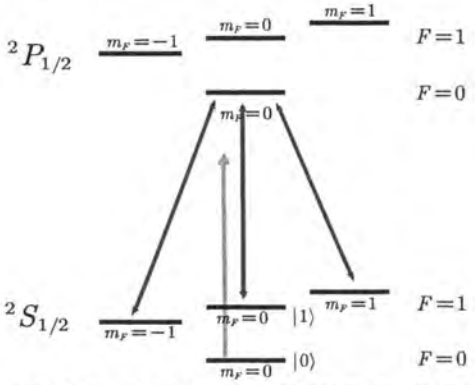

图 2.9　态探测相关能级示意图。坍缩到 $|1\rangle$ 态的离子被探测光激发到 $^2P_{1/2}|F=0\rangle$，随后通过自发辐射再掉落到 $|1\rangle$ 态，可以不断散射出光子而被 PMT 接受到。坍缩到 $|0\rangle$ 态的离子则不受探测光作用，不对外发出光子。

本系统将态探测的时长设为 1 ms，使用数值孔径（NA）为 0.4 的物镜来收

万方数据

集离子散射出的光子。由于自发辐射的光子是各向随机的，而物镜的收集角有限，并且成像光路上繁多的光学元件也存在损耗（尤其是对于紫外光，损耗问题更为严重），最终光子整体的收集效率只有 2% 左右。上述态探测过程是理想过程，实际上它存在误差，主要分为两个部分，其一是在探测过程中，处于暗态的离子可能被识别为亮态。这个误差又分为三个来源，第一是 PMT 本身的暗计数，对于本系统所使用的 32 通道 PMT，其 32 通道总暗计数为 200 至 500 photon/s，意味着在态探测时间内单个通道的暗计数在 0.1 个光子左右，不会对实验结果造成显著影响。第二个是环境光和杂散光，包含实验平台上的多束激光和实验室的环境光，可以通过物理遮光来优化，本系统对成像光路严格地做了遮光处理，基本解决这个部分的误差来源，此处不多做介绍。第三个是因为非共振跃迁导致的处于暗态的离子被探测光泵浦至亮态，因为探测光和相关能级具有 14.7 GHz 的大失谐，这是小概率事件。

其二是在探测过程中，处于亮态的离子可能被识别为暗态，这个误差主要来源于非共振跃迁[153]，注意到这种情况下探测光和相关能级的失谐只有 2.105 GHz，所以发生的概率较大。在亮态离子因为非共振激发进入暗态之前，如果系统不幸没有探测到亮态离子发出的光子，则离子会被误判为处于暗态。

实验上首先要确定暗态和亮态之间的光子数阈值，若 PMT 收集到的光子数高于等于阈值，则将其判定为亮态，反之则将其判定为暗态。具体的做法是重复进行 1000 次实验，每次实验执行两个步骤，第一个步骤是通过上文提到的态初始化方法将离子制备到 $|0\rangle$ 态，随后进行时长 1 ms 的态探测，之后读取 PMT 的计数，从而得出光子数分布。第二个步骤与之类似，先将离子制备到 $|0\rangle$ 态，随后使用微波将其翻转到 $|1\rangle$ 态，探测后也得到光子数的分布，具体结果如图2.10。暗态的光子数分布集中于 0 个和 1 个，而亮态的光子数分布理论上呈泊松分布，它们的交叉点即为光子数阈值。实验者可以调节一些系统参数，比如探测光的偏振，光强，频率等来使得光子数阈值尽可能接近 0，最终本系统中光子数阈值设定为 1，在此条件下，$|0\rangle$ 态的保真度为 99.0%，$|1\rangle$ 态的保真度为 98.8%。

对于处于叠加态 $|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$ 的离子，每次探测都将使其量子态坍缩，为了确定其系数，我们一般重复 100 次实验来得到每个态的概率分布。假设 100 次实验中有 66 次探测到的光子数大于等于阈值，有 34 次探测到的光子数小于阈值，则我们认为离子处于亮态的概率为 66%，处于暗态的概率为 34%，即 $|\alpha|^2 = 0.66$，$|\beta|^2 = 0.34$。若要确定量子态具体的相位，则还需要额外的实验步骤[154]。

值得一提的是，如何提高态探测和态制备（State Preparation And Detecting，SPAM）的保真度是量子信息处理中的重要议题。这是因为 SPAM 错误率和量子逻辑门错误率是限制量子计算机保真度的两个主要因素，系统整体的 SPAM 保真度和单比特 SPAM 保真度呈指数关系，随着量子系统规模的增加，更高的

万方数据

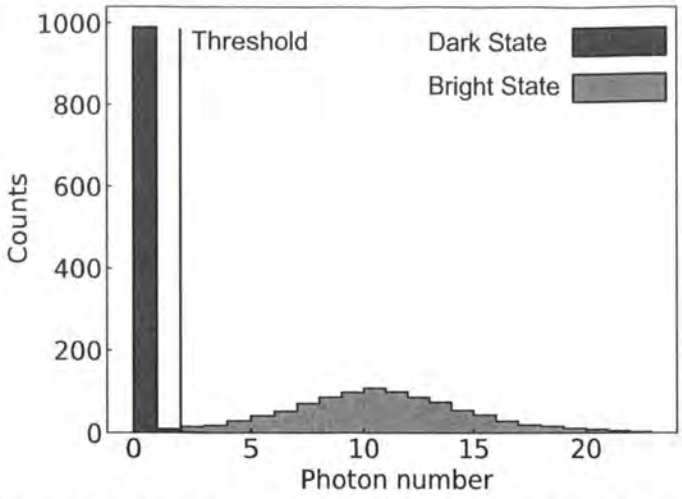

图 2.10　态探测过程收集到的光子数分布图。图中蓝色柱代表暗态的光子数分布，主要集中于 0 个光子，橙色柱代表亮态的光子数分布，它呈泊松分布。图中可以看出二者交叉于 1 个光子附近，于是将亮暗态光子数阈值定为 1。需要注意的是，如果探测光光强过大，亮态的光子数并不会有更高的分布，反而因为更高的非共振跃迁概率向暗态泄露，导致保真度下降。

SPAM 保真度可以提高量子算法运行时有用的量子比特的数量。提高 SPAM 保真度的一个朴素的想法是提高光子收集效率，换用更高 NA 的物镜或者换用波长更加“优秀”的离子，比如 $^{137}Ba^{+}$，其 D1 线波长处于可见光波段而非紫外波段，对应的激光器及调制器件更易获取。Honeywell 公司近期已经使用此种离子将 SPAM 保真度提升至创记录的 99.9904%[10]。此外利用机器学习等工具的帮助也可以有效提高态探测保真度[155]。

2.3　离子相干操控理论基础

研究者可以通过微波或者激光对离子实施相干操控，微波可以直接耦合超精细比特的两个量子态，而激光需要通过受激拉曼跃迁过程耦合两个量子态。无论使用何种手段操控离子，其理论基础都是光与原子相互作用原理。本节将对其进行介绍，可以给下文的实验操作提供理论支持。

2.3.1　单模电磁场与离子相互作用

本小节讨论最基础的单模电磁场与二能级原子的相互作用模型。微波可以视为经典单模电磁场，其表达式为：

$$\boldsymbol{E}(t) = \boldsymbol{E}_0 \cos(\omega t + \phi), \tag{2.55}$$

万方数据

其中 E_0 为电磁场的振幅，ω 为电磁场的角频率，ϕ 为电磁场的相位。作为量子比特的离子可以简化为一个两能级系统，其基态 $|g\rangle$ 为量子比特的 $|0\rangle$，激发态 $|e\rangle$ 能级为量子比特的 $|1\rangle$，两个能级的能量差为 $\hbar\omega_e - \hbar\omega_g = \hbar\omega_0$，对于镱离子，这里 ω_0 就是其超精细能级的劈裂 ω_{HF}，但为了普适性，本节依然采用 ω_0。原子的自由哈密顿量为：

$$H_0 = \hbar\omega_e|1\rangle\langle 1| + \hbar\omega_g|0\rangle\langle 0| = \frac{1}{2}\hbar\omega_0\sigma_z, \tag{2.56}$$

其中 $\sigma_z = |1\rangle\langle 1| - |0\rangle\langle 0|$ 是绪论中提到的泡利算符，这里称为原子布居差算符。两能级原子的电偶极矩为：

$$\boldsymbol{d} = \boldsymbol{d}_{10}|1\rangle\langle 0| + \boldsymbol{d}_{01}|0\rangle\langle 1| = \boldsymbol{\mu}\left(\sigma + \sigma^+\right), \tag{2.57}$$

其中为方便起见，取 $\boldsymbol{d}_{10} = \boldsymbol{d}_{01} = \boldsymbol{\mu}$，并且由对称性，有 $\boldsymbol{d}_{00} = \boldsymbol{d}_{11} = 0$；另外 $\sigma = |0\rangle\langle 1|$ 和 $\sigma^+ = |1\rangle\langle 0|$ 分别为原子的下跃算符和上跃算符，有：

$$\sigma|0\rangle = 0, \sigma|1\rangle = |0\rangle, \sigma^+|0\rangle = |1\rangle, \sigma^+|1\rangle = |0\rangle. \tag{2.58}$$

可以得出原子的相互作用哈密顿量为：

$$V = -\boldsymbol{d}\cdot\boldsymbol{E} \tag{2.59}$$

$$= -\boldsymbol{\mu}\left(\sigma + \sigma^+\right)\cdot\boldsymbol{E}_0\cos(\omega t + \phi) \tag{2.60}$$

$$= -\boldsymbol{\mu}\cdot\boldsymbol{E}_0\left(\sigma + \sigma^+\right)\cos(\omega t + \phi) \tag{2.61}$$

$$= \hbar\Omega_R\left(\sigma + \sigma^+\right)\cos(\omega t + \phi), \tag{2.62}$$

其中 $\Omega_R = \frac{-\boldsymbol{\mu}\cdot\boldsymbol{E}_0}{\hbar}$ 被称为拉比（Rabi）频率，代表原子和光场之间的耦合强度，和光场强度以及原子的偶极矩有关。系统的总哈密顿量 H 等于原子自由哈密顿量 H_0 和相互作用哈密顿量 V 之和：

$$H = H_0 + V = \frac{1}{2}\hbar\omega_0\sigma_z + \hbar\Omega_R\left(\sigma + \sigma^+\right)\cos(\omega t + \phi). \tag{2.63}$$

对于存在相互作用的系统，可以将其哈密顿量变换至相互作用绘景：

$$V_I = U_0^+ V U_0, \tag{2.64}$$

其中 $U_0 = \exp\left(-\frac{i}{\hbar}H_0 t\right)$；具体有：

$$\left(\sigma^+\right)_I = U_0^+\sigma^+U_0 = \sigma^+e^{i\omega_0 t}, \tag{2.65}$$

$$(\sigma)_I = U_0^+\sigma U_0 = \sigma e^{-i\omega_0 t}. \tag{2.66}$$

万方数据

最终得到相互作用绘景下系统的哈密顿量为：

$$\begin{aligned} H_I &= V_I(t) \\ &= \frac{1}{2}\hbar\Omega_R\left(\sigma e^{-i\omega_0 t}+\sigma^+ e^{i\omega_0 t}\right)\left(e^{i(\omega t+\phi)}+e^{-i(\omega t+\phi)}\right) \\ &= \frac{1}{2}\hbar\Omega_R\left\{\sigma^+\left[e^{i[(\omega+\omega_0)t+\phi]}+e^{i[(\omega_0-\omega)t-\phi]}\right]\right. \\ &\left.+\sigma\left[e^{-i[(\omega+\omega_0)t+\phi]}+e^{-i[(\omega_0-\omega)t-\phi]}\right]\right\}. \end{aligned} \tag{2.67}$$

相互作用绘景使得下文的讨论更加方便，上述公式的具体运算技巧可以参考一些量子光学教材[156-158]。利用旋波近似（RWA）可以省略式2.67中的高频项 $\omega+\omega_0$，仅保留慢变项 $\Delta=|\omega-\omega_0|$，该慢变项代表光场频率和原子能级劈裂之间的失谐，称之为失谐量。于是式2.67简化为：

$$H_I=\frac{1}{2}\hbar\Omega_R\left(\sigma^+ e^{i(\Delta t-\phi)}+\sigma e^{-i(\Delta t-\phi)}\right). \tag{2.68}$$

为了得到不含时的哈密顿量，令 $U(t)=\exp\left(-i\frac{1}{2}\omega\sigma_z t\right)$，可将哈密顿量 H_I 变换至以光场频率旋转的坐标系，得到

$$H'=\frac{1}{2}\hbar\Delta\sigma_z+\frac{1}{2}\hbar\Omega_R\left(\sigma^+ e^{-i\phi}+\sigma e^{i\phi}\right). \tag{2.69}$$

可以通过求解薛定谔方程或者密度矩阵方程获取系统状态随时间演化的情况，有多种计算方法，比如概率幅法，时间演化算符法，密度矩阵法，布洛赫矢量法，本节使用概率幅法求解。设任意时刻二能级原子的量子态为：

$$|\varphi(t)\rangle=c_0(t)|0\rangle+c_1(t)|1\rangle. \tag{2.70}$$

将式2.70和式2.68代入薛定谔方程中：

$$\frac{d|\varphi(t)\rangle}{dt}=\frac{1}{i\hbar}H_I|\varphi(t)\rangle, \tag{2.71}$$

得到量子态中两个系数的演化方程：

$$\frac{d}{dt}c_1(t)=-i\frac{\Omega_R}{2}e^{-i\phi}e^{i\Delta t}c_0(t), \tag{2.72}$$

$$\frac{d}{dt}c_0(t)=-i\frac{\Omega_R}{2}e^{i\phi}e^{-i\Delta t}c_1(t). \tag{2.73}$$

对上两式再求一次导，便可分别得到有关 $c_1(t)$ 和 $c_0(t)$ 的二次微分方程，求解可得到它们随时间的演化情况：

$$\begin{aligned} c_0(t) &= \left\{c_0(0)\left[\cos\left(\frac{\Omega}{2}t\right)+i\frac{\Delta}{\Omega}\sin\left(\frac{\Omega}{2}t\right)\right]\right. \\ &\left.-i\frac{\Omega_R}{\Omega}e^{i\phi}c_1(0)\sin\left(\frac{\Omega}{2}t\right)\right\}e^{-i\frac{\Delta}{2}t}, \\ c_1(t) &= \left\{c_1(0)\left[\cos\left(\frac{\Omega}{2}t\right)-i\frac{\Delta}{\Omega}\sin\left(\frac{\Omega}{2}t\right)\right]\right. \\ &\left.-i\frac{\Omega_R}{\Omega}e^{-i\phi}c_0(0)\sin\left(\frac{\Omega}{2}t\right)\right\}e^{i\frac{\Delta}{2}t}. \end{aligned} \tag{2.74}$$

万方数据

其中等效拉比频率 $\Omega = \sqrt{\Delta^2 + \Omega_R}$；$c_1(0)$ 和 $c_0(0)$ 为初始时刻原子在两个能级上布居的系数。

讨论一种简单的情形，即初始时刻原子处于 $|0\rangle$ 态，入射光场（对于镱离子来说一般是微波场）和原子能级劈裂共振且 $\phi = 0$，即 $c_0(0) = 1, c_1(0) = 0$ 且 $\Delta = 0$。原子在 $|0\rangle$ 态和 $|1\rangle$ 态的布居随时间的变化为：

$$P_0(t) = \left|c_0(t)\right|^2 = \frac{1}{2}\left(1 + \cos\Omega_R t\right), \tag{2.75}$$

$$P_1(t) = \left|c_1(t)\right|^2 = \frac{1}{2}\left(1 - \cos\Omega_R t\right), \tag{2.76}$$

即二能级原子以拉比频率在上下两能级之间震荡，称其为拉比震荡，实验上测得离子在微波场作用下做拉比震荡的图像见图2.11。

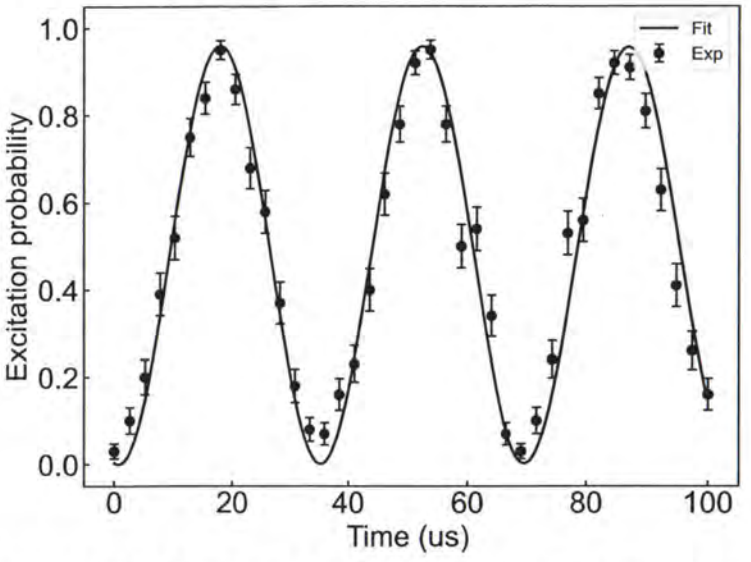

图 2.11　二能级原子在光场作用下 $|1\rangle$ 态激发概率随时间的演化。实验上先将离子多普勒冷却，然后用光泵浦方法制备到 $|0\rangle$ 态，以不同的时间将微波信号打到离子上，最后探测离子处于 $|1\rangle$ 态的概率。本图中受限于实验条件，离子的亮态保真度不高，后文会给出分析。

求解出式2.74之后，便可得到量子态的时间演化算符 $U_0(t)$，它满足 $|\varphi(t)\rangle = U_0(t)|\varphi(0)\rangle$。在共振条件下，有：

$$U_0(t) = \begin{bmatrix} \cos(\theta/2) & -ie^{-i\phi}\sin(\theta/2) \\ -ie^{-i\phi}\sin(\theta/2) & \cos(\theta/2) \end{bmatrix}, \tag{2.77}$$

其中 $\theta = \Omega_R t/2$。一般人们更习惯将它称为单比特门操作算符 $R(\theta, \phi)$。将算符 $R(\theta, \phi)$ 和 1.1.1 节提到的布洛赫球联系起来，该算符作用到量子比特上，产生的效果是将量子态围绕旋转轴 $\boldsymbol{n} = (\cos\phi, \sin\phi, 0)$ 旋转角度 θ。实验上通过调节参数 ϕ 和 θ，即微波场的相位和功率，可以实现对离子量子态的任意操作。

万方数据

2.3.2　自旋与运动态耦合

上一节提到利用光场对原子的量子态进行调控，实际上讨论的是离子比特的内态，也称之为自旋态。前文提到，离子在电势场中做简谐运动，当离子足够冷时，其简谐运动是量子化的，称之为离子的运动态。对于势阱中的多个离子来说，因为存在相互作用的库仑力，它们享有集体运动模式。运动态是离子体系中独特的资源，它可以被用来当作执行自旋态纠缠操作的媒介[159-161]，同时人们也关注到用运动态编码的量子比特[132,162]拥有无限大的希尔伯特空间，并且其各模式之间频率分布均匀。于是人们通过调控离子的运动态，在量子计算[131,163]等领域做出了非常多的工作。

本节讨论如何利用光场和原子的相互作用来实现自旋态和运动态的耦合。对于离子自旋态的自由哈密顿量，前文已有定义，即 $H_0 = \frac{1}{2}\hbar\omega_0\sigma_z$。为简单起见，本节讨论势阱中单个离子轴向的运动模式，其久期运动频率为 ω_z，习惯上也称之为声子频率。将 z 方向的运动量子化后，其哈密顿量为 $H_{\text{motion}} = \hbar\omega_z\left(n+\frac{1}{2}\right)$，其中 n 为声子数，声子数的大小表示离子做简谐运动的幅度大小。省略常数项后，可以用阶梯算符 $a^\dagger$ 和 a（也称产生湮灭算符）表示为：

$$H_{\text{motion}} = \hbar\omega_z a^\dagger a. \tag{2.78}$$

于是离子的自由哈密顿量为：

$$H_{\text{ion}} = H_0 + H_{\text{motion}} = \frac{1}{2}\hbar\omega_0\sigma_z + \hbar\omega_z a^\dagger a. \tag{2.79}$$

令 $\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_1\cos(kz-\omega t+\phi)$ 为沿 z 方向传播的电磁场。其中 z 是位置算符，也可以用阶梯算符表示：

$$z = z_0\left(a^\dagger + a\right), \tag{2.80}$$

其中 z_0 代表离子处于运动基态时的波包大小，有 $z_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_z}}$。相互作用哈密顿量的形式和上一节中的类似，都是离子的电偶极矩和电磁场的向量积，有：

$$H_1 = \frac{1}{2}\hbar\Omega\left(\sigma_- + \sigma_+\right)\left(e^{i(kz-\omega t+\phi)} + e^{-i(kz-\omega t+\phi)}\right). \tag{2.81}$$

采用和上一节类似的方法将哈密顿量转换至相互作用绘景下，得到：

$$\begin{aligned} H_I = \frac{1}{2}\hbar\Omega\Bigg\{ & \sigma_+\left[e^{i\left[\eta\left(ae^{-i\omega_z t}+a^\dagger e^{i\omega_z t}\right)-(\omega-\omega_0)t+\phi\right]}\right. \\ & \left. + e^{-i\left[\eta\left(ae^{-i\omega_z t}+a^\dagger e^{i\omega_z t}\right)-(\omega+\omega_0)t+\phi\right]}\right] \\ & + \sigma_-\left[e^{i\left[\eta\left(ae^{-i\omega_z t}+a^\dagger e^{i\omega_z t}\right)-(\omega+\omega_0)t+\phi\right]}\right. \\ & \left. + e^{-i\left[\eta\left(ae^{-i\omega_z t}+a^\dagger e^{i\omega_z t}\right)-(\omega-\omega_0)t+\phi\right]}\right]\Bigg\}, \end{aligned} \tag{2.82}$$

万方数据

其中兰姆狄克（Lamb-Dicke）系数 $\eta = k_z z_0$。令 $\delta = \omega - \omega_0$ 为光场和离子能级劈裂之间的失谐量，在旋波近似下有：

$$\begin{aligned} H_I = \frac{1}{2}\hbar\Omega \Big[& \sigma_+ e^{i\left[\eta\left(ae^{-i\omega_z t}+a^\dagger e^{i\omega_z t}\right)-\delta t+\phi\right]} \\ & +\sigma_- e^{-i\left[\eta\left(ae^{-i\omega_z t}+a^\dagger e^{i\omega_z t}\right)-\delta t+\phi\right]}\Big]. \end{aligned} \tag{2.83}$$

由于运动态使用数字来区分离子所携带的声子数，容易和上文规定的自旋态符号 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 混淆，以下用 $|\downarrow\rangle$ 和 $|\uparrow\rangle$ 表示它们。设携带运动态的二能级离子在任意时刻的量子态为

$$\psi(t) = \sum_{n=1}^{\infty} \left(C_{\downarrow,n}(t)|\downarrow\rangle + C_{\uparrow,n}(t)|\uparrow\rangle\right)|n\rangle, \tag{2.84}$$

其中 $|n\rangle$ 为声子数；$C_{\downarrow,n}(t)$ 和 $C_{\uparrow,n}(t)$ 分别为 n 个声子数下离子处于 $|\downarrow\rangle$ 态和 $|\uparrow\rangle$ 态的概率幅；当光场和离子能级劈裂之间的失谐量 δ 等于声子频率 ω_z 的整数倍时，即 $\delta = (m-n)\omega_z$ 且 $m, n \in Z$，可以给出量子态随时间演化的薛定谔方程的解[164]：

$$\begin{aligned} \dot{C}_{\downarrow,m}(t) &= -i^{(1+|n-m|)} e^{i\phi} \Omega_{n,m} C_{\uparrow,n}(t), \\ \dot{C}_{\uparrow,n}(t) &= -i^{(1-|n-m|)} e^{-i\phi} \Omega_{n,m} C_{\downarrow,m}(t), \end{aligned} \tag{2.85}$$

其中 $\Omega_{n,m}$ 是两个不同声子态之间跃迁的拉比频率，其表达式为：

$$\begin{aligned} \Omega_{n,m} &= \Omega |\langle n| e^{i\eta\left(a+a^\dagger\right)} |m\rangle| \\ &= \Omega e^{-\eta^2/2} \left(\frac{\min(n,m)!}{\max(n,m)!}\right)^{1/2} \eta^{|n-m|} L_{\min(n,m)}^{|n-m|}\left(\eta^2\right), \end{aligned} \tag{2.86}$$

其中 $\max(n,m)$ 表示取 n 和 m 中较大的数，$\min(n,m)$ 表示取 n 和 m 中较小的数；$L_n^a(x)$ 是广义拉盖尔多项式，有：

$$L_n^a(x) = \sum_{k=0}^{n} (-1)^k \binom{n+a}{n-k} \frac{x^k}{k!}. \tag{2.87}$$

Lamb-Dicke 极限在离子阱的理论计算中非常重要，它要求离子处于运动态基态附近，声子数接近 0，此时离子运动的幅度远远小于相互作用光场的波长，即 $\eta\sqrt{\left\langle (a+a^\dagger)^2 \right\rangle} \ll 1$。若离子满足 Lamb-Dicke 极限，上述哈密顿量以及态演化的方程可以得到简化，仅保留 Lamb-Dicke 系数的低阶项（$e^{i\eta(a+a^\dagger)} \approx 1 + i\eta(a+a^\dagger)$）进行计算[159]。下面考虑三种最简单也是最常见的激光和离子能级失谐的情况，给出简化后的哈密顿量和拉比频率。

（1）载波跃迁，即 $\delta \ll \omega_z$，对应的哈密顿量为：

$$H_{\text{Carrier}} = \frac{\hbar}{2}\Omega\left(\mathrm{e}^{-i(\delta-\phi)}\sigma_+ + \mathrm{e}^{i(\delta-\phi)}\sigma_-\right). \tag{2.88}$$

万方数据

此时离子的运动态并不改变，光场仅耦合离子的自旋能级，产生的跃迁为 $|n\rangle|\downarrow\rangle \leftrightarrow |n\rangle|\uparrow\rangle$，拉比频率为 Ω。

（2）红边带跃迁，即 $\delta = -\omega_z$，对应的哈密顿量为：

$$H_{\mathrm{RSB}} = \frac{\hbar}{2}\eta\Omega\left(a\sigma_+ e^{i\phi} + a^\dagger\sigma_- e^{-i\phi}\right). \tag{2.89}$$

此时离子的运动态的声子数布居减少 1，产生的跃迁为 $|n\rangle|\downarrow\rangle \leftrightarrow |n-1\rangle|\uparrow\rangle$，对应的拉比频为 $\Omega_{n,n-1} = \Omega\sqrt{n}\eta$。

（3）蓝边带跃迁，即 $\delta = \omega_z$，对应哈密顿量为：

$$H_{\mathrm{BSB}} = \frac{\hbar}{2}\eta\Omega\left(a^\dagger\sigma_+ e^{i\phi} + a\sigma_- e^{-i\phi}\right). \tag{2.90}$$

此时离子的运动态的声子数布居增加 1，产生的跃迁为 $|n\rangle|\downarrow\rangle \leftrightarrow |n+1\rangle|\uparrow\rangle$，对应的拉比频为 $\Omega_{n,n+1} = \Omega\sqrt{n+1}\eta$。

上述推导描述的是单个场和离子相互作用时对运动态的操控，然而对于镱离子等超精细比特来说，其能级劈裂 ω_0 在 GHz 量级，对应于微波场。相对于光场，微波场频率低了五个数量级左右，微波光子能量也低了五个量级，并不足以对离子运动态产生影响。从一个角度来理解，耦合离子运动态和自旋态要求场在离子运动尺度（纳米量级）上有显著变化，而微波场波长为厘米量级，在该尺度上它是平坦的。于是微波场并不足以驱动离子的运动态①，需要使用光场来操控离子的运动态，对于超精细比特，还需要利用受激拉曼跃迁这种双光子过程而非上文所述的单光子过程来操控运动态②。尽管如此，上述推导依然能够帮助读者了解场是如何耦合自旋和运动态的，具有一定的参考价值。

2.3.3　受激拉曼跃迁

受激拉曼跃迁[167-168]是原子分子研究中的重要工具，它被广泛用于操控不同物理系统中的自旋态，比如超冷原子[169-170]，超冷分子[171-172]，囚禁离子[173-175]和超导电路[176]。

考虑如图2.12所示的三能级系统，其 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 态分别被频率为 $\omega_{\mathrm{L}0}$ 和 $\omega_{\mathrm{L}1}$ 的光场耦合至激发态 $|e\rangle$，两光场和激发态 $|e\rangle$ 的失谐为 Δ。为方便描述，我们假设光场是连续的，则两个光场可表示为：

$$\begin{aligned}\vec{E}_0 &= \vec{\varepsilon}_0\cos\left(\vec{k}_0\cdot\vec{x} - \omega_{\mathrm{L}0}t + \phi_0\right),\\ \vec{E}_1 &= \vec{\varepsilon}_1\cos\left(\vec{k}_1\cdot\vec{x} - \omega_{\mathrm{L}1}t + \phi_1\right),\end{aligned} \tag{2.91}$$

其中 $\vec{\varepsilon}_0$ 和 $\vec{\varepsilon}_1$ 是拉曼光束的光场矢量，包含其振幅和偏振信息；$\vec{k}_0$ 和 $\vec{k}_1$ 是拉曼光束的波矢；ϕ_0 和 ϕ_1 是两束拉曼激光的相位。

①事实上，有学者在芯片阱中用近场微波产生非常大的梯度，这种条件下可以用微波直接驱动离子的运动态[165-166]。

②针对光学比特，比如 $^{40}Ca^+$，其量子比特能级之间是光跃迁，用单个光场即可完成自旋-运动态耦合。

万方数据

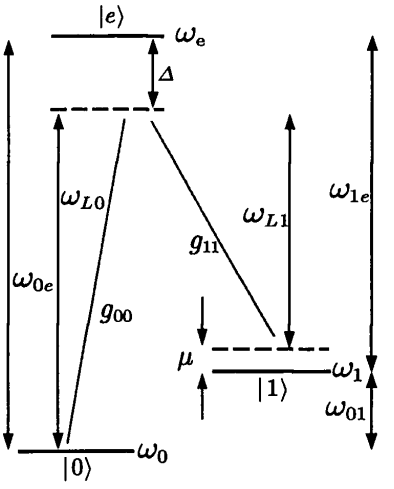

图 2.12　和受激拉曼跃迁相关的能级示意图。$|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 态之间的直接跃迁是禁戒的。其中 ω_{01} 是 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 态之间的频率差。ω_0，ω_1 和 ω_e 分别是三个能级的频率。ω_{L0} 和 ω_{L1} 是两个光场的频率。Δ 是光场和 $|e\rangle$ 态之间的失谐。

三能级原子的自由哈密顿量为：

$$H_0 = \omega_0|0\rangle\langle 0| + \omega_1|1\rangle\langle 1| + \omega_e|e\rangle\langle e|. \tag{2.92}$$

为了简便，我们令其中的 $\hbar = 1$。

而三能级原子和拉曼光场的相互作用哈密顿量为：

$$\begin{aligned} H_I &= -\vec{d}\cdot\vec{E} \\ &= -\left[\bar{d}_{0e}|0\rangle\langle e| + \bar{d}_{1e}|1\rangle\langle e| + \bar{d}_{e0}|e\rangle\langle 0| + \bar{d}_{e1}|e\rangle\langle 1|\right]\cdot\left[\vec{E}_0 + \vec{E}_1\right], \end{aligned} \tag{2.93}$$

其中 $\boldsymbol{d}$ 为电偶极子，其各个矩阵元满足 $\bar{d}_{ij} = \langle i|\vec{d}|j\rangle, (i,j) \in 0,1,e$，注意 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 之间的跃迁是禁戒的。

本节依然使用概率幅法求解，但解法复杂，读者也可使用其他较为简便的方法求解。类似上文的解法，三能级原子任意时刻的量子态可写为：

$$\psi(t) = c_0(t)|0\rangle + c_1(t)|1\rangle + c_e(t)|e\rangle. \tag{2.94}$$

将量子态和总哈密顿量代入薛定谔方程，可得各个态的系数随时间演化的方程：

万方数据

$$i\dot{c}_0(t)=\omega_0 c_0(t)-\vec{d}_{0e}c_e(t)\cdot\left[\vec{\varepsilon}_0\cos\left(\vec{k}_0\cdot\vec{x}-\omega_{L0}t+\phi_0\right)+\vec{\varepsilon}_1\cos\left(\vec{k}_1\cdot\vec{x}-\omega_{L1}t+\phi_1\right)\right], \tag{2.95}$$

$$i\dot{c}_1(t)=\omega_1 c_1(t)-\vec{d}_{1e}c_e(t)\cdot\left[\vec{\varepsilon}_0\cos\left(\vec{k}_0\cdot\vec{x}-\omega_{L0}t+\phi_0\right)+\vec{\varepsilon}_1\cos\left(\vec{k}_1\cdot\vec{x}-\omega_{L1}t+\phi_1\right)\right], \tag{2.96}$$

$$i\dot{c}_e(t)=\omega_e c_e(t)-\left[\vec{d}_{e0}c_0(t)+\vec{d}_{e1}c_1(t)\right]\cdot\left[\vec{\varepsilon}_0\cos\left(\vec{k}_0\cdot\vec{x}-\omega_{L0}t+\phi_0\right)+\vec{\varepsilon}_1\cos\left(\vec{k}_1\cdot\vec{x}-\omega_{L1}t+\phi_1\right)\right]. \tag{2.97}$$

为求解方便，我们将上述各系数变换至原子坐标系中：

$$\begin{aligned}C_0(t)&=c_0(t)e^{i\omega_0 t},\\ C_1(t)&=c_1(t)e^{i\omega_1 t},\\ C_e(t)&=c_e(t)e^{i\omega_e t}.\end{aligned} \tag{2.98}$$

将其代入各系数随时间演化的方程中，并将所有的 cos 项改写为 e 指数项，有：

$$i\dot{C}_0(t)=-\frac{1}{2}\vec{d}_{0e}C_e(t)e^{-i\omega_{0e}t}\cdot\mathrm{Term}\left(\vec{\varepsilon}_0,\vec{\varepsilon}_1\right), \tag{2.99}$$

$$i\dot{C}_1(t)=-\frac{1}{2}\vec{d}_{1e}C_e(t)e^{-i\omega_{1e}t}\cdot\mathrm{Term}\left(\vec{\varepsilon}_0,\vec{\varepsilon}_1\right), \tag{2.100}$$

$$i\dot{C}_e(t)=-\frac{1}{2}\left[\vec{d}_{e0}C_0(t)e^{i\omega_{0e}t}+\vec{d}_{e1}C_1(t)e^{i\omega_{1e}t}\right]\cdot\mathrm{Term}\left(\vec{\varepsilon}_0,\vec{\varepsilon}_1\right). \tag{2.101}$$

其中 $\mathrm{Term}\left(\vec{\varepsilon}_0,\vec{\varepsilon}_1\right)$ 是和光场有关的项，有：

$$\mathrm{Term}\left(\vec{\varepsilon}_0,\vec{\varepsilon}_1\right)=\vec{\varepsilon}_0\left[e^{i\left(\vec{k}_0\cdot\vec{x}-\omega_{L0}t+\phi_0\right)}+e^{-i\left(\vec{k}_0\cdot\vec{x}-\omega_{L0}t+\phi_0\right)}\right]+\vec{\varepsilon}_1\left[e^{i\left(\vec{k}_1\cdot\vec{x}-\omega_{L1}t+\phi_1\right)}+e^{-i\left(\vec{k}_1\cdot\vec{x}-\omega_{L1}t+\phi_1\right)}\right]. \tag{2.102}$$

在上述三能级系统中，普遍有 $\omega_{L1},\omega_{L0},\omega_{0e},\omega_{1e}\gg\omega_{01},\mu,\Delta$，于是我们可以利用旋波近似将高频项略去，只保留慢变的低频项。于是上三式可写为：

$$i\dot{C}_0(t)=\frac{1}{2}C_e(t)\left(g_{00}e^{-i\Delta t}+g_{01}e^{-(\Delta+\mu+\omega_{01})t}\right), \tag{2.103}$$

$$i\dot{C}_1(t)=\frac{1}{2}C_e(t)\left(g_{10}e^{-i(\Delta-\omega_{01})t}+g_{11}e^{-(\Delta+\mu)t}\right), \tag{2.104}$$

$$i\dot{C}_e(t)=\frac{1}{2}C_0(t)\left(g_{00}^{*}e^{i\Delta t}+g_{01}^{*}e^{(\Delta+\mu+\omega_{01})t}\right)+\frac{1}{2}C_1(t)\left(g_{10}^{*}e^{i(\Delta-\omega_{01})t}+g_{11}^{*}e^{(\Delta+\mu)t}\right), \tag{2.105}$$

万方数据

其中 $g_{mn}(m,n\in 0,1)$ 代表 $|m\rangle$ 态被光场 $\vec{\varepsilon}_n$ 耦合至 $|e\rangle$ 态的单光子耦合系数，满足：

$$\begin{aligned} g_{00} &= \vec{d}_{0e}\cdot\vec{\varepsilon}_0 e^{-i\left(\vec{k}_0\cdot\vec{x}+\phi_0\right)},\\ g_{01} &= \vec{d}_{0e}\cdot\vec{\varepsilon}_1 e^{-i\left(\vec{k}_1\cdot\vec{x}+\phi_1\right)},\\ g_{10} &= \vec{d}_{1e}\cdot\vec{\varepsilon}_0 e^{-i\left(\vec{k}_0\cdot\vec{x}+\phi_0\right)},\\ g_{11} &= \vec{d}_{1e}\cdot\vec{\varepsilon}_1 e^{-i\left(\vec{k}_1\cdot\vec{x}+\phi_1\right)}. \end{aligned} \tag{2.106}$$

利用绝热消除方法可解式2.103-2.105，我们认为 $C_0(t)$ 和 $C_1(t)$ 的变化要比 $C_e(t)$ 的变化慢很多，于是可以对 $C_e(t)$ 项进行积分，同时将 $C_0(t)$ 和 $C_1(t)$ 视为常数。具体解法可参考马里兰大学 Jonathan Mizrahi 博士的论文[111]。利用绝热消除和旋波近似后，我们得到 $|0\rangle$ 态和 $|1\rangle$ 态的系数随时间演化的方程为：

$$\begin{aligned} \dot{C}_0(t) &= \frac{i}{4\Delta}\left[C_0(t)\left(\left|g_{00}\right|^2+\left|g_{01}\right|^2\right)+C_1(t)g_{00}g_{11}^* e^{i\mu t}\right],\\ \dot{C}_1(t) &= -\frac{i}{4\Delta}\left[C_0(t)g_{00}^* g_{11}e^{-i\mu t}+C_1(t)\left(\left|g_{10}\right|^2+\left|g_{11}\right|^2\right)\right]. \end{aligned} \tag{2.107}$$

对应的哈密顿量为

$$H_{\text{int}} = \frac{1}{4\Delta}\begin{bmatrix}\left(\left|g_{00}\right|^2+\left|g_{01}\right|^2\right) & g_{00}g_{11}^* e^{i\mu t}\\ g_{00}^* g_{11}e^{-i\mu t} & \left(\left|g_{10}\right|^2+\left|g_{11}\right|^2\right)\end{bmatrix}. \tag{2.108}$$

哈密顿量中的对角项即为 AC-Stark shift 项，是光场造成的能级偏移。而哈密顿量中的非对角项则控制量子比特在布洛赫球上围绕赤道上某一个轴旋转，且对应的拉比频率为 $\Omega=\frac{g_{00}g_{11}^*}{4\Delta}$。从上述计算可以看出，正因为大失谐 Δ，原子在三能级系统中的 $|e\rangle$ 态上的布居概率极低，可以等效为原子在 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 态构成的两能级系统中做震荡。然而我们也应该注意到绝热消除得到的结果只是在一定条件下的近似，当拉曼光和 $|e\rangle$ 态不再远失谐时，上述结果并不准确，需要另外的分析。

2.3.4　亚多普勒冷却

前文提到，多普勒冷却存在极限温度，无法将离子冷却至量子基态，最终因为光子反冲作用还会残余若干声子。虽然有些量子逻辑门可以在离子较热的条件下运行[159]，但是其保真度依然受到离子温度的制约[177]。于是人们希望通过进一步的手段将离子冷却到运动态基态 $n\to 0$，除了上述优势外，极冷的量子系统还蕴含更多物理，比如它们更容易在强耦合条件下实现 Jaynes-Cummings（JC）相互作用[178-179]，或是产生一些非经典态等[180]。目前存在多种亚多普勒冷却技术，比如边带冷却[181-195]，偏振梯度冷却[196]和电磁诱导透明（EIT）冷却[130,197-199]，它们的特点各不相同，但是都可以将离子冷却到多普勒冷却极限

万方数据

温度以下。本人博士期间使用了边带冷却和 EIT 冷却两种冷却技术，其中 EIT 冷却可以将多个离子的多个运动模式同时快速冷却到运动基态，而边带冷却可将单独的运动模式冷却到更低的极限温度。

1. 离子温度的测量方法

在讲述两种亚多普勒冷却技术之前，首先简要介绍下如何标定离子的温度，即离子所携带的声子数。对于温度较高的离子，一种粗略的温度估计方法是测试离子能级跃迁的线宽，然后将其和已知的参考值做比较，比如测试离子的多普勒展宽。在我们的实验中，一般用于估计多普勒冷却后离子的温度，仅仅提供一个大概的参考而非精确值。对于温度较低的离子，一种比较精确的方法是对比离子红蓝边带的激发概率[182]。离子的运动态实际上并非只处于某一个声子态下，往往是呈热态分布，即离子以不同的概率布居在不同的声子数态上，可以给出离子处于 n 个声子的运动态上的概率分布 $P(n)$ 为：

$$P(n)=\frac{1}{\bar{n}+1}\left(\frac{\bar{n}}{\bar{n}+1}\right)^{n}. \tag{2.109}$$

对照式2.75和式2.76，可以写出蓝边带跃迁时离子自旋态的布居随时间的变化为：

$$P_{\uparrow,\mathrm{BSB}}(t)=\frac{1}{2}\sum_{n=0}^{\infty}P(n)\left(1-\cos\left(\Omega_{n,n+1}t\right)\right). \tag{2.110}$$

同理，红边带跃迁时离子自旋态的布居随时间的变化为：

$$\begin{aligned}P_{\uparrow,\mathrm{RSB}}(t)&=\frac{1}{2}\sum_{n=1}^{\infty}P(n)\left(1-\cos\left(\Omega_{n,n-1}t\right)\right)\\&=\frac{1}{2}\sum_{n=1}^{\infty}P(n+1)\left(1-\cos\left(\Omega_{n+1,n}t\right)\right).\end{aligned} \tag{2.111}$$

注意到 $\Omega_{n+1,n}=\Omega_{n,n+1}$，并将式2.109代入上式，得到：

$$R=P_{\uparrow,\mathrm{RSB}}(t)/P_{\uparrow,\mathrm{BSB}}(t)=\frac{\bar{n}}{\bar{n}+1}. \tag{2.112}$$

这说明红蓝边带激发概率的比值 R 仅和离子平均声子数有关，和相互作用时间无关，并且在 $\bar{n}\gg 1$ 时趋向于 1，在 $\bar{n}\ll 1$ 时趋向于 $\bar{n}$。简单换算之后得到离子平均声子数和 R 的关系为 $\bar{n}=R/(1-R)$。实验上只需要获知任意时刻红蓝边带激发概率的比值 R，即可求出离子的平均声子数。

在离子非热态分布的情况下，对蓝边带震荡进行拟合也获得有关 $\bar{n}$ 的信息。最后，由于载波震荡的拉比频率也和离子的运动态分布有关（$\Omega_{n,n}(t)\propto 1-\eta^2 n$），所以也可以通过拟合载波震荡来获取声子数信息。

万方数据

2. 可分辨边带冷却

边带冷却的基本原理是利用红失谐的散射光子带走声子能量，它并非离子系统独享的冷却技术，也广泛应用于原子[200]，量子机械振子[201]等携带声子的体系的冷却。这里可分辨的意思是要求量子态跃迁的线宽 γ 远远小于离子的声子频率[182]，此时声子谱上离子各个方向边带的激发清晰可见。若将两束拉曼激光的频率差调节为一阶红边带失谐，即 $\delta = -\omega_z$，并将离子制备到 $|\downarrow\rangle$ 态，则离子会进行红边带跃迁，即 $|n\rangle|\downarrow\rangle \leftrightarrow |n-1\rangle|\uparrow\rangle$，随后再对离子进行态初始化，则离子的自旋态又会变为 $|\downarrow\rangle$ 态。如此操作之后离子的声子数便会减少 1，同时自旋态依旧处于 $|\downarrow\rangle$ 态，进行若干次循环之后，离子最终会被冷却到 $|0\rangle|\downarrow\rangle$。图2.13是离子进行边带冷却的示意图。理论上可以通过计算做简谐运动的离子的能量变

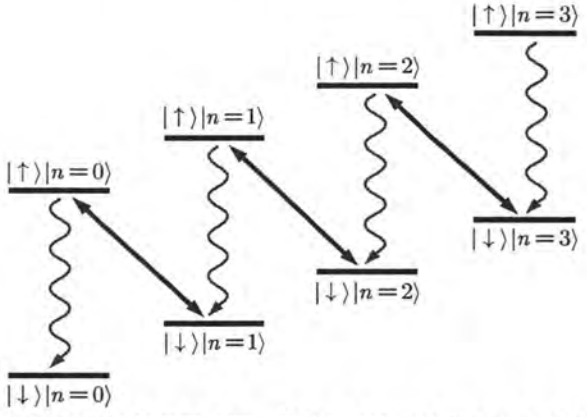

图 2.13　离子进行边带冷却的能级示意图。经过若干次红边带跃迁-光泵浦的过程，离子最终会被冷却到基态。注意到实验上是使用受激拉曼跃迁这样的双光子过程实现的边带冷却，图中并没有展示。

化率来求出边带冷却后离子的极限温度[186]，考虑到篇幅问题和本人博士期间工作的重心并非边带冷却，这里便直接给出结果。离子最终能达到的极限声子数为：

$$\bar{n}_{z,\min} = \frac{(1+4\alpha)}{16}\frac{\gamma^2}{\omega_z^2}, \tag{2.113}$$

其中 α 是离子轴向模式因为光子反冲导致的加热效应的系数，如果三个方向的加热是均匀的，则 $\alpha = 1/3$；γ 即为量子态跃迁的线宽，这里为红边带跃迁的线宽。在 $\gamma \ll \omega_z$ 的条件下，可以获得很低的声子数。

图是本组胡长康博士[202]给出的非常成功的边带冷却结果，

万方数据

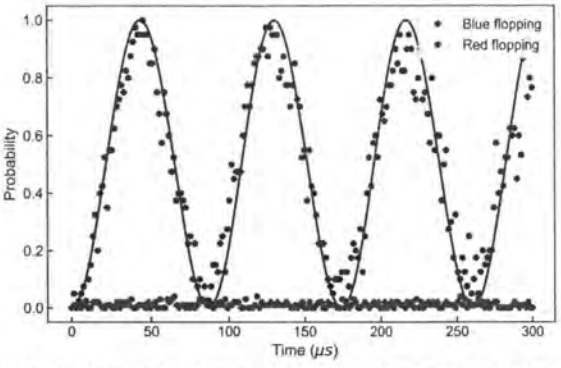

图 2.14　处于基态的离子的红蓝边带震荡。横轴为相互作用时间，纵轴为离子 $|1\rangle$ 态的激发概率。红色数据点为红边带震荡，可以看出在 300 μs 的时间内几乎无激发，说明红边带拉比频率很低，进一步说明离子的声子数布居较低。蓝色数据点为蓝边带震荡，可以看出在 3 个周期之内蓝边带震荡对比度没有下降，也能说明离子的声子数布居较低。图片取自胡长康博士学位论文[202]。

万方数据

第 3 章　高通光离子阱系统

随着离子阱理论和实验技术的发展，越来越多的研究对离子阱的通光性提出要求。例如，在离子-原子混合系统中，人们可以研究可控条件下离子和原子的碰撞反应，从而帮助人们从微观层面理解化学反应，由于原子的加入，需要额外的激光来制备磁光阱并完成对原子的操控[203]，这需要更多的通光方向。同理，在异种离子混合系统中，人们需要辅助比特完成对数据比特的协同冷却，比如 $^{171}Yb^{+}$ 和 $^{137}Ba^{+}$，于是系统也需要更多的通光方向来入射两种离子对应的操作激光。在超快量子逻辑门实验中，人们需要更强聚焦的激光来提供更高的相互作用强度，从而在维持高保真度的前提下减少逻辑门的操作时间，这需要更大数值孔径的物镜[204]。此外，近年来兴起的光镊和离子阱结合的方案中，人们需要高数值孔径物镜来获得强聚焦的光束从而制备光镊，用于调制离子的声子频率或实现全光囚禁[61,63]。以上研究要求离子阱系统拥有更多的通光方向以及更高数值孔径的物镜，传统的不锈钢离子阱难以达到此要求。

本章介绍本人在博士期间搭建了一种基于玻璃腔体的高通光离子阱。该玻璃腔体离子阱在左右方向最高支持 NA 为 0.32 的物镜，上下方向最高支持 NA 为 0.66 的物镜，此外还具备多个斜入射通光方向。下文也会提到，该离子阱系统成功整合了远失谐的强聚焦寻址激光。作为首个高通光性离子阱平台，它可满足离子-原子、离子-离子混合系统以及离子-光镊结合系统对通光性的高要求。

另外本人还围绕该高通离子阱搭建了光学子系统、电学子系统、成像子系统和测控子系统等。这些不同的子系统保障了离子阱实验的正常稳定进行。

3.1　玻璃腔离子阱的制作

本人于 2018 年 7 月即开始着手玻璃腔离子阱的制作工作，同年 10 月，贺冉博士归国，彼时我和贺冉博士便合作开展玻璃腔离子阱的制作和搭建工作。至 2019 年 7 月左右，我们完成了玻璃电极的制作，2019 年 10 月我们成功制备了高真空，随后到 2019 年 11 月左右，我们成功在阱中囚禁住离子。在贺冉博士的论文中已经详细讲解了这部分内容，但为了本文的连贯性和可读性，本文也安排了少许篇幅对这部分内容进行讲解。为避免重复，本文会从不同的侧重点进行讲解，且在写作本文时，我们的第二代高通光阱已经开始使用，这里会提及一些第二代阱的升级内容。

和传统离子阱装置中的不锈钢腔体对比，玻璃腔体是透明的，于是能支持更多的通光方向；另一方面，紧凑型的玻璃腔体中，离子距离腔体表面更近，容易

万方数据

配置大数值孔径物镜，这使得玻璃腔体具备天生的高通光性优势。

我们使用的玻璃腔体[①]外部尺寸为 30 mm×30 mm×100 mm，玻璃壁厚度为 4 mm。腔体内外均对定制的波长镀增透膜，如对 369 nm 透过率在 95%，对 532 nm 透过率在 90% 以上。腔体采用超高真空（UHV）兼容设计，玻璃平整度较好，尾部提供 CF35 法兰接口与其他真空部件相连接。

对于阱本身，我们使用的是分段式刀片阱，不同于其他研究组常用的以氧化铝作为基材的刀片[111,205-206]，我们选用了以二氧化硅玻璃为基材的刀片。刀片的外形如图3.1(a) 所示，RF 刀片和 DC 刀片具有相同的外形，即长度 12 mm，宽度 2 mm，刀刃处顶角为 30 度的五边楔形。我们要求刀片表面尽量光滑，以减少镀金后杂散电场对离子的影响，最终刀片表面光洁度做到 40-20，面型小于 $\lambda/4$@632.8 nm。

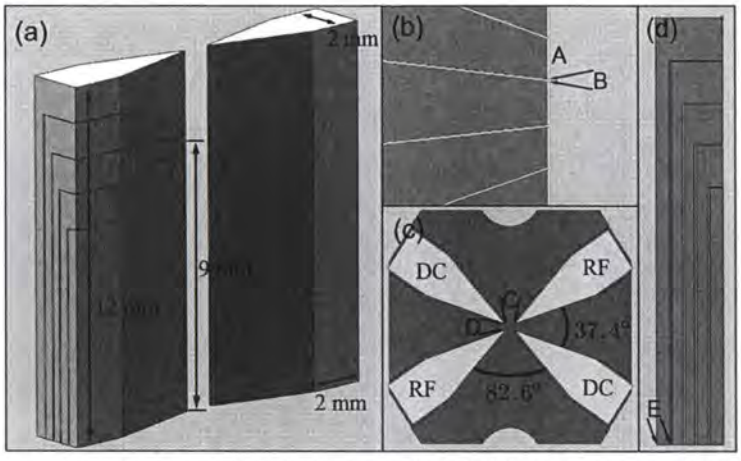

图 3.1　(a) RF 刀片和 DC 刀片的外观示意图。左侧分段的为 DC 刀片，右侧为 RF 刀片。离子被囚禁的位置并非在刀片的对称中心，而是偏上一些，距离刀片底部 9 mm，这是为了避免斜 45 度入射的激光被定位板或者陶瓷支柱遮挡。(b) DC 刀片分段电极的特写。DC 刀片一共被分为五段，分别施加五个电压。图中的 A：中间三段在刀刃处的长度，A=250 μm；B：分段电极之间的缝隙宽度，B=20 μm。(c) 刀片电极放置于定位板上的俯视图。定位板用于固定电极的位置，能够达到 10 μm 量级的定位精度，图中的 C：定位板四个顶角之间的水平距离，D：定位板四个顶角之间的竖直距离。(d) DC 刀片背部切割图案。为使得各个子电极完全分离，缝隙由刀片侧面延申到背面，图中的 E：刀片背面各子电极的宽度，E=390 μm。

然而玻璃刀片因加工工艺的限制，刀刃处非常薄且尖锐，这导致刀片在加工运输时容易产生崩边，这些崩边的大小和形状各异，我们使用光学显微镜对每个刀片的崩边缺陷进行了表征，以其中某一个刀片为例，其崩边如图3.2(a)-(c) 所示。尖锐的刀刃和崩边缺陷对势阱形状有严重的负面影响，于是我们使用激光退火的方式对刀刃处进行处理。其原理较为简单，我们使用高功率 CO_2 激光照射刀刃处，此时刀刃将被迅速加热融化，冷却后因表面张力作用而收缩从而形成光

[①] *Akatsuki Technology*

万方数据

滑表面[207]。加工完毕后刀刃在光学显微镜下的照片见图3.2(d)-(f)，退火处理后刀刃变的更加光滑，用显微镜测试出的刀刃宽度在 20-50 μm 左右。在激光退火处理时应注意激光功率，否则会导致过多的二氧化硅进入融化状态且溅射到刀片上，为后面的处理带来麻烦。

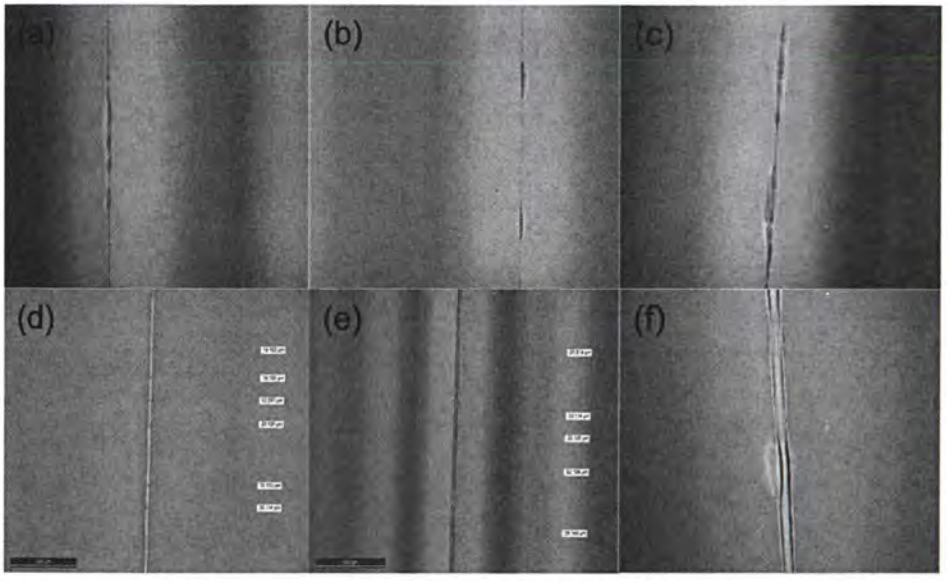

图 3.2　(a)-(c) 玻璃电极刀刃处在光学显微镜下的图片（激光退火处理前）。可以看到刀刃处较为尖锐，且存在崩边，(c) 图中展示的崩边尺寸较大。(d)-(f) 玻璃电极刀刃处在光学显微镜下的图片（激光退火处理后）。注意有些尺寸较大的崩边无法通过激光退火处理完全消除，如 (f) 所示，我们尽量避免使用这种刀片。

处理好刀刃后便进入镀金环节，我们的技术路线是先通过磁控溅射或电子束蒸发为刀片镀上一层种子金，厚度约 200 nm（为提升粘附性，金层和刀片之间还需镀 20 nm 的 Ti 或 Cr 金属），随后再自行搭建电化学镀金系统在种子金上生长金层至需要的厚度，通过控制电镀时的电流密度和时间即可控制金层厚度。交变电场在导体表面传输时存在趋肤效应，这对金层厚度提出一定要求，平衡加工难度和趋肤效应后，我们将金层厚度定在 8 μm。镀金完毕后，我们故意将一个测试刀片靠近底部的金层用金蚀液腐蚀干净，随后用台阶仪对其金层厚度进行测试，结果如图3.3所示，可以看出金层的厚度在 7.6 μm 左右，达到要求。

我们使用 355 nm 紫外脉冲激光器对 DC 刀片进行分段切割，该激光加工系统的位移精度达到 1 μm，光斑束腰为 10 μm，足以满足我们的需要。注意这里的激光加工也需要考虑功率大小，否则过大的激光功率也会使熔融二氧化硅溅射出来。对刀片分段完毕后需要进行严格的清洗工序，即食人鱼溶液-去离子水-丙酮-异丙醇-去离子水-氢氟酸-去离子水。清洗完毕后便按照刀片本身的缺陷对刀片进行分类并存放备用。

万方数据

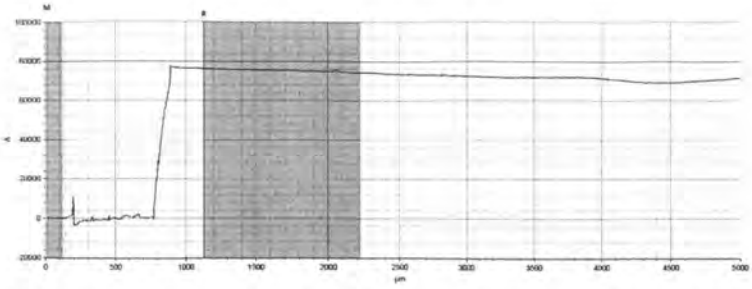

图 3.3　刀片金层厚度的台阶仪测试结果。横坐标为探针运行的位移，测试时探针沿着刀片长度为 12 mm 的边进行平移。图中可看出在 5 mm 的范围内金层厚度最大起伏为 400 nm 左右。

可以看出上述制作玻璃电极的工序非常复杂，导致电极的良率较低，并且不同电极存在个体差距，不利于后来实验者稳定复现。并且上述工艺存在巨大缺陷，比如长时间保存后，金层容易脱落；RF 电极承受的电压有限；wire-bonding 的导线容易断开等。我们后来搭建的第二代阱已经将 RF 电极更换为全金属电极，见图3.4(a)，并且本组王晨旭博士进一步地攻克了全金属 DC 分段电极的加工工艺，见图3.4(b)，有望应用到第三代高通光阱上。金属电极的制作工序大为简化，可以进行批量生产，电极良率得到提高，并且彻底解决了上述玻璃电极的缺陷。

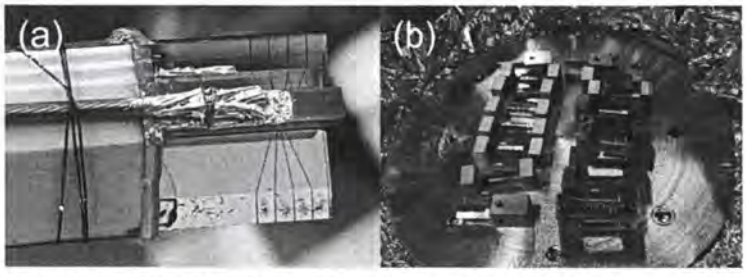

图 3.4　(a) 金属 RF 刀片电极实物图。RF 引线和电极之间用高真空兼容的导电银胶进行电气连接，同时也起到固定作用。缠绕起来的漆包线是为了暂时固定 RF 引线和 FPC。(b) 本组王晨旭博士研发的全金属 DC 电极实物图。

在尺寸如此小的玻璃腔体中完成电极定位和固定是难点所在，我们的解决方案是双层硅片固定基板，论文里称之为定位板。定位板分为上下两层，每层厚度都是 500 μm。我们首先使用 355 nm 紫外脉冲激光器对上层定位板进行图形化切割，切割的图形和刀片底部所呈的楔形一致。考虑到加工的经济性和参数选择的灵活性，我们在四英寸的标准硅片上同时进行了多组图形化切割，如图3.5(a)所示，四个楔形的顶端在显微镜下的照片如图3.5(c) 所示。其顶端距离的设计值为 270 μm×180 μm，在显微镜下测量出的实际值为 288 μm×188 μm。下层定位板则是完整硅片，硅片的表面平坦度和洁净度高，可以保证刀片底部安装上去后保持竖直状态。

万方数据

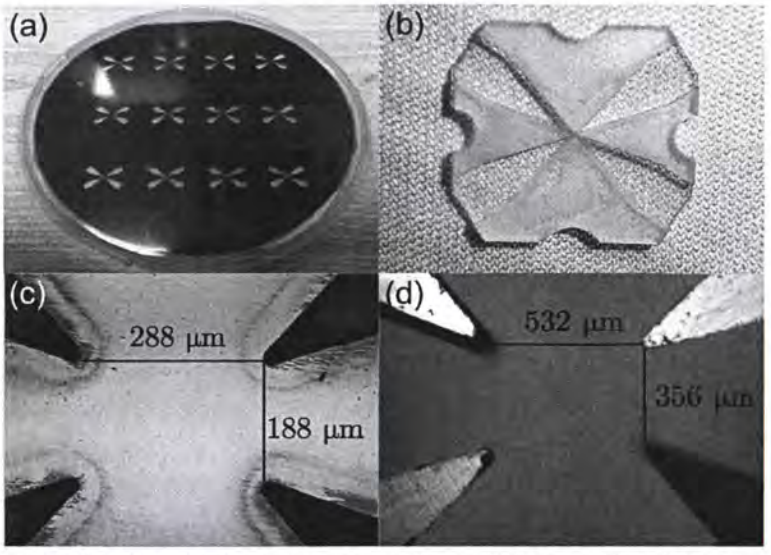

图 3.5　(a) 图形化切割后的定位板上层硅片。覆盖一层蓝膜用于保护硅片表面。(b) 单个定位板，楔形底部并不封口，刀片可以从底部沿着凹槽插入。(c) 切割后上层硅片的显微镜照片。切口边缘处存在黑色痕迹，这是激光功率偏大引起的，后续可通过清洗工艺消除。(d) 定位后的刀片俯视图。此时刀片已经插入定位板，可以看到四个刀刃呈矩形，且矩形上下边和左右边距离相近。

随后我们使用键合工艺将上下层板固定，最后再次使用脉冲激光器对定位板进行切割，使得单个定位板脱落，如图3.5(b) 所示[①]。刀片正好可以沿着切割槽插入，插入至顶端时，刀片即完成定位，图3.1(c) 展示了四个刀片完全插入定位板时的示意图。我们曾尝试过深硅刻蚀工艺，然而穿透 500 μm 厚度的硅片耗时过长，并且切割边缘处的垂直度较差，于是转向激光加工工艺。注意刀片边缘经过激光退火后存在一定弧度，无法完全插入顶端，导致四个刀刃处的实际距离和定位板尖端的距离存在差距，在设计时应予以补偿。刀片插入定位板后，其俯视图如图3.5(d) 所示，刀刃处为矩形，其距离达到 532 μm×356 μm。

在准备好上述材料后，我们将刀片和定位板通过同样的键合工艺键合在一起，再将其整体键合到氧化铝陶瓷支柱上。用真空兼容的胶水将柔性电路板 (FPC)，滤波电容，原子炉等器件粘到氧化铝陶瓷支柱上。随后利用引线键合技术将 DC 刀片上各个子电极和 FPC 上对应的电极连接起来，如图3.6(a) 所示。引线键合前我们使用去胶机对阱的表面进行清洗，其原理为使用高能等离子束轰击材料表面从而将其表面刻蚀，这一步主要是去除阱表面可能残留的有机物，注意刻蚀时的功率不可过高，否则会导致镀膜效应。引线键合时应注意调整好参数，以提高键合成功率。之后再经过组装，超高真空制备等工艺步骤，我们得到的完整的刀片阱如图3.6(b) 所示。阱的主体被放置于一个大理石平台上，台面上

[①]注意这里展示的单个定位板已经更换为蓝宝石玻璃材质，用于第二代玻璃腔离子阱，而 (a) 图中上层定位板的材质是硅，因存在较大的射频损耗而被弃用。

万方数据

安装有一光学面包板用于光路搭建，平台由四根不锈钢支柱支撑，这样设计的光学平台拥有较好的隔振性能[208]。

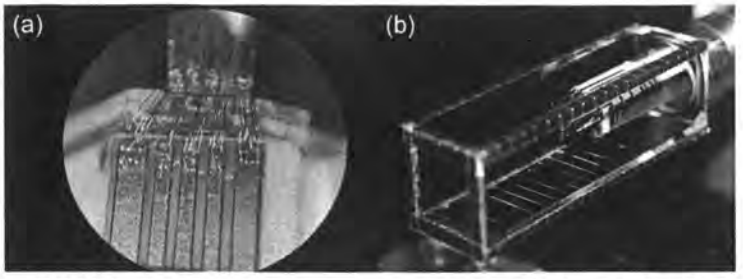

图 3.6　(a) 引线键合。每个 DC 电极和 FPC 之间都键合五根导线，后续的经验告诉我们可以适当减少引线数量防止短路。(b) 组装完毕并制备好真空的刀片阱。为防止电荷积累，玻璃腔体外部使用导电胶带和铜丝缠绕，可有效降低接地电阻。

3.2　光学子系统

一般来说，人们使用电学方式对超导、硅基自旋电子等人造量子比特进行操控，与之相对的是，人们使用激光来操控离子和原子等类型的量子比特。第二章提到过，需要多种不同波长的激光来完成对离子的多普勒冷却，光学泵浦，态操控和态读取等操作。除了激光器本身，光学子系统还往往包含反射镜、物镜、透镜和玻片等光学元件，以及声光调制器和电光调制器等调制器件，需要实验者根据实验需要对光学系统进行一定的设计以保证它们精确而稳定地运行。其中针对激光来说，我们比较关心其频率稳定性和功率稳定性（有些实验中还关心激光的指向稳定性），本节将介绍本人博士期间设计并搭建的高通光离子阱系统中的光学子系统，并讲述它们如何解决上述稳定性问题。

3.2.1　PDH 稳频系统

AMO 实验对激光器的线宽和频率稳定性提出较高的要求，激光的线宽指激光辐射电场功率谱密度的宽度，而频率稳定性指激光频率在较长时间内产生的漂移情况。习惯上也把前者称为短期频率稳定度（短稳，或短漂），后者称为长期频率稳定度（长稳，或长漂）。以离子体系为例，若要利用激光对离子实施多普勒冷却，则激光器频率的长漂不应超过其用于多普勒冷却的能级跃迁线宽的二分之一，而离子用于多普勒冷却的能级跃迁线宽一般为数十 MHz（如 $^{171}Yb^{+}$ 为 19.6 MHz，$^{40}Ca^{+}$ 为 22 MHz），则激光线宽稳定在 MHz 量级及以下为宜。①。而对于光钟所用的激光或者用于操控诸如 $^{40}Ca^{+}$ 这样的光学比特量子态的激光，则要求它们的线宽接近 Hz 量级甚至亚 Hz 量级[209-210]。自然运行的激光器，因

①注意这是理论上推导出的最低要求，对于多普勒冷却激光的长期频率稳定性，经验上做到小时量级的漂移在 1 MHz 以内即可，当然激光器长期稳定性做的越高越好。

万方数据

为外界环境，比如温度，湿度，振动等，和内禀噪音的影响，难以达到上述要求，于是需要主动稳频技术来实现较高的短稳和长稳。

有关主动稳频技术的通用想法是，先找到一个参考频率，然后通过技术手段产生激光频率相对于参考频率的误差信号，最后通过反馈将激光频率锁定到参考频率上。目前比较常见的主动稳频技术有 Pound-Drever-Hall（PDH）稳频技术[211-215]，饱和吸收谱技术[216-218]，波长计稳频技术[219]和转移腔稳频技术[220-221]。其中 PDH 技术的参考频率来自于超稳 FP 腔的基模频率，饱和吸收谱技术的参考频率来自于原子的超精细跃迁谱线，波长计稳频技术的参考频率来自于人为设定的频率，转移腔稳频技术的参考频率来自于另外一束频率锁定的激光。不同技术稳定频率的侧重点不同，FP 腔的腔长易受温度影响，导致基模频率容易发生改变，而基模线宽可以做的很窄，所以 PDH 稳频技术用于压窄激光线宽更有优势；原子的跃迁谱线往往因为各种展宽效应导致谱线较宽，但其中心频率却不随温度变化，所以饱和吸收谱技术用于稳定激光频率的长漂更有优势①；转移腔稳频技术成本较低，调谐范围大，适用于激光频率需要频幅变动的场景；至于波长计稳频，其成本最低，用在对激光长漂和线宽要求都不高的条件下极为方便。

本离子阱系统中对 1108 nm 和 935 nm 激光系统采取 PDH 技术进行频率稳定，对 399 nm 激光系统采取转移腔技术进行频率稳定。

1. PDH 原理

本节先介绍 PDH 技术的基本原理。这里使用的 PDH 技术，基于一个超稳的法布里-佩罗（Fabry-Pérot，下文简称 FP）腔。FP 腔由两块相隔一定距离的高反射率镜片构成，可由多光束干涉理论对其进行描述。考虑到篇幅问题，这里仅仅给出我们关心的并且极为重要的参数定义。当两倍的腔长等于光波长的整数倍时，光束可以完全穿过 FP 腔，这也是光束和 FP 腔的共振条件，腔的透射信号呈现一系列等距分立的峰，如图3.7所示。注意高斯光束入射到 FP 腔中可能和腔的多个模式共振，以下我们默认讨论的是 TEM_{00} 模式，即基模。

由此可给出 FP 腔自由光谱程 f_{FSR} 的定义，即 FP 腔两个相邻的共振峰的频率间隔，有：

$$f_{FSR} = c/2L, \tag{3.1}$$

其中 c 是真空光速，L 是 FP 腔的腔长。当透射峰的强度下降到峰值强度一半时对应的频率差为透射峰的半高全宽，也称为 FP 腔的线宽 $\Delta\upsilon$，有：

$$\Delta\upsilon = \frac{c}{2\pi L}\frac{1-R}{\sqrt{R}}, \tag{3.2}$$

①有研究者将上述几种技术结合起来，发展出同时具备窄线宽，高长期稳定性的激光稳频技术[222]

万方数据

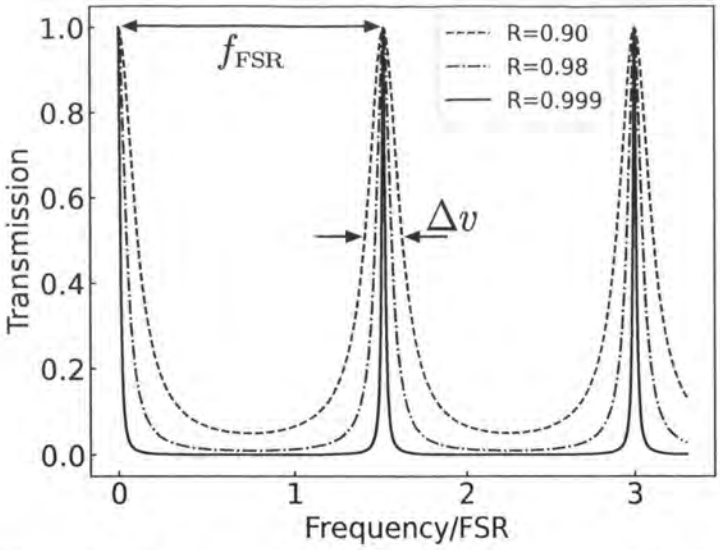

图 3.7　FP 腔透射信号示意图。透射信号为一系列等距分立的透射峰，相邻两峰之间的频率间隔为腔的自由光谱程 f_{FSR}；峰的半高全宽为其线宽 Δv，和腔镜透射率 R 有关，R 越接近 1，峰的线宽越窄，频谱上的对比度也就越明显。

其中 R 是 FP 腔腔镜的反射率，$R = \sqrt{r_1 r_2}$，其中 r_1 和 r_2 分别是两个腔镜对电场的振幅反射系数。FP 腔自由光谱程和其线宽之比为腔的精细度，习惯上称 finesse，可以理解为射入腔的光场在两个腔镜之间来回反射的次数，其表达式为：

$$F = \frac{f_{\mathrm{FSR}}}{\Delta v} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}. \tag{3.3}$$

精细度只和腔镜的反射率有关，腔镜反射率越高，则腔的精细度越高，对于 FSR 固定的腔，则其透射峰线宽越窄。后面的分析会指出，最终激光锁定后的线宽和透射峰线宽呈正相关，若想借助 PDH 技术有效压榨锁定后激光的线宽，则需要高精细度的 FP 腔。

PDH 技术中以腔的基模频率为参考，使用腔的反射信号来制备误差信号。具体地，考虑一个幅度为 E_0，频率为 ω 的入射光场，记为 $E_{\mathrm{in}} = E_0 e^{i\omega t}$，该光场入射到腔中后，腔的反射信号写为 $E_{\mathrm{ref}} = E_1 e^{i\omega t}$，其中 E_0 和 E_1 都是复数且 E_{in} 和 E_{ref} 存在相位关系。反射场实际上包含两个分量，其中一个分量是从第一个腔镜直接反射回来的光场，并没有入射到腔内，该分量的相位存在 π 的突变；另一个分量是在腔中多次反射后从第一个腔镜泄露出去的光场。定义腔的反射系数 $F(\omega)$ 为反射场和入射场的比值，则 $F(\omega)$ 也为复数。对于无损对称腔可以直接给出反射系数为：

$$F(\omega) = \frac{E_{\mathrm{ref}}}{E_{\mathrm{in}}} = \frac{r\left(\exp\left(i\frac{\omega}{f_{\mathrm{FSR}}}\right)-1\right)}{1-r^2\exp\left(i\frac{\omega}{f_{\mathrm{FSR}}}\right)}, \tag{3.4}$$

万方数据

其中 r 为上文提到的腔镜的振幅反射系数，为方便起见令 $r_1 = r_2 = r$。从上式也可以看出，当入射光场和 FP 腔完美共振时，$F(\omega)$ 的幅度为 0，代表没有信号反射（实际上是上述两个分量相干相消了）；当入射光场的频率远离共振频率时，$F(\omega)$ 的幅度为 1，代表全部反射。而 $F(\omega)$ 的相位反映的则是激光频率相对于共振频率的高低，激光频率大于或者小于共振频率时，$F(\omega)$ 的相位项符号相反，如果能够提取出 $F(\omega)$ 的相位信息，则可以用它来反馈激光频率而将其锁在共振频率上。

PDH 技术采用对入射光场进行调制的方法来获取有关相位信息。考虑对入射光场进行相位调制，实验上可以使用相位型电光调制器（EOM）对激光进行相位调制，此时入射光场变为：

$$E_{\text{in}}(t) = E_0 e^{i(\omega t + \beta \sin \Omega t)}, \tag{3.5}$$

其中 β 为调制深度，Ω 为调制（角）频率。利用贝塞尔级数将上式展开，得到

$$\begin{aligned} E_{\text{in}}(t) &= E_0 e^{i(\omega t + \beta \sin(\Omega t))} \\ &\approx E_0 \left(J_0(\beta) + 2iJ_1(\beta)\sin(\Omega t)\right) e^{i\omega t} \\ &= E_0 \left[J_0(\beta) e^{i\omega t} + J_1(\beta) e^{i(\omega+\Omega)t} - J_1(\beta) e^{i(\omega-\Omega)t}\right], \end{aligned} \tag{3.6}$$

其中 $J_n(\beta)$ 为 n 阶贝塞尔系数[①]。

可见经过调制后，入射光场包含三个频率分量，分别是频率为 ω 的载波分量以及频率为 $\omega \pm \Omega$ 的边带分量。需要注意两个边带分量的相位并不相同，差距为 π，这对于后面获得鉴频信号极为重要。上述三个频率分量均会被 FP 腔反射，于是反射电场可写为：

$$\begin{aligned} E'_{\text{ref}}(t) &= E'_{\text{in}}(t)\, F(\omega) \\ &= E_0 \left[F(\omega) J_0(\beta) e^{i\omega t} + F(\omega+\Omega) J_1(\beta) e^{i(\omega+\Omega)t}\right. \\ &\quad \left. - F(\omega-\Omega) J_1(\beta) e^{i(\omega-\Omega)t}\right]. \end{aligned} \tag{3.7}$$

实验上我们一般用光电探测器接受此反射电场信号将其转化为电信号处理，这里写出反射电场对应的功率 P_{ref} 为：

$$\begin{aligned} P_{\text{ref}}(t) &= \left|E'_{\text{ref}}(t)\right|^2 \\ &= P_{\text{c}} |F(\omega)|^2 + P_{\text{sb}} \left\{|F(\omega+\Omega)|^2 + |F(\omega-\Omega)|^2\right\} \\ &\quad + 2\sqrt{P_{\text{c}} P_{\text{sb}}} \left\{\text{Re}\left[F(\omega)F^*(\omega+\Omega)\right.\right. \\ &\quad \left. - F^*(\omega)F(\omega-\Omega)\right] \cos \Omega t + \text{Im}\left[F(\omega)F^*(\omega+\Omega)\right. \\ &\quad \left.\left. - F^*(\omega)F(\omega-\Omega)\right] \sin \Omega t\right\} + O(2\Omega), \end{aligned} \tag{3.8}$$

[①]第四章的计算中贝塞尔系数较为重要，在第四章我们会给出其具体表达式

万方数据

其中 P_c 指载波的功率；P_{sb} 指边带的功率；$O(2\Omega)$ 是指频率为 2Ω 的项，后面会被低通滤波器过滤掉。从上式可以看出，反射电场在光电探测器上接收到的信号包含载波信号和边带信号自身拍频得出的直流项，载波信号和边带信号拍频得出的震荡频率为 Ω 的一阶震荡项以及两个边带信号拍频得出的高频震荡项。其中我们主要关心的是一阶震荡项，因为其中包含了所需要的鉴频信号。

可以通过调制解调的方法将一阶震荡信号提取出来，实验上的做法是使用一个与电光调制器同频的解调信号和光电探测器输出的电信号混频，之后再通过低通滤波器过滤出所需的鉴频信号。下文重点讨论本人实验中使用大调制情况，小调制情况可以从文献中查询[212]。大调制指调制频率远大于腔线宽的情况，即 $\Omega \gg \Delta\upsilon$，此时边带频率距离共振频率较远，被完全反射，于是 $F(\omega \pm \Omega) \approx -1$，进一步可知 $F(\omega)F^*(\omega+\Omega) - F^*(\omega)F(\omega-\Omega) = -2i\mathrm{Im}[F(\omega)]$ 是纯虚数。一阶震荡项中只有余弦项存在，与解调信号 $E_d(t) = Ae^{i\Omega t+\varphi}$ 混频并低通滤波后，得到鉴频信号 $\epsilon(\omega)$ 为：

$$\epsilon(\omega) = -2\sqrt{P_c P_{sb}}\mathrm{Im}\left\{F(\omega)F^*(\omega+\Omega) - F^*(\omega)F(\omega-\Omega)\right\}. \tag{3.9}$$

鉴频信号的幅值和频率差的关系如图3.8所示，可以看出激光频率和参考频率相等时，鉴频信号过零点；当激光频率大于或小于参考频率时，鉴频信号的幅度为正或负（实际上也取决于解调信号的相位）。于是我们可以通过判断鉴频信号的符号来判断激光频率和参考频率的相对位置，从而借助负反馈系统将激光频率锁定在参考频率。

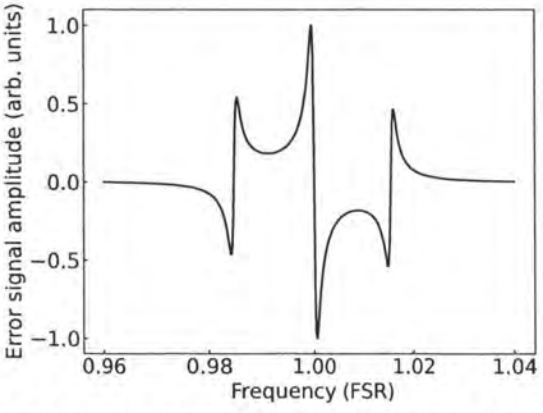

图 3.8　大调制情况下的鉴频信号幅度和频率的关系图。此图根据公式模拟得来，并非实验所测。

当激光频率在共振峰附近时，鉴频信号和频率差近似呈线性关系，有：

$$\epsilon(\omega) \approx -\frac{4}{\pi}\sqrt{P_c P_{sb}}\frac{\Delta\omega}{\Delta\upsilon}, \tag{3.10}$$

万方数据

其中 Δv 为上文提到的腔的线宽，而 $\Delta\omega$ 为激光频率和参考频率（即腔基模共振频率）的差值。对于上述线性关系，其斜率一方面和 $\sqrt{P_c P_{sb}}$，即入射光功率以及调制度 β 有关[①]；另一方面和腔的线宽有关。提高斜率有利于反馈系统提供更精细的反馈，从而压窄激光线宽。当实验对激光的线宽有较高要求时，为了达到更好的稳频效果，还需要想办法提高鉴频信号的信噪比，由于本人博士期间的实验对激光线宽没有较高要求，所以这里略过讨论。

2. PDH 系统介绍

在设计 PDH 系统之前，我们需要对系统指标有个清晰的认知，然后根据实验需求定制方案，一方面力求系统指标达到实验要求并且有足够冗余，另一方面避免为了不必要的高指标投入过多精力和成本。以我们实验上所用的 $^{171}Yb^{+}$ 为例，其多普勒冷却使用的能级对应的线宽为 19.6 MHz。商用的 ECDL 和光纤 DFB 激光器[②]均能轻松达到这一指标。按照经验，利用 PDH 技术来压窄激光线宽时，一般可以将线宽稳定到腔模的十分之一左右，于是在选择超稳 FP 腔时，对腔的 finesse 指标便没有严格要求。本离子阱系统第一代光学子系统中所使用的 FP 腔，其 finesse 为 150 左右，腔长接近 10 cm，对应腔模线宽为 10 MHz，并且我们利用 AOM 来产生鉴频信号[110]，在此条件下，用它来锁定 Toptica 公司的 369 nm 的 ECDL，能够做到约 1 MHz 的线宽。

本人博士期间参与了第一代光学子系统搭建，后来设计并搭建了第二代光学子系统。第二代光学子系统不再使用 369 nm 的 ECDL，而是采用以 1108 nm 激光作为种子光的光纤掺镱放大器通过倍频-和频过程产生 369 nm 激光。最终我们设计用于锁定 1108 nm 激光的超稳 FP 腔的细度为 1500，腔长约 99.8 cm，对应腔模线宽为 1 MHz，锁定后的激光线宽有望在 100 kHz 左右。此处设计指标远超实际需要，主要原因是考虑到此稳频激光在未来可以作为参考频率满足其他用途，比如作为传输腔锁频时的参考激光使用。对于用于光泵浦的 935 nm 激光器，其对应能级线宽为 4.2MHz（见图2.5），然而对于此泵浦激光的线宽我们的要求更低，于是沿用第一代光学子系统中的 935 nm 激光子系统，其两腔镜反射率均为 99.5%，对应腔的 finesse 约为 600，足以满足实验需求。

接下来主要介绍 1108 nm 激光的 PDH 稳频系统，935 nm 激光的稳频系统是类似的。首先讨论 FP 腔的制作，上述超稳 FP 腔指的是 FP 腔腔长稳定，实验上我们将两块高反射率低损耗率的镜片固定在一定长度的超低膨胀系数（Ultra-Low Expansion，ULE）玻璃两端构成超稳 FP 腔，图3.9(a) 展示了 ULE 玻璃的图纸。ULE 圆柱长为 98 cm，直径 35 mm，端面打磨光滑，方便后续键合。

为方便实现激光模式和腔膜的耦合，我们使用的是平凹腔，即一端腔镜为平

[①]这是因为载波和边带信号的功率分别等于入射光功率乘以对应的贝塞尔系数 $J_n(\beta)$ 的平方

[②]如德国 Toptica 的 DL PRO HP 的线宽小于 1 MHz，上海频准的光纤 DFB 激光器的线宽小于 15 kHz

万方数据

面镜，另一端腔镜为凹面镜。二者的直径均为一英寸，即 25.4 mm。为了增加凹面镜和 ULE 圆柱表面的接触面积，凹面镜采取特殊设计，如图3.9(b) 所示，其外围一圈为平面，内部直径 12.7 mm 的部分是曲率为 100 mm 的凹面，由上面参数可以计算出 FP 腔的腔长 L（从平面镜中心到凹面镜中心的距离）约为 98.2 mm，腔长小于凹面镜曲率也是形成稳定腔的要求，可计算出理论的 FSR 为 1.526 GHz。在制作 FP 腔之前，实验者应对两块反射镜的参数进行充分测试，包括其反射率，透射率和损耗率。两反射镜标称的反射率为 $99.8\% \pm 0.1\%$，损耗率为零，实际测得反射率约为 99.8%，透射率约为 0.1%，损耗率可以用 1 减去反射率和透射率折算，约 0.1%。根据式3.3理论计算出腔的 finesse 为 1500 左右。

测试完毕后即可进行 FP 腔的组装，取极少量配置好的硅酸钠胶水，均匀地涂抹在腔镜表面。之后利用自制的限位器将腔镜位置固定在 ULE 圆柱两端，注意两腔镜应保持严格平行，否则会影响腔模和激光模式的耦合。由于厂家制作 ULE 圆柱时已经严格保证两端面平行且光滑，所以只保持镜面紧贴 ULE 端面即可。另外两腔镜的几何中心应严格共线，这里就体现平面镜的优势所在，平面镜的曲率为无穷大，其几何中心可以是任意位置，于是只需要保证上一个条件即可形成稳定腔。作为对比，若采用双凹腔，则不仅两腔镜要严格平行，还要保证安装时两腔镜的圆心共线，对安装精度有极高的要求。准备完毕后给两端施加压力，一定时间后连接处发生化学反应使得腔镜和 ULE 玻璃紧密结合。当然，实验者也可以购买现成的商业 FP 腔，其基本制作过程是使用光胶将镜片键合至 ULE 玻璃两端，此工艺对镜片和 ULE 玻璃表面光洁度有极高要求。图3.9(c) 展示了制作完成的 FP 腔。

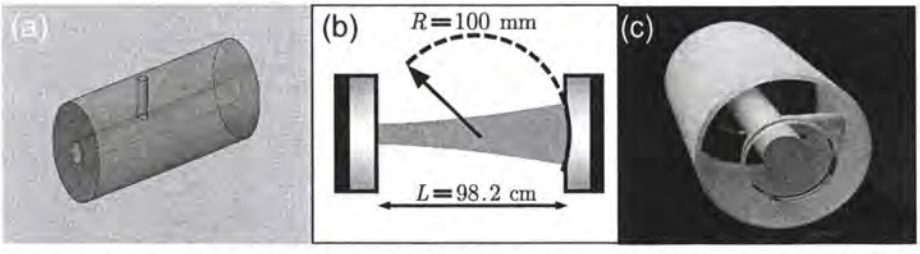

图 3.9　(a) ULE 玻璃的 3D 图纸。ULE 圆柱直径为 35 mm。中间有约 8 mm 的光学通孔用于通过激光，光学通孔垂直方向上又有一通气孔将其内部和外界连通。当两边腔镜安装好后抽真空时，光学通孔内空气可由通气孔被抽出。(b) FP 腔两端腔镜示意图。其中一腔镜为平面镜，另一个腔镜为特制凹面反射镜，其外围一圈是平面，增加腔镜和 ULE 玻璃的接触面，方便进行键合，也使得它们的结合更加牢固。图中 R 指的是凹面镜曲率，注意于前文表示反射率的 R 区别开。图中灰色阴影展示的是基模光束在腔中传输的示意图，此时高斯光束的束腰恰好落在平面镜处。(c) 超稳 FP 腔实物图。此时两端腔镜已经被硅酸钠胶水粘到 ULE 玻璃两端。

接下来对超稳 FP 腔进行测试和表征。首先我们需要在示波器上观察到 FP 腔的反射信号，因反射信号在共振处有较强的干涉相消效应，所以对应的位置

万方数据

的光信号存在凹陷，又称它为 dip 信号，从 dip 信号中可以获知有关 FP 腔的参数信息。将反射信号接入光电探测器，扫描激光器的频率（该步骤可以通过扫描加载在激光器内部压电器件上的电压实现），此时用示波器观察到的 dip 信号如图3.10(a) 所示。激光以高斯光束的形式入射 FP 腔中，由于激光模式和腔模的不完美耦合，腔中可能出现多个高阶模，但是腔基模仅有一个，一般来说我们倾向于以基模的频率为参考。由图3.7可知基模是重复出现的，两个基模之间的距离即为腔的 FSR。为同时观察到两个基模以确认 FSR，需要将激光器频率的扫描范围设置的足够大，至少超过一个 FSR，即 1.526 GHz。图3.10(a) 中可见四个位置存在凹陷，下文也将其称为“峰”。注意到左边两个峰和右边两个峰是重复的，而两个凹陷幅度最深的峰即为重复出现的基模，它们之间的距离为一个 FSR，记录下此时两峰之间对应压电电压的差值。除此以外，还存在凹陷幅度较浅的峰，这就是高阶模式。减少压电电压范围并调节其偏置电压直至某一个基模出现在示波器上，如图3.10(b) 所示，读出其半高全宽对应的电压差值。上述两个电压差值的比即为腔的细度，由已知的 FSR，可由此推算出腔的线宽。此 FP 腔实际的 finesse 为 1200 左右，线宽为 1.19 MHz。作为对比，$^{40}Ca^{+}$ 和 $^{88}Sr^{+}$ 等光学比特使用的是电四极跃迁，其量子比特一般定义在亚稳态上，该能级跃迁的线宽一般为亚赫兹量级，所以操控激光的线宽也要做到相应水平[223]，此时需要使用 finesse 极高（达到数十万量级）的 FP 腔来做参考[209-210]。

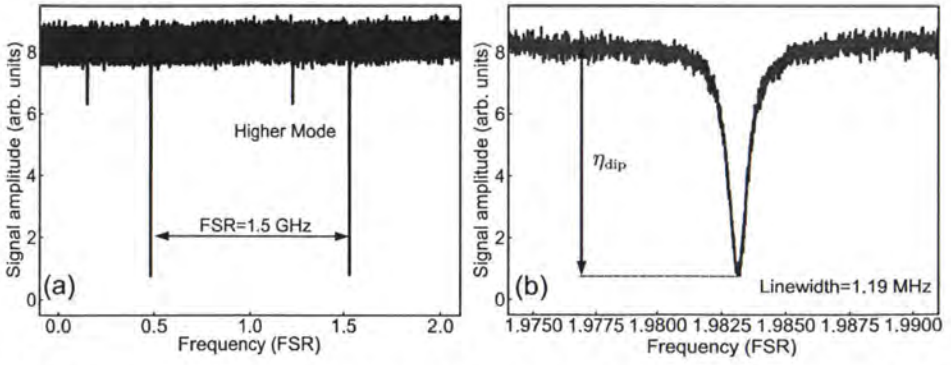

图 3.10　(a) 用于锁定 1108 nm 激光的超稳 FP 腔的 dip 信号。(b) FP 腔的基模信号。上述两图的横坐标已经由压电电压换算成腔的 FSR。

这里简单介绍下有关于 FP 腔的模式匹配（mode-coupling）和阻抗匹配（impedance-coupling）[224-225]概念，期望能对初学者有所帮助。由于 FP 腔存在边界限制，在边界之内的电磁场只能存在于一系列的分立本征态中，其内部可能的光场分布可使用厄米-高斯模式（TEM_{mn} 模式，这里主要考虑模式的空间分布）来描述，入射光也以其固有的高斯模式入射到腔中。所谓模式匹配，最简单的理解就是使得入射光的高斯模式和 FP 腔中的 TEM_{00} 模匹配。实验上也很好

万方数据

处理，对于我们使用的平凹腔，其厄米-高斯模式的基模束腰 ω_{cavity} 在腔的平面镜上，示意图见图3.9(b)，只需要让入射光的高斯光束的束腰 ω_{laser} 也落在平面镜上并且满足 $\omega_{\text{laser}} = \omega_{\text{cavity}}$ 即可。对于腔长 L，凹面镜曲率 R 和入射光波长 λ_{inc} 已知的平凹腔，其基模束腰可以按照下式求解：

$$\omega_{\text{cavity}} = \left[\left(\frac{L\lambda_{\text{inc}}}{\pi}\right)^2\left(\frac{R}{L}-1\right)\right]^{\frac{1}{4}}. \tag{3.11}$$

对于上述 FP 腔，可求得基模束腰半径为 68.5 μm。

若没有满足模式匹配条件，则会因为模式竞争导致基模耦合效率被削弱而高阶模被激发，进一步带来共振频率偏移和谱线加宽等问题。事实上因为入射光束指向差异和束腰大小差异等问题，做到完美的模式匹配非常困难，观察图3.10(a)，可以看到一个 FSR 内仅存在一个高阶模且耦合效率较低，对我们来说是可以接受的结果，便不再花精力去做模式匹配。

另外一个重要的概念是阻抗匹配，类比于电子学中的阻抗匹配，FP 腔中的阻抗匹配是指高透射率镜片的透射率等于低透射率镜片的透射率和两镜片损耗三者之和。由于制造工艺问题，我们使用的 FP 腔两端镜片的参数是有差异的，它们的透射率不可能完全相等。记高透射率镜片的反射率，透过率和损耗率分别为 R_{HT}，T_{HT} 和 L_{HT}，则有 $R_{\text{HT}} + T_{\text{HT}} + L_{\text{HT}} = 1$。类似地，对于低透射率镜片，也有 $R_{\text{LT}} + T_{\text{LT}} + L_{\text{LT}} = 1$ 阻抗匹配则要求：

$$T_{\text{HT}} = T_{\text{LT}} + L_{\text{HT}} + L_{\text{LT}}. \tag{3.12}$$

一般来说待锁激光应首先入射高透射率镜片，对于我们的 FP 腔，激光首先入射凹面镜，于是应该挑选高透射率的凹面镜。

阻抗匹配和模式匹配共同影响基模信号的深度，即图3.10(b) 中的 η_{dip}，也是上文提到的总的耦合效率。对于光功率一定的入射光，若耦合效率足够高，则产生的 dip 信号的凹陷幅度也足够深，对应的 Error 信号幅度足够大，能够提高锁频的效果。总的耦合效率 η_{dip} 等于模式匹配效率 η_{mode} 和阻抗匹配效率 η_{imp} 之乘积，即 $\eta_{\text{dip}} = \eta_{\text{mode}}\eta_{\text{imp}}$。其中模式匹配效率 η_{mode} 为:

$$\eta_{\text{mode}} = \frac{4\omega_{\text{cavity}}^2\omega_{\text{laser}}^2}{\left(\omega_{\text{cavity}}^2 + \omega_{\text{laser}}^2\right)^2}. \tag{3.13}$$

阻抗匹配效率 η_{imp} 为：

$$\eta_{\text{imp}} = 1 - \frac{\left(T_{\text{HT}} - T_{\text{LT}} - L_{\text{HT}} - L_{\text{LT}}\right)^2}{\left(T_{\text{HT}} + T_{\text{LT}} + L_{\text{HT}} + L_{\text{LT}}\right)^2}. \tag{3.14}$$

万方数据

对于我们所使用的腔，其 η_{dip} 的值在 88% 以上，说明其模式匹配和阻抗匹配效果都很好。作为对比，我们用于锁定 935 nm 激光的 FP 腔的总耦合效率在 20% 左右。

当入射光场和 FP 腔完成模式匹配并完成频率锁定后，入射光场可透射 FP 腔，此时使用光束分析仪进行观察便可得到透射信号的空间分布。由图3.11(a) 可知透射光场的空间分布呈圆形，透射的正是 TEM_{00} 模，这也证明了入射光场和 FP 腔基模是匹配的。图3.11(b) 展示了示波器上获得的鉴频信号，可见这正是大调制条件下的鉴频信号。

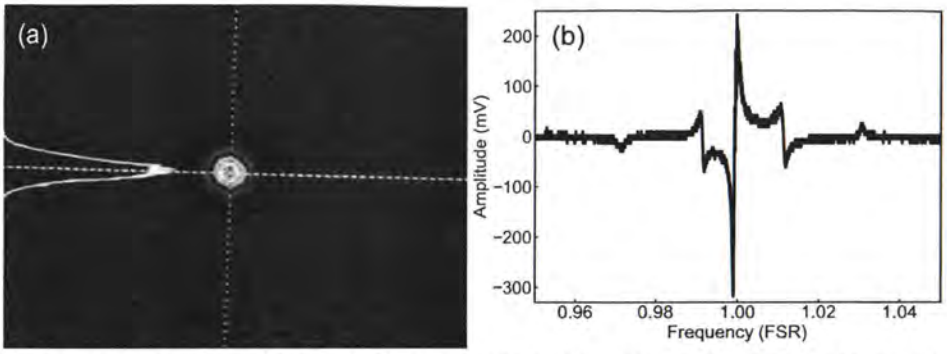

图 3.11　(a) FP 腔透射光信号的空间分布，可见它是圆形，符合 TEM_{00} 模的空间分布。(b) 实验上测得的鉴频信号，可见这是大调制条件下得到的鉴频信号。通过调节伺服系统的偏置电压可以将鉴频信号的中心对称点和电压零点重合。

图3.12展示了 1108 nm 激光的 PDH 系统装置图，包括光学部分和电子学部分。需要声明的是此装置图经过简化，仅保留和 1108 nm 激光 PDH 系统有关的必要组件，一些方便实验调节但非必要的组件没有展示，和其他波长激光相关的光学元件也没有展示。由 1108 nm 掺镱光纤放大器（YDFA）出射的激光经过半波片和偏振分束器被分成两份，其中一份约 2 mW 功率的激光入射到光纤耦合器中，通过光纤送往波长计观察其波长。另一份约 10 mW 功率的激光入射到一个保偏光纤耦合器中，和光纤 EOM 进行对轴后再通过一个保偏光纤耦合器出射。由保偏光纤耦合器出射的光经过一个半波片，一个偏振分束器和一个四分之一波片入射到 FP 腔中。首先调节半波片使得激光全部透过偏振分束器，相对于入射光，被 FP 腔腔镜反射回来的光经过两次四分之一波片，可调节四分之一波片的角度使反射光被偏振分束器反射而非透射。反射光经过透镜聚焦入射至光电探测器。在上述保偏光纤耦合器和 FP 腔之间可增加一些透镜组或者反射镜组帮助实现光束指向调节和光束束腰变换，以便更好地完成模式匹配。

这里介绍一些实验上的技巧。前文提到过模式匹配的概念，实验者应根据理论计算出 FP 腔的基模束腰，测量出光纤耦合器出射光束的束腰。根据上述参数计算出透镜组的位置和焦距等参数使得入射光束的模式和 FP 腔基模匹配，透镜

万方数据

组应设置位移装置以调节其相对于 FP 腔的位置。摆放光学元件时，应尽量使光学元件的光轴和 FP 腔轴线重合。然后打开激光器的频率扫描功能，设置合适的扫描周期和电压，调节光束指向和透镜组位置，直到观察到 FP 腔的 dip 信号，也可以在 FP 腔后设置一个 CCD，观察透射出 FP 腔的光斑空间分布，直到观察到基模信号（图3.11(a)）。此后不断优化 dip 信号的耦合深度（通过微调光束指向和透镜组位置或焦距），直到 FP 腔基模耦合效率最高。

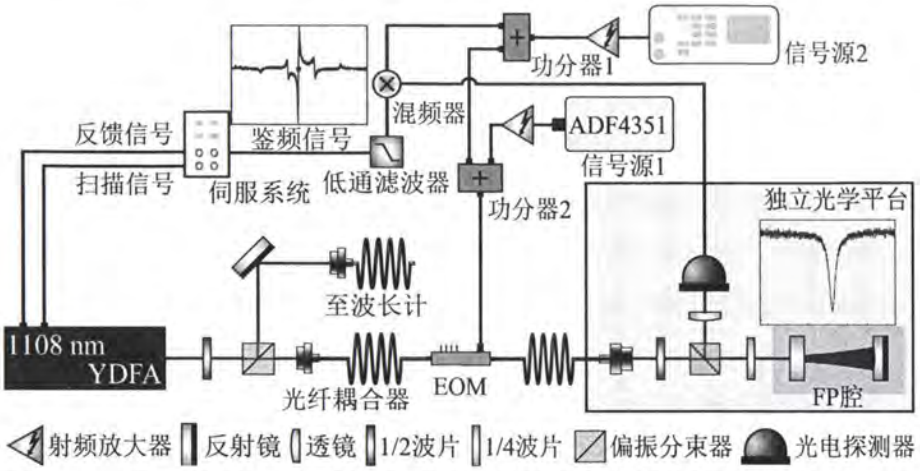

图 3.12　1108 nm 激光器 PDH 系统原理图。注意图中各光学元件未按照比例画出，红色线代表光信号传输，黑色线代表电信号传输。为保证入腔光路和 FP 腔本身稳定，我们将相关光学元件和腔体放在一个独立的光学平台上。

有关电子学的部分配置如下。光电探测器的输出信号被接入混频器[①]的 RF 端口。使用信号源 2 产生频率为 20 MHz 的射频信号，经过一个低噪射频放大器放大其功率，然后利用功率分配器将其分成两份，一份作为解调信号接入混频器的 LO 端口中，另外一份作为 EOM 的调制驱动信号和信号源 1 发出的信号经由功率合束器合束后接入到 EOM 中。信号源 1 输出的射频信号也需要经过射频功率放大器放大其功率。信号源 1 和信号源 2 的区别在于，信号源 2 的输出信号频率要求不高，仅作为调制解调用，而信号源 1 用于移频，要求信号源 1 的输出频率至少达到半个 FSR。一是因为腔模的频率不一定和离子能级的共振频率匹配，二是实验上需要在 $^{171}Yb^{+}$ 和 $^{174}Yb^{+}$ 这两个同位素之间切换，于是对应的激光波长也要切换[110]。基于上述两个因素，我们使用高频信号源 1 驱动 EOM，为激光调制出两个边带，边带的幅度低于载波，然后将激光锁定在边带频率处，为和上述用于产生鉴频信号的边带区分，这里的边带称为移频边带。调节移频边带频率，使得载波频率等于离子能级的共振频率，在切换同位素时，只需要切换移频边带频率即可。由于共振峰的间隔是一个 FSR，所以只需要信号源频率达到一个

[①] *Mini-circuit ZX05-1-S+*

万方数据

FSR 就可以实现任意频率的锁定。这里我们选择一块基于 ADF4351 芯片的开发板作为信号源 1，其频率范围最高可到 4.4 GHz，足够使用。

光电探测器输出的 dip 信号（注意图中的 dip 信号是 EOM 未加 20 MHz 调制信号时测出来的，并不能产生鉴频信号）和解调信号混频后，经过低通滤波器即可获得鉴频信号。将其输入到伺服系统中，伺服系统输出的反馈信号接入激光器控制器的反馈端口上。调节伺服系统的 PID 参数，另外调节伺服系统的偏置电压将鉴频信号的中心对称点和电压零点重合，设置完毕后即可将激光频率锁定到鉴频信号零点。

空气的折射率和温度有关；ULE 玻璃、腔镜玻璃等材料也都随着温度进行热胀冷缩；机械振动会导致光束和 FP 腔模之间的耦合变化，进而影响鉴频信号。以上不利因素都将影响 PDH 稳频的效果，为了隔绝环境影响，我们设计并搭建了如图3.13所示的小型真空腔以及温控系统。下面将对这套系统进行介绍。

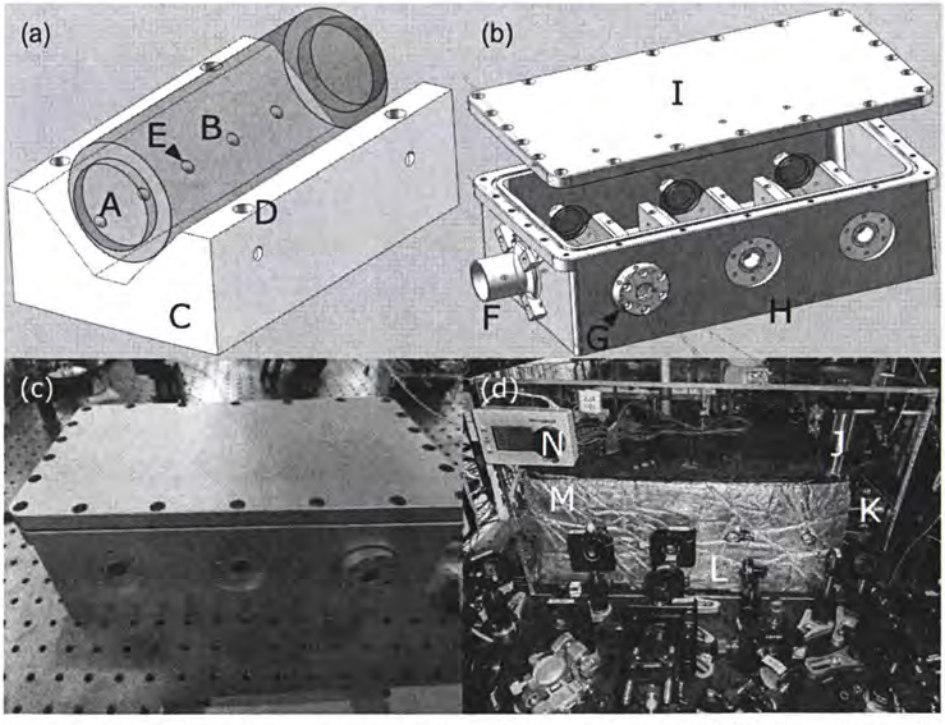

图 3.13　(a) FP 腔隔振装置，(b) 小型真空腔 3D 图纸，(c) 小型真空腔实物图，(d) PDH 温控系统。图中 A：腔镜；B：ULE 玻璃；C：V 型陶瓷支架；D：支架安装孔；E：聚四氟球；F：KF40 真空接口；G：窗口片（倾斜 8 度）；H：小型真空腔腔体；I：小型真空腔顶盖；J：真空阀门；K：吸附剂泵；L：隔热垫（被保温棉包裹，放置于小型真空腔下方，图片中不可见）；M：保温棉；N：温控模块。

如图3.13(a) 所示，FP 腔制作完毕后，我们将其放置在 V 型陶瓷支架上。支架侧面各开五个直径 4mm 的孔洞，镶嵌着直径为 4mm 的聚四氟球，小球的表面略高于陶瓷支架表面，FP 腔的 ULE 圆柱面和球面相切。这种点接触连接方式一

万方数据

方面可以隔振，另一方面能够尽可能减少热量传递。尼龙螺丝通过四个支架安装孔将 V 型陶瓷支架固定到小型真空腔腔体内，尼龙螺丝可有效隔振。

小型真空腔的设计如图3.13(b) 所示，腔体长为 320 mm，宽为 200 mm，高为 150 mm，壁厚 10 mm，腔体内部可同时放置三个 FP 腔。腔体左侧开一孔，其上安装一个 KF40 真空接口，便于安装其他真空设备。腔体前后两侧开通孔用于通光，其上安装窗口片，窗口片为斜 8 度设计，类似光纤的 APC 接头，可以有效避免 FP 腔的反射光原路返回激光器而导致激光器工作不稳定。小型真空腔顶盖和腔体之间安装有一圈氟橡胶，窗口片和侧壁通孔之间也安装有氟橡胶，均起到密封效果。KF40 真空接口上安装了三通，阀门和吸附剂泵，首先使用机械泵预抽真空，同时对腔体进行烘烤以使腔壁和放置于腔内器件中的残余气体析出，真空制备好后便关闭阀门。注意因为橡胶和玻璃的存在，一方面烘烤温度不可过高，另一方面烘烤时升温不可过快。最后激活吸附剂泵维持小型真空腔内的真空，也可以将其替换为离子泵，最终腔内真空度约为 6×10^{-7} Torr。

最后一步是对该装置进行控温，我们设计了隔热垫放置于腔体下方，隔热垫尺寸和腔体尺寸一致，用于隔绝腔体和光学平台之间的热量交换。我们在腔体外围均匀粘贴上电阻式加热贴，加热贴厚度较薄，不会影响到腔体外形。加热贴的电阻和功率参数需要经过规划，保证每个面上的加热贴制热功率相近并且不超过温控设备所能提供的最大功率。将温度传感器用导热胶粘在腔体顶盖上一螺丝孔中，用于探测腔体温度。这里属于设计缺陷，并没有给温度传感器安排合理的位置，下一个版本中我们将温度传感器放置于腔壁深处的小孔中，距离腔内更近，对温度变化的响应更快，对温度的测量也更准确。之后使用厚度为 5 mm 的保温泡棉将整个腔体，包括下方的隔热垫包裹一圈。虽然我们使用的是主动温控系统，但是并未使用半导体制冷片（TEC），仅使用电阻式加热贴，这意味着我们的温控系统无法进行制冷，只能加热，设定温度需要高于室温。实验室室温为 21 ± 1 °C，我们将设定温度设为 25.000 °C，最终系统达到热平衡后，温控模块可以将温度变化控制在 1 mK。

为了了解 PDH 稳频系统的性能，一方面我们需要测试激光线宽，这里选用的方法是使用 1108 nm 的激光和另外一台超稳激光器（线宽约为 1 Hz 左右）进行拍频，稳频前后的拍频信号如图3.14所示。可见稳频前激光器的线宽为 510 kHz，稳频之后线宽被压窄到 388 Hz，满足我们的实验需求。

另一方面我们需要测试激光频率的长漂，打开温控开关之后，真空腔内温度稳定在 25.000 ± 0.001 °C，将 1108 nm 激光接入到波长计中，记录下一段时间内波长计上的频率示数，结果如图3.15所示。图中可见在记录时长 3 小时 50 分钟内，1108 nm 激光器的频率漂移保持在 ±0.5 MHz 内，对应 369 nm 激光的频率漂移不会超过 ±1.5 MHz，足以满足长时间的实验需求。

万方数据

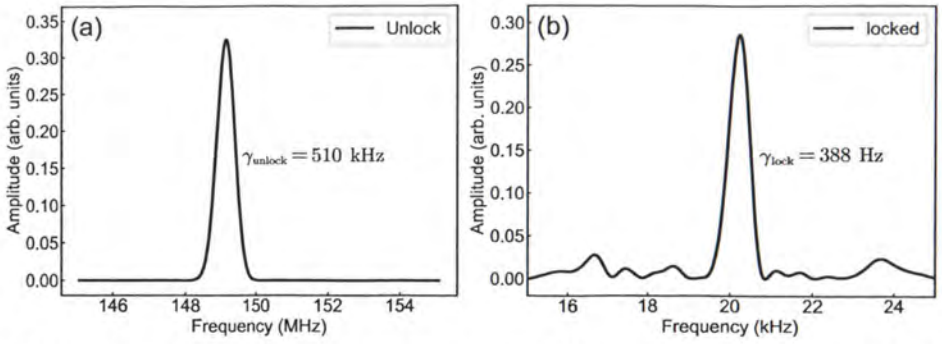

图 3.14　(a) 频率锁定前 1108 nm 激光的线宽，约 510 kHz。(b) 频率锁定后 1108 nm 激光器的线宽，约 388 Hz。二者均由 1108 nm 激光和一个超稳激光（线宽约 1 Hz）拍频得来，受限于篇幅，这里省略了激光器线宽的测试步骤。

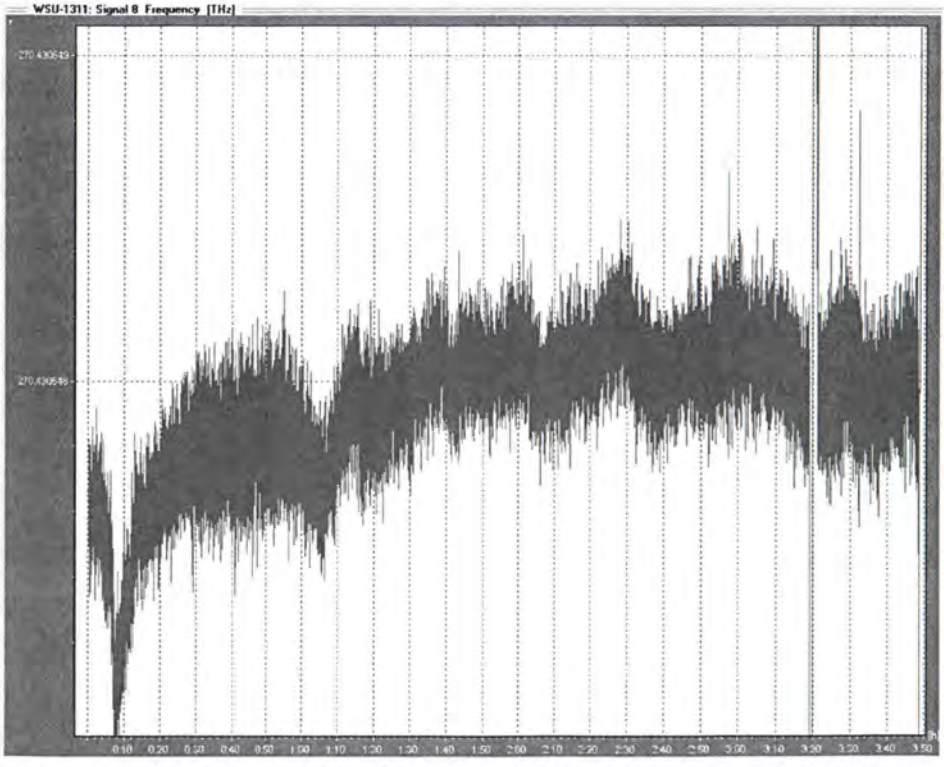

图 3.15　温控开启后 1108 nm 激光器频率长漂测试结果，利用波长计记录其频率变化。图中纵坐标为激光频率，单位是 THz，横坐标是时间，单位为小时（H），总的记录时长为 3.5 小时。遗憾的是这里并未记录温控关闭后的激光器频率长漂结果，便无从对比。

针对 935 nm 激光器的 PDH 系统，因其原理，实验装置等都和上文描述的 1108 nm 激光类似，并且没有更优良的技术指标展示，这里便不过多提及。但对于 935 nm 激光这里需要做出额外一些声明，第一，其 EOM 上需要额外施加 3.0695 GHz 的驱动信号用于产生对应边带来耦合对应的超精细劈裂能级（见第二章），该驱动信号的功率应适当，否则载波幅度会下降；第二，对于 935 nm 激

万方数据

光，用于产生鉴频信号的 20 MHz 的调制信号并非施加在 EOM 上，而是直接施加在其激光器背后的 AC mod 端口上对激光器电流进行调制，这导致激光器出射的所有激光均携带 20 MHz 的边带（对比之下，1108 nm 激光只有经过 EOM 之后的激光才携带此边带，其频谱更干净）。

3.2.2　1108 nm 和 369 nm 激光系统

第二章中提到，我们需要 369.5 nm 的激光对离子完成多普勒冷却，光学泵浦，态操控和态读取等操作，同时我们还用该激光完成离子的离子化和 EIT 冷却。正因为 369 nm 激光需要实现如此多的功能，所以其光路的稳定性和易用性关系到我们的实验效率。本高通光离子阱系统搭建之初，我们使用的是 Toptica 公司的外腔式二极管激光器（External-Cavity Diode Laser，ECDL），其工作在紫外波长。随后本人和贺冉博士以及组内陈一龙博士着手将 369 nm 激光光路进行数次升级，最终我们放弃了原有的 ECDL 方案，而是转向利用 1108 nm 光纤激光器进行倍频和频的方案产生 369 nm 的激光。我们意在搭建一个结构更简单，光束指向更稳定，功率冗余度更高同时也更易于扩展的 369 nm 激光系统。选择此技术路线的理由如下：

- 相对于 ECDL，光纤激光放大器出射激光的指向性更稳定；
- 光纤激光放大器对温度的敏感性更低；
- 由 1108 nm 激光通过非线性过程得到的 369 nm 激光功率更高，可轻松达到 30 mW；
- 1108 nm 激光处于红外波段，相对紫外波段，其调制器件更易获得，损耗更低。

实际光路如图3.16所示。为了保证光纤耦合的效率，我们在光路中使用了较多的透镜对激光光束半径进行调节，受限于篇幅，这里不做介绍，仅标注个别长焦透镜的焦距供读者参考。

其中 1108 nm 的掺镱光纤放大器（YDFA）置于光学平台一角，注意光纤激光放大器无法单独工作，需要种子光源为其提供种子光，这里我们省略了种子激光器（下文描述如何利用 PDH 技术锁定激光器频率时，指的是锁定种子激光器的频率。）。YDFA 有前向和侧向两个出光口，其中前向出光口输出二次谐波过程产生的激光，即 1108 nm 激光和 554 nm 激光。我们利用反射式长波通滤光片（OD6，代表能将通带之外的光功率衰减 6 个量级）反射掉 554 nm 激光，仅保留 1108 nm 激光。

使用反射式滤光片时，应稍微改变其角度，避免反射光原路返回激光器，同时有利于将它收集至光垃圾桶中。之后利用半波片和偏振分束器将 1108 nm 激光分成两部分，其中高功率部分被光垃圾桶收集起来备用，低功率部分再经过半波

万方数据

片和偏振分束器分成两部分。其中 60 mW 的 1108 nm 激光用于 PDH 锁频和波长计监控，100 mW 的 1108 nm 激光作为另外一台 YDFA 的种子光，注意当激光作为种子光使用时，对其成分要求非常严格，所以这里用了两片滤光片（OD4*2）进一步过滤 1108 nm 激光中残留的 554 nm 激光。

YDFA 的侧向出光口输出和频过程产生的激光，即 1108 nm，554 nm 和 369 nm 激光。我们利用 3 片反射式短波通滤光片（OD6*3）将 1108 nm 和 554 nm 的激光过滤，仅保留 369 nm 激光使用。YDFA 通过非线性过程最高能产生 30 mW 的 369 nm 激光，远远超过我们当前的实验需求。利用偏振器件我们分出 1 mW 的 369 nm 激光用于波长计监控和离子化。这里主要是用在双光子光致电离过程中的第二步（见第二章），原子从金属表面被剥离后，其束流喷射到势阱中央时，即被 369 nm 激光照射而完成离子化过程。因为此时的离子速度较快，所以 369 nm 离子化激光被设置为红失谐于能级共振频率 200 MHz，更大的红失谐能够更好地冷却热离子。来自另外一台 ECDL 的 399 nm 激光用于双光子光致电离过程中的第一步，即将原子外层电子打到激发态。399 nm 激光的偏振和 369 nm 激光垂直（利用半波片调节），然后经由偏振分束器合束后耦合进光纤耦合器再接入阱上光路。

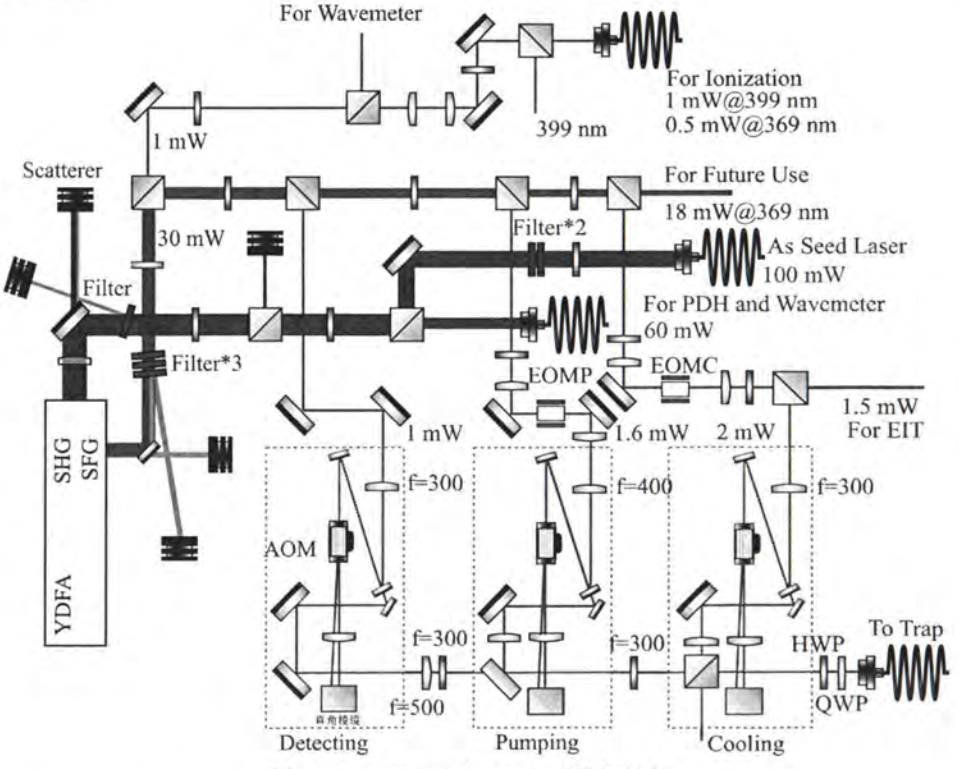

图 3.16　1108 nm 和 369 nm 激光光路。

剩余的 369 nm 激光连续经过三组由半波片和偏振分束器组成的分光系统，

万方数据

其中 1 mW 的光分配给态探测（detecting）光路，2 mW 的光分配给态初始化（pumping）光路。另有 5 mW 的光分配给冷却光路，包括多普勒冷却（cooling）光路和 EIT 冷却光路，最后剩余约 18 mW 的光被收集起来备用。图中 EOMP 和 EOMC 都是空间电光调制器，用于给 369 nm 的激光加上边带以完成相应的功能。其中 EOMP 的谐振频率为 2.305 GHz①，用在 pumping 光路中，其透过率约 80%；EOMC 的谐振频率为 14.7 GHz②，用在冷却光路中，同时给多普勒冷却光和 EIT 冷却光施加边带，其透过率约 70%。这种空间耦合式的电光调制器通光孔径较小，其透过率对入射激光的指向和偏振较为敏感，所以光路中增加了半波片，透镜和一组反射镜来调节激光的偏振，光斑大小和指向。对于冷却光路，透过 EOMC 之后的光功率只剩下 3.5 mW 左右，其中 2 mW 的光用于多普勒冷却，1.5 mW 的光用于 EIT 冷却。

在离子阱实验中，探测光，冷却光和泵浦光需要严格的时序控制，即我们需要按照一定的次序精确地控制这三束激光和离子的相互作用时间，这需要在高精度时序控制系统和快速光开关的配合下实现。我们使用 AOM 作为快速光开关。AOM 即声光调制器，它由晶体由压电换能器组成，换能器上需要施加合适功率的射频驱动信号。入射光束以一定角度入射 AOM 时会发生衍射，产生零级光和一级衍射光。零级光传输方向和入射光一致，一级衍射光传输方向相对于零级光偏转一定的角度，该角度和射频驱动信号的频率正相关，并且光束频率等于入射光频率加上 (或减去，取决于正一级衍射光还是负一级衍射光) 驱动信号频率。在 AOM 做光开关使用时，我们收集其一级衍射光，驱动信号存在时，一级衍射光一般在几十纳秒内出现（又称之为上升时间，取决于入射光斑大小和晶体内声波速度的比值）；驱动信号关闭时，一级衍射光随之关闭。另外一个关键参数是光信号的关断比，即 AOM 打开和关闭时一级光的功率之比。若 369 nm 激光发生泄露，比如在 pumping 的过程中出现 cooling 光，或是在对离子比特进行操控时出现 pumping 光等，即便泄露的光信号非常微弱，也会对离子的相干时间产生巨大的影响[226]。为提升光信号关断比，我们使用双次通过（double-pass）AOM 的光路[227-228]，见图3.16使用虚线框标出的部分。这里我们使用的 double-pass 光路，就是让光通过 AOM 两次，光第一次通过时，产生正一阶衍射光束，它经过一个直角棱镜以相同位置和相似角度返回到 AOM，产生 (+1，+1) 阶衍射光束，这三路的 (+1，+1) 阶衍射光束随后经过透镜变换束腰大小，再经过偏振器件合束，最后进入光纤耦合器传输到阱上。多普勒冷却光，泵浦光和探测光光路上 AOM 的驱动信号频率分别设置为 95 MHz，99 MHz，99 MHz，如此多普勒冷却光的频率红失谐于共振频率 10 MHz，而其他两束光近共振。最终我们三路 double-pass

①*PM-Yb+_2.1,Qubig*
②*PM-Yb+_14.7,Qubig*

万方数据

光路的效率做到 20%，关断比达到 10^6 ：1（AOM 开关关闭时，泄露的 369 nm 光功率低于 1 nW）。除上述优势之外，double-pass 光路的优势还包括提供两倍的调谐范围；衍射光束指向也不随驱动频率的变化而变化，有效地保证了光纤耦合的效率。

EIT 冷却光路配置较为简单，如图3.17所示。来自前一级光路的 1.5 mW 的 369 nm 激光通过半波片和偏振分束器被分为两束，一束作为 EIT 冷却中的 σ 光，另外一束作为 EIT 冷却中的 π 光。两束光分别经过中心频率为 300 MHz 的 AOM，零级光被光阑挡住，正一级衍射光则透过光阑传入光纤耦合器中再接入阱上。光纤耦合器之前安装有一组波片调节光束偏振使其对准保偏光纤的轴。根据实验需要，可以通过更改 AOM 驱动信号的功率来改变正一级衍射光的功率。

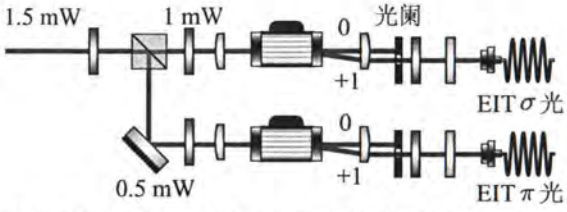

图 3.17　EIT 冷却光路原理图。实际摆放时可以增加反射镜组用于调节光束指向。

3.2.3　935 nm 和 760 nm 激光系统

本系统的 935 nm 激光系统和 760 nm 激光系统和贺冉博士论文[110]中描述的激光系统一致，仅仅是将 638 nm 激光替换为 760 nm 激光，整体光路如图3.18所示。有关 935 nm 激光 PDH 稳频的内容参见上文。

3.2.4　532 nm 和 399 nm 激光系统

本系统使用 532 nm 高功率脉冲激光器来实现离子化过程中的激光烧蚀步骤，使用 399 nm 的 ECDL 来实现双光子光致电离过程中的第一步，即激发原子外层价电子至激发态。对于 532 nm 高功率脉冲激光器，既没有激光频率稳定性要求，也没有激光功率稳定性要求，只需要在有限长的光路长度内获得尽可能小的光斑半径。这是因为将原子从其金属表面剥离出来需要激光光强达到一定阈值，过大的光斑半径需要更高的激光功率才能达到阈值，并且很容易导致烧蚀时喷射出过多原子而影响真空度，严重时会给刀片电极和玻璃内表面镀膜，前者会导致短路，后者影响通光度。

对于 399 nm 的 ECDL，我们有激光频率稳定性要求，这是因为我们需要借助 399 nm 激光的频率完成同位素选择，防止装载离子的时候装载进错误的同位素。另一方面，离子化的效率和 399 nm 激光的频率和光强有关，我们希望 399 nm 激

万方数据

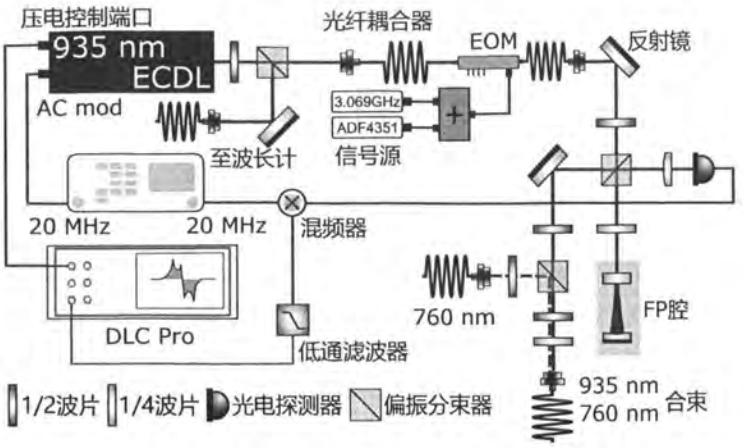

图 3.18　935 nm 和 760 nm 光路原理图。注意图中各光学元件未按照比例画出，红色线代表光信号传输，黑色线代表电信号传输。我们使用来自优立光太的 ECDL 激光器产生 760 nm 激光，该激光的一部分也被送入波长计中，另外配有一台信号发生器对其波长进行扫描以覆盖对应的超精细能级劈裂，图中均未画出。图中还省略了一些射频放大器未画出。

光的光强较低，以避免紫外光充电效应，此时则需要优化其频率来达到较优的离子化效率。对于 399 nm 激光的稳频，我们采用了转移腔稳频技术，其中转移腔稳频技术的原理是将一束频率稳定的参考激光和一束待锁激光同时耦合至 FP 腔中，利用光电探测器收集 FP 腔的透射信号，锁定待锁激光透射峰和参考激光透射峰的相对位置即可完成频率锁定，本工作主要由组内陈一龙博士完成。

有关这两个波长的激光的光路如图3.19所示。

值得说明的是，升级后的光学系统中，532 nm 激光的光斑束腰半径得到有效缩小，精细调节靶位和渐变式衰减片位置后，可以做到一个快门时间内装载一个离子。有关如何利用 TTL 信号控制 532 nm 调 Q 脉冲激光器的内容，详见贺冉博士的论文[110]，这里便不再赘述。

3.2.5　光强稳定系统

本章引言中提到我们关心激光器的频率稳定性和功率稳定性，其中频率稳定性已经通过 PDH 技术和温控得到解决，对于功率稳定性，我们通过搭建主动光强稳定系统解决。由于外界环境和工作条件（比如温度和湿度波动等）的影响，激光器的输出功率会产生一定的波动。一个较为显著的影响是，如果该激光用于离子的相干操控，则快速的功率波动会导致拉比频率的不稳定，最终表现的结果是离子的拉比震荡为多个拉比频率的叠加，引起快速的退相干。如果该激光用于离子的非相干操控，比如冷却，光泵浦等，长期的功率不稳定也会导致实验参数的漂移，增加系统维护成本。好消息是激光器厂家往往已经给出一定的技术手段，将其产品的功率稳定性提高至令人满意的水平。例如，我们使用

万方数据

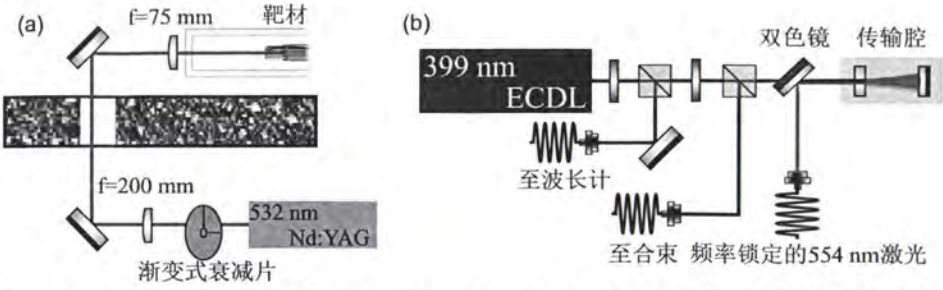

图 3.19　(a) 532 nm 激光光路原理图。532 nm 激光由调 Q 激光器出射，该激光器出射光斑存在一定发散，我们使用一块 $f = 200$ mm 的平凹透镜将其整成平行光。随后经过一个渐变式衰减片以连续调节光强，经过一个反射镜从而透过大理石板的通孔传入台面上方，再经过一个反射镜平行入射于玻璃腔中，经过 $f = 75$ mm 的透镜后光斑束腰半径被汇聚到大约 50 μm 左右。上述两个反射镜的俯仰均可调节，用于将光束精准射到靶材上。(b)399 nm 激光光路原理图。399 nm 激光通过分光系统被分为 3 束，一束被送往波长计，一束被送去于 369 nm 激光合束，最后一束 399 nm 激光和频率稳定的 554 nm 激光通过一个双色镜被同时耦合进 FP 腔中。

的 1108 nm 激光来自于上海频准的光纤激光放大器，其 RMS 稳定性（RMS 稳定性指测试时间内所有采样功率值的均方根与功率平均值的比值，描述输出功率偏离功率平均值的分散程度）能够做到 0.15%，如图3.20所示。这样的功率稳定

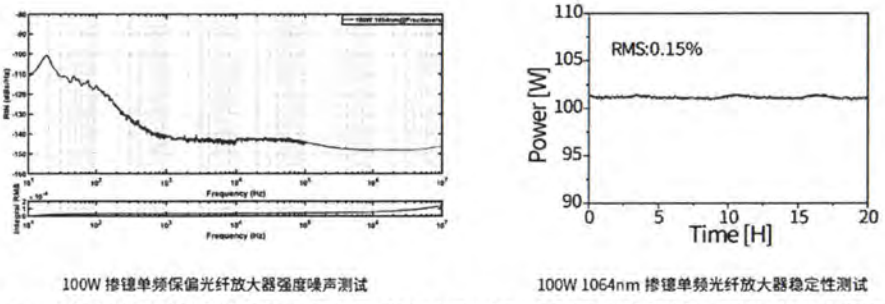

图 3.20　上海频准的光纤激光放大器的强度噪声测试和功率稳定性测试。图片来自上海频准激光官网。

性对于非相干操控激光来说已经足够，然而对于 554 nm 这样用于相干操控的激光，我们搭建了如下的主动光强稳定系统进一步提高其功率稳定性。图3.21展示了利用 AOM 衍射效应的主动光强稳定系统。装置图中功率待稳定的激光由激光源出射，经过透镜聚焦后，入射到一个放在三维调整架上的 AOM 中。AOM 的高度、左右和角度均可由三维调整架调节，目的是使一级光达到最佳衍射效率。随后 AOM 的一级衍射光被收集起来用于其他用途，而 AOM 的零级光通过第二个透镜被整形成平行光经过一个分束器。分束器将其中约 1% 的光功率分到光探测器中，光探测器将其转为电信号接入到火龙果 FPGA 的输入端。该电信号可直接作为误差信号传给 FPGA 内部的 PID 控制器，PID 控制器的输出端则输出

万方数据

反馈信号。反馈信号被接入混频器[①]的 IF 端口，另有一个射频信号发生器产生 200 MHz 的射频信号接入混频器的 LO 端口, 混频器的输出端口，即 RF 端口，接到一个射频放大器的输入端，由射频放大器给 AOM 提供驱动信号。

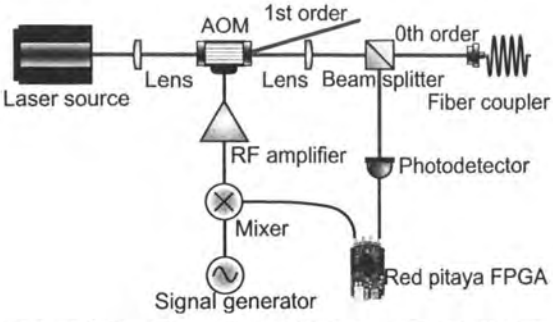

图 3.21　主动光强稳定系统装置图。我们稳定的是 AOM 零级光的功率，最终使用的也是 AOM 零级光，AOM 前后透镜是为了实现光斑尺寸变换从而提高之后光纤耦合的效率。

其稳定光强的原理是如下。固定 AOM 的位置和角度，则 AOM 的衍射效率和驱动信号的功率有关。我们事先设置一个功率参考值，若光电探测器处接收到的光功率低于此参考值，则 FPGA 中的 PID 控制器输出的反馈信号的幅值也相应降低，混频器输出的信号功率受到 IF 端口反馈信号幅度的调制，也会降低，从而使得 AOM 的衍射效率下降，一级光功率降低而零级光功率上升。反之则零级光功率下降，最终光功率被稳定在参考点。

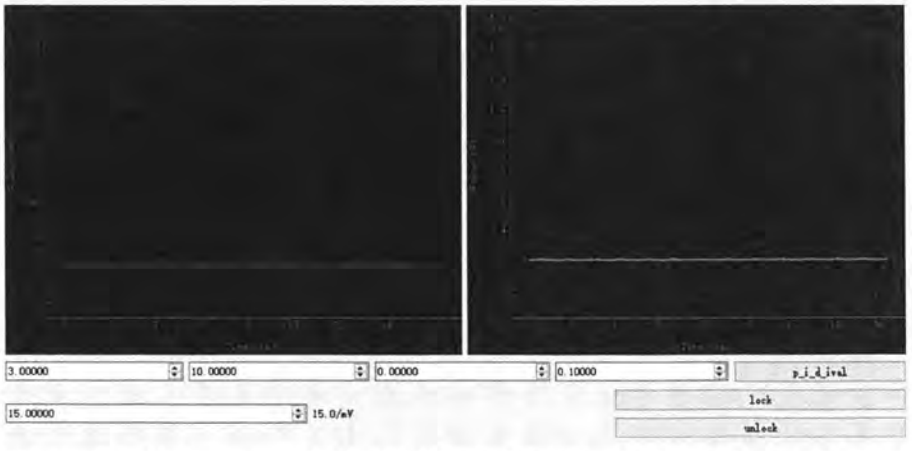

图 3.22　基于火龙果 FPGA 编写的光强稳定系统用户界面。界面中可以设置 PID 参数和功率参考点，左边框图显示的是光电探测器转换成的电信号，右边框图显示的是反馈信号。

基于火龙果 FPGA，我们利用 python 语言编写了一套用户界面，见图3.22，其主要代码工作由本组陈一龙博士完成。用户界面中可以设置 PID 参数和功率

[①] *Mini-circuit ZX05-1-S+*

万方数据

参考值，这里功率参考值按照光电探测器输出的电信号幅度来设定。在图示条件中，我们将功率参考值设置为 15 mV，可见锁定后的功率稳定在此数值，对应反馈信号的幅度为 200 mV。这里应注意的是，射频信号发生器输出的射频信号功率应合适，如果过大，则会导致过多光功率衍射到一级光，如果过小，则在光功率波动过大时，光强稳定系统会失去调节功能。

在稳定相干操控激光的功率之前，使用其对离子自旋态进行操作，离子的拉比震荡如图3.23(a) 所示，此时离子的拉比震荡存在明显的退相干。稳定功率之后，离子的拉比震荡如图3.23(b) 所示，此时退相干效应得到改善，若干周期后离子做拉比震荡的振幅没有明显下降。除激光功率稳定与否外，其他实验条件完全一致。另外注意到稳定功率前的拉比频率要快于稳定功率后，这是因为 AOM 的衍射导致一级光分走了部分功率，拉曼光功率下降导致拉比频率下降。

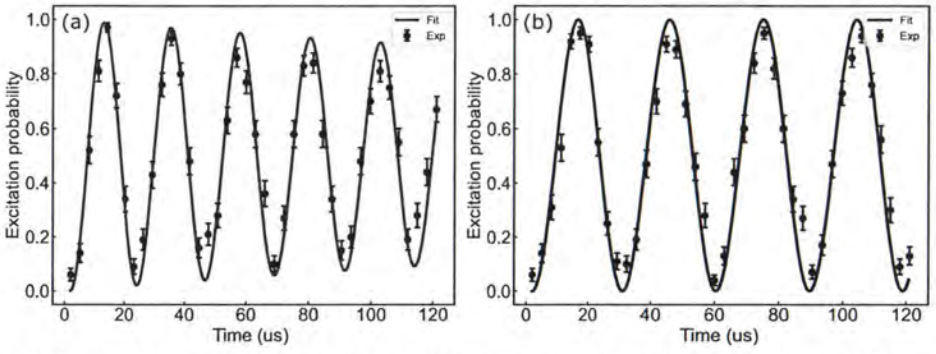

图 3.23　(a) 稳定相干操控激光功率前离子拉比震荡图像。(b) 稳定相干操控激光功率后离子拉比震荡图像。实验中的脉冲序列为多普勒冷却 1 ms，态初始化 20 μs，拉曼操作 t μs，延时 1 ms，态探测 1 ms。其中延时过程中不做任何操作，让离子的态在布洛赫球上自由演化，这是为了使激光功率波动对态操控的影响更明显而设置的。

对于 760 nm，935 nm，532 nm 等激光，对它们的功率稳定性要求较低，本人并未观察到它们的功率波动对实验结果的影响，于是没有使用额外的技术手段稳定它们的功率。另外也必须承认我们所使用的光强稳定系统做的比较粗糙，若想进一步提升其性能，可以从以下几个方面去做：

- 目前光电探测器的位置距离离子较远，即便光电探测器处的光强稳定，也会因为之后经过了较多的光学器件而导致功率失稳。应该更改光电探测器的位置，最好将其放置于光路中距离离子最近的位置，这样可以更直接地稳定照射到离子上的光功率。这里的远近并非指物理距离，而是指在光路中相对离子经过的光学元件的数量。
- 可以提升光电探测器的信噪比。目前使用的是来自索雷博的 *PDA100A2* 这款光电探测器，带宽 11 MHz。对于稳定光强这个功能，我们并不需要这么高的带宽，可以换用较低带宽且噪声等效功率更低的光电探测器，可有效

万方数据

提高信噪比，在伺服系统性能足够的情况下，理论上可以将光强稳定的更好。

- 光路中某些光电器件和光学元件的特性随环境参数的改变而改变，可以做到光学系统与外界环境的隔离，有望进一步提升光强稳定度。

3.2.6　阱平台光路

上述所有激光准备好之后，利用光纤耦合器将它们耦合至保偏光纤（532 nm 激光是空间光）中，再接到阱平台上。本小节介绍阱平台上各个激光是如何照射到离子位置的，如图3.24所示，图中各个光束聚集的位置即为离子位置。离子的上方和左右两侧装备有三个高数值孔径物镜（NA=0.4）用于成像和光束汇聚。后文会讲到，离子的拉曼光，即相干操控激光会从左右两个物镜入射，而其余非相干操控激光普遍和玻璃腔体呈 45 度角入射。这里便可以体会出玻璃腔体离子阱的高通光优势，即支持较多的通光方向，同时也支持在多个方向装备足够大的数值孔径物镜。

图中离子化光即 369 nm 和 399 nm 合束后的激光，它从光纤耦合器出射，耦合器中内置非球面透镜和 Z 轴调整架，可以调节出射激光发散角。离子化光经过三个反射镜后，通过一个 $f = 100$ mm 的平凹透镜将光斑束腰半径在离子位置聚焦到 50 μm 左右，该平凹透镜安装在平移装置上，前后距离可调节，用于优化离子化光束腰位置。最终照射到离子上离子化光中，369 nm 激光的功率约为 0.4 mW，399 nm 激光的功率约为 0.8 mW（在玻璃腔前测试功率，若考虑玻璃腔的透过率则实际功率更低一些）。

图中操作光是 369 nm 激光，包含多普勒冷却光，泵浦光和探测光，它也从光纤耦合器出射，光纤耦合器可以优化其束腰大小和位置。我们为其配置两个反射镜用于精确调节光斑位置，配置一个半波片用于调节激光偏振。实验上我们一边观察离子荧光计数，一边调节两反射镜、Z 轴调整架和波片角度，直到离子荧光计数达到最优值。随后操作光通过一个 $f = 150$ mm 的平凹透镜将光斑在离子位置聚焦到 40 μm 左右，平凹透镜之后还有两个固定角度的反射镜用于改变光束指向。最终照射到离子上的操作光中，冷却光约 4 μW，探测光约 1 μW，泵浦光约 12 μW。

图中回泵光是 935 nm 和 760 nm 合束后的激光，其光路和操作光非常类似，这里不再讨论了。最终照射到离子上的回泵光中，935 nm 激光功率最高可达 3 mW，中间插入一个渐变式衰减片用于调节功率，其束腰半径约 100 μm，对应饱和光功率约 200 μW。

图中 EIT 冷却光指 σ 光，我们为其配置了半波片和四分之一波片用于将其偏振转换。随后它经过一个半反半透镜和一个双色镜（对 369 nm 反射，对 554 nm

万方数据

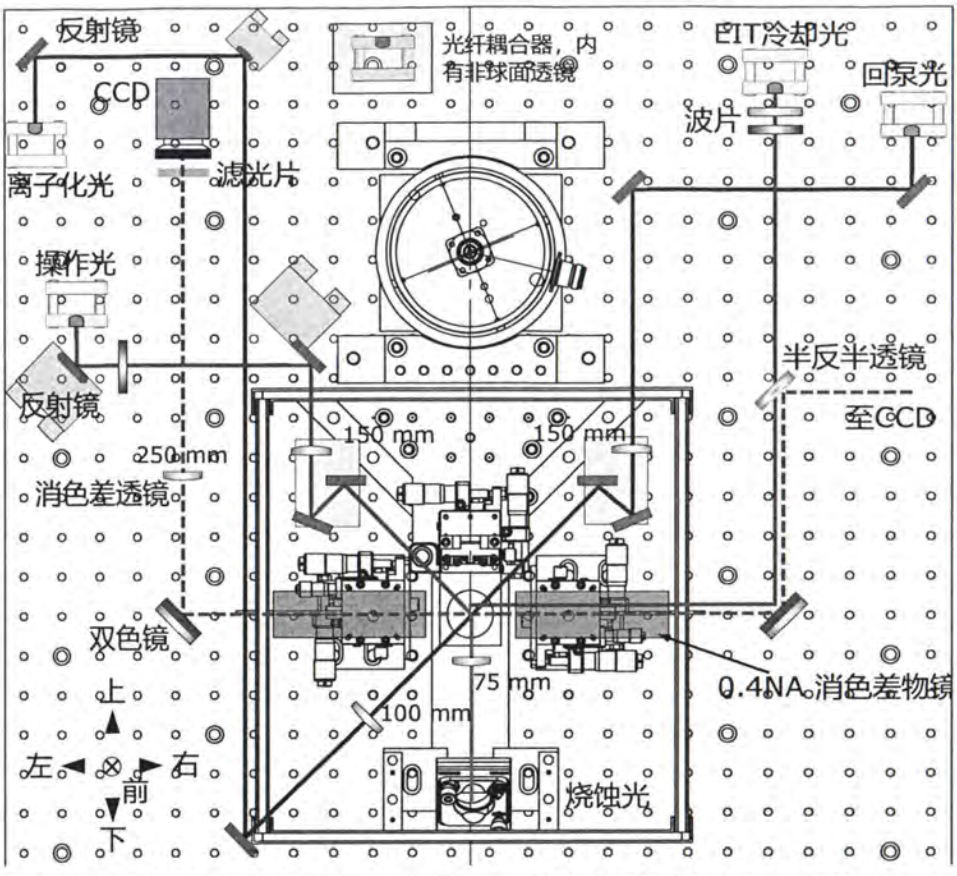

图 3.24　大理石平台上光路示意图（俯视图）。大理石台面的尺寸为 600 mm×700 mm，台面下方的位置用于拉曼光路，这里没有展示。这里 EIT 冷却光指的是 σ 光，π 光从 532 nm 激光上方斜 45 度入射到离子位置，这里不便画出。图中实线代表各个波长激光光路，虚线则代表离子发出的 369 nm 光，注意区分。图中左下角声明了以俯视图为参照的坐标系，标注了上下左右四个方向，另外垂直纸面向里为前，垂直纸面向外为后。

透射）进入高数值孔径物镜中并在离子位置聚焦。因为磁场方向沿着两个物镜轴线，故让 σ 光沿此方向入射。

图中烧蚀光是 532 nm 激光，结合图3.19来看，它从台面下方穿过大理石平台通孔入射到台面上方，经过一个 $f = 75$ mm 的平凹透镜被聚焦，由于之前已经讨论过，这里不再叙述。

图中虚线代表离子发出的 369 nm 光，和成像有关，将在下一节讨论。

3.3　成像子系统

本节讨论的成像系统包括电荷耦合元件（CCD）成像系统和光电倍增管（PMT）成像系统。其中 CCD 成像系统用于将离子的像聚焦到 CCD 像面上，一般做观察用，也可以为微运动补偿提供参考。而 PMT 成像系统用于收集离子在

万方数据

态探测过程中发出的荧光。

我们在左右两个方向各配置了一套 CCD[①]并搭建了成像光路，如图3.24所示，图中虚线即为离子发出的 369 nm 荧光。以左侧 CCD 成像光路为例，离子发出的荧光首先经过玻璃腔腔壁，即厚度为 4 mm 的玻璃，然后经过高数值孔径消色差物镜（以下简称物镜）。物镜被设计为无穷远工作，并被安装在一个三维平移台上，平移台运动精度能达到 2.5 μm，其中左右方向的平移台（这里的左右方向以该俯视图为参照，见图3.24的说明。）经过升级，我们为其加装了一个压电陶瓷，最大行程为 20 μm，对应于 150 V 电压，进一步提升其运动控制精度。通过精密调节物镜在左右方向的位置，可以使离子位于其等效焦距附近，则离子作为点光源发出的荧光被物镜收集后变为平行光。上述平行光经过一个双色镜被反射至 $f = 250$ mm 的消色差胶合透镜中，最终被汇聚至 CCD 像面上成像。

对于右侧 CCD 成像光路，因为 EIT 冷却光路的存在，离子发出的光经过一个半反半透镜被反射至右侧，由于台面尺寸限制，我们将其向上反射，搭建了一套垂直成像光路，由于光路设计和左侧一样，这里便略去讨论。

图3.25展示了左侧 CCD 上显示的离子图像，理论上离子的像是圆形光斑，从图中可以看出真实成像存在非常严重的像差。其原因可能是光束和消色差胶合透镜没有严格共轴而引入了像散。

图 3.25　上图左侧成像光路 CCD 上的离子图像。其中白色圆圈内为离子的像，呈椭圆形，说明成像质量较差，可能是像散导致的。红色圆圈内是 CCD 像面上被损坏的像素，处于常亮状态。

我们在离子上面独立搭建了一个平台，专门用于 PMT 成像光路。为方便观察和通过光学方式进行微运动补偿，我们也在平台上方搭建了一套 CCD 成像光路，为便于区分，称为垂直成像光路。

我们使用的是 32 通道的 PMT，每个通道的宽度为 800 μm，相邻通道之间的间隔为 200 μm。考虑到势阱中相邻离子之间的间距一般在 3 至 8 μm，按照 5 μm 计算，则需要将离子的像至少放大大约 200 倍，同时需要设计可变放大倍率的光

[①] *WAT-910HX/BR, Watec*

万方数据

路以满足不同间距时的成像需求。PMT 相邻通道之间的串扰会影响系统保真度，所以光路在设计时要保证其达到衍射极限，并且在搭建时要注意避免各种像差的出现。

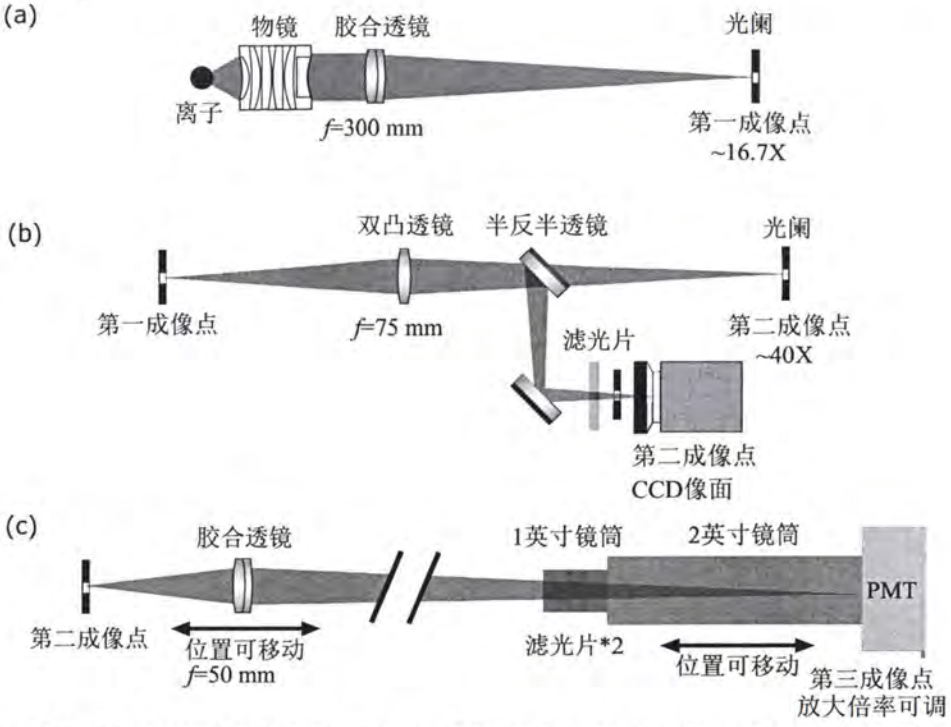

图 3.26　(a) 一级放大光路原理图，第一成像点的放大倍率约 16.7 倍，即长焦透镜和物镜焦距之比。(b) 二级放大光路原理图，第二成像点的放大倍率约 40 倍，CCD 像面位置处于第二成像点。(c) 三级放大光路原理图，PMT 位于第三成像点上，目前放大倍率为 1000 倍。放大倍率可以通过改变前面胶合透镜的位置和 PMT 本身的位置来调整。

最终我们设计的垂直成像光路如图3.26所示。这里展示的是光路原理图，实际上有部分光路是竖直的，并且考虑到台面大小，实际光路利用反射镜做了弯曲处理。为满足高放大倍率的要求，成像光路包含三级放大光路，下面我们逐一讨论。

第一级放大光路中，离子产生的荧光透过 4 mm 厚的玻璃腔壁后，首先经过一个高数值孔径物镜由发散光变为平行光，再经过一个 $f = 300$ mm 的胶合透镜汇聚成像于第一成像点。对于较大直径的光斑，其边缘离轴较远，胶合透镜能够有效校正球差和慧差，对成像质量有很大帮助。第一成像点处距离胶合透镜 300 mm，安装一个光阑用于光学滤波。第一成像点的放大倍数约为 16.7 倍，即长焦透镜和物镜焦距之比，其中高数值孔径物镜的等效焦距为 18 mm 左右。实验上可以估测出第一成像点的放大倍率，在阱中以某一组电压装载两个离子之后，将 CCD 置于第一成像点处，获得的离子图像如图3.27所示。注意图中横坐标是 CCD 的像素点数，可见两个离子的像的中心距离约 10 个像素点，而此款

万方数据

CCD 的像素大小为 8.4 μm，并且按照经验，在该电压下，两离子间距是 5 μm，由此可计算其放大倍率为 16.8 倍，符合理论值。

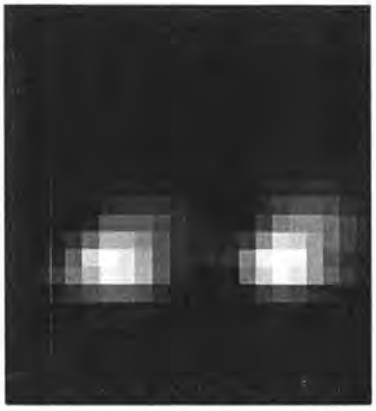

图 3.27　第一成像点处两个离子的像。

从第一成像点出发，离子的像可以被视为点光源，其发出的荧光经过一个 $f = 75$ mm 的双凸透镜汇聚成像于第二成像点。在双凸透镜后有一个半反半透镜，将离子荧光分为两束，透过的一束用于成像至 PMT 上，而反射的一束用于成像至 CCD 上。实验中半反半透镜被安装在我们自制的舵机上，舵机上还安装有通孔和全反射镜，可以通过改变舵机角度来切换通孔，全反射镜和半反半透镜，以改变光束指向来满足不同成像器件（CCD 或 PMT）的需要。以上即为第二级放大光路，第二成像点的放大倍率为 40 倍，由此可知第二级放大光路的放大倍率约为 2.4 倍。根据薄透镜成像公式，这要求 $f = 75$ mm 的双凸透镜距离第一成像点约为 106 mm。若该透镜的位置存在偏差，则会对后面光路的放大倍数和第二成像点的位置产生很大影响，实验上应严格控制其位置。第二成像点处 CCD 上收集到离子的像如图3.28所示。

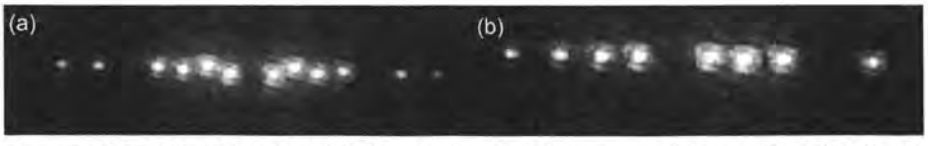

图 3.28　第二成像点处长离子链的像。(a) 离子链中存在 zig-zag 模式。(b) 离子链中离子呈线性排列。注意两图中均存在暗离子。

从第二成像点出发，离子发出的荧光经过一个 $f = 50$ mm 的胶合透镜汇聚于第三成像点，也就是 PMT 感光面的位置。PMT 上安装有两英寸的套筒和一英寸套筒，用于屏蔽来自环境的杂散光，一英寸套筒上还安装两片 OD6 的滤光片，用于将其他波长的光过滤干净。上述胶合透镜和 PMT 装置均安装在位置可调的光具座上，由于第二成像点位置固定，则可以通过调节胶合透镜和第二成像点之

万方数据

间的距离来调整放大倍率，与此同时 PMT 的位置也要进行相应调整以保证离子的像正好处于 PMT 的感光面上。

PMT 上单离子成像如图3.29(a) 所示，其横坐标为 PMT 的通道编号，从 0-31 共 32 个通道，纵坐标为 PMT 在一定时间内收集到的光子数，此图对应的收集时间为 100 ms。PMT 上两离子成像如图3.29(b) 所示，可见当前距离下，两个离子的像间隔 2 个通道，约 2 mm。考虑到离子实际距离约 5 μm，则总体放大倍率约为 400 倍。

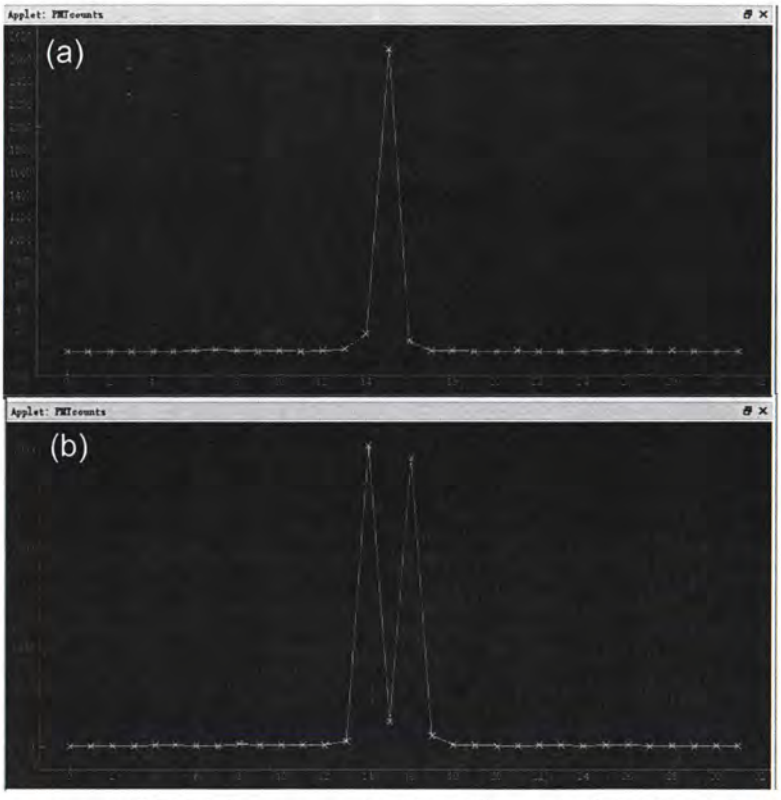

图 3.29　(a) PMT 上单离子成像。(b) PMT 上两离子成像。注意测试两离子成像时，冷却光功率被人为调高，导致离子的光子计数上升。

3.4　电子学系统

电子学系统为离子阱的 RF 电极提供高达数百伏的射频电压，同时为 DC 电极提供干净的直流电压。另外还为系统中各个部件，如 AOM，EOM 等，提供射频驱动信号及相应的控制能力。本节将对系统中的电子学系统进行介绍。

万方数据

3.4.1　螺旋谐振腔及阱功率稳定系统

由第二章的理论介绍可知，为在线性刀片阱上实现离子阱的囚禁功能，RF 电极上需要施加高压射频信号。

由式2.24可知，提高 RF 电极上的电压可以带来更高的久期运动频率，存在一定的好处。按照经验，施加到 RF 电极上的电压一般高达数百伏，直接提供如此高的电压显然是不实际的，但可以使用共振电路提供电压增益来产生高电压。

有别于直流信号，对于射频信号的传输，应按照阻抗匹配（这里的阻抗匹配有别于前文提到的 FP 腔阻抗匹配）的方式谨慎处理。所谓阻抗匹配，即要求前级等效电路的阻抗和负载电路的特征阻抗大小相等且相位相同，现代射频系统中的标准阻抗是 50 欧姆，换句话说，也就是要求前级电路和负载的阻抗均为 50 欧姆便可保证负载获得前级电路的最大功率。匹配不良的射频信号会在端口处发生反射，容易导致前级电路烧毁，同时功率也无法传递到负载上。本系统中，我们使用信号源①提供低相噪，低高次谐波的高品质射频信号，再经过一个增益达 45 dB 的射频功率放大器②对信号进行放大。以上均使用成熟的射频器件，其内部已经做好阻抗匹配，采用合适的射频线缆将它们连接起来即可，并且系统对外端口的阻抗也是 50 欧姆。而离子阱本身可视为负载，包括阱电阻，寄生电容以及寄生电感，明显地，负载和前端射频源并不满足阻抗匹配条件。

这里我们使用螺旋谐振腔[229-232]实现电压增益和阻抗匹配功能。螺旋谐振腔包含一个小线圈和一个大线圈，由前端射频源提供的射频信号通过一个标准射频接头接入小线圈。大线圈和阱本身相连，除了阱本身的电阻、电容和电感外，大线圈会引入自身电阻，电容以及电感，在进行阻抗匹配时要将其纳入考虑。大小线圈之间通过互感连接，通过改变小线圈的物理特性，如匝数、大小和位置等，可以非常好地实现阻抗匹配。螺旋谐振腔除了作为阻抗变换元件外，因为其品质因子（Q 值）足够高，一方面可以提供很高的电压增益，另一方面其 3 dB 带宽较窄，在带宽之外的噪声信号很快衰减，于是它还可作为一个天然的滤波器使用，能够有效滤除来自外界或信号源的电噪声。

有关螺旋谐振腔理论计算和参数选择等问题可以参考上述文献，有关本系统实际使用的螺旋谐振腔的性能表征和测试可以参考本组贺冉博士的论文[110]。另外，现在有研究组为螺旋谐振腔的小线圈安装上精密微分头，可以精确调节大小线圈之间的耦合；或者在阱上并联一个可调电容，都可以更好地实现阻抗匹配[59,233]。本章则重点讲解如何实现阱射频功率稳定。

前文提到，阱的射频功率稳定与否会直接影响到离子声子频率的稳定与否，进而影响离子运动态的相干时间，也会影响两比特门的保真度。另一方面，射频

①*SRS,SG384*

②*Mini-circuit,ZHL-5W-1+*

万方数据

功率会影响到势阱深浅，直接影响囚禁离子的稳定性。并且考虑到实际加载到 RF 电极上的功率容易受到温度，机械振动和射频放大器增益的影响，配置主动 RF 功率稳定系统是非常有必要的[234]。

图3.30(a) 展示了我们使用的螺旋谐振腔内部实拍图，图3.30(b) 展示了我们的主动射频功率稳定系统原理图。对于大线圈，我们使用的是双线圈结构，每个线圈对应一个 RF 刀片。为保证两个线圈中传递的射频信号等幅同相，我们为两个线圈之间焊接了两个同相电容，其容值分别为 10 nF（图中橙色小电容）和 10 μF（图中蓝色大电容）。

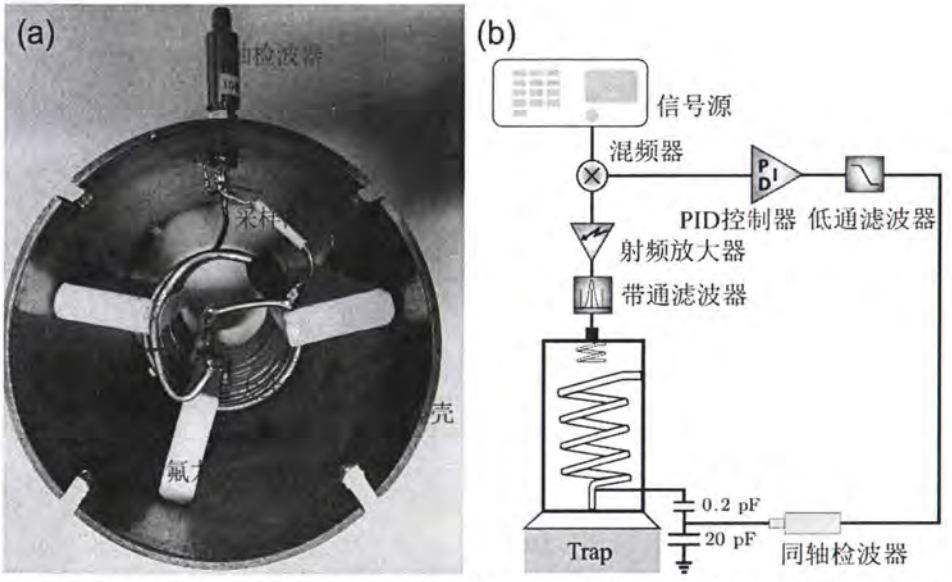

图 3.30　(a) 螺旋谐振腔内部实拍图，图中仅仅展示了谐振腔中的大线圈。利用特氟龙支架将大线圈的位置固定，防止位移的同时也减小了振动带来的影响。采样网络包含两个电容，一端被焊在线圈末端，另一端被焊在外壳上，外壳是接地的。(b) 主动射频功率稳定系统原理图。

主动射频功率稳定系统需要一个可靠的采样电路对射频功率进行采样。我们使用两个串联电容网络实现此功能，两个电容的容值分别为 0.2 pF 和 20 pF。这里的采样电路类似于上文提到的光强稳定系统中光学分束器，都是按照固定比例提取需要稳定的物理量。但是采样电路的情况更为复杂，有以下几个因素需要格外注意。首先，线圈上传输的射频信号电压较高，则电容的耐压值也要高，否则有击穿风险。第二，高功率的射频信号往往带来严重的热效应，需要电容具备低温漂的特点，否则电容容值随着温度的升高而改变，分压网络的采样比例也会变化，导致系统无法将功率正确锁定。我们选用了来自 Vishay 公司的 QUAD HIFREQ 系列电容，它耐压 200 V，温漂系数不超过 30 ppm/°C，满足上述两个要求。第三，采样电容容值（特指小容值采样电容）应远远小于阱电容，同时采

万方数据

样电容和电极之间的寄生电感应远小于谐振腔电感，以避免采样电路对阻抗匹配的影响，这里选用了 0.2 pF。第四，因采样电容容值极小，应尽量避免分压网络中其他寄生电容的影响，原本我们设计了一块贴片式 PCB 用于放置两个电容，后面发现 PCB 上寄生电容的容值已经达到 pF 量级，会显著影响到分压网络的采样比例。于是这里我们将两个电容直接焊接到离它们最近的元件上，尽量减少连接线长度。最后实测发现分压网络采集到的射频信号功率比射频放大器输出功率低 20 dB，说明分压网络的采样比例约为 1：100。

从采样电路中取出部分射频功率后，我们将其接到一个同轴检波器中。同轴检波器包含两个肖特基二极管以及若干电阻和电容，其功能是将射频功率（或射频电压）转化为直流电压信号[234]，其分压比和 RF 信号频率有关。由信号源直接产生一定功率的射频信号接入同轴检波器输入端口，注意其频率应设为 24.5 MHz，这是螺旋谐振腔的谐振频率。可测出同轴检波器输入射频信号的电压幅度和输出直流电压幅值的关系如图3.31(a) 所示。输入射频信号的功率范围是-20 dBm 到 14 dBm，这是考虑到入射到谐振腔中的射频信号功率一般不超过 2 W，即 33 dBm，而分压网络的采样比例为-20dBm，则同轴检波器输入射频信号最高为 13 dBm。

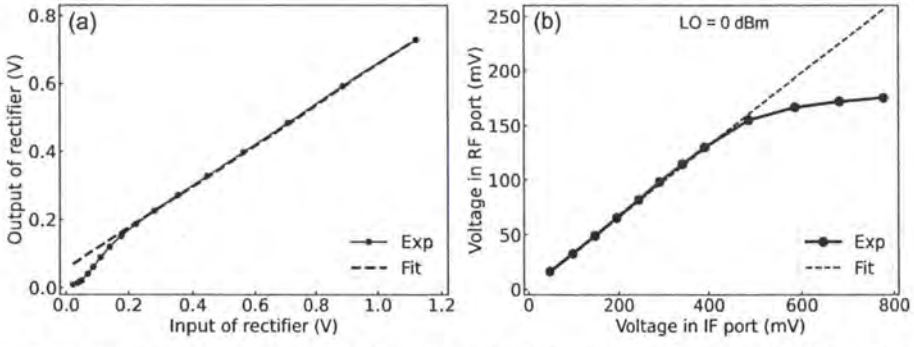

图 3.31　(a) 同轴检波器输出直流电压和输入射频信号电压关系图。可以看出其输入输出电压在一定范围内（0 dBm 到 14 dBm）呈线性关系，若输入射频信号过低，则输出信号幅值失真。(b) 混频器 RF 端口输出射频信号电压和 IF 端口直流信号电压关系图。若 IF 端口直流电压过大，则混频器输出进入饱和状态。注意上两图中射频信号的电压都由射频信号功率转换而来。

同轴检波器转换得来的直流信号经过低通滤波器滤除高频噪音后，接入 PID 控制器的信号输入端。PID 控制器①允许从外部引入高精度参考电平，该直流信号和高精度参考电平之差即为误差信号。PID 控制器随后对误差信号进行处理，其输出的反馈信号被接入混频器②的 IF 端口。信号源输出的射频信号被接入混频器的 LO 端口。混频器的 RF 端口输出经过反馈信号调制后的射频信号，随后

①*New Focus LB1005*
②*Mini-circuit ZX05-1-S+*

万方数据

它被送入射频功率放大器，再经过带通滤波器耦合至谐振腔中。

系统对射频功率进行锁定的逻辑也非常简单，当谐振腔中射频信号功率下降时，采样网络采样得到的射频功率也相应下降（因为采样比例稳定不变）。此时同轴检波器输出的直流信号幅度也下降，和参考电平对比后得出误差信号幅度也相应变化。PID 控制器输出反馈信号给混频器的 IF 端口，使得混频器 RF 端口的输出增加，经过放大器后，谐振腔中射频信号功率上升，反之亦然。

为使锁定系统良好工作，我们提前测试了混频器作为压控器件时的响应度。我们使用信号源输出 0 dBm 的 24.5 MHz 的射频信号接入混频器的 LO 端口，改变其 IF 端口的直流电压值，观察到 RF 端口输出射频信号的电压和 IF 端口输入电压的关系如图3.31(b) 所示。可以看出 IF 端口的直流电压值在 500 mV 以下时，混频器有非常好的线性响应。若 IF 端口直流电压值过高，则混频器进入饱和状态。在锁定时，我们希望 IF 端口的反馈信号值在 500 mV 左右，一方面可保持混频器工作在线性响应区间，另一方面尽量减少 LO 端口到 RF 端口的混频损耗（IF 端口输入 500 mV 时，RF 端口输出-3 dBm，相对于 LO 端口有 3 dB 损耗）。

3.4.2　DC 电压及滤波系统

为提供离子的轴向囚禁势以及补偿其微运动，DC 电极上需要高品质的直流电压。一是要求外部供给的直流电压是“纯净的”，即交流噪声尽可能被抑制，以减少对离子的加热效应和其他可能的副作用。二是要求外部供给的直流电压精度高，这样对微运动的补偿效果更好。

我们的阱上共有 10 个分段的 DC 电极，另外两个 RF 电极上也需要加载偏置电压以进行微运动补偿，共计 12 个 DC 电压。最终我们选用一款具备 16 个通道，分辨率达到 16 位的 DC 源[①]。它的输出电压最高可达 ±14 V，分辨率达到 10 μV 量级，温漂低于 5 ppm/K。

DC 源中为各个输出通道配备了低通滤波器，然而其性能并不能满足实验需要，于是我们自行设计了额外的低通滤波器，目的是为了将 DC 以外的噪音尽可能过滤干净。从 DC 源到阱上的真空馈通处有一定的距离，为此我们在 DC 源输出口处和阱上真空馈通入口处分别安装了一个多通道滤波器。DC 源输出的 DC 电压首先经过其出口处的 RC 低通滤波器，经过 SMA 同轴屏蔽线传输后再经过 LC 低通滤波器，最后接入阱中。

贺冉博士已经在其博士论文中描述了 RC 低通滤波器，其截至频率为 50 kHz，对 1 MHz 及更高频率噪音的衰减效果在 80 dB 以上。这款低通滤波器使用了来自 Minicircuit 的 LPF-B0R3+ 滤波元件和 3 阶 RC 滤波，由于该滤波元件尺寸较大，对应的 PCB 板面积也较大，无法安装在真空馈通入口处。

[①] *BS Series,Stahl*

万方数据

本人另外设计了多通道 LC 低通滤波器，并设计了机械装具使其固定在真空馈通入口处，如图3.32(a) 所示。机械装具不仅仅提供支撑固定作用，其铝制外壳也可以起到屏蔽作用。若噪声从端口处泄露进阱，则此后再没有元件提供滤波效果，于是对于靠近阱的端口，电磁屏蔽非常有必要。

LC 滤波器 PCB 的 3D 图纸如图3.32(b) 所示。我们设计了十路 SMA 接头，使用 SMA 同轴屏蔽线将 DC 信号从上一级滤波器引入本滤波器的 SMA 接头，可以避免空间杂散噪声耦合进传输线。其原理图如图3.32(c) 所示，滤波电路采用三级 LC 滤波方式，输入和输出处各有一个容值为 1 nF 的旁路电容，可以有效过滤高频噪声。信号传输线周围全部覆铜接地，能够起到更好的屏蔽效果。最终十路信号被连接到 PCB 板右侧的 12pin 接口从而输入至阱的真空馈通中。

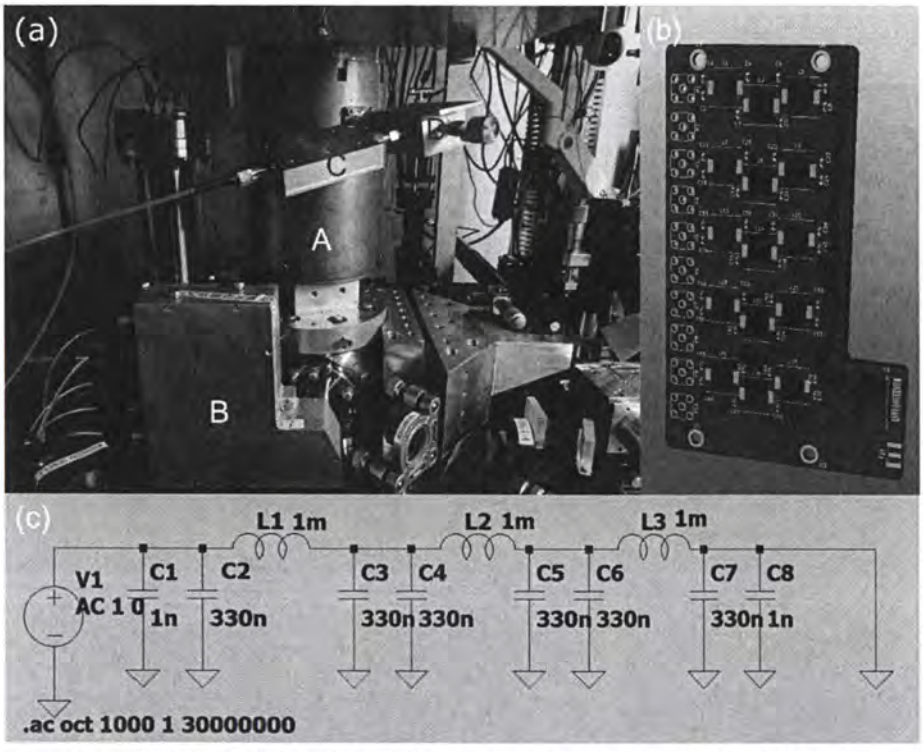

图 3.32　(a) 安装在真空馈通处的 10 通道 LC 低通滤波器实物图。其中 A：螺旋谐振器；B：10 通道 LC 低通滤波器及其机械装具；C：单通道 LC 低通滤波器；D：直流偏置器。(b) 滤波器电路板 3D 图纸，其中裸露的贴片位置放的是 1 mH 电感，其模型缺失所以未显示。左侧是十个 SMA 接头焊点，最右侧有一个贴片式 SMA 焊点，用于测试。(c) 滤波器电路原理图，输入处有一个 330 nF 的大电容和一个 1 nF 的旁路电容，旁路电容用于过滤信号中的高频噪声。输出处的旁路电容也起同样作用。

除了十个分段 DC 电极之外，加载到 RF 电极上的 DC 电压也需要滤波处理，这里的滤波处理尤为重要。在我们早期实验中，因为此处滤波效果不佳，导致离子的热率上万，且多普勒冷却后的声子数也在百个左右。DC 偏置电压首先经过

万方数据

RC 滤波器中的两个通道完成第一次滤波，随后也用 SMA 线连接至一个单通道 LC 滤波器中。这里单通道 LC 滤波器和上文多通道 LC 滤波器的原理，电路均一致，唯二的区别在于它只有一个通道，且背面直接覆铜接地（多通道滤波器受限于 PCB 板面积和 SMA 接头数量，背面没有直接接地）。也正因为此，单通道 LC 滤波器的滤波性能更优良。若希望在 RF 信号上叠加一个 DC 信号，则需要

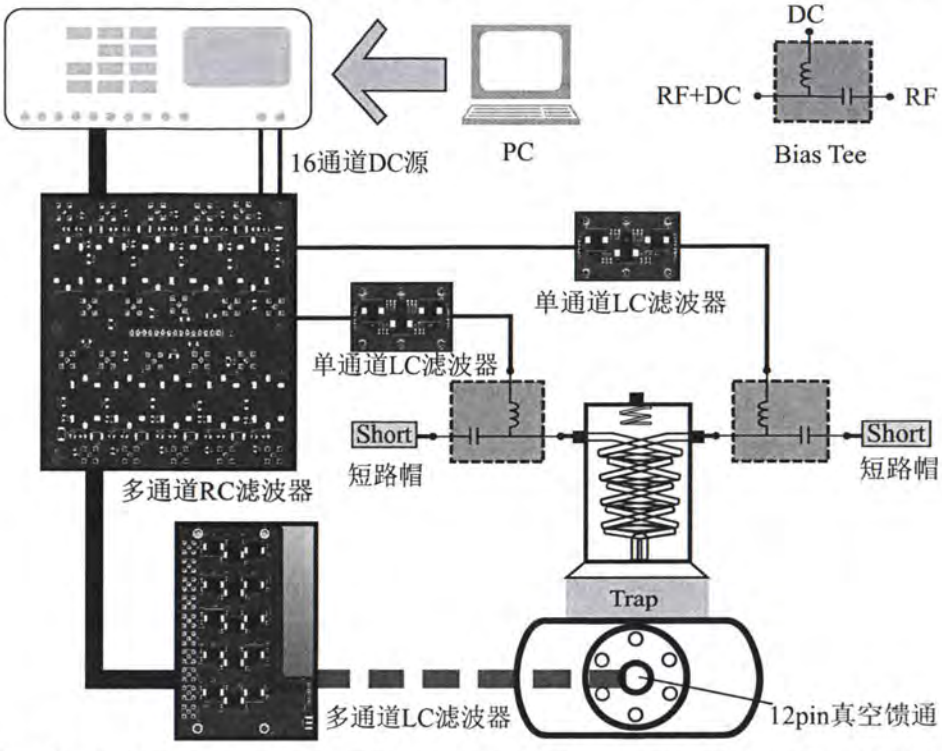

图 3.33　DC 滤波系统的框架图。图中黑色实现代表使用 SMA 同轴屏蔽线连接，虚线代表通过航空接头直接连接。

使用直流偏置器（Bias-Tee）[①]。其原理可简化为一个电容和一个电感，电容用于隔离直流信号而通过 RF 信号，对应 RF 端口；电感则用于隔离 RF 信号而通过直流信号，对应 DC 端口。其原理图见图3.33右上角小图所示。使用直流偏置器时，其 RF 端应接一个短路帽使此端口和地短接。单通道 LC 低通滤波器的输出通过 SMA 屏蔽线接入直流偏置器的 DC 端，而其 RF+DC 端则和谐振腔中的线圈相接，如此则 DC 电压可以通过 DC 端口传输至线圈中。我们使用了双线圈结构，所以需要两个直流偏置器，如图3.33所示，同时图3.32(a) 展示了实物图。滤波系统的整体框架如图3.33所示。另外需要注意的是选择直流偏置器型号时，应注意其 DC 端口至 RF+DC 端口之间的电阻，若此电阻过大，则会影响谐振腔的 Q 值，也会影响阻抗匹配。

[①] *Mini-circuit,ZFBT-282-1.5A*

万方数据

为对比 RC 滤波器，多通道 LC 滤波器和单通道 LC 滤波器的性能，我们用信号源产生 0 dBm 功率，不同频率的点频信号输入滤波器中，观察其频幅响应，结果如图3.34所示。这里我们仅展示 DC 至声子频率附近的频幅响应。由图中可看出，RC 滤波器的频幅响应曲线更陡峭，而 LC 滤波器受限于电感存在，其频率响应的截至区不够陡峭。然而在我们关心的声子频率附近，即 100 kHz 至 2 MHz 区间，LC 滤波器的滤波效果要比 RC 滤波器高出至少 20 dB 左右，其中单通道 LC 滤波器因为接地面积更大，其滤波效果比多通道 LC 滤波器高出约 20 dB。

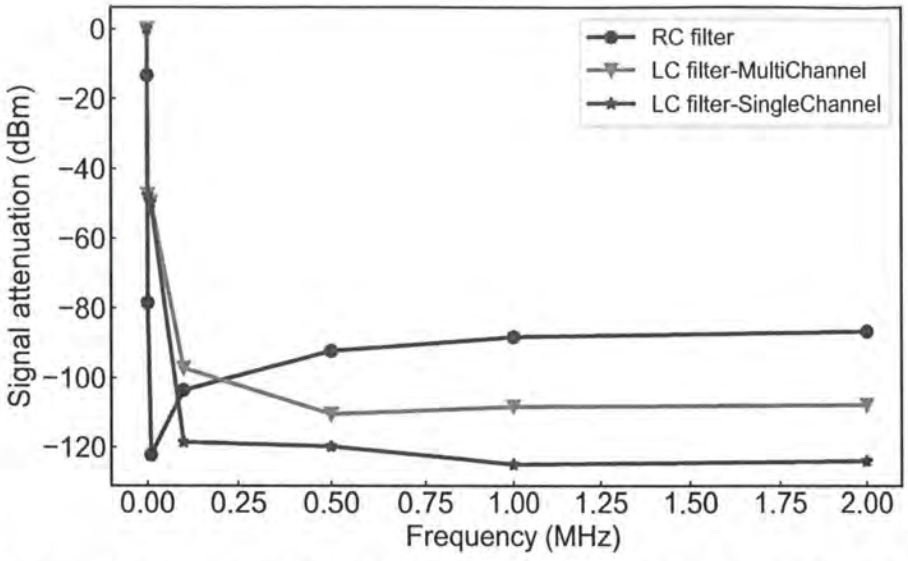

图 3.34　不同滤波器在声子频率附近的幅频响应曲线。可以看出 RC 滤波器在低频下有更好的滤波效果，而 LC 滤波器在声子频率（1 MHz）附近有更好的滤波效果。

DC 源可通过 USB 接口和电脑进行通信，通过 Python 或 Labview 编写代码可实现对 DC 源的控制。

3.5　磁场及磁屏蔽系统

前文提到，$^{171}Yb^{+}$ 离子具有 1/2 核自旋，其能级在外部磁场作用下会产生超精细劈裂，其劈裂频率和磁场大小有关。另外，$^{171}Yb^{+}$ 离子需要外界磁场以避免其在多普勒冷却过程中落入暗态。磁场可由通电线圈或永磁体产生，其中永磁体产生的磁场更加稳定，不受外界电噪音影响，但是不能随意调节磁场大小；而通电线圈产生的磁场容易受到工频噪声等电噪声影响，往往需要主动磁场稳定技术或者 line trigger 技术将实验时序和工频交流电做同步。

最终我们选择了 Sm_2Co_{17} 磁铁来产生磁场，原因是 Sm_2Co_{17} 磁铁拥有极低的温度依赖性，低至 −0.03 %/K，并且拥有较高的剩磁，普遍高于 1 T，该方面

万方数据

的性能要优于其他材料的永磁体。我们利用永磁体产生两个方向的磁场，其机械装具的 3D 图纸如图3.35(a) 所示。左右方向的磁场装具通过螺丝固定在夹持高数值孔径消色差物镜的夹具上，中间设计一个通孔用于穿过物镜。我们选用的圆柱形磁铁的直径为 4 mm，厚度为 1 mm，而磁场装具设计了两圈直径略大于 4 mm，深度 5 mm 的凹孔，见图3.35(b)，改变安装的磁铁的个数和厚度，可以灵活调整产生的磁场大小。上下方向的磁场装具则分别固定在光学平台上和其他机械零件上，其中上方的磁场装具可以灵活调节其高度从而改变离子处的磁场大小。我们用胶水为所有磁场装具的内圈凹孔固定了 1 mm 厚度的圆柱形磁铁，最终左右方向产生的磁场大小为 9.5 Gauss。

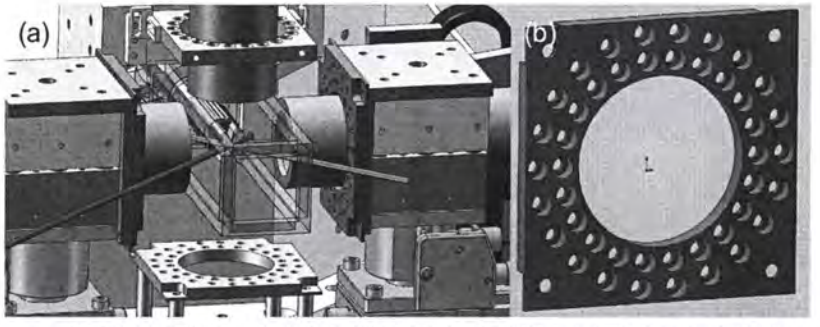

图 3.35　(a) 永磁体机械装具，其中黄色机械装具中的磁铁用于产生上下方向的磁场，绿色机械装具的磁铁用于产生左右方向的磁场。(b) 机械装具背面设计，中间的直径 32 mm 通孔用于穿过消色差物镜，围绕这一通孔有两圈直径略大于 4 mm，深度 5 mm 的凹孔用于安装磁铁。

在磁场准备好后，为隔绝环境磁场，提高量子比特的相干时间[235-236]，我们设计了如图3.36所示的磁屏蔽系统。磁屏蔽系统包括两层，分别称作外层磁屏蔽系统和内层磁屏蔽系统。其主要使用的材料是坡莫合金，又称 μ-metal，本质上是镍和铁构成的合金，镍含量在 30% 到 90%，拥有非常高的磁导率，利用此特性来实现对外界磁场的屏蔽。

外层磁屏蔽系统使用了单层厚度为 1.5 mm 厚度的坡莫合金，以六个面包围整个大理石平台，包括其外围电木。图3.36(a) 中大理石板外围黄色部分即为电木，它固定在大理石平台外围一圈，意在扩展整个平台的尺寸，设置有螺纹孔，方便外层磁屏蔽的安装。其中背面磁屏蔽板利用螺丝直接固定到大理石平台外围电木上，侧面和顶面的合金板均设计成可拆卸形式，在电木中开槽，合金均插入槽中，不做刚性固定。侧面合金板和背面合金板还设计有射频馈线的腰孔，用于传输电信号。底面合金板一片放置于大理石平台和台面上面包板夹层中，另一片倒挂在大理石平台下方。

内层磁屏蔽系统使用了合金-铝-合金结构，其中坡莫合金厚度为 1.5 mm，铝的厚度为 6 mm。各层之间用螺丝连接，注意设计时螺纹孔要错位放置，尽量减

万方数据

少通孔。然而为了通光，内层磁屏蔽中还是保留了通光孔，预计对屏蔽效果有所影响。

应当注意的是，坡莫合金在加工完毕后需要退火以释放内部应力，达到更好的屏蔽效果，退火之后合金硬度下降，容易形变，设计时应留有充分余量。经验上，在合金-铝-合金结构的中间留有空气隙，即合金-空气-铝-空气-合金，可以大大提高磁屏蔽性能。遗憾的是，在本篇博士论文完成时，因台面上的实验系统还在不断升级调试，此磁屏蔽系统仅部分搭建完成，其屏蔽性能有待进一步测试。

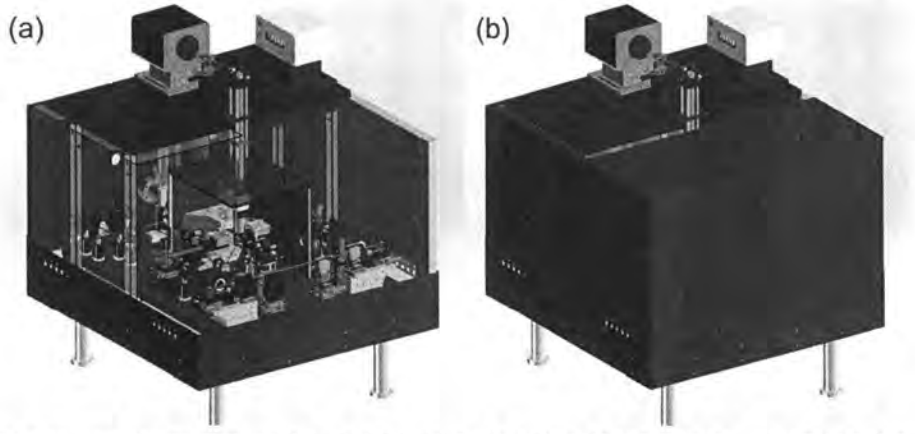

图 3.36　(a) 内层磁屏蔽效果图。外层磁屏蔽开启时可以看到内层磁屏蔽。由三面黑色坡莫合金包围起来的区域即为内层磁屏蔽，这里省略了部分面没有展示。完整的内层磁屏蔽会将整个玻璃腔以及部分光路包围起来。(b) 外层磁屏蔽效果图。外层磁屏蔽为可拆卸式设计，方便日常的实验操作。注意大理石板和面包板夹层以及大理石板下层分别有一块坡莫合金，图中不方便展示。

3.6　测控系统

离子阱实验中需要对多个物理量进行控制，其中对部分物理量的控制属于常规控制，不需要满足精确的时序，典型的例子如调节 PDH 锁腔过程中 EOM 的移频信号频率，或调节激光器本身出射激光的功率或频率；而对部分物理量的控制需要满足一定的时序，如上文提及过的进行微波拉比震荡的实验，在该实验中，多普勒冷却光，泵浦光，微波以及态探测光需要按照严格的顺序以及规定的时间作用到离子上。本节讨论本人博士期间搭建的电子测控系统，其总体框架图如图3.38所示。该图重点展示本离子阱系统中是如何实现时序控制的，同时展示了部分常规控制模块。同时，测控系统也将之前提到的各个子系统有机结合起来，使得它们作为一个整体工作，进而保证离子阱实验的正常进行。例如，测控系统在不同的时间内利用电学子系统发出控制信号，控制光学子系统中 369 nm 激光的通断以对离子进行冷却，态制备，态读取等操作，同时对成像子系统收集到的离子荧光进行处理，从而得到实验结果。下文会详细描述各个子系统之间是

万方数据

如何配合工作的。

如图所示，PC 是我们所有控制系统的中心，ARTIQ 则主要用于时序控制（当然它也可以用来完成常规控制，这取决于具体的控制代码）。ARTIQ 并非某个具体的硬件名称，而是实时测控系统架构，它具有基于 Python 的高级编程语言，在专用 FPGA 上编译和执行，具有纳秒级定时分辨率和亚微秒级延迟。在此 FPGA 上运行的时序控制代码可以使用远程过程调用（RPC）机制与 PC 上运行的 Python 代码连接。在 PC 机上可以运行 ARTIQ 系统的用户界面，我们在默认用户界面的基础上对其进行修改，主要是优化了其绘图函数并将多个实验任务整合成一个，方便实验者调节参数，图3.37展示了 ARTIQ 的用户界面。

图 3.37　ARTIQ 系统的用户界面。我们修改了其默认的绘图函数，允许对 PMT 不同通道接受的数据进行分别绘图。此外我们将多个实验任务的参数进行整合，比如扫描时间，AWG 的频率、幅度、相位，延时等，方便实验者进行参数修改，有利于提升实验效率。

我们所使用的硬件则由 M-Labs 公司提供，除了核心的 FPGA 外，还配置了 24 路 TTL 信号发生器，8 路直接数字式频率合成器（即 DDS，内部芯片为 AD9910），16 路数-模转换器，8 路模-数转换器以及时钟模块等。

具体来说，针对 369 nm 三路操作光，即冷却光，泵浦光和探测光，我们使用微波开关来控制其时序（图中的 Switch）。我们使用树莓派通过 SPI 协议为 AD9959 写入频率，幅度和相位控制字，使其产生 RF 信号，通过一个射频功率放大器后接入微波开关。微波开关有一个控制端口来接受控制信号，当端口收到高电平时，开关为打开状态，反之则关闭。在进行时序控制时，只需要令 ARTIQ 产生一定时长的高电平 TTL 信号给到开关的控制端口，开关在这段时间内即为开启状态，射频驱动信号正常接入 AOM，产生高级次衍射光射入离子位置。

针对 EIT 冷却光，由 ARTIQ 调用其 DDS 资源，直接产生驱动信号，经过射频放大器后供给 AOM。在进行时序控制时，由 ARTIQ 产生一定时长的驱动信号，则 AOM 在该时间段内产生高级次衍射光射入离子位置。

万方数据

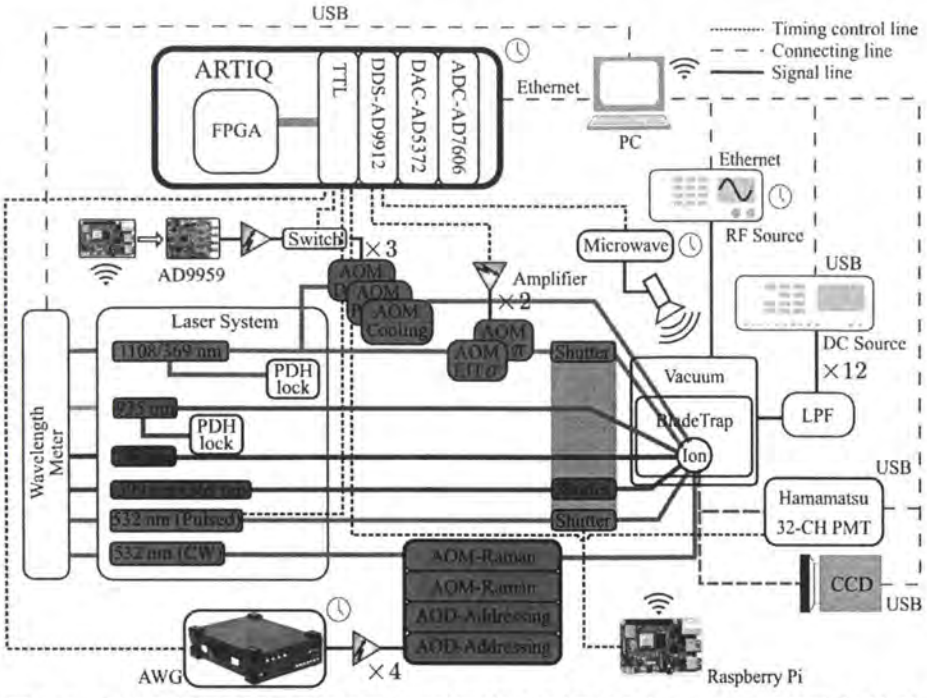

图 3.38　测控系统框架图。我们使用的高精度时序控制系统名为 ARTIQ，因其对数据传输速率有较高要求，所以需要通过 SFP 光模块和千兆网线将其和 PC 连接起来。图中的 WiFi 标志表示树莓派和 PC 是通过 WiFi 连接的，而仪器右上角的时钟标志表示该仪器已经接入同一个铷钟参考用于同步。图中短间隔虚线代表由 ARTIQ 产生的具备时序控制功能的信号（包括但不限于 RF 信号，TTL 信号），长间隔虚线代表各仪器和 PC 的连接线，而粗实线代表信号线，包括 RF 信号和 DC 信号。另外激光器也由 USB 连接线和 PC 进行通信，图中省略未画出。

针对微波操作，由 ARTIQ 调用其 DDS 资源产生一个频率为 200 MHz 的微波信号和另一个信号发生器产生的 12.44 GHz 的信号混频后，经过放大器后由微波喇叭照射到离子位置。在进行时序控制时，由 ARTIQ 产生一定时长的驱动信号，在该时间段内混频器产生 12.64 GHz 的信号，否则混频器将没有输出。

针对于 PMT，AWG 等不属于 ARTIQ 系统资源的设备，我们利用 ARTIQ 产生 TTL 信号来触发这些设备从而完成同步。

执行具体的实验任务的流程是，实验者需要提前在 PC 机上 ARTIQ 系统的用户界面编写控制代码，设定合适的参数，然后提交本次实验任务。ARTIQ 系统接受到代码后，若涉及到时序控制，则将代码提交至 FPGA 中运行，编译完成后，ARTIQ 系统按照设定好的时序调用系统资源，如 TTL 或 DDS 等。最后也由 ARTIQ 对 PMT 收集到的荧光信号进行处理从而输出实验结果。

以微波拉比震荡实验为例，我们完整地描述其实验过程中的时序控制，以帮助读者更好地理解本测控系统的工作原理。如图3.39所示，在开始的 1 ms 时间内，ARTIQ 调用了 TTL 信号作用到微波开关上，对应冷却光的 AOM 开始工

万方数据

作，离子被冷却光照射；接下来的 20 μs 内，ARTIQ 调用了另外一个 TTL 端口作用到微波开关上，此时泵浦光开始照射离子，而冷却光则关闭；再接下来的 t μs 内，ARTIQ 调用 DDS 信号，混频器开始工作，产生微波信号打到离子上；最后的 1 ms 内，ARTIQ 调用两个 TTL 端口，一个打开态探测光对离子进行探测，另一个触发 PMT 开始收集离子产生的荧光，这两个流程是同步进行的。对于其他的实验，其时序控制过程均可类比上述例子。

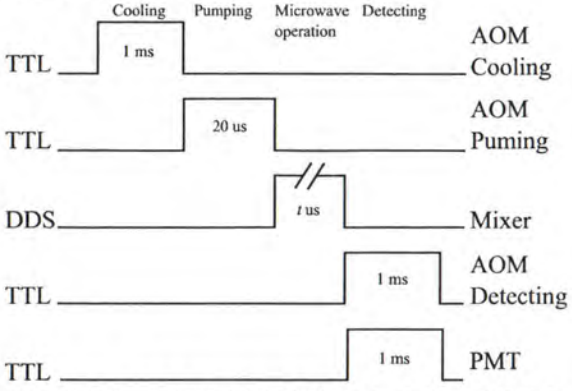

图 3.39　微波拉比实验时序图。上方展示的是实验序列，左侧展示的是在本实验过程中调用的 ARTIQ 资源，右侧展示了在对应时间内工作的设备。

实验中部分激光还需要机械开关（图3.38中的 Shutter），比如 532 nm 脉冲激光和离子化激光。本人使用树莓派连接舵机控制器，再利用舵机控制器控制舵机转向来实现机械开关。其中树莓派通过 WiFi 连接至 PC 机，由 PC 机的用户界面实现远程控制。另外 532 nm 脉冲激光器所接受的脉冲信号也由 ARTIQ 的 TTL 端口产生。

实验中所使用的板卡，射频放大器，微波开关等电子设备数量较多，普遍需要散热和供电，为便于管理和维护，本人制作了射频集成机箱来统一安置这些电子设备，如图3.40所示。

万方数据

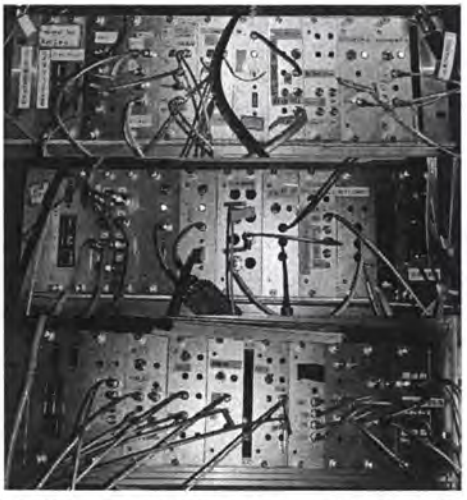

图 3.40　射频集成机箱实物图。我们选用标准的 3U-19 寸机箱，机箱后部设有电源提供 24 V 高电压，也设有散热风扇为机箱提供散热。用于同一目的的设备被集成为一个模块，如射频放大器，射频开关和 DC-DC 降压器被集成在一个模块上，模块可方便地进行热插拔。我们认为此射频集成机箱提高了实验的效率，降低了维护这些电子设备的成本。

万方数据

第 4 章　新型超远失谐拉曼操控系统及实验结果

在使用激光操控离子完成两比特纠缠门时，逻辑门的保真度不可避免的受到光子散射效应的限制[75-76]。例如，对于超精细比特，目前各研究组大多利用受激拉曼跃迁过程完成对比特的相干操控。第二章提到，受激拉曼跃迁涉及到三个能级，拉曼激光和激发态能级之间的失谐越小，则光子散射效应越严重，导致的两比特门错误率越高[77]。2016 年 Ballance 和 Lucas 等人报道的高保真度逻辑门工作中，他们使用受激拉曼过程操控 $^{43}Ca^{+}$ 超精细比特，在失谐 $\Delta = -2\pi \times 3.0$ THz 时，光子散射导致的错误率为 0.4×10^{-3}，对错误率的贡献最高[78]。同年 Gaebler 和 Wineland 等人报道的高保真度逻辑门工作中，研究者使用受激拉曼过程操控 $^{9}Be^{+}$ 超精细比特，在失谐 $\Delta = -2\pi \times 900$ GHz 时，光子散射导致的错误率为 5.7×10^{-4}，同样地，该因素对错误率的贡献也最高[77]。

由此可见，实现超远失谐的拉曼操控系统对提高逻辑门的保真度有较好效果。然而随着激光频率和激发态能级之间的失谐增大，相应的激光光强也需要增大，否则拉比频率会显著降低。激光的光强与其功率和光斑大小两个因素有关，注意到激光的功率不可能无限制增长。并且光强和功率呈线性关系而和光斑大小呈平方关系，于是减小光斑大小是提升光强的更为有效的手段。不锈钢腔体离子阱中难以实现远失谐拉曼操控系统，因为其通光性受限，人们难以在多个方向上配置大数值孔径物镜，从而无法进一步会聚激光光斑，也就难以获得较高的拉比频率。而在我们的玻璃腔离子阱系统中，我们充分利用其高通光特性，在其中两个方向配置了 NA=0.4 的物镜，实现了对拉曼激光的强聚焦，从而有效提升了操控激光的光强，即便在超远失谐条件下，也能获得可观的拉比频率。

在具体的技术手段上，我们使用光纤马赫-曾德调制器 (Fiber Mach-Zehnder modulator，FMZM) 构建了新型的超远失谐受激拉曼操控系统，可实现对离子量子态的相干操控。本章将介绍该操控系统的构成，对系统进行建模分析，随后介绍如何通过锁定拍频来提升操控的相干时间，最后给出一些相干操控实验的结果。

4.1　基于光纤强度调制器的超远失谐拉曼操控系统

第二章对受激拉曼跃迁过程进行了理论分析，简单来说，受激拉曼跃迁需要两束相干激光，且它们的频差要等于能级劈裂频率。本节重点在于讲述实验上如何产生满足上述条件的激光。为避免误导，下文中我们将用于实现受激拉曼跃迁的激光称为拉曼激光，注意它和利用受激拉曼散射效应产生的拉曼激光[237]是不

万方数据

同的，读者应注意区分。

4.1.1　马赫-曾德调制器介绍及 CS-DSB 调制条件

光纤马赫-曾德调制器（FMZM）本质上是一种电光调制器，电光调制器利用电光效应[①]实现对晶体材料折射率的调制，从而完成对入射光场的调制。铌酸锂，砷化镓，磷化铟等材料都具备较强的电光效应，都可以用于制作电光调制器，但是铌酸锂材料具备较高的电光系数，较好的温度稳定度，是最常见的电光调制器晶体材料，我们使用的 FMZM 便基于铌酸锂材料。

FMZM 内部存在一个马赫-曾德干涉仪（Mach-Zehnder Interferometer，MZI）结构，如图4.1所示。铌酸锂波导首先被制备成一个 Y 型分支，波导中的光信号被均分为两部分，分别在上下两臂中进行传输。两臂的波导上制备有控制端口，分别是施加直流信号偏压控制端口和施加射频信号的射频控制端口。一般来说，偏压控制端口用于改变 MZM 的工作点，而射频控制端口用于对光信号进行高频调制。当控制信号接入后，由于电光效应，上下两臂传输的光信号便产生光程差。随后它们再经过一个 Y 型分支在干涉仪出口处合束，产生干涉效应。通过调整施加在偏压控制端口的电压值，FMZM 可以工作在不同的工作点。若某电压使得光信号相位恰好改变 π，则出口处的光信号干涉相消，便没有光信号输出，我们称之为最小传输点。

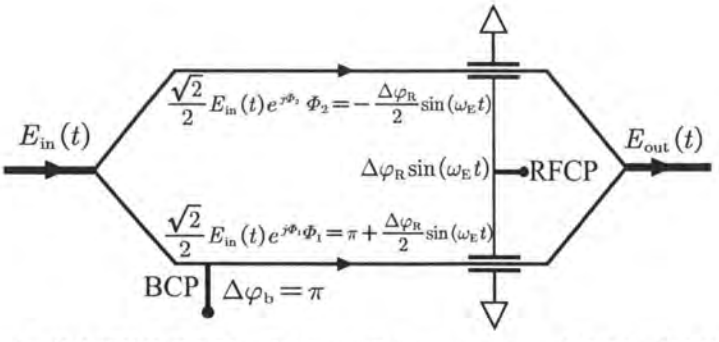

图 4.1　MZM 的内部结构示意图。其中 BCP 是 Bias control port 的简写，意为偏压控制端口。RFCP 是 Radiofrequency control port 的简写，意为射频控制端口。

下面我们讨论 MZM 是如何实现载波抑制-双边带（Carrier-suppressed double sideband，CS-DSB）调制的，这对于产生多频相干拉曼激光非常关键。如图4.1所示，令输入光场为 $E_{in}(t) = E_{in}e^{j\omega t}$，其中 E_{in} 为输入光场的幅度，ω 为其角频率。经过第一个 Y 型分支后，光信号按照光强等分，并且加载在偏压控制端口的电信号使得下臂的光信号相位改变了 π，即 $\Delta\varphi_b = \pi$，此时 MZM 工作在最小传输点。加载在射频控制端口的电信号使得整体的相位改变为 $\Delta\varphi_R \sin(\omega_E t)$，注意到

[①]电光效应指在电场作用下晶体的介电常数发生改变这一现象

万方数据

MZM 工作于推挽模式，其加载在上下两臂的电压等幅反相，则两臂的相位改变分别为 $-\frac{\Delta\varphi_R}{2}\sin(\omega_E t)$ 和 $\frac{\Delta\varphi_R}{2}\sin(\omega_E t)$，于是两臂传输的光场为：

$$E_{arm1}(t)=\frac{\sqrt{2}}{2}E_{in}(t)e^{j\Phi_1}=\frac{\sqrt{2}}{2}E_{in}(t)e^{j\left[\Delta\varphi_b+\frac{\Delta\varphi_R}{2}\sin(\omega_E t)\right]}, \tag{4.1}$$

$$E_{arm2}(t)=\frac{\sqrt{2}}{2}E_{in}(t)e^{j\Phi_2}=\frac{\sqrt{2}}{2}E_{in}(t)e^{j\left[-\frac{\Delta\varphi_R}{2}\sin(\omega_E t)\right]}, \tag{4.2}$$

其中 ω_E 为施加到 MZM 射频控制端口的射频频率，$\Delta\varphi_R$ 为射频信号导致的相位改变值。

当 MZM 工作于最小传输点，即 $\Delta\varphi_b=\pi$ 时，在其中一臂传输的光场可以利用 Jacobi-Anger Expansion 展开为：

$$\begin{aligned}E_{arm1}(t)=\frac{\sqrt{2}}{2}E_{in}(t)\{&-J_0\left(\frac{\Delta\varphi_R}{2}\right)-2\sum_{n=1}^{\infty}J_{2n}\left(\frac{\Delta\varphi_R}{2}\right)\cos(2n\omega_E t)\\&-2j\sum_{n=1}^{\infty}J_{2n-1}\left(\frac{\Delta\varphi_R}{2}\right)\sin\left[(2n-1)\omega_E t\right]\},\end{aligned} \tag{4.3}$$

其中 $J_n(x)$ 是第 n 阶贝塞尔参数，x 是其系数，它的表达式为：

$$J_n(\Delta\varphi_R)=\sum_{k=0}^{\infty}\frac{(-1)^k}{k!\Gamma(k+n+1)}\left(\frac{\Delta\varphi_R}{2}\right)^{2k+n}, \tag{4.4}$$

其中 $\Gamma(k+n+1)=(k+n)!$。同理，另一臂传输的光场可展开为：

$$\begin{aligned}E_{arm2}(t)=\frac{\sqrt{2}}{2}E_{in}(t)\{&J_0\left(\frac{\Delta\varphi_R}{2}\right)+2\sum_{n=1}^{\infty}J_{2n}\left(\frac{\Delta\varphi_R}{2}\right)\cos(2n\omega_E t)\\&+2j\sum_{n=1}^{\infty}J_{2n-1}\left(\frac{\Delta\varphi_R}{2}\right)\sin\left[(2n-1)\omega_E t\right]\},\end{aligned} \tag{4.5}$$

观察式4.3和式4.5，可知在第二个 Y 型分支处，两臂光场的载波项和偶数阶边带项干涉相消，最终输出的光场中只有奇数阶边带。因射频信号导致的相位差和其幅度成正比，于是当我们施加的射频信号幅度足够小时，$\Delta\varphi_R$ 也足够小，我们称此为弱调制。当 $\Delta\varphi_R \ll 1$ 时，由式4.4可知，高阶奇数边带也可忽略，仅保留一阶项。则最终输出的光场表达式为：

$$E_{out}(t)=\frac{\Delta\varphi_R}{4}E_{in}\left[e^{j(\omega-\omega_E)t}-e^{j(\omega+\omega_E)t}\right]. \tag{4.6}$$

由上述推导可知，在最小传输点和弱调制条件下，MZM 的输出信号仅包含两个一阶边带，载波和其他边带均被抑制，即载波抑制-双边带调制（Carrier suppression-Double sideband modulation，CS-DSB）[238]。MZM 输出光信号的光强为：

$$I_{out}(t)=\frac{(\Delta\varphi_R)^2}{8}|E_{in}|^2\left[1-\cos(2\omega_E t)\right]. \tag{4.7}$$

万方数据

注意上述推导过程没有考虑光信号在波导中传输的损耗，但损耗值可认为是常数，所以并不影响上述结论。

4.1.2　超远失谐拉曼操控系统构成

本小节介绍新型超远失谐拉曼操控系统的构成，如图4.2(a) 所示。我们首先使用 PDH 技术锁定 1064 nm 的种子光频率，由于上一章已经详细介绍过 PDH 技术，所以此处不再赘述。该种子光随后被接入 FMZM 的输入端，由于 FMZM 内部的铌酸锂晶体对偏振敏感，所以此处添加一个半波片用于调节种子光的偏振。实验上只需转动半波片使得 FMZM 的透过率最大即可。

种子光的频谱示意图如图4.2(b) 所示，单频激光在频谱上仅包含一个频率分量，即一个峰，类似图3.14中展示的单频 1108 nm 激光的频谱。这里需要注意两个问题，其一，对 1064 nm 及其附近波长的激光，FMZM 允许通过的最大功率为 100 mW，若超过此阈值容易导致器件损坏；其二，FMZM 中不允许特定波长之外的激光进入，比如仅允许 1 nW 的可见光通过，实验者应该利用一定的技术手段滤除 1064 nm 激光中存在的其他波长的光。考虑到后续器件和设备对激光功率的要求，我们为 FMZM 注入了约 98 mW 的种子光，非常接近损伤阈值。FMZM 标称的插入损耗为 2.7 dB，实际测得无调制情况下最大输出功率为 48 mW，约 3.1 dB。FMZM 的输出信号被一个保偏光纤分束器分为两个部分，分束器标称的分束比为 9：1。较强的那部分，约 42 mW 被送往掺镱光纤激光放大器（YDFA）中，较弱的那部分，约 6 mW 被送往电子学环路中，用于锁定 FMZM 的工作点从而实现 CS-DSB 调制。YDFA 将输入的光场进行放大，随后该高功率激光通过透镜聚焦至周期性铌酸锂晶体中完成二次谐波过程，其波长被转换为可见光波长，通过另一个透镜再度准直。可见光一部分进入光纤耦合器中，用于实验；另一部分接入法布里-佩罗干涉仪（Fabry-Perot interferometer，FPI）中用于测试和观察。

光纤激光放大器的关键部件是掺杂稀土元素（如镱，铒等，不同的元素对应的增益波长不同）的玻璃光纤，它无法独立产生激光，而是需要一束种子激光，通过掺杂光纤实现对种子激光的放大。理想情况下激光放大器仅提高种子激光的功率而保留其它特征，比如频率，偏振，线宽等。我们使用的 YDFA 也来自上海频准，其特点是可以放大输入光中所有的频率分量，然而其最大输出功率有限，最大功率将被均匀分配到所有频率分量上。于是实验上希望其输入光中只包含必要分量（这里必要分量是指能够实现受激拉曼跃迁过程的最少频率分量），若 FMZM 的输出信号中包含较多冗余分量，一方面会降低 YDFA 所输出的必要分量的强度，另一方面，经过后面二次谐波过程后，会产生更多冗余分量，从而对相干操作造成不利影响。利用 MZM 实现 CS-DSB 后，仅两个必要的频率分量得到保留，作为对比，使用相位型电光调制器无法做到这点，其输出的频谱包含

万方数据

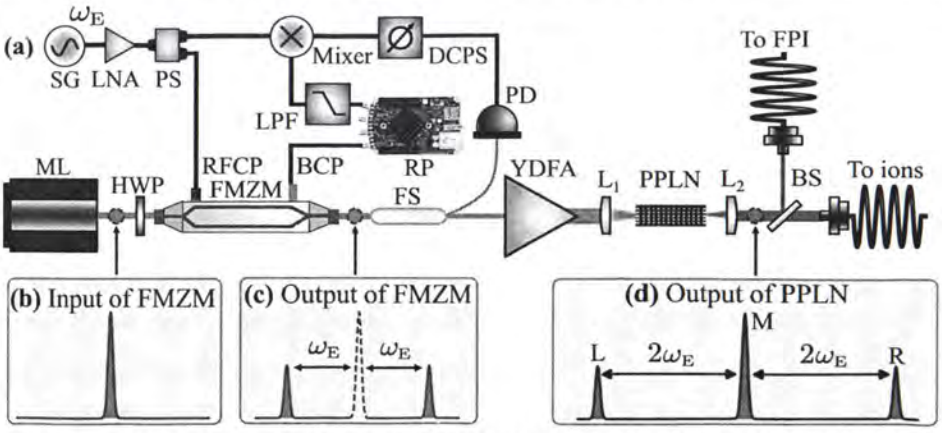

图 4.2　(a) 拉曼操作激光系统装置图。主振荡器功率放大器系统（MOPA）用于提供高功率多频相干操控激光，伺服系统用于锁定 FMZM 的工作点。(b) FMZM 输入信号频谱示意图。其输入信号是频率锁定的单频激光。(c) FMZM 输出信号频谱示意图。经过 CS-DSB 调制后，其输出信号包含两个频率分量。(d) PPLN 晶体输出信号频谱示意图。经过二次谐波过程后，其输出信号包含三个频率分量。图中各缩写的全称为：ML：单色激光；HWP：半波片；FS：光纤分束器；PPLN：周期性极化铌酸锂；RP：火龙果（FPGA 代号）；BS：分束器；FPI：FP 干涉仪；DCPS：压控移相器；SG：信号发生器；LNA：低噪放大器；PS：功率分束器。

较多冗余分量[239]。

具体地，我们使用一个信号发生器①产生频率等于某个物理系统能级劈裂频率一半的射频信号，对于 $^{171}Yb^+$ 来说，为 6.32 GHz。该射频信号经过一个低噪射频放大器②进行放大，随后经过一个射频分束器被分成两束，一束接入 FMZM 的射频控制端口，称之为驱动信号，记驱动信号频率为 ω_E；另一束接入混频器用于解调，称之为解调信号。注意高频信号在普通 SMA 同轴线间传输存在非常可观的损耗，这里我们定制了 SMA 半柔线，使得其损耗低于 3 dB/m。注意 FMZM 需稳定工作在最小传输点，这要求加载在偏压端口的电压引起的相位改变量 $\Delta\varphi_b$ 稳定为 π，同时驱动信号的功率需满足 CS-DSB 的弱调制条件，这样可以避免调制过强产生冗余边带。然而 FMZM 的工作点容易受到如温度、振动、静电等外界环境的影响而产生漂移，于是我们设计了反馈环路将 FMZM 锁定在其最小传输点[240-241]。

在反馈环路中，光纤分束器将低功率的 FMZM 输出信号接入一个高速光电探测器，其带宽高达 40 GHz，满足绝大多数原子离子实验的需要。高速光电探测器将 FMZM 的输出信号转换为电信号，通过移相器之后和刚刚提及的解调信号进行混频，再经过低通滤波器之后可得到误差信号。该误差信号形式如 $\Delta\varphi_R \sin\left(\Delta\varphi_b\right)\cos\phi$，其中 ϕ 是移相器引入的相位差。将该误差信号锁定至零点，则可将 $\Delta\varphi_b$ 稳定至 π。实验上我们利用一款商用的 FPGA 开发板（火龙果，

①*Rohde & Schwarz, SMB100A*
②*Mini-Circuits, ZX60+*

万方数据

STELAB 125-14）自带的 PID 功能完成锁定。

当 FMZM 完成锁定后，其输出信号的频谱示意图见图4.2(c)，输出信号频谱中仅包含两个频率分量，且其频率差为 $2\omega_E$，恰好等于物理系统能级劈裂的频率。该输出信号被送入 YDFA 进行放大，我们使用的 YDFA 最大输出功率为 8 W，此高功率双频激光由平凸透镜进行聚焦。聚焦后束腰大小约为 59 μm，入射 PPLN 晶体发生二次谐波过程（SHG），晶体部分装备有温控系统以达到最佳倍频效率。SHG 过程将包含两个频率分量的 1064 nm 激光转换成包含三个频率分量的 532 nm 激光，功率为 1.5 W。SHG 过程输出的 532 nm 激光频谱如图4.2(d) 所示，其相邻频率分量的间隔等于物理系统能级劈裂的频率。

当 PPLN 晶体温度恒定时，晶体倍频效率和入射 1064 nm 激光的频率有强关联。若 1064 nm 激光的频率处于晶体带宽之外，则倍频效率会大幅下降，从而无法产生高功率的拉曼激光。我们将未经调制的 1064 nm 激光的频率调谐了约 40 GHz，同时测量 PPLN 晶体输出的 532 nm 激光功率，其结果如图4.3所示。图中可以看出晶体的倍频效率关于中心频率对称，中心频率为 1064.6720 nm 波长对应的频率。对于我们的情况，将 1064 nm 激光的频率调谐至中心频率处，则两个边带处的倍频效率相近。

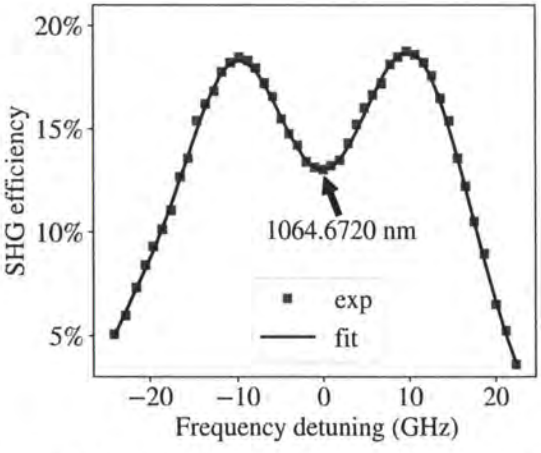

图 4.3　倍频晶体带宽测试图。图中横坐标是入射激光频率相对于中心频率（1064.6720 nm 对应的频率）的失谐，纵坐标是晶体的倍频效率。晶体最高倍频效率对应的入射光频率和中心频率有大约 10 GHz 失谐。此图对应的晶体温度为 91.86°C。

倍频获得的 532 nm 激光中的大部分被耦合至光纤中用于实验，小部分被耦合至一个扫描 FPI[①]中用于观测其频谱。FPI 中包含一个腔长可调的 FP 腔，其尾端集成一个光电探测器用于接收透射信号。将 532 nm 激光耦合至 FP 腔中，再开启腔长扫描功能，在示波器上观察到其频谱如图4.4所示。当 FMZM 不施加驱

[①] *Thorlabs, SA200-3B*

万方数据

动信号时，532 nm 激光是单频的，示波器上只会显示两个高峰（前提是不出现高阶模）。当 FMZM 的驱动信号频率设置为 6.32 GHz 和 6.52 GHz 时，可以看到各频率分量出现在自己对应的位置上。图4.2(d) 中我们已经将各频率分量做了标记，按照频率从低到高分别为边带 L，边带 M 和边带 R。图4.4中幅值最高的峰对应于边带 M，我们也将其标记为 M，出现在两个最高峰的中间的边带分别为边带 L 和边带 R，我们也在图4.4中做出相应标记。当 FMZM 的驱动信号频率为 6.32 GHz（6.52 GHz）的时候，边带 L 和边带 R 距离边带 M 为 12.64 GHz（13.04 GHz），即 8 倍的 FSR 外加 0.72 GHz（1.12 GHz）。这与图4.4中的结果吻合。

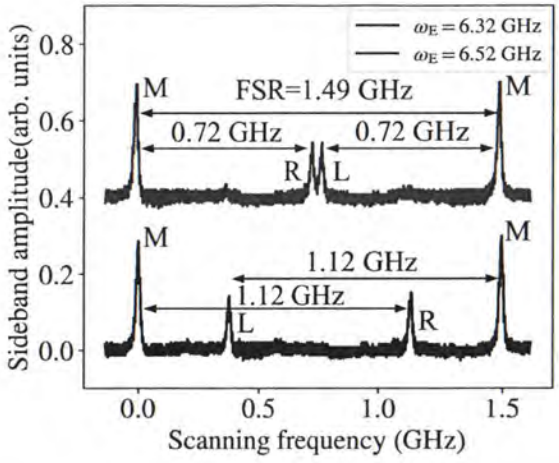

图 4.4　由 FPI 测得的 532 nm 激光频谱。

4.1.3　单边拉曼光操控

由 532 nm 激光的频谱可知，激光中包含三个频差可调的频率分量，当其频差等于离子的超精细能级劈裂时，理论上该激光便能够通过受激拉曼跃迁过程操控离子的量子态，本节便介绍实验上如何使用上述拉曼光对离子进行操控。

首先我们给出 $^{171}Yb^{+}$ 离子和受激拉曼跃迁有关的能级图[118]，如图4.5所示。图中 Δ 为拉曼激光和 $^2S_{1/2}|F=1,m_F=0\rangle \leftrightarrow {}^2P_{1/2}|F=1,m_F=0\rangle$ 能级跃迁频率之间的失谐。和常用的 355 nm 脉冲激光相比，532 nm 激光的失谐明显较大[111]，根据第二章中的理论计算，我们需要将光斑半径聚小以提供更高的光强，如此才能获得可观的拉比频率。图中的 δ 为单光子失谐频率，当 δ 等于离子运动模式的频率时，多频激光可以驱动离子的运动态。

我们在第三章提到的高通光玻璃腔离子阱系统中搭建了 532 nm 多频激光相干操控系统，其光路图如图4.6所示。

为方便起见，我们将图中处于上方的一整条拉曼光路称为 Raman Beam I，将

万方数据

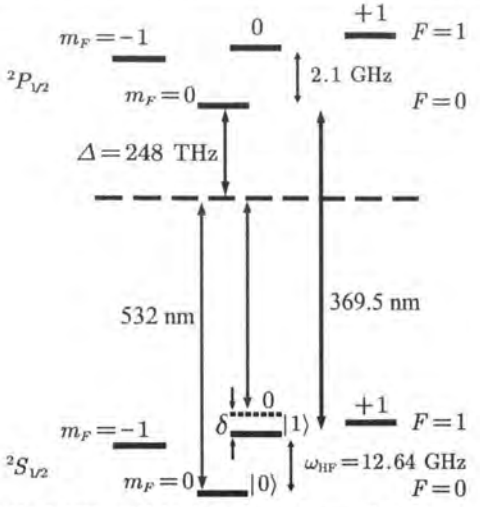

图 4.5　$^{171}Yb^+$ 和受激拉曼跃迁相关的能级图。532 nm 激光和 $^2S_{1/2}|F=1,m_F=0\rangle \leftrightarrow {}^2P_{1/2}|F=1,m_F=0\rangle$ 能级跃迁频率之间失谐 $\Delta=248$ THz。

处于下方的一整条拉曼光路称为 Raman Beam II。拉曼光路中两个关键的光学调制器件是声光调制器（AOM）和声光偏转器（AOD），其中 AOM 用于调节拉曼激光中各个频率分量的频差，AOD 用于多离子寻址光路，有关 AOD 的功能我们将在第五章详细讲解。

双边拉曼操作常见于 355 nm 脉冲激光构成的拉曼操控系统中，它要求来自两边的拉曼光在离子处重合，并且要求两边的脉冲同时到达离子，这导致双边拉曼操作调节起来有一定困难。单边拉曼操作只要求一束拉曼光和离子重合，可以帮助实验者快速找到离子的激发信号，从而有利于调节双边拉曼操作。对于 355 nm 脉冲激光，因其脉冲重复频率固定，难以找到频差恰好为超精细劈裂的频率分量，因此 355 nm 脉冲激光难以实现单边拉曼操作。而我们搭建的这套多频连续光拉曼操控系统，其频差可任意调节，只需将 FMZM 的驱动信号频率调整为 6.32 GHz，532 nm 拉曼激光中就存在频差为 12.64 GHz 的分量，于是该系统实现单边拉曼操作非常方便。本小节重点讲述单边拉曼光操控。

如图4.6所示，由倍频过程产生的高功率 532 nm 激光经过光纤耦合器传输到阱平台上。光纤耦合器前端安装有一个焦距为 4.5 mm 的非球面透镜，将光纤出射的高斯光束变换为束腰半径为 0.45 mm 的近平行光束。532 nm 激光首先经过一个半波片，随后经过一个 PBS，PBS 之后紧贴着四分之一波片和反射镜。调节半波片的角度，即可将激光功率按照任意比例分配到两臂上。

激光从 PBS 两边出射后，经过第一级放大光路。第一级放大光路包含两个平凸透镜，焦距分别为 50 mm 和 100 mm，其中 AOM 放置于第一个平凸透镜的焦点处。我们使用任意波形发生器（AWG）产生射频信号，通过射频放大器将信号功率放大至 27 dBm 后接入 AOM 作为其驱动信号。Raman Beam I 光路中

万方数据

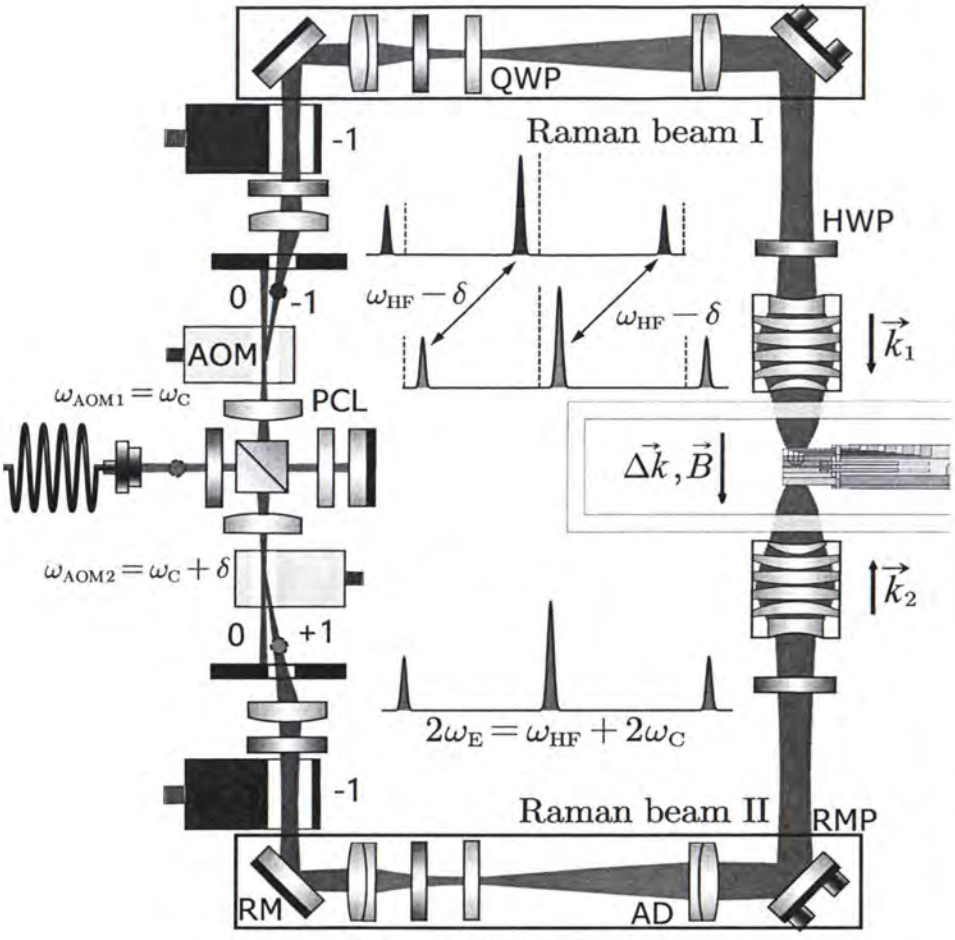

图 4.6　拉曼光路示意图。

AOM 驱动信号的频率为 $\omega_{AOM1}=\omega_C$, Raman Beam II 光路中 AOM 驱动信号的频率为 $\omega_{AOM2}=\omega_C+\delta$。其中 ω_C 是我们所使用的 AOM[①]的中心频率，具体数值为 200 MHz。而 δ 是单光子失谐频率，后文会提到，它在双边拉曼驱动的情况下会起重要作用，而对于单边拉曼驱动，因为 AOM 将 532 nm 激光中所有频率分量整体平移，所以这个参数不起作用。

两边光路中的 AOM 都产生衍射，其中 0 级光都被小孔滤掉，而 Raman Beam I 中我们使用的是 AOM 的负一级衍射光，Raman Beam II 中我们使用的是 AOM 的正一级衍射光。之所以做出如此处理，是因为我们在进行双边拉曼驱动时，希望避免单边拉曼光对离子自旋态的激发。而对于单边拉曼驱动，基于上述同样的理由，AOM 的级次并不会造成任何影响。

第一级放大光路将光斑束腰直径扩大两倍，达到 1.8 mm。此时光束依然是

[①] *Gooch & Housego, 3200-121*

万方数据

近平行的，它经过一个半波片入射到 AOD 中，这是因为 AOD 对激光偏振的要求正好和 AOM 垂直。AOD 的驱动信号也由 AWG 产生，并经过射频放大器放大，其驱动信号频率设置为 AOD 的中心频率。对于两边光路的 AOD，我们均使用其负一级衍射光，这是因为该型号的 AOD 经过特殊处理，当驱动信号频率为 AOD 的中心频率时，负一级衍射光的传输方向恰好和入射光方向一致。

经过 AOD 后，近平行光束经过一个反射镜，再经过第二级放大光路。第二级放大光路采用了两个胶合透镜，这是因为此时光斑束腰直径已经变大，使用胶合透镜能够更好地消除像差。两胶合透镜的焦距分别为 25 mm 和 200 mm，于是第二级放大光路将光束束腰直径大小放大 8 倍，至 14.4 mm。同时 AOD 的位置被放置在第一个胶合透镜的前焦点处，而高数值孔径消色差物镜被放置在第二个胶合透镜的后焦点处，这样的配置可以使得 AOD 的衍射光保持在后面光学器件的通光孔径内。两个胶合透镜间安装有一个半波片和一个四分之一波片，用于调节拉曼光的偏振。从第二级放大光路出射的平行光经过一个带压电的反射镜架，该镜架可以精确调节光斑位置，用于将光束准确对准到离子上。

最终，束腰直径达 14.4 mm 的准直光束入射到高数值孔径消色差物镜中，会聚后入射玻璃腔中。该高数值孔径消色差物镜的 NA 为 0.4，其光瞳大小为 14 mm 左右，等效焦距为 18 mm。当入射光束腰直径和光瞳一致时，该物镜可将光斑会聚至衍射极限；若入射光束腰过大，则部分光无法入射物镜中，造成功率浪费；若入射光束腰过小，则会聚后的光斑大小达不到衍射极限，导致拉比频率偏低。

根据衍射极限公式，可求得 532 nm 拉曼光最小的光斑半径为 $\omega_{\min} = 0.61\lambda/NA = 811$ nm。而多普勒冷却后离子的运动波包大小在数十纳米量级。想要在三维空间中将离子和拉曼光光斑对准并非易事，这里我们介绍一种使用 CCD 校准光斑和离子之间相对位置的方案。其原理图如图4.7所示，其思路是利用消色差物镜在 CCD 上同时看到 532 nm 激光束腰和离子的像，以此为参考调节激光和离子重合。

以右侧拉曼光路的校准为例，实验者应按照如下步骤操作。

- 对于消色差物镜，其留有 SM1 光学螺纹，可转接一个光学套筒。我们将一个 CCD 和消色差胶合透镜转接到光学套筒上，注意 CCD 要位于胶合透镜的焦距处。对两侧的物镜都执行此步骤。
- 对于此消色差物镜，其设计为在平行光成像时，369 nm 和 532 nm 焦点位置相同。在 CCD 上观察到离子的像，并将离子的像调节至 CCD 中心。此步骤可能需要微调物镜在 z 方向的位置使得离子的像恰好在 CCD 处聚焦，因为 CCD 和胶合透镜的距离不一定恰好等于其焦距。执行完步骤二后，离子和物镜已经被调节为共轴状态，这是因为物镜，胶合透镜和 CCD 都通过光学套筒保证共轴，只要离子位于 CCD 中心，则离子和其后光路也共轴。

万方数据

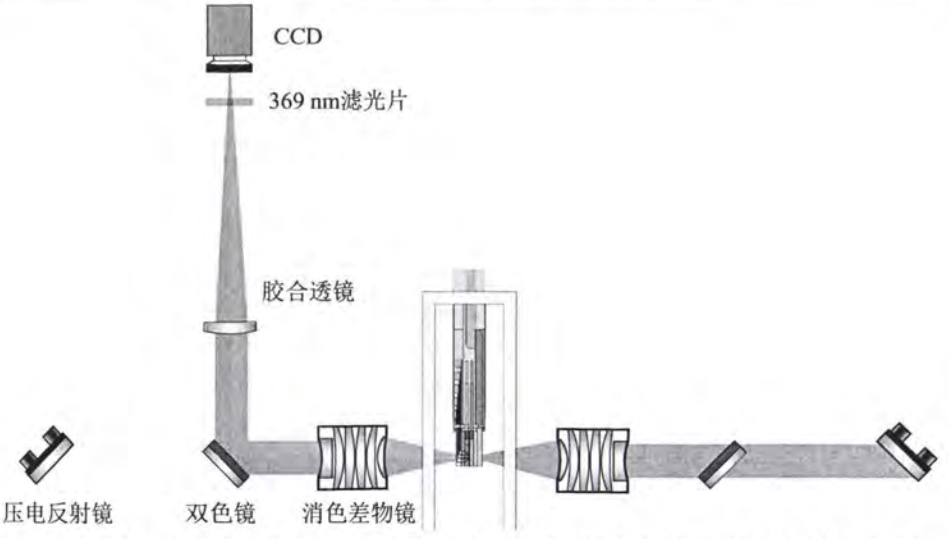

图 4.7　利用 CCD 校准 532 nm 激光和离子相对位置的原理图。图中对非必要的光学元件做了简化。左侧的 CCD 可以同时看到离子的像和对侧射入的 532 nm 激光光斑的像，这里对光束传播路径做了一定的处理以方便在图中展示。

- 在左右物镜和离子都调节共轴后，拆掉之前的光路，按照图4.7所示搭建光路，使用一块双色镜将离子发出的 369 nm 荧光反射至 CCD 中，CCD 和胶合透镜之间的距离依然等于胶合透镜的焦距。该双色镜理论上对 369 nm 波长反射，对 532 nm 波长透射，但是受限于其镀膜水平，它依然能够反射由右侧透过玻璃腔的 532 nm 激光。
- 在步骤二中我们其实已经调节物镜位置使其平行光成像，右侧入射的 532 nm 激光经过右侧物镜聚焦后，在焦点处可看作一点光源，再经过左侧物镜变为平行光（因为左右两侧物镜已经调节对称了）。此时在左侧 CCD 上能够同时看到离子的像和 532 nm 激光的像。此时只需调节光路中的反射镜，将 532 nm 激光和离子重合即可。

然而实际上，因为 CCD 前消色差胶合透镜的消色差能力有限和离子和物镜不一定严格共轴等因素，532 nm 激光的束腰位置可能和离子还有差距，这导致一开始获得的拉比频率较低，实验过程中需要不断优化 532 nm 光斑的指向和焦距，以及其偏振，在经历多轮优化后才能得到较高的拉比频率。调节 532 nm 激光指向时还应注意激光指向应尽量和消色差物镜的轴线重合，这是因为对于大光斑成像，离轴过远的光束更容易受到像散和慧差的影响，从而使得光斑无法正常聚焦至衍射极限，导致拉比频率的降低。对于左侧拉曼光路，可按照同样的步骤进行校准。

在确认离子和拉曼光束重合后，便可执行单边拉曼光驱动拉比翻转的实验。具体来说，先打开多普勒冷却光 1 ms，将离子冷却，然后打开泵浦光 20 μs，将

万方数据

离子制备到 $|0\rangle$ 态，随后开启拉曼光一定时长，使其驱动离子自旋态，最后开启探测光 1 ms，在 PMT 上采集离子的荧光计数。改变拉曼光和离子相互作用的时长，可得到离子自旋态激发概率和拉曼光相互作用时间的关系，如图4.8所示，这里我们直接展示了到目前为止我们利用此拉曼操控系统所获得的最快拉比频率。

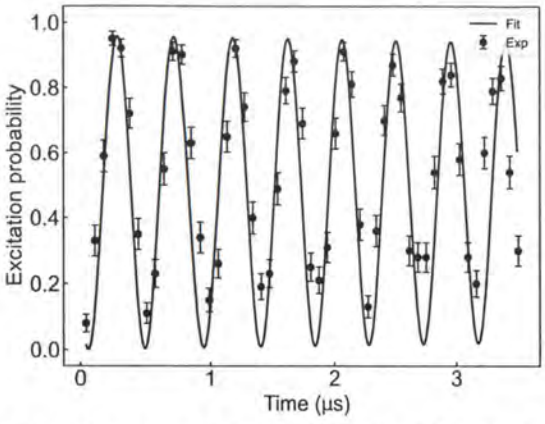

图 4.8　单边拉曼光驱动拉比翻转。因激光功率存在波动，图中最后一个周期的拉比频率变快，无法匹配拟合值。

图中所示拉比频率为 $2\pi \times 2.22$ MHz，对应的激光功率大小约为 250 mW，激光光斑大小约为 1 μm。考虑到激光功率并未达到最大值，激光光斑大小也并未达到其衍射极限，此结果还有进一步的提升空间。需要说明的是采集此图时，我们并未对 532 nm 激光进行功率稳定，于是可以看到随着拉比周期的增长，离子的振荡出现明显的退相干。并且彼时我们还未优化离子的 SPAM 保真度，导致离子亮暗态的保真度都偏低。

4.1.4　双边拉曼光操控

两边的拉曼激光和 369 nm 操作光，回泵光等激光处于同一水平面，并且拉曼激光是垂直于玻璃腔腔壁入射的，也与离子轴向运动方向垂直。两束拉曼光形成的有效波矢 $\Delta\vec{k} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$ 沿着磁场方向。在进行双边拉曼操作时，此相向传播（counter-propagating）的拉曼光可以获得最大的 η。当单边拉曼光的偏振为圆偏振时，单边拉曼光驱动可达到最大拉比频率，当两边拉曼光的偏振均为线偏振且相互垂直时，双边拉曼光驱动可达到最大拉比频率，此时单边拉曼光驱动达到最小拉比频率。有关不同偏振，不同方向下的拉曼光配置和有效拉比频率的关系，马里兰大学 Shantanu Debnath 博士[120]和 Jonathan Mizrahi 博士[111]做了详细讲解，本文便不再讨论。

使用该操控系统进行双边拉曼光操控时，如图4.6所示，FMZM 的驱动信号频率被调整为 $\omega_E = \omega_{HF}/2 + \omega_C$，即 6.52 GHz。图4.6中展示了绿色标记处拉曼激

万方数据

光的频谱，可见其相邻频率分量的频差为 $2\omega_{\mathrm{E}} = 13.04\ \mathrm{GHz}$。注意两个 AOM 的驱动频率分别为 $\omega_{\mathrm{AOM1}} = \omega_{\mathrm{C}}$ 和 $\omega_{\mathrm{AOM2}} = \omega_{\mathrm{C}} + \delta$，并且我们分别使用它们的负一阶和正一阶衍射光。于是经过 AOM 后，Raman Beam I 中的频率分量整体红移 ω_{C}，Raman Beam II 中的频率分量整体蓝移 $\omega_{\mathrm{C}} + \delta$，其红色标记处和蓝色标记处的频谱示意图也展示于图4.6中。从频谱示意图中可以清楚地观察到，Raman Beam I 的中心频率分量和 Raman Beam II 的左侧频率分量的频差为 $\omega_{\mathrm{HF}} - \delta$，而 Raman Beam I 的右侧频率分量和 Raman Beam II 的中心频率分量的频差也为 $\omega_{\mathrm{HF}} - \delta$。可见该 counter-propagating 的拉曼光中存在两组能驱动受激拉曼跃迁的分量，根据 δ 值的不同，可分为以下三种情况讨论：

- 当 $\delta = 0\ \mathrm{MHz}$ 时，双边拉曼光中各分量的频差等于 ω_{HF}，可实现载波跃迁；
- 当 $\delta > 0\ \mathrm{MHz}$ 且等于某一运动模式频率时，双边拉曼光中各分量的频差小于 ω_{HF}，可实现红边带跃迁；
- 当 $\delta < 0\ \mathrm{MHz}$ 且等于某一运动模式频率时，双边拉曼光中各分量的频差大于 ω_{HF}，可实现蓝边带跃迁。

按照上一节的方法分别将两边的拉曼光和离子调重合，并且优化拉比频率至最大。图4.6中被黑框框起来的光学元件以一个整体置于高精度位移台上，在进行双边拉曼操作时，需调节位移台使得两束拉曼光的光程一致，否则会因为干涉导致拉比频率的下降。

设置 $\delta = 0\ \mathrm{MHz}$，得到离子的载波拉比振荡如图4.9所示。该图对应的拉比频率为 $2\pi \times 42.5\ \mathrm{kHz}$。

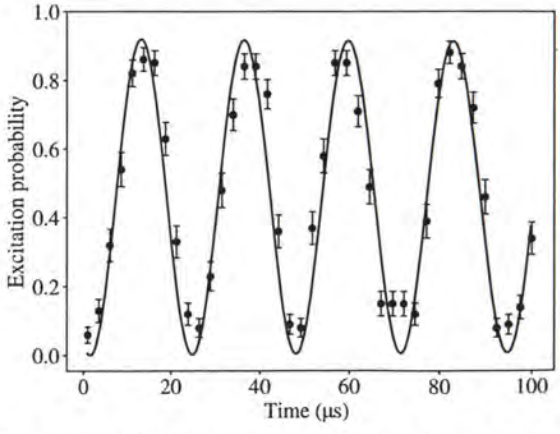

图 4.9　双边拉曼光驱动载波拉比翻转。注意获取此图时，离子在做完多普勒冷却后又经历了 EIT 冷却，否则过多的声子会导致振荡的 decay。此时 SPAM 保真度并未优化，离子的亮暗态保真度偏低。

设置 δ 等于某运动模式的频率，并对离子做边带冷却，得到离子的蓝边带拉比振荡如图4.10所示。该图对应的拉比频率为 $2\pi \times 5.45\ \mathrm{kHz}$，拟合得到的声子数

万方数据

$\bar{n} = 0.1$。边带的拉比频率和声子数有关，在声子数较低的情况下，拉比频率也会变低。我们在第一代阱上执行了边带冷却实验，受限于第一代阱的高热率，我们并没有将离子冷却到边带冷却的极限声子数。图4.10所示边带冷却结果是在第二代阱上演示的，由于第二代阱热率降低，离子在边带冷却之后更接近运动态基态。有关边带冷却的实验步骤我们将会在后文做详细描述。

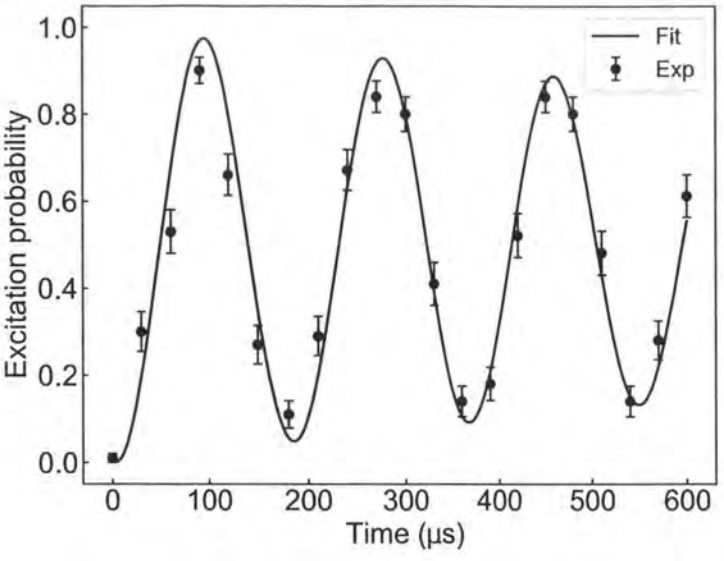

图 4.10　离子的蓝边带振荡图像。

4.1.5　声子谱测量

获取离子的声子谱是离子阱实验中较为关键的步骤，声子谱可以帮助实验者掌握离子的关键信息。我们利用上述新型拉曼操控系统，对单离子和多离子的声子谱进行了扫描。其原理为，先将离子制备到 $|0\rangle$ 态，使用拉曼光以固定时长照射离子，改变 Raman Beam II 光路中 AOM 的频率，也就是扫描 δ。当 δ 和声子频率或载波频率相近时，离子会以一定概率被激发到 $|1\rangle$ 态，即失谐激发，当 δ 恰好等于声子频率或载波频率时，离子的激发概率最大，即共振激发。利用 PMT 读取离子荧光，便可得到 δ 和离子激发概率的关系图，也就是我们称的声子谱。

单离子的声子谱如图4.11所示。

实验的时序为，1 ms 的多普勒冷却光，20 us 的泵浦光，固定时长的拉曼光和 1 ms 的态探测光。δ 的扫描范围为-1500 kHz 到 1500 kHz，步进为 2 kHz，其中每个数据点都重复 100 次上述时序。拉曼光和离子相互作用的时长并非随意选择，经验上我们设置为载波拉比周期一半的奇数倍，且一般倍数为 5。因边带的拉比频率和载波相比有较大差距，若时长设置过短，则拉曼光会以较低的概率激发边带，不利于观察。若时长设置过长，在离子没有充分冷却的情况下，红蓝

万方数据

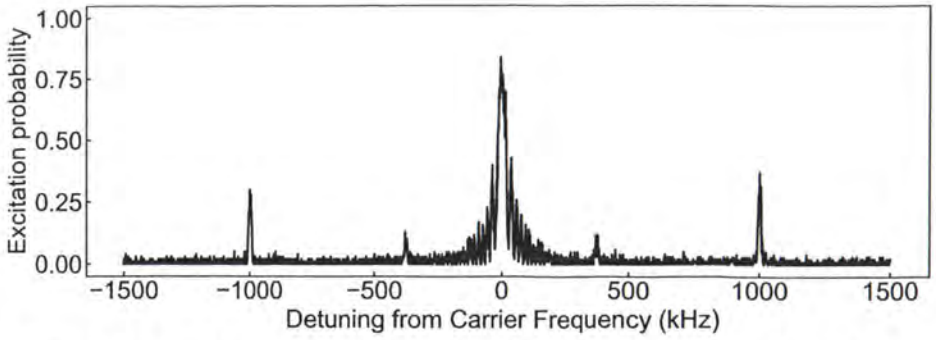

图 4.11　单离子的声子谱。扫描此声子谱时，DC 电压的设置恰好使得离子径向运动模式发生简并，于是在 x 和 y 方向只扫描出一个运动模式。

边带的激发概率均会趋于 0.5，相当于丢失了一些有用信息。图中可知离子在 x 和 y 方向的声子频率为 1.0 MHz，这两个方向的运动模式发生了简并，只扫描出一个运动模式。而 z 方向的声子频率为 397 kHz。

有时实验者希望对比亚多普勒冷却后离子红蓝边带激发概率之比，以此获得精确的声子数，则可在多普勒冷却光后插入亚多普勒冷却时序。

两离子的声子谱的结果如图4.12所示。根据拟合结果，两离子的四个径向运动模式频率分别为 1.164 MHz, 1.262 MHz, 1.417 MHz 和 1.499 MHz。

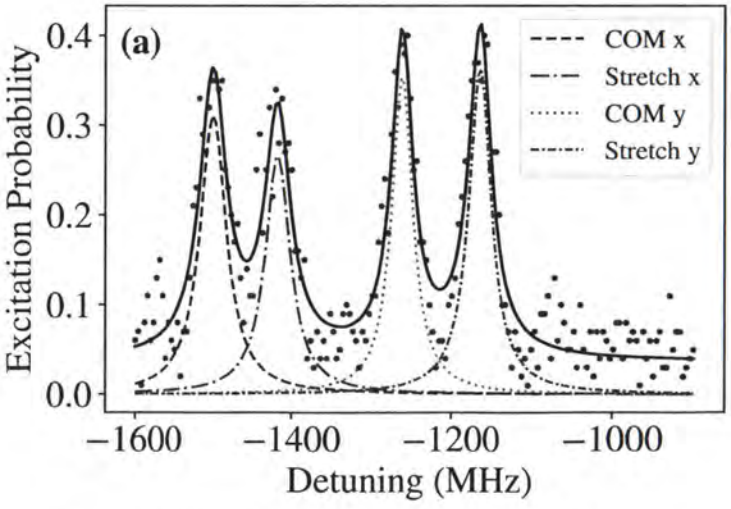

图 4.12　两离子的径向声子谱。可见两离子拥有四个径向模式。

4.1.6　可分辨边带冷却结果

2.3.4 节介绍了边带冷却的原理，本节介绍实验上进行边带冷却的步骤。本节针对单离子边带冷却介绍最简单的实验步骤或时序。在执行边带冷却步骤之前，需要采集一些有关离子的参数做为实验参数设定的参考。首先需要进行声子

万方数据

谱测量，从中可知离子 x 和 y 两个方向的声子频率，由于拉曼光波矢方向的限制，本系统无法对 ω_z 方向的运动模式进行有效操控，故此处不予讨论。随后将拉曼激光的频率调至 y 方向一阶红边带失谐，获取一阶红边带拉比振荡的图像。此时热态的离子处于多个声子数态的叠加，每个声子数态对应的拉比频率各不相同，最终呈现的振荡效果如图4.13所示。

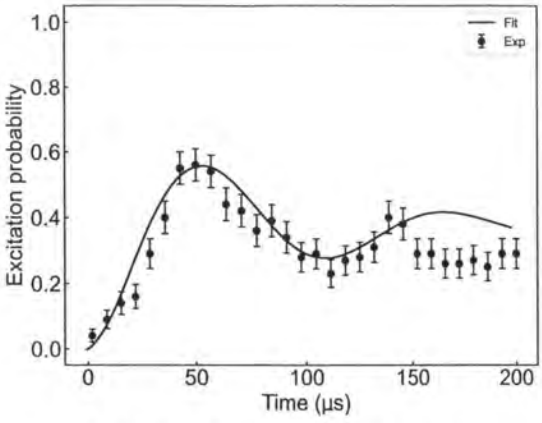

图 4.13　离子较热时的红边带振荡图像。

记离子的态演化到最高激发概率时对应的时间为 t_1。基本的实验步骤为：(1) 对离子进行持续时间 1 ms 的多普勒冷却；(2) 对离子进行持续时间 20 us 的态制备，将其制备到 $|0\rangle$ 态；(3) 调节拉曼激光使其处于 ω_y 方向红边带失谐频率，与离子相互作用 t_1，此时离子将有一定概率发生红边带跃迁 $|\downarrow\rangle|n\rangle \rightarrow |\uparrow\rangle|n-1\rangle$。(4) 重复 (2) 和 (3)，次数为 k 次。实验中需要注意的问题是，随着步骤 (3) 的重复，离子的声子数布居越来越小，对应的拉比频率降低，t_1 也会增加，所以实验中需要动态地改变 t_1 的值来保证最优的冷却效率。上述实验只考虑对 ω_y 方向运动态的冷却，对其他方向的冷却，只需要完成相应的测试，改变相应的参数即可。完成边带冷却之后，还需要测试载波振荡或者红蓝边带振荡来拟合离子最终的剩余声子数，以便观察其冷却效果。边带冷却的结果已经在图4.10中展示过，我们猜想由于第一代阱的热率过高，冷却速率和加热速率在相对较高声子数时达到平衡，导致我们无法将离子冷却到更低的声子数。

而第二章的图展示了本组胡长康博士在另外一套低热率的针式阱中做的边带冷却，可以看到非常完美的蓝边带振荡，而红边带激发几乎为 0，注意到红边带拉比频率为 $\Omega_{n,n-1} = \Omega\sqrt{n}\eta$，说明声子数非常接近 0 [①]。

[①]这里胡长康博士并未给出拟合结果，但是根据蓝边带振荡结果和几乎不激发的红边带振荡，可以判断胡博士将离子冷却到远低于本人得到的结果

万方数据

4.1.7　不同种类相干操控系统对比

实际上，锁模脉冲激光，主从激光和直接调制的连续激光都可以产生满足受激拉曼跃迁条件的光场。

其中锁模脉冲激光已经广泛用于 $^{9}Be^{+}$[242]和 $^{171}Yb^{+}$[243-246]的相干操控。锁模脉冲激光在时域上看是一系列等时间间隔的脉冲，转换到频域上即为一系列重复频率相等且固定的梳齿。实验者可使用额外的 AOM 调节两束脉冲激光的相对频率，当它们频率梳齿中包含和量子比特频率共振的拍频时，即可用来驱动量子比特。锁模脉冲激光的优势在于它天然地具备大带宽，通常高达数百 GHz，可以轻松覆盖常见的超精细量子比特。它在使用上也有不便之处，第一，其频谱中往往包含冗余频率梳，实验者需要避免冗余频率梳对其他能级造成的谐振或非谐振驱动；第二，因为啁啾效应导致的脉冲展宽，脉冲激光并不适合在光纤中传输，这降低了脉冲激光光路的灵活性。

对于连续激光，主从激光系统使用光学锁相环[247-249]或边带注入锁定技术[250-252]来产生相干的拉曼激光。对于采用光学锁相环技术的系统来说，需要复杂的锁相技术，并且系统相位噪声受限于电子伺服系统。对于采用边带注入锁定的系统来说，从激光器被锁定在调制器产生的特定边带上，并通常需要一个特定的 FP 腔进行滤波[252]。主从激光系统主要用于冷原子，如 ^{87}Rb[250]和 $^{9}Be^{+}$[253-254]离子的相干操控。用于 $^{9}Be^{+}$ 的主从激光系统中往往还包含二次谐波产生（SHG）或和频（SFG）等非线性过程来将激光的频率从近红外波段转换为距离离子 D_1 线更近的波段。其优势在于它的频谱干净，一般只包含实现受激拉曼跃迁所必需的分量。然而受限于其技术手段，主从激光系统产生的激光的频差不可任意调节。另一个明显的不便之处是它需要两个或者更多的独立激光器，系统复杂度和成本较高。

使用调制器直接调制的连续激光系统也可以产生特定的频率分量来驱动受激拉曼跃迁。利用声光调制器产生频率高达数 GHz 边带的效果并不理想，伴随而来的是极低的效率和复杂的光路，于是鲜有研究者使用此方法。早年间马里兰大学 Monroe 教授研究组提出过使用相位调制型共振式 EOM 调制出所需边带的方案[255]，然而共振式 EOM 的带宽较小，导致驱动频率可调范围也较小，限制了拉曼系统的性能。相位调制型光纤 EOM 则增加了其带宽，拓展了驱动频率的可调范围，然而商用的光纤 EOM 往往工作在红外或者近红外波段，而囚禁离子的 D_1 线普遍在蓝光波段或紫外波段。于是红外或近红外波长的拉曼光和离子的 D_1 线存在极大的失谐，由第二章的理论推导可知，这将导致有效拉比频率较低。为获得相对更高的拉比频率，需要使用二次谐波过程将红外或近红外波长的激光转换到更短的波长，此时经过相位调制的激光将包含较多冗余的频率分量，

万方数据

这对拉曼操作是不利影响。

作为对比，我们的新型连续拉曼激光系统，我们将 FMZM 锁定在其最小传输点，利用弱调制实现了 CS-DSB 调制，以此来压制冗余的频率分量，保持频谱干净。随后利用 SHG 过程实现了从红外波长到可见光波长的转换。我们使用的 FMZM 和 SHG 过程中的 PPLN 晶体都是宽带的，带宽在数十 GHz，于是各个频谱分量的频差可任意大范围调节。正是受益于此特性，这套新型连续拉曼激光系统非常适合同时操控多种不同的物理系统，比如 $^{137}Ba^{+}$ 和 $^{171}Yb^{+}$，其 D_1 线分别为 493 nm 和 369 nm，超精细劈裂分别为 8.04 GHz 和 12.64 GHz。我们选择 532 nm 作为拉曼光的波长，通过切换 FMZM 的驱动频率，我们可以方便地切换拉曼激光的频差，从而以一套拉曼激光同时操控 $^{137}Ba^{+}$ 和 $^{171}Yb^{+}$，此举可以大幅节省光路和电子学开销。前面的测试结果也证明本拉曼激光系统有潜力应用于混合系统[203,256-257]。

4.2　基于锁相环的拍频锁定系统

在上文的实验中，我们使用一台商用低相噪信号发生器（SMB100A，Rohde & Schwarz）产生调制解调信号用于驱动 FMZM，然而商用低相噪信号发生器售价昂贵，高达数十万人民币。为降低成本，本节介绍我们使用数字锁相环 ADF4159 和压控振荡器搭建的低成本拍频锁定系统。该系统可将拍频信号的线宽锁定到和使用商用信号发生器时同样的水平，然而整体成本仅为数千人民币。

4.2.1　拍频锁定系统介绍

基于锁相技术的拍频锁定装置图如图4.14所示。其中用于产生多频激光的部分本节不再赘述。

其基本原理是，我们使用一块压控振荡器（ROS-6520C-119+，Mini-circuits）为 FMZM 提供驱动信号，压控振荡器的输出频率随其控制电压的改变而改变。随后我们将多频拉曼激光的拍频信号输入锁相环中，若拍频信号的频率低于设定的参考值，则锁相环输出对应的控制电压使得压控振荡器的输出频率增高，反之亦然，由此可将拍频信号锁定在参考值上。

具体地，我们使用 EVAL-ADF4159 评估板，该评估板包含一块 ADF4159 数字锁相环芯片。我们将铷钟产生的频率为 10 MHz，幅度为 7 dBm 的外部参考接入评估板的 REFIN 端口，从芯片手册上可以查询到，该外部参考满足 ADF4159 芯片对外部时钟的要求。评估板的 VCO/2 端口用于接受待锁定信号，信号的幅度应在-10 dBm 至 0 dBm 之间。评估板的 VTUNE 端口用于产生压控信号，它被接入压控振荡器的 VTUNE 端口中。在室温下，控制电压为 0 至 5 V 时，压控振荡

万方数据

器的输出频率范围为 6.25 GHz 到 6.63 GHz，满足实验需求。评估板上有一个运算放大器用于放大压控信号，还配置有环路滤波器用于滤除压控信号的高频分量。环路滤波器的带宽设置不宜过高，否则系统中会存在高频分量的串扰，也不宜过低，否则系统反馈能力受限，最终我们将环路滤波器的带宽设置为 20 kHz。

接下来我们对整个锁相环路进行详细描述。首先，二次谐波过程产生的 532 nm 拉曼激光中的一部分被用于对离子进行相干操控，另外一部分则被接入宽带光电探测器 PD2 中用于压窄拍频信号的线宽，接入 FPI 中用于观察频谱分量的那部分 532 nm 激光并未在图中画出。PD2 将多频 532 nm 光信号转换为电信号，根据 532 nm 激光的频谱，电信号中包含直流项，相邻频率分量拍频产生的 12.64 GHz 项和左右频率分量拍频产生的 25.28 GHz 项。我们选用的 PD2 的型号为 Newport 的 Type-1414, 其灵敏度达到 0.7 A/W, 带宽达到 25 GHz，足够覆盖大多数量子比特的频率。为了截取 12.64 GHz 的拍频信号，我们使用了带通滤波器，型号为 A-INFO 的 WBLB-T-BP-12925-750，其通带频率为 12.55 GHz-13.30 GHz，插入损耗为 1 dB，带外滤波效果为 65 dB。注意到在做双边拉曼操作时，FMZM 驱动信号频率为 6.52 GHz，则 532 nm 激光中相邻频率分量产生 13.04 GHz 的拍频，此时信号依然保持在带通滤波器的带宽内。

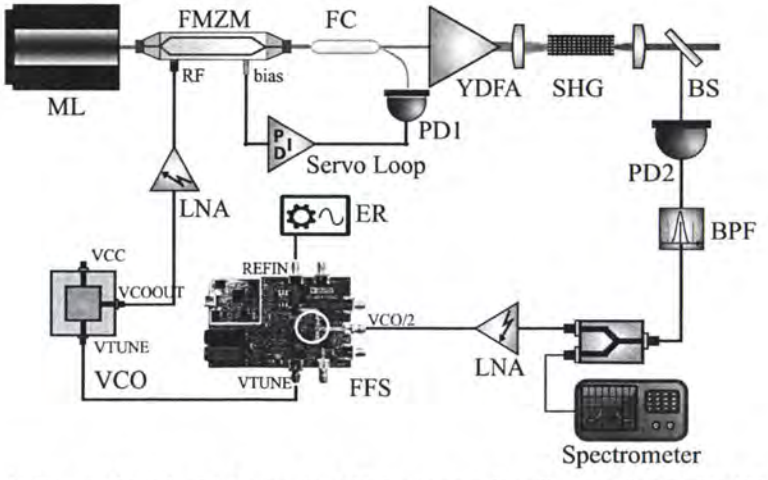

图 4.14　拍频锁定装置图。图中 PD1 用于锁定 FMZM 的工作点，而 PD2 用于锁定拍频。ML：单频激光；FMZM：光纤马赫-曾德调制器；FC：光纤分束器；YDFA：掺镱光纤激光放大器；SHG：二次谐波产生；BS：分束器；BPF：带通滤波器；LNA：低噪放大器；VCO：压控振荡器；LPF：低通滤波器；ER：外部参考；FFS：分数频率合成器，即数字锁相环

滤波后的拍频信号被功率分束器分成两个部分，一部分被送入频谱分析仪用于监控拍频锁定后的效果。另一部分则被接入宽带低噪射频放大器（ZVA-213+, Mini-circuits）中放大至-5 dBm，随后接入评估板的 VCO/2 端口中。为保证信号质量，我们使用特殊的低噪声高精度直流电源为压控振荡器和评估板的运算放

万方数据

大器供电，而评估板本身的供电和运算放大器的供电是分开的，这样可以避免数字信号地和模拟信号地之间的串扰。我们将评估板和控制电脑相连，设置好需要的频率参考，比如 12.64 GHz，调节好锁相环的参数即可完成拍频信号的锁定。图4.15展示了不同条件下拍频信号的频谱对比。可见当 FMZM 由商用信号源驱动时，中心频率 100 kHz 范围内的拍频信号频谱更加干净，但是当 FMZM 由锁相环驱动时，获得的拍频信号的线宽接近商用信号源驱动时的线宽。

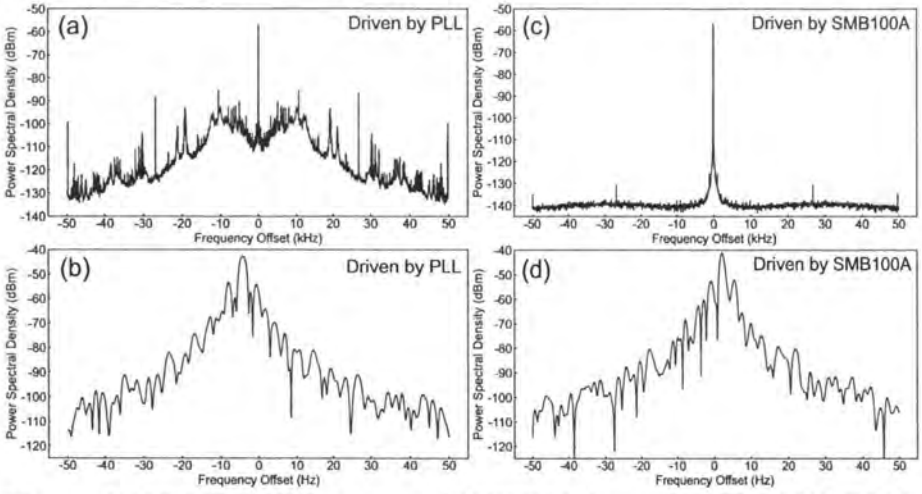

图 4.15　拍频信号频谱对比。(a)FMZM 由锁相环驱动时 100 kHz 范围内拍频信号频谱。(b)FMZM 由锁相环驱动时 100 Hz 范围内拍频信号频谱。(c)FMZM 由商用信号源驱动时 100 kHz 范围内拍频信号频谱。(d)FMZM 由商用信号源驱动时 100 Hz 范围内拍频信号频谱。上述所有图片对应的 resolution bandwidth 设置为 1 Hz，中心频率为 12.642856000 GHz。

4.2.2　离子相干时间测量

对于 $^{171}Yb^{+}$ 来说，其自旋态对磁场不敏感，拥有很长的 T_1 和 T_2 时间。影响 T_2 时间的因素非常多，比如操控激光功率抖动、离子的温度、369 nm 激光的泄露程度以及操控激光的线宽等。Ramsey 干涉实验常常用来测试量子比特的相干时间。其实验时序为，离子先经过冷却和光泵浦之后，被一个 $\pi/2$ 脉冲制备到上下自旋态的叠加态，即 $\frac{1}{2}(|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle)$, 随后操控激光被关闭，不对离子进行任何操作，让离子自由演化一段时间之后再被一个 $\pi/2$ 脉冲激发，此时测量离子处于亮态的概率。改变离子自由演化的时间，即可得到离子的亮态布居随自由演化时间的关系。注意在执行 Ramsey 实验时，经验上激光的驱动频率应和离子的能级共振频率有所区别，此时离子的亮态布居概率将会以二者的差频做振荡，如图4.16所示。一般来说，量子比特会受到环境干扰，并且其驱动信号并不完美，系统中存在不可避免的退相干，于是振荡的对比度随着时间的推移而下降。相干时间 T_2 定义为，在该时间处，量子比特密度矩阵中非对角项的大小衰减到原来的 $1/e$。根据拟合结果，本系统的 T_2 时间约为 300 ms。若激光的驱动频率恰好等

万方数据

于离子的能级共振频率，则离子的亮态布居并不会做振荡而是维持在初始状态，于是实验者也利用 Ramsey 实验校准激光的驱动频率。

注意到在上述测量过程中，我们没有做任何能够提升相干时间的操作，比如稳定激光的功率、将离子冷却到量子基态或施加自旋回波脉冲等。在后面的实验中，我们将逐一实施这些操作，相干时间有望得到进一步提升。

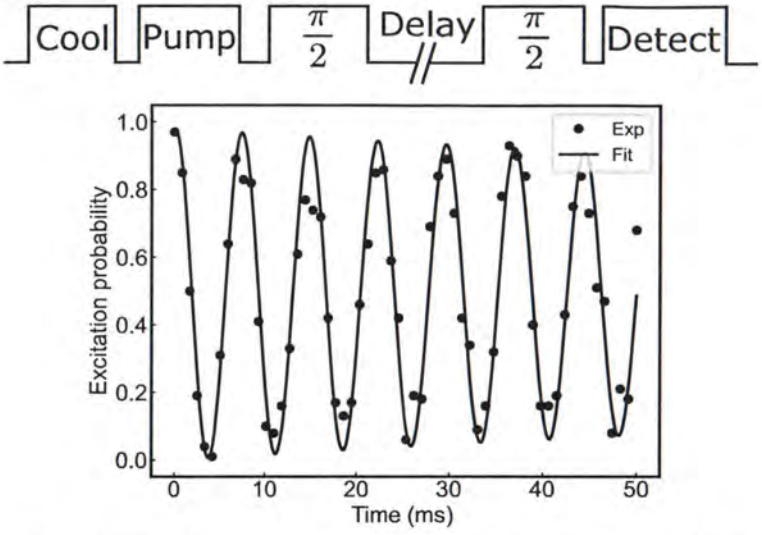

图 4.16　离子的 Ramsey 干涉图像，拟合出的 T_2 时间约为 300 ms，上图为 Ramsey 实验所使用的时序图。

4.3　微运动补偿

第二章已经说过，各种因素导致的额外微运动总会对离子实验造成危害，包括但不限于异常加热，线型展宽，拉比频率改变等。由于我们 Helical 两个线圈之间已经焊接了同相电容，并且 DC 电极和地之间已经做了良好的滤波措施，所以暂时没有看到 RF 相位失配和 DC 电极上耦合的射频信号的影响。在我们的阱上，静电场是额外微运动的主要来源，它导致射频零点（RF null）和 DC 零点（DC null）不重合，于是离子在两个零点之间做往复运动，便产生额外微运动。

对于绝大多数离子阱实验来说，补偿离子额外微运动是执行频率较高的关键步骤，找到一个快速且行之有效的微运动补偿方法能够极大提高实验者的效率。目前有多种微运动补偿方法供实验者选择，常见的有边带扫描法[258]，参数激发法[259-260]，射频光子关联法[117,261-262]以及谱线扫描法[263]。近年来，研究者们也将许多新技术引入到微运动补偿中来，比如中山大学罗乐等人将人工神经网络用于微运动补偿[264]，德国锡根大学大学 Christof Wunderlich 等人使用离子轨迹分析法[265]来实现微运动补偿。

万方数据

我们曾尝试使用射频光子关联和谱线扫描法进行微运动的补偿，因种种原因并没有取得非常好的效果。最终我们结合了离子位移分析和参数激发法进行微运动补偿，其中离子轨迹分析法用于粗调微运动，参数激发方法用于精细调节微运动[266]。

离子位移分析的基本原理是，降低 RF 场功率，在 DC 电压不变的情况下，离子因受到额外静电场的力而被推至 DC null。RF 场的功率越低，离子越靠近 DC null，反之，离子会更靠近 RF null。我们利用左右两侧和上侧共三台 CCD 对离子进行成像，可以获知离子在三个维度上的坐标。实验时我们先将 RF 功率抬升，待离子稳定后，记录下离子的三维坐标。随后我们将 RF 功率降低 10 dB，待离子稳定后，调节图4.17中各个电极的电压，将低 RF 功率下离子的位置移动至刚刚的坐标。反复迭代若干次，直至降低 RF 功率后离子位置基本不变，此时 DC null 非常接近 RF null，微运动得到初步补偿。

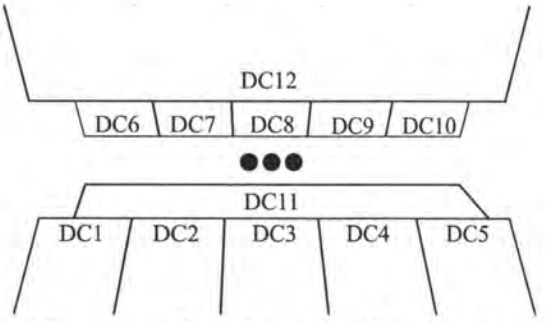

图 4.17　电极编号示意图。DC1-10 是 DC 电极上的 10 个子电极，DC11 和 DC12 是两个 RF 电极上加载的 DC 偏压。其中 DC3，DC8，DC11 和 DC12 主要负责补偿径向微运动。其余电极负责补偿轴向微运动。

此方法存在三个主要的不足之处，第一，受到成像光路成像质量的影响，我们对离子所处坐标的探测精度有限，无法高精度地补偿其微运动；第二，RF 功率降低或升高后，都需要一定的时间达到热平衡，这导致此方法耗时较长；第三，RF 功率的升降导致电极的热胀冷缩，这也导致离子位置改变，这会在调节电极电压时带来一定的困难。我们之后做的改进是以 1 Hz 的频率扫描 RF 功率，以尽量减少热效应对离子位置带来的影响。使用上述方法对离子微运动进行粗调后，我们再使用参数激发法进行精细调节。

其实现方法是，我们使用频率为 ω_{mod} 的正弦信号对阱的 RF 信号进行调制，当 ω_{mod} 恰好等于某个方向离子的运动模式频率时，离子在该方向会被共振激发，在 CCD 上可以看到离子沿着该方向运动的振幅加大，在 PMT 上则发现离子的荧光计数有明显下降。这也被称为“modulated tickle”。若离子的平衡位置在某个方向的分量为 0，换句话说，离子在该方向的额外微运动得到完美补偿，则对于该方向上述 tickle 不起作用，离子将不受影响，荧光计数并不会下降。事实上，

万方数据

有多组电极电压配置可以使离子平衡位置在某个方向分量为 0，只需要找出使得离子平衡位置在两个方向（特指径向）的分量同时为 0 的电压配置，即可完成径向微运动补偿。为方便扫描合适的电压配置，我们定义 α 和 β 参数，满足：

$$dV_{\mathrm{DC3}} = -dV_{\mathrm{DC8}} = \frac{1}{4}(\alpha + \beta), \tag{4.8}$$

$$dV_{\mathrm{DC11}} = -dV_{\mathrm{DC12}} = \frac{1}{4}(\alpha - \beta), \tag{4.9}$$

其中 dV_{DC3} 为 DC3 电极的电压改变量，其余符号意义类似。给定 α 参数的取值为 0，将 RF 信号的调制频率设置为某个方向的运动模式频率，扫描 β 参数并记录离子荧光，得到如图4.18所示的结果。

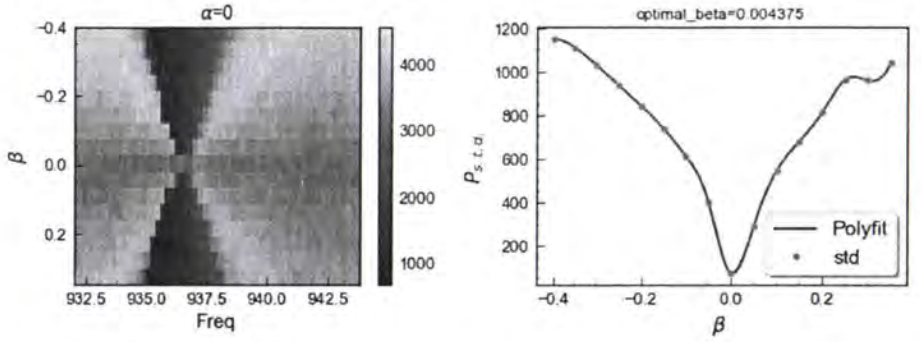

图 4.18　α 参数固定时，扫描出的最优 β 参数。此图中 $\alpha = 0$ 时，最优的 $\beta = 0.004375$。

图4.18中左图的纵坐标是不同的 β 值，从-0.4 以 0.05 的步进扫描到 0.1，横坐标代表 RF 信号的调制频率，色块的颜色深浅代表离子的荧光计数。将每一个 β 值下收集到的离子荧光计数求标准差即可得到图4.18中的右图，标准差最小时对应的 β 值即为最优的 β 值。当离子的微运动未得到较好补偿时，调制频率接近声子频率后，离子的荧光计数便有明显下降。图中也可得到一个规律，即 β 值距离最优值较远时，即便调制频率和离子运动模式频率相差较大，离子也会因共振而导致荧光计数下降。在最优 β 值时，离子不受 tickle 影响，其荧光计数稳定。

按照上图方式得到一组 α 和 β 参数后，改变 α 的值，再次扫描出最优的 β 参数，则在此方向上，可拟合出一条关于 α 和 β 参数的直线。对另外一个方向也做同样操作，也可得到一条直线，两条直线的交点即为最终所需的参数 α_{opt} 和 β_{opt}。得到 α_{opt} 和 β_{opt} 后，以此为参照改变各电极的电压即可。

我们曾对假期中停用的系统连续三天进行过三次微运动补偿。按照经验，长期闲置的系统中，因温度，杂散电场等因素影响，各电极电压和其最优值有较大差距。并且在系统工作之初一段时间，各参数变化较为明显。所示。微运动补偿的结果如图4.19所示。

万方数据

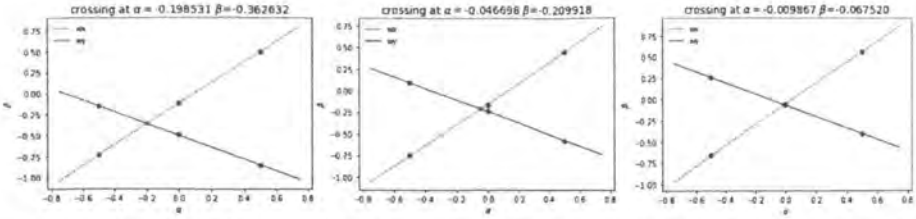

图 4.19　微运动补偿结果图。图中三次结果各间隔一天，可见第一次补偿时，α_{opt} 和 β_{opt} 参数的值较大，说明电压距离最优值较远。最后一次补偿时，α_{opt} 和 β_{opt} 参数较小，说明电压接近最优值。

4.4　离子阱热率测量

热率是离子阱的一个重要的参数指标，其定义为单位时间内离子增加的声子数。有多种可能的因素导致离子加热，比如射频电场噪声，直流电场噪声，激光噪声等。经验上看，刀片阱和四极杆阱等尺寸较大的阱往往拥有更低的热率，而芯片阱因电极距离较小，热率相对较高，但是也可以将芯片阱置于低温环境中以降低其热率。过高的热率会对量子逻辑门的保真度产生显著的不利影响，因此，精确的热率测试有助于我们全面了解系统性能，从而采取相应手段降低热率。

人们提出多种方法用于测试离子阱的热率[267-268]。当阱的热率较高时，可以采用多普勒重冷却法，其原理是先将离子冷却到多普勒极限，随后关闭冷却光，使离子进行加热，一段时间后重新打开冷却光，记录离子荧光随时间变化的曲线，再对曲线进行拟合处理得到热率信息。当阱的热率较低时，可以先使用亚多普勒冷却将离子冷却至运动基态，随后等待一定的时间使离子进行加热，之后采集离子红蓝边带的信息，根据拟合结果或红蓝边带激发概率计算出离子的声子数（见第二章）。根据等待时间和离子声子数变化趋势即可得到热率。

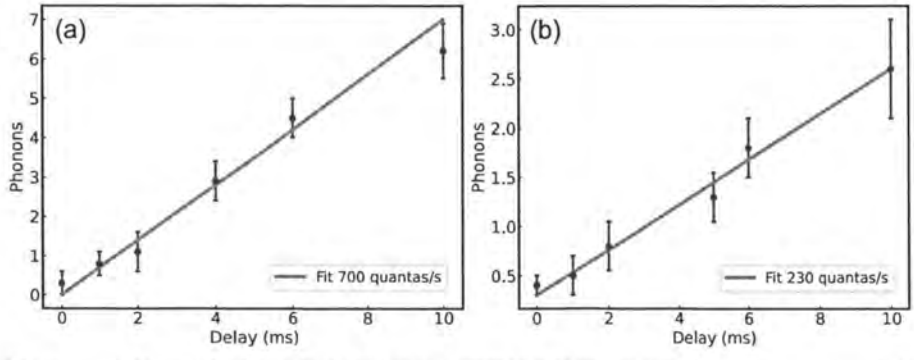

图 4.20　(a) 第一代高通光阱热率测试结果。根据拟合结果，其热率为 700 phonon/s。(b) 第二代高通光阱热率测试结果。根据拟合结果，其热率为 230 phonon/s。

我们使用第二种方法测试了第一代和第二代阱的热率。这里我们使用的亚

万方数据

多普勒冷却技术是 EIT 冷却，其原理是利用电磁诱导透明效应，打破原有的加热和冷却速率的平衡，增强红边带跃迁而抑制蓝边带跃迁，从而使得声子数布居降低。相对于边带冷却，EIT 冷却可以对多个离子同时进行冷却，比较适合多离子实验。由于第二代阱中电极距离变大，所以热率更低，其结果如图4.20所示。遗憾的是，我们所使用的第一代阱的热率随着使用时间的推移变得越来越高，后期甚至接近 10000 phonon/s，不再适合做量子信息处理的实验。

万方数据

第 5 章　基于双侧声光偏转器的低串扰独立寻址系统

在单个离子阱量子计算节点中，为实现可扩展量子计算，能对离子链中的任意离子实施相干操控的独立寻址系统非常重要。基于微波的独立寻址系统具备设备依赖性，往往需要特制的芯片阱产生极大的磁场梯度，并不具备通用性。而实现基于激光的独立寻址系统的前提条件是实现操控光束的强聚焦。另外，独立寻址系统的两个重要的指标是串扰和寻址能力。串扰指的是当某个离子被其对应的寻址光操控时，该寻址光对离子链中其他离子所造成的影响。寻址能力指的是独立寻址系统能够独立操控的离子数量。在光学像差得到消除的前提下，离子阱配置的物镜的数值孔径越大，则光斑会聚的越小，从而寻址系统的串扰越小。

目前国际上研究组普遍使用的独立寻址系统（指基于激光的独立寻址系统）包含多通道 AOM 寻址系统[13,79-82]、单侧双 AOD 寻址系统[83-84]，MEMS 寻址系统[127-128]和基于光波导的寻址系统[85]。上述系统普遍包含一束全局光和一束独立寻址光，作为对比，得益于我们玻璃腔离子阱系统的高通光性，我们可以在两个方向配置高数值孔径物镜，从而在两个方向都实现了强聚焦的寻址光，有望进一步降低寻址系统的串扰。另外我们使用的波长为可见光，更有利于消除系统中的光学像差，从而获得更小的光斑束腰，也能帮助降低串扰。目前我们仅配置了 NA=0.4 的物镜，而系统最高支持 NA=0.66 的物镜，可见更换更大数值孔径的物镜后，本章报道的基于双侧 AOD 的独立寻址系统的串扰将进一步降低。

5.1　不同寻址系统对比

人们对离子比特进行控制的理论依据是光和原子相互作用原理，工具是激光或者微波。在离子阱量子计算机发展的初期阶段，人们使用微波或者激光对阱中的离子实现全局操作。然而针对任意离子比特进行操控的手段一直吸引着人们的关注，也是实现可扩展离子阱量子计算机的核心技术难点之一。随着技术的发展和实验的需要，当前离子阱系统中最多已经可以囚禁数百个离子，于是对多离子比特操控系统也提出了更高的要求。目前一维离子链中任意离子的独立操控方法主要有如下三种。

第一种方法是使用多通道声光调制器 (AOM) 来实现离子的独立操控。以美国马里兰大学 Monroe 教授组的研究工作为例，该组使用的是一个 32 通道的 AOM，每个通道都有独立的驱动信号对射入该通道的激光进行调制[13,79-82]。为达到独立操控离子的目的，首先将入射激光通过一个光学衍射器件分成多束激光。随后，将该多束激光分别输入多通道 AOM 的通道中去，通道内的激光经过

万方数据

AOM 调制后，产生衍射光束。最后，将衍射光束通过特制的光学系统照射到离子上，从而完成对离子的独立操作。在上述方法中，单个离子比特对应的是 AOM 的单个通道，通过控制该通道的驱动信号即可完成对单个离子比特的操控。然而该方法存在一些缺点。首先，随着所控制离子比特数量的增加，对应驱动信号数量需要对应增加，这提升了电子系统的复杂度，增大了其开销，且 AOM 通道数量也需要增加，然而其并不能灵活配置。其次，使用这种方法产生的多个光斑在空间上的排列是均匀的，但是长离子链中的离子在空间上并非均匀排列，于是 AOM 寻址方法难以扩展到更多离子数。

第二种方法是将离子置于特殊磁场中，该磁场在空间上具备很大的梯度，不同的离子在势阱中处于不同的位置，从而感受到的磁场也各不相同[165-166,269-270]。这导致不同离子的塞曼磁子能级的跃迁频率不同，使用特定频率的微波即可对特定离子进行操控。在上述方法中，单个离子比特对应的是特定的微波频率，通过控制该特定频率的微波信号即可完成对单个离子比特的操控。该方法也存在一些缺点。首先，需要特殊设计的芯片阱才能产生如此大的磁场梯度，导致该方法具有装置依赖，通用性不强。其次，这种方案中离子和芯片电极的表面距离非常接近，从而提高了离子的热率，电极表面的电场噪声也会降低离子比特的相干时间。

第三种方法是使用 AOD，即声光偏转器来实现离子的独立操控[83-84]。和 AOM 相比，AOD 可接受的驱动信号带宽更宽。使用时，首先将入射激光输入 AOD 的通光孔中，并给 AOD 施加多个频率的驱动信号，对于每一个频率的驱动信号，AOD 都会衍射出对应的一级衍射光束，并且光束偏转的角度和驱动频率相关。随后将 AOD 产生的多个光束通过光学系统汇聚且照射到不同的离子上。在上述方法中，单个离子比特对应的是 AOD 的某个驱动频率，通过控制该特定频率的驱动信号即可完成对单个离子比特的操控。和第一种方法相比，该方法降低了控制系统的复杂度，在控制离子比特数量增多时，无需增加电子控制系统的数量，仅仅需要生成包含更多频率分量的驱动信号；更为重要的是，即便势阱中多个离子的空间分布并不均匀，该方法也可以通过微调驱动信号的频率来改变衍射光束的指向，从而起到补偿作用。和第二种方法相比，该方法不需要特制的芯片阱来产生超高的磁场梯度，其方案更加通用。该方法已经由因斯布鲁克大学的 Blatt 教授研究组在 $^{40}Ca^{+}$ 离子上做过演示。$^{40}Ca^{+}$ 离子是光学比特，其量子信息存储在跃迁频率为光频段的两个能级上，在操作时要保证照射在各个离子上的光斑频率一致。鉴于此，Blatt 教授组使用两个相互交叉且级次相反的 AOD 来补偿单个 AOD 带来的频移。

对于超精细比特，比如 $^{171}Yb^{+}$ 来说，其量子态对应的两个能级之间的跃迁频率一般在 GHz 量级，需要使用两束频率差等于其跃迁频率的激光通过受激拉

万方数据

曼跃迁过程来完成能级翻转。和光学比特相比，针对超精细比特的多离子操控系统需要包含分别控制两路激光的电子系统和光学系统，且两路激光的光程要能够精确调控，两路激光光斑大小要聚焦的足够小以避免操作过程中的串扰，且两路激光光斑的位置要能够精确调整以适配离子的位置。

此外，还有基于波导实现的独立寻址系统，然而紫外光在波导中的传输损耗过大，于是这种独立寻址系统对离子种类提出一定的要求，只有那些操控激光在可见光波段的离子才适合使用基于波导的独立寻址系统，并且定制化的光波导无法按需提升其能够操控的离子个数，故此处不做过多讨论。

5.2　两离子的独立操控

本小节介绍如何使用此双侧 AOD 独立寻址系统完成对两个离子的独立操控。

AOD 寻址系统的光路图已经在图4.6中展示过了。在这套系统中，两臂拉曼光路上的光斑束腰半径均被汇聚至 1 μm 左右，远远小于离子间距。由于本人博士期间主要的工作是实现两离子量子逻辑门，于是在涉及到多离子的工作中，我们主要讨论两个离子的寻址和独立操作。我们利用任意波形发生器（Arbitrary waveform generator，AWG）产生 75.2 MHz 和 78.0 MHz 两个频率的信号，同时接入 AOD 中，则 AOD 会衍射出两个光斑。使用 CCD 同时拍摄两离子和两个 532 nm 激光光斑的图像，为方便观察，我们故意将离子的像和激光光斑的像错开，其结果如图5.1所示。

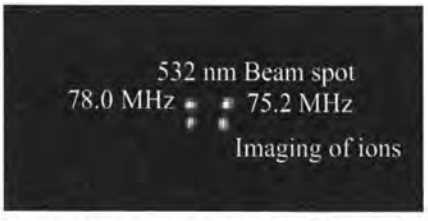

图 5.1　532 nm 激光光斑和离子的图像。图中位于上层的是 532 nm 激光光斑，位于下层的是离子。左边光斑对应的 AOD 驱动频率为 78.0 MHz，右边光斑对应的 AOD 驱动频率为 75.2 MHz。图中也可看出激光光斑的大小远小于离子间距。

我们利用单边拉曼光激发对单侧 AOD 寻址系统进行调试。实验上，我们先将 AOD 的驱动频率设置为单频率，一般为 75 MHz，按照上一章提到的方法使得拉曼光照射到两离子中的一个离子上。AOD 下方安装有弧摆台，调节弧摆台角度，使得 AOD 衍射出的激光和离子链在同一水平线上。随后扫描 AOD 的频率，并以固定时长激发处于 $|0\rangle$ 态的离子，直到能够看到第二个离子的荧光信号，记录下离子激发概率最高时对应的 AOD 驱动频率，即完成两个离子的寻址。

万方数据

图5.2展示了 AOD 驱动信号频率和两离子激发概率的关系图。AOD 驱动频率从 72 MHz 扫描至 78 MHz，对应的 532 nm 光斑也在空间中扫描。当寻址光斑照射到第一个离子时，离子被激发到亮态而发出荧光，当寻址光斑完全照射到离子上时，离子亮态的激发概率最大，随后寻址光斑开始远离离子，于是亮态的激发概率下降。注意到寻址光斑是高斯型的，所以图中离子亮态激发概率的包络也是高斯型。对于第二个离子有相似效果。图中可看出两个离子对应的 AOD 驱动频率分别为 73.7 MHz 和 77.1 MHz，并且两个离子的最高激发概率相同，说明两离子的拉比频率一致。注意到 AOD 的带宽为 50 MHz，于是测试结果表明当前光路和当前离子间距下，寻址系统的寻址能力为 14 个离子。当离子链中离子数增多，离子间距减小后，或光路得到升级后，寻址系统的寻址能力也会得到提升。

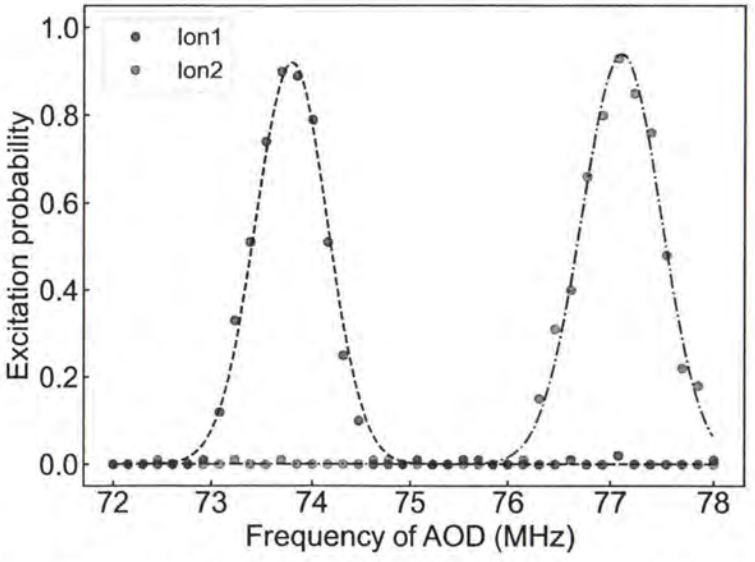

图 5.2　扫描左侧 AOD 驱动频率得到的两离子激发概率图像。两个离子对应的 AOD 驱动频率分别为 73.7 MHz 和 77.1 MHz。

完成单侧光路调试后，我们换到另一侧光路，用相同方法完成调试，得到结果如图5.3所示，两个离子对应的 AOD 驱动频率分别为 74.2 MHz 和 77.48 MHz。

可见离子对应的左右两侧 AOD 驱动频率并不完全一致，并且左右两侧 AOD 驱动频率之差也不一致。对于前者，可以通过微调一侧光路的光斑指向来弥补；对于后者，则是由于光路的不对称性导致的。由于我们在设计光路时可以尽可能保证光路对称，这里左右两侧 AOD 驱动频率的差距为 0.12 MHz，并不会对两侧光斑的重合造成太大影响。

我们选择调节右侧光路的反射镜来改变光斑指向，使得右侧 AOD 对应离子的驱动频率和左侧 AOD 的相近。然后将 AOD 的驱动频率设置为 73.7 MHz 和

万方数据

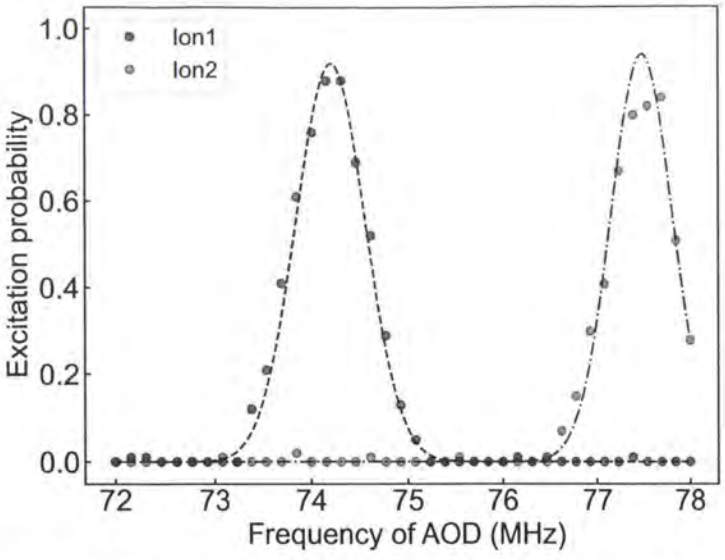

图 5.3　扫描右侧 AOD 驱动频率得到的两离子激发概率图像。两个离子对应的 AOD 驱动频率分别为 74.2 MHz 和 77.48 MHz。

77.1 MHz，对两离子同时执行拉比翻转操作，结果如图5.4所示。其中蓝色数据点代表 ion1 的拉比翻转，红色数据点代表 ion2 的拉比翻转，它们的拉比频率基本一致。可见该系统成功地利用双侧 AOD 完成了对离子的独立操控，AOD 的驱

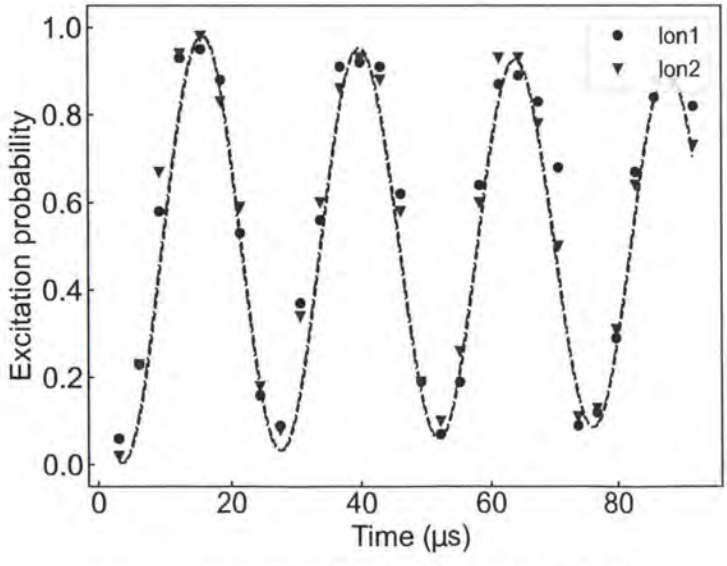

图 5.4　AOD 寻址系统同时操控两离子拉比翻转图像。

动频率即对应不同的离子。若两个离子的拉比频率并不一致，可以调节对应驱动信号的幅度，从而调节寻址激光的功率使得其拉比频率一致。

万方数据

图5.5展示了此 AOD 寻址系统对多离子的寻址能力，扫描 AOD 的驱动频率，可以看到寻址光成功激发了四个离子。中间被圈出的离子恰好处于暗态，便不能被寻址光激发。四个被成功驱动的离子对应的 AOD 驱动频率分别为 73.85 MHz，75.55 MHz，78.50 MHz 和 80.15 MHz。

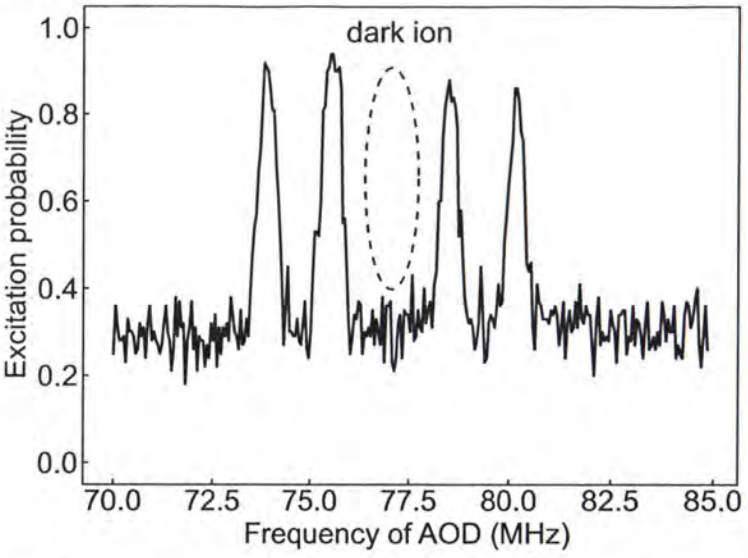

图 5.5　扫描 AOD 驱动频率得到的五离子激发概率图像。采集此图时系统中存在较为严重的漏光，导致在扫描 AOD 频率的过程中，始终存在约 0.3 的激发概率，这是本底噪声而并非寻址光导致的离子激发。

5.3　寻址系统串扰测试

为表征从 AOD 出射的多束衍射光束之间的强度串扰，我们将聚焦在离子平面的衍射光束引出，重新成像至一个高动态范围的 CCD 上。这里使用了一个 16 位的 CCD，至多可以测试出 0 到 48 db 的串扰范围。若 CCD 位数较低，则会因为对比度不够而不能准确测试强度串扰。我们每次只给 AOD 施加一个单频驱动信号，这样 AOD 只会产生单个衍射光斑，随后依次增加驱动信号频率，得到十个衍射光斑。为更准确地表征实际工作情况下的串扰，这里施加给 AOD 的驱动信号阵列等同于我们实际寻址多个离子时施加到 AOD 上的驱动频率阵列，即此处光斑的间距等于离子间距。成像至 CCD 时，我们尽可能地滤除背景光，在图像处理时，我们滤去了 CCD 的本底噪声，然后将多张衍射光斑的图像拼接至一幅图上，见图5.6(a)。图5.6(a) 中的箭头表示离子链的方向，同时定义了横跨束斑中心的横截面。图5.6(b) 显示了该截面内衍射光斑的强度分布图。由图5.6(b) 可知，离子相邻位置的强度串扰低于 10^{-3} 量级。我们也注意到光学系统中存在杂散光斑，沿着离子链方向分布，极有可能增加强度串扰。

万方数据

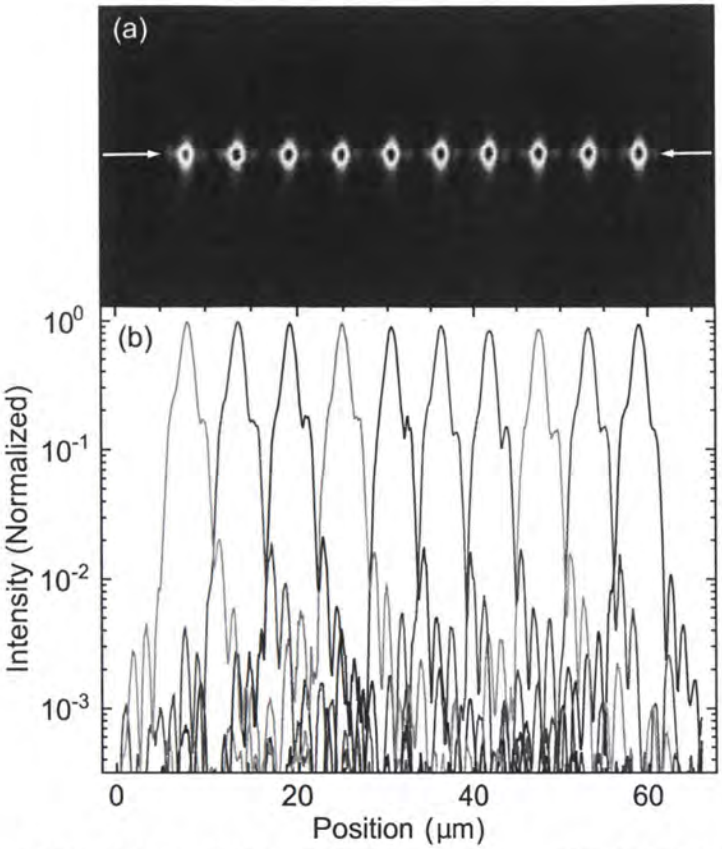

图 5.6　(a) AOD 衍射光束光斑图像。光束聚焦在离子平面上，图中的箭头表示离子链的方向，光斑之间的距离等于离子之间的距离。此图由高动态范围照相机拍摄。(b) 衍射光斑中心横截面的轮廓。有图可知衍射光斑周围存在杂散光斑，当寻址光束照射某个离子位置时，最近的相邻点的强度串扰小于 10^{-3}。

为测试本 AOD 寻址系统的串扰，即某个离子的寻址光对相邻离子造成的影响。我们在找到两离子对应的 AOD 驱动频率后，故意改变 AOD 的驱动频率，使得 AOD 衍射出的光斑只照射到一个离子上而远离另外一个离子，这样寻址系统只能驱动一个离子的拉比翻转，对另外一个离子造成的激发即为串扰。测试时，我们首先精确获取被寻址 A 离子的 Rabi 周期，记为 T_A，具体来说，我们设置较短的时间间隔，使用程序拟合得到 T_A 的值。随后用 1 ms 时长的拉曼光照射 A 离子，观察未被寻址的 B 离子的激发概率随时间的变化，从而可以得到 T_B，对比二者即可获得拉比频率的串扰。我们利用单边驱动的拉曼光进行上述实验，实验结果如图5.7所示。图中可看出 B 离子的拉比周期约为 600 μs，而此前测试 A 离子的拉比周期为 6 μs，可知对于单侧寻址光，其串扰约为 1%。对于双侧寻址光，其预期的串扰在 0.01%。

随后我们测试了双边驱动的拉曼光的串扰，测试方法如上，测试结果如图5.8所示。图5.8(b)(d) 中我们将时间间隔设置为 Ion1 和 Ion2 拉比周期的一半，

万方数据

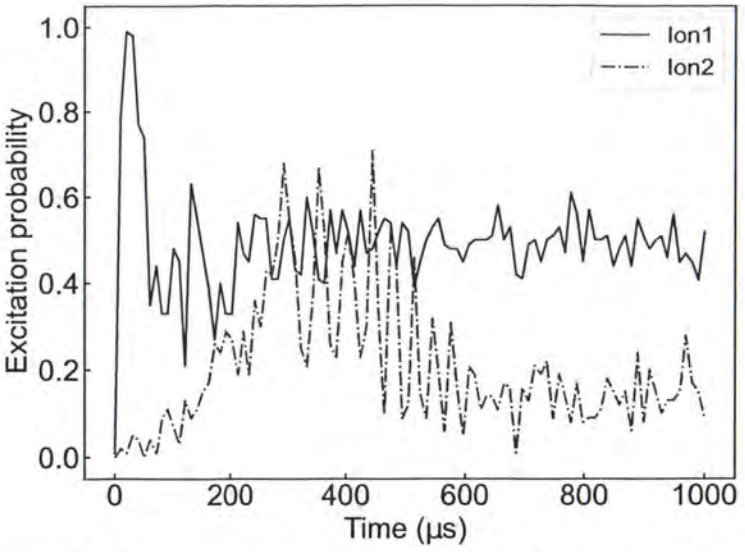

图 5.7　AOD 寻址系统单边串扰测试。离子未经过亚多普勒冷却，温度较高。被寻址的 A 离子拥有更快的拉比频率，在当前时间间隔下无法显示完整的拉比振荡，并且因温度较高很快退相干至 0.5 的激发概率。未被寻址的 B 离子也被激发，说明寻址光对其产生了串扰。

例如，Ion1 的拉比周期为 26.13 μs，则实验中时间间隔被设置为 13 μs 左右。根据上文所述算法计算，可得到 Ion1 的独立寻址光对 Ion2 造成的拉比频率串扰为 9.386×10^{-4}，而 Ion2 的独立寻址光对 Ion1 造成的拉比频率串扰为 9.513×10^{-4}。可以发现双侧寻址光的串扰并没有按照单侧寻址光串扰的平方下降，这可能是因为两侧光斑并未完全对齐。另外我们发现强聚焦光的焦点位置对串扰也有较大影响，若某一侧强聚焦光的焦点位置并非处于离子链平面，则会导致较大的串扰。

5.4　寻址系统升级

第四章所讲述的的拉曼寻址光路存在如下两个问题。首先注意到对于高斯光束，其束腰和发散角呈反比关系，即

$$\omega_0 = \frac{\lambda}{\pi\theta}. \tag{5.1}$$

而 AOD 的扫描角度一定，入射光斑的发散角越小时，AOD 的分辨能力越强。我们使用的 AOD 型号为 DTSX-400，其最大分辨率为 400，而其允许通过的激光光斑直径为 0.5 mm 至 6 mm，当光斑直径达到 6 mm 时，AOD 达到最高分辨率。而当前的拉曼寻址光路中第一级放大光路的放大能力不够，到达 AOD 位置的光斑较小，仅为 1.8mm，则其分辨率为 120，不满足后续寻址需求。

另外，当前拉曼寻址光路中，我们将一些光学元件置于高精度位移台上，一

万方数据

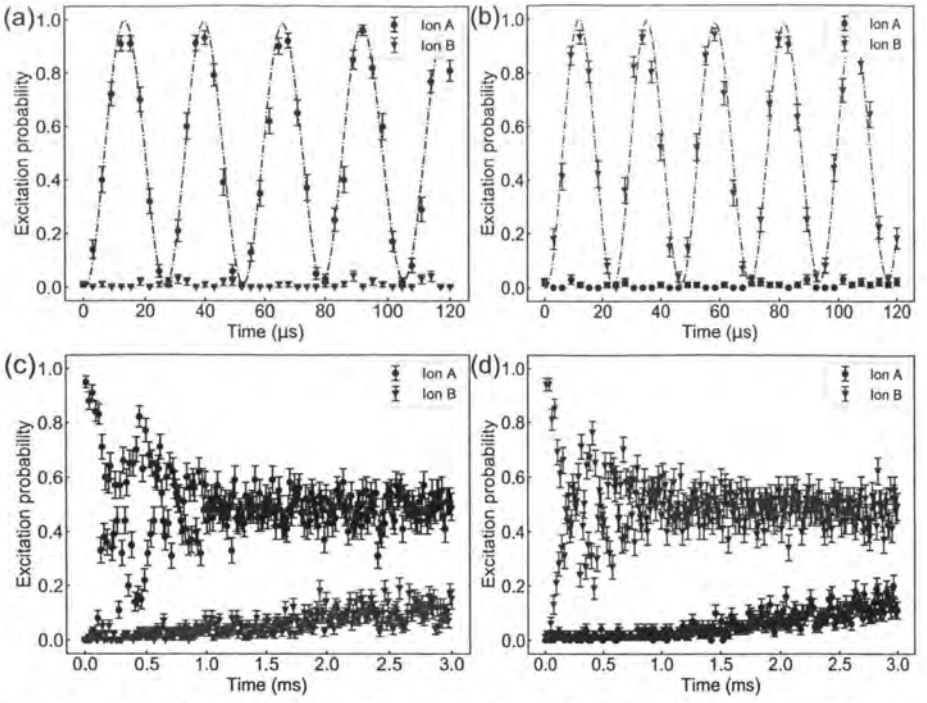

图 5.8　AOD 寻址系统双侧串扰测试。记势阱中两离子分别为 Ion1 和 Ion2(图中标记为 Ion A 和 Ion B)。(a) 寻址光单独照射 Ion1 时，两离子拉比振荡图像。此时 Ion1 的拉比周期为 26.13 μs。(b)Ion1 寻址光对 Ion2 造成的串扰。使寻址光单独照射 Ion1，延长照射时间至 3 ms，拟合得到 Ion2 以 0.1132 的概率被激发到亮态。(c) 寻址光单独照射 Ion2 时，两离子拉比振荡图像。此时 Ion2 的拉比周期为 23.34 μs。(d)Ion2 寻址光对 Ion1 造成的串扰。使寻址光单独照射 Ion2，延长照射时间至 3 ms，拟合得到 Ion1 以 0.1369 的概率被激发到亮态。对上图进行测试时，离子经过 EIT 冷却，温度较低，但并没有被冷却到量子基态，并且实验中没有稳定操控激光光强，于是导致了 (b) 图和 (d) 图中的退相干。

方面稳定性较低，另一方面调节光程时，光束指向不能保证和原来一致。

基于上述缺点，我们对拉曼寻址光路提出了改进，改进后的光路图如图5.9所示。第一级放大光路中我们使用了平凸透镜和双凹透镜的组合。在有限的光路长度里提升了第一级放大光路的放大倍数，最终入射至 AOD 上的光斑的束腰大小为 5.5 mm，有效地提升了 AOD 的分辨率。另外我们使用反射棱镜调节光程差，反射棱镜被单独安装在高精度位移台上，可以左右调节。反射棱镜使得光路入射和出射方向始终一致，在调节光程差的过程中并不会改变光路指向。

在光路改进后，我们对升级后光路的寻址能力做了表征，测试方法和上文一致，即观察 AOD 驱动信号频率和两离子激发概率的关系图，如图5.10所示。两个离子对应的 AOD 驱动频率分别为 74.49 MHz 和 75.48 MHz，间距为 0.99 MHz，于是寻址系统经过升级后，其寻址能力达到 50 个离子。此时通过高斯拟合可以得出两离子在势阱中的间距为 5.5 um。

万方数据

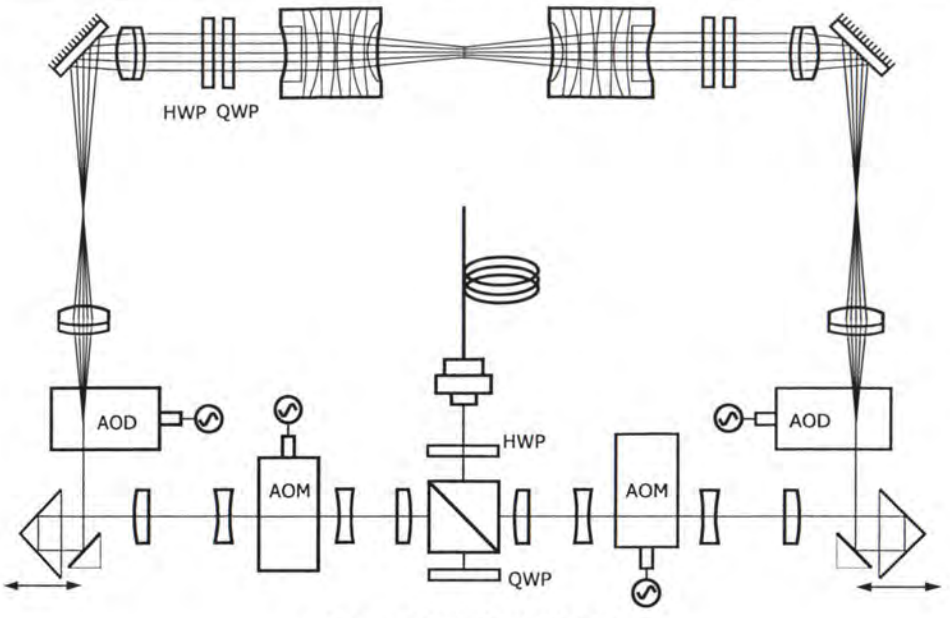

图 5.9　改进后的拉曼寻址光路。

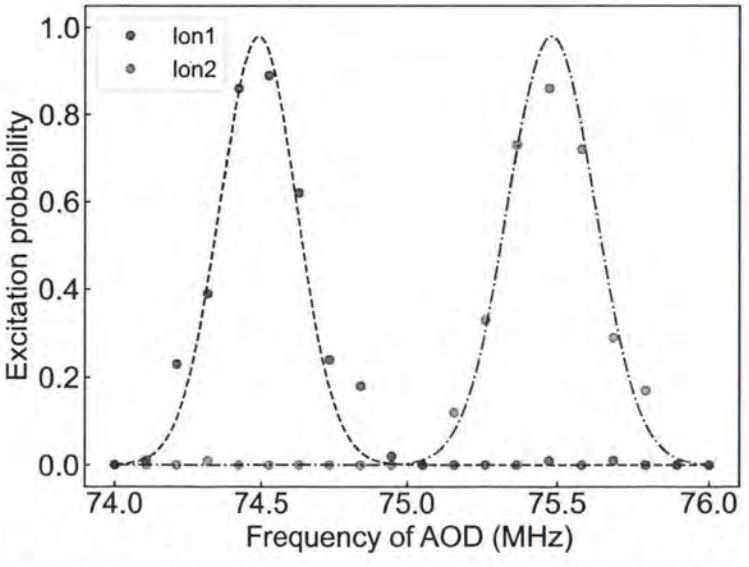

图 5.10　改进寻址光路后，扫描 AOD 驱动频率得到的两离子激发概率图像。

5.5　Spin-dependent Force 测试结果

绪论中提到过，任意量子门操作都可以被拆分为单比特门操作和两比特纠缠门操作的组合，可见实现两比特纠缠门是通往大规模量子计算的必经之路。本人博士期间已经实现了单比特门操作，并在实现两比特纠缠门方面做了大量研究。

目前有多种方案实现两比特纠缠，1995 年 D. J. Wineland 和 C. Monroe 等人

万方数据

耦合了单个离子的自旋态和运动态，演示了两比特的受控非门[160]，针对两离子纠缠的方案则有 Cirac 和 Zoller 提出的 CZ 门[161,271]，Mølmer 和 Sørensen 提出的 MS 门[159,272-273]以及 Light-shift 门[274-275]。其中 CZ 门需要实验者对离子的运动态有精妙的控制，离子需要被严格冷却至运动态基态并且对系统热率提出要求，总体来说 CZ 门的实验要求较高。我们选择的两比特纠缠门路线是 MS 门。

MS 门利用离子间的集体声子模式作为媒介完成纠缠，它在每个离子上施加 Spin-dependent force，即自旋依赖力，使得离子在相空间中发生演化[276]。演化过程中离子的运动态和内态发生纠缠，离子开始积累几何相位，经过特定的时间后，离子的运动态回到原来的位置，运动态和内态之间解除纠缠，而内态和内态之间完成纠缠。MS 方案不要求离子被严格冷却至运动态基态，对系统的热率也有一定的耐受性。

在执行 MS 门之前，我们在单离子上测试了自旋依赖力，当自旋依赖力作用到单离子上时，它将离子的运动态和自旋态纠缠起来，可以通过探测离子的荧光技术获知离子自旋态的演化规律。对单离子同时施加红边带和蓝边带，红蓝边带的强度相等且和离子运动模式的失谐等大相反（$-\delta_r = \delta_b = \delta$），此时其哈密顿量为:

$$\begin{aligned} H_{\mathrm{SDF}}(t) = &-i\frac{\eta\Omega}{2}\left(\sigma_+ a e^{-i\delta_r t}e^{i\phi_r} - \sigma_- a^\dagger e^{i\delta_r t}e^{-i\phi_r}\right. \\ &\left.+\sigma_+ a^\dagger e^{-i\delta_b t}e^{i\phi_b} - \sigma_- a e^{i\delta_b t}e^{-i\phi_b}\right) \\ = &\frac{\eta\Omega}{2}\hat{S}\left(a e^{-i\delta t}e^{i\phi_m} + a^\dagger e^{i\delta t}e^{-i\phi_m}\right) \end{aligned} \tag{5.2}$$

其中 $\phi_s = \left(\phi_r + \phi_b\right)/2$ 是自旋相位，$\phi_m = \left(\phi_r - \phi_b\right)/2$ 是运动态相位，$\hat{S} \equiv -i\left(\sigma_+ e^{i\phi_s} - \sigma_- e^{-i\phi_s}\right)$ 是自旋算符。离子在自旋依赖力下完整的演化方程可以利用 Magnus expansion 求解[277]，此处不再赘述，这里直接给出离子上自旋态的激发概率在自旋依赖力下随时间和失谐量变化的规律为:

$$P(\uparrow) = \frac{1}{2}\left(1 - e^{-\frac{1}{2}|2\alpha(t)|^2}\right) \tag{5.3}$$

若考虑系统热率和离子温度的影响，则式5.3应修改为:

$$P(\uparrow) = \frac{1}{2}\left(1 - e^{-\frac{1}{2}\dot{n}t|4\alpha_0|^2 - \left(\bar{n}+\frac{1}{2}\right)|2\alpha(t)|^2}\right) \tag{5.4}$$

其中 $\alpha(t) = \alpha_0 e^{i\phi_M}\left(1 - e^{i\delta t}\right)$ 且 $\alpha_0 = \eta\Omega/(2\delta)$。$\dot{n}$ 代表热率，$\bar{n}$ 代表离子的剩余声子数。

实验上我们需要双色光场来产生自旋依赖力，这对于我们的多频拉曼激光操控系统来说非常容易实现。我们使用 AWG 为 AOM2 施加两个频率的驱动信号，一个频率对应红边带跃迁，另一个频率对应蓝边带跃迁。我们扫描出离子在 y 方向上的运动模式频率为 1483 kHz，设置双色光场和该运动模式的失谐为

万方数据

15 kHz，改变自旋依赖力和离子的相互作用时间，得到的结果如图5.11所示。当 $|\uparrow\rangle$ 态的激发概率为 0.5 时，说明离子的自旋态和运动态产生纠缠。当 $|\uparrow\rangle$ 态的激发概率回到 0 时，说明离子的运动态在相空间中运行回原位。震荡的 decay 是由该运动模式的加热和退相干引起的。

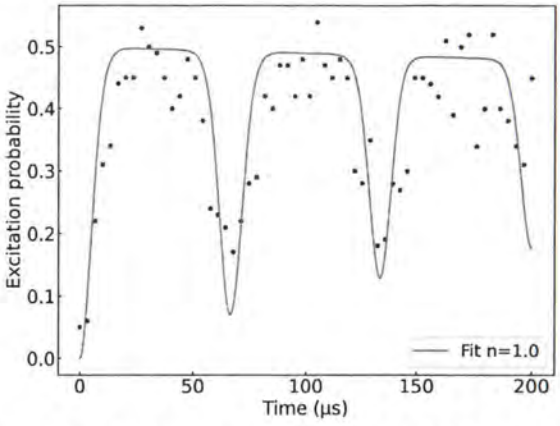

图 5.11　离子在自旋依赖力作用下上自旋态激发概率随时间的变化

随后我们固定了相互作用时间，改变双色光场的失谐，得到的结果如图5.12和图5.13所示。

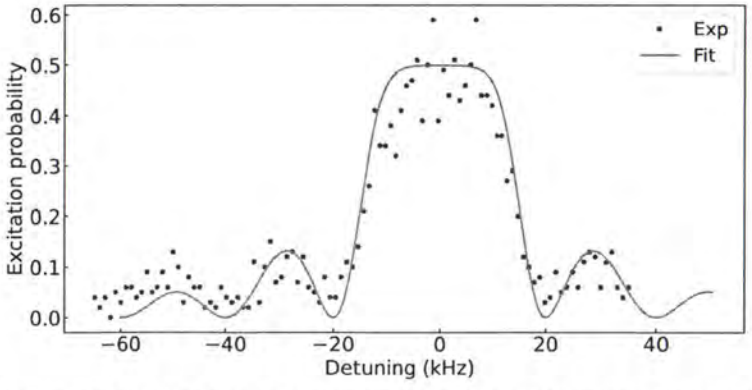

图 5.12　冷离子在自旋依赖力作用下上自旋态激发概率随失谐量的变化。图中离子做了 EIT 冷却，剩余声子数为 1.0 个。

5.6　两比特 Mølmer-Sørensen 量子逻辑门

由于径向模式对离子的热率更不敏感，并且易于寻址到任意离子，于是我们使用径向模式实现 Mølmer-Sørensen 门[278]。对两个离子同时施加上述自旋依赖力即可完成 MS 门，MS 门对应的哈密顿量为：

$$H_{\mathrm{MS}}(t) = -i\frac{\eta\Omega}{2}\left(\Sigma_{+}e^{i\phi_s} - \Sigma_{-}e^{-i\phi_s}\right)\left(ae^{-i\delta t}e^{i\phi_m} + a^{\dagger}e^{i\delta t}e^{-i\phi_m}\right) \tag{5.5}$$

万方数据

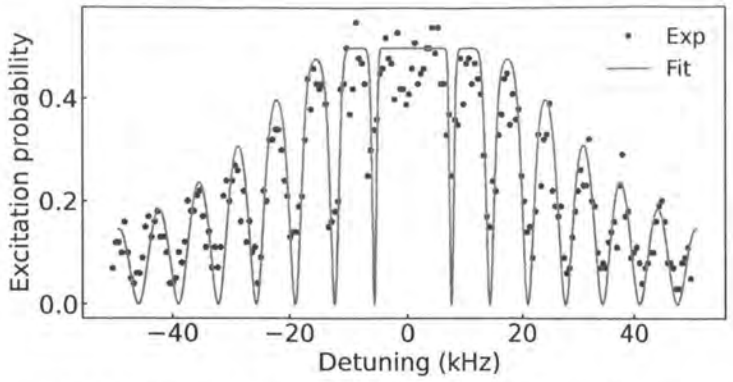

图 5.13　热离子在自旋依赖力作用下上自旋态激发概率随随失谐量的变化。图中离子仅做多普勒冷却，剩余声子数越为 10.5 个。

其中 $\Sigma_{\pm}=\sigma_{\pm}^{1}+\sigma_{\pm}^{2}$ 为作用在两个离子上的自旋算符，其上标用于区分不同的离子。

实验时两离子径向存在四个模式，其运动频率分别为 1.25 MHz，1.15 MHz，0.955 MHz 和 0.84 MHz，我们选取频率为 0.955 MHz 的模式执行 MS 门。实验之前，我们仔细校准过参数，包括载波频率和红蓝边带频率，载波频率约为 10 kHz，LD 系数约为 0.102，在-0.71 kHz 的失谐下，两离子态随时间的变化，如图5.14(a) 所示。从图5.14(a) 中可以获取门时间这一关键参数，随后我们固定相互作用时

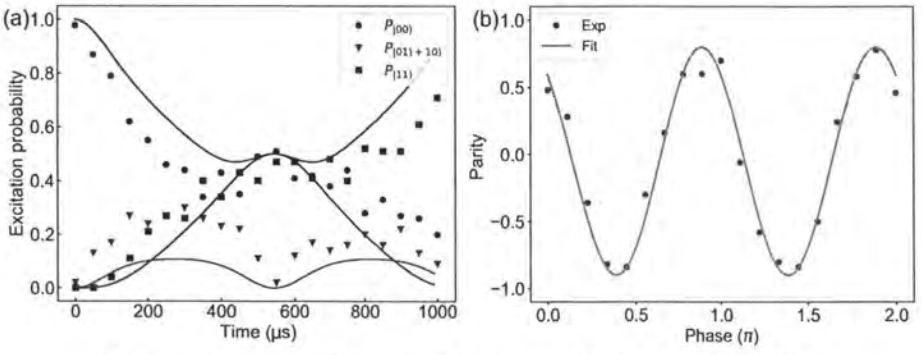

图 5.14　MS 门的实验结果。(a) 系统随时间演化的结果。(b) 宇称振荡

间为门时间，在执行完纠缠操作后，再施加一个相位变化的 $\pi/2$ 脉冲，得到两离子的宇称振荡如图5.14(b) 所示。

MS 逻辑门中贝尔态的保真度可分成两个部分计算：

$$F=\frac{1}{2}(P_{|11\rangle}+P_{|00\rangle}+C_{\mathrm{P}}), \tag{5.6}$$

其中 $P_{|11\rangle}$ 和 $P_{|00\rangle}$ 分别是 MS 相互作用运行到四分之一周期时（即门时间）的态布居，C_{P} 是离子宇称振荡的对比度，离子的宇称振荡定义为：

$$\Pi(\varphi)=P_{|11\rangle}+P_{|00\rangle}-P_{|01\rangle}-P_{|10\rangle}, \tag{5.7}$$

万方数据

在图5.14所示的实验中，所实现的贝尔态的保真度为 86%。实验中因环境温度不稳定和其他未知因素导致实验参数波动，对门的保真度有较大影响，我们曾观察到过较短时间内，实验结果无法稳定复现的情况。此外，此次实验中只使用了四个径向模式中的一个，为避开其他模式影响，我们故意降低有效拉比频率，选择较小的失谐频率，然而其他模式所造成的影响不可避免，接下来的工作中可以通过幅度调制或频率调制等经典控制技术提升逻辑门保真度。

万方数据

第 6 章　总结与展望

6.1　本论文工作总结

本文围绕高通光玻璃腔离子阱系统的搭建和量子操控实验研究进行了详细描述。

本文第一章为绪论，简要介绍了有关量子计算的基础知识并对离子阱量子计算平台近年来的发展做了梳理和介绍。

本文第二章介绍了有关离子阱和镱离子比特的基础知识，也介绍了激光-原子相互作用理论，为后文的实验提供了理论支撑。

本文第三章介绍本人博士期间的第一个工作，即高通光玻璃腔离子阱系统的搭建。所述的高通光玻璃腔离子阱使用紧凑的玻璃腔体代替传统的不锈钢腔体。由于玻璃腔整体是透明的，且尺寸较小，离子和腔体表面距离近至 15 mm，于是玻璃腔体的通光方向更多，且在多个方向支持大数值孔径物镜，相较于传统的不锈钢腔体，玻璃腔体离子阱在通光性方面拥有极大的优势。在制作此玻璃腔体离子阱的过程中，我们攻克了电极加工，电极定位，电气连接，元件固定等诸多工程难题，最终成功制作并组装第一代高通光离子阱。

随后本人完成了离子阱系统中各个子系统的搭建工作，包括光学子系统，电子学子系统，成像子系统，磁屏蔽子系统和测控子系统。光学子系统中我们详细介绍了利用 PDH 技术完成频率锁定的工作，电子学子系统中我们介绍了 RF 功率主动稳定系统和滤波系统，成像子系统中我们介绍了三级放大成像光路，磁屏蔽子系统中我们介绍了自主设计的双层磁屏蔽系统，测控子系统中我们介绍了基于 ARTIQ 搭建的时序控制和射频产生系统。在这些子系统的配合下，整个离子阱系统得以正常工作。

本文第四章介绍本组首次提出的基于 FMZM 和 SHG 过程的多频拉曼光操控系统。我们设计反馈环路将 FMZM 锁定在其最小传输点上，利用弱调制条件实现载波抑制-双边带调制，以此减少拉曼光中的冗余频率分量。再经过 SHG 过程将红外波段拉曼光转换至可见光波段，最终产生频差任意可调谐的高功率多频拉曼激光。我们介绍了如何通过消色差物镜将强聚焦拉曼光和离子调节重合的技巧，并在此新型拉曼操控系统上演示了对离子自旋态和运动态的操控。该新型拉曼操控系统不仅仅可以用于镱离子的操控，得益于 FMZM 和 PPLN 晶体的大带宽，拉曼激光的频差可以任意调谐，于是此方案可以操控混合系统中的量子体系，比如 $^{171}Yb^{+}$ 和 $^{137}Ba^{+}$。此外我们采用了锁相的方法锁定了拉曼激光的拍频，有效地提升了操控量子比特时的相干时间。本章中我们也介绍了微运动补偿，亚多普勒冷却，热率测量等基础的实验步骤，利用边带冷却和 EIT 冷却，我

万方数据

们成功将离子冷却至量子基态。

本文第五章介绍 AOD 独立寻址系统，我们利用 AWG 为 AOD 提供多个频率的驱动信号，从而 AOD 产生多个衍射光斑照射至不同的离子上完成寻址。我们还测试了寻址系统的寻址能力和串扰，发现该双侧强聚焦寻址系统的串扰和双侧光路的对准与否有一定关系，在未来的工作中可以进一步提升系统的串扰表现。

6.2　本系统改进方向

本人在使用本离子阱系统的过程中能够感到一些不便之处，此外，系统的某些性能还可进一步提升。现将系统可能做的改进列举如下：

1. 引入阱平台上的各束激光的功率稳定度对日常实验非常重要。目前系统中缺乏对各个激光的功率进行监控的手段，只能手动地使用功率计逐一检查各激光的功率，这不利于日常的维护。于是改进方向之一是利用分束器对各个激光进行采样，使用固定的光电探头探测采样点的功率，以完成对各激光功率的实时监测。
2. 实验过程中的温度稳定性对系统稳定性有至关重要的影响，螺旋谐振器，拉曼光光路，FMZM 等关键的电子学和光学系统都容易受到温度波动的影响。尤其是拉曼光光路，因为我们使用的是独立寻址光，光斑汇聚的较小，且打到压电反射镜上的光斑非常大，更容易产生漂移。针对此情况，改进方法是进行局部温控。事实上，我们已经将外层磁屏蔽板粘贴上保温材料，期望能够为阱上光路提供恒温环境。
3. 如第三章中所述，我们的拉曼光光功率稳定系统可以得到进一步升级。主要的改进方向是换用灵敏度更高，噪声系数更低的 PD 以提升信噪比；改变光强稳定点，稳定更靠近离子处的光强等。
4. 对于磁屏蔽系统，截至本文完成时，内层磁屏蔽系统还未完全搭建完毕，主要的问题在于阱上平台尺寸较小，搭建内层磁屏蔽时需要避开光路，而我们的光路一直在升级，于是内层磁屏蔽难以完全固定。其改进的方法是重新设计内层磁屏蔽，减少其厚度，增加其灵活性；或者扩大阱平台的尺寸，使得其上的光路不再紧凑，事实上，我们的第三代高通光阱已经增加了阱平台的尺寸，达到 800 mm×900 mm（当前尺寸为 600 mm×700 mm）。
5. 我们的高通光玻璃腔阱允许在四个方向配置大数值孔径物镜，在我们的系统上，已经在三个方向上配置了大数值孔径物镜，上方的物镜用于成像，左右侧的物镜用于拉曼操作和寻址。其改进的方向是在下方也配置一个高数值孔径物镜，未来可以用于光镊操作。

万方数据

6.3　展望：光镊对声子模式的调制

一般来说，人们只能全局地或者有限地局域控制 Paul 阱中的离子的囚禁势。若给离子阱中引入光镊，则可以通过 AC Stark shift 效应实现对离子的位置依赖（site-dependent）操控。光镊也可产生囚禁势，在离子位置施加光镊即可局域地改变离子的囚禁势，进而对离子的声子模式进行调控。在单个离子阱计算节点中，随着离子数量的增多，离子的集体运动模式变得非常拥挤。此时光镊可以调控被寻址的离子的声子模式，将其从拥挤的声子谱中独立出来，便可对其进行“局域化”操作，这是实现可扩展离子阱量子计算的另一条道路。

光镊由强聚焦光场产生，我们所使用的光波长为 532 nm，属于红失谐光镊，则光镊中心可产生囚禁势。假设光镊为高斯型，沿着 x 方向传播，其强度分布为 I_i^{Gauss}，则在一维离子链的第 i 个离子上，光镊产生的光学势可由依照 AC Stark shift 的计算公式写为：

$$\begin{aligned}\phi_i^{\mathrm{opt}}(\mathbf{r}_i) = -\sum_a \frac{3\pi c^2}{2\omega_{a,i}^3}\left(\frac{\Gamma_{a,i}}{\omega_{a,i}-\omega_l}+\frac{\Gamma_{a,i}}{\omega_{a,i}+\omega_l}\right)\\ \times I_i^{\mathrm{Gauss}}(\mathbf{r}_i-\mathbf{r}_i^*),\end{aligned} \tag{6.1}$$

其中 $\Gamma_{a,i}$ 为散射率，$\omega_{a,i}$ 为离子基态到激发态能级之间的跃迁频率，ω_l 为光镊激光的频率，$\mathbf{r}_i^*$ 为第 i 个离子的平衡位置。光镊的强度分布为：

$$I_i^{\mathrm{Gauss}}(\mathbf{r}_i) = I_0^{(i)}\left(\frac{\sigma_0}{\sigma(x_i)}\right)^2 \exp\left(\frac{-2(y_i^2+z_i^2)}{\sigma^2(x_i)}\right), \tag{6.2}$$

其中 $\sigma(x)$ 是光斑尺寸，有 $\sigma(x)=\sigma_0\sqrt{1+(x/x_R)^2}$，$\sigma_0$ 是束腰大小，$x_R=\pi\sigma_0^2/\lambda$ 是瑞丽距离，λ 即是光镊波长，$I_0^{(i)}=2P^{(i)}/\pi\sigma_0^2$ 是聚焦在第 i 个离子上的光镊的最大光强，$P^{(i)}$ 是光镊的功率。利用式6.1，可以计算出在光镊焦点处由光镊所产生的光学囚禁频率为：

$$\omega_i^{(x)\mathrm{opt}} = \sqrt{\frac{\chi_i I_0^{(i)}\lambda^2}{2\pi^2\sigma_0^4 M_i}}, \tag{6.3}$$

$$\omega_i^{(y)\mathrm{opt}} = \omega_i^{(z)\mathrm{opt}} = \sqrt{\frac{\chi_i I_0^{(i)}}{\sigma_0^2 M_i}}, \tag{6.4}$$

其中有：

$$\chi_i = \sum_a \frac{6\pi c^2}{\omega_{a,i}^3}\left(\frac{\Gamma_{a,i}}{\omega_{a,i}-\omega_l}+\frac{\Gamma_{a,i}}{\omega_{a,i}+\omega_l}\right). \tag{6.5}$$

在光镊产生的光学势和电场产生的囚禁势共同作用下，离子运动的频率为光学囚禁频率和原本久期运动频率的叠加：

$$\omega_{\alpha,i} = \sqrt{\omega_\alpha^{\mathrm{trap}2}+\omega_i^{(\alpha)\mathrm{opt}2}}, \tag{6.6}$$

万方数据

其中 α 为离子运动的三个方向。

我们使用强聚焦的拉曼光作为光镊，在实验上的一个优势是，我们的“光镊”可以操控离子做拉比振荡，这种直观的现象可以帮助我们快速调节光镊位置，而 AOD 寻址系统可以帮我们将光镊快速而准确地定位到离子位置。在未来的工作中，借助此高通光系统的独特优势，我们有望产生更强的光镊效应，从而实现对离子声子模式的调制。

万方数据

参 考 文 献

[1] FEYNMAN R P. Simulating physics with computers[J]. International Journal of Theoretical Physics, 1982, 21(6): 467-488.

[2] MICHAEL A. NIELSEN I L C. Quantum computation and quantum information[M]. Cambridge University Press, 2000.

[3] PAN F, CHEN K, ZHANG P. Solving the sampling problem of the sycamore quantum circuits [J]. Physics Review Letter, 2022, 129: 090502.

[4] SCHUCH N, SIEWERT J. Natural two-qubit gate for quantum computation using the XY interaction[J]. Physics Review A, 2003, 67: 032301.

[5] LLOYD S. Almost any quantum logic gate is universal[J]. Physics Review Letter, 1995, 75: 346-349.

[6] DIVINCENZO D P. The physical implementation of quantum computation[J]. Fortschritte der Physik, 2000, 48(9-11): 771-783.

[7] ALBASH T, LIDAR D A. Adiabatic quantum computation[J]. Reviews of Modern Physics, 2018, 90: 015002.

[8] RAUSSENDORF R, BRIEGEL H J. A one-way quantum computer[J]. Physics Review Letter, 2001, 86: 5188-5191.

[9] MIZEL A, LIDAR D A, MITCHELL M. Simple proof of equivalence between adiabatic quantum computation and the circuit model[J]. Physics Review Letter, 2007, 99: 070502.

[10] AN F A, RANSFORD A, SCHAFFER A, et al. High fidelity state preparation and measurement of ion hyperfine qubits with $I > 1/2$[J]. Physics Review Letter, 2022, 129: 130501.

[11] CLARK C R, TINKEY H N, SAWYER B C, et al. High-fidelity bell-state preparation with $^{40}ca^{+}$ optical qubits[J]. Physics Review Letter, 2021, 127: 130505.

[12] WANG P, LUAN C Y, QIAO M, et al. Single ion qubit with estimated coherence time exceeding one hour[J]. Nature Communications, 2021, 12: 233.

[13] FIGGATT C, OSTRANDER A, LINKE N M, et al. Parallel entangling operations on a universal ion-trap quantum computer[J]. Nature, 2019, 572: 368-372.

[14] JAKSCH D, BRIEGEL H J, CIRAC J I, et al. Entanglement of atoms via cold controlled collisions[J]. Physics Review Letter, 1999, 82: 1975-1978.

[15] GREINER M, MANDEL O, ESSLINGER T, et al. Quantum phase transition from a superfluid to a mott insulator in a gas of ultracold atoms[J]. Nature, 2002, 415: 39-44.

[16] SAFFMAN M, WALKER T G, MØLMER K. Quantum information with rydberg atoms[J]. Reviews of Modern Physics, 2010, 82: 2313-2363.

万方数据

[17] WU T Y, KUMAR A, GIRALDO F, et al. Stern-gerlach detection of neutral-atom qubits in a state-dependent optical lattice[J]. Nature Physics, 2019, 15: 538-542.

[18] CHEW Y, TOMITA T, MAHESH T P, et al. Ultrafast energy exchange between two single rydberg atoms on a nanosecond timescale[J]. Nature Photonics, 2022, 16: 724-729.

[19] EBADI S, WANG T T, LEVINE H, et al. Quantum phases of matter on a 256-atom programmable quantum simulator[J]. Nature, 2021, 595: 227-232.

[20] SINGH K, ANAND S, POCKLINGTON A, et al. Dual-element, two-dimensional atom array with continuous-mode operation[J]. Physics Review X, 2022, 12: 011040.

[21] CAI X D, WEEDBROOK C, SU Z E, et al. Experimental quantum computing to solve systems of linear equations[J]. Physics Review Letter, 2013, 110: 230501.

[22] WANG H, LI W, JIANG X, et al. Toward scalable boson sampling with photon loss[J]. Physics Review Letter, 2018, 120: 230502.

[23] WANG X L, LUO Y H, HUANG H L, et al. 18-qubit entanglement with six photons' three degrees of freedom[J]. Physics Review Letter, 2018, 120: 260502.

[24] ZHONG H S, DENG Y H, QIN J, et al. Phase-programmable gaussian boson sampling using stimulated squeezed light[J]. Physics Review Letter, 2021, 127: 180502.

[25] KOCH J, YU T M, GAMBETTA J, et al. Charge-insensitive qubit design derived from the cooper pair box[J]. Physics Review A, 2007, 76: 042319.

[26] BLAIS A, HUANG R S, WALLRAFF A, et al. Cavity quantum electrodynamics for superconducting electrical circuits: An architecture for quantum computation[J]. Physics Review A, 2004, 69: 062320.

[27] BAO F, DENG H, DING D, et al. Fluxonium: An alternative qubit platform for high-fidelity operations[J]. Physics Review Letter, 2022, 129: 010502.

[28] RIGETTI C, GAMBETTA J M, POLETTO S, et al. Superconducting qubit in a waveguide cavity with a coherence time approaching 0.1 ms[J]. Physics Review B, 2012, 86: 100506.

[29] ROSENBERG D, KIM D, DAS R, et al. 3d integrated superconducting qubits[J]. npj Quantum Information, 2017, 3: 42.

[30] FOXEN B, MUTUS J Y, LUCERO E, et al. Qubit compatible superconducting interconnects [J]. Quantum Science and Technology, 2017, 3(1): 014005.

[31] XUE X, RUSS M, SAMKHARADZE N, et al. Quantum logic with spin qubits crossing the surface code threshold[J]. Nature, 2022, 601: 343-347.

[32] NOIRI A, TAKEDA K, NAKAJIMA T, et al. Fast universal quantum gate above the fault-tolerance threshold in silicon[J]. Nature, 2022, 601: 338-342.

[33] MĄDZIK M T, ASAAD S, YOUSSRY A, et al. Precision tomography of a three-qubit donor quantum processor in silicon[J]. Nature, 2022, 601: 348-353.

万方数据

[34] HE Y, GORMAN S K, KEITH D, et al. A two-qubit gate between phosphorus donor electrons in silicon[J]. Nature, 2019, 571: 371-375.

[35] PAUKA S J, DAS K, KALRA R, et al. A cryogenic cmos chip for generating control signals for multiple qubits[J]. Nature Electronics, 2021, 4: 64-70.

[36] CHILDRESS L, HANSON R. Diamond nv centers for quantum computing and quantum networks[J]. MRS Bulletin, 2013, 38: 134-138.

[37] JELEZKO F, GAEBEL T, POPA I, et al. Observation of coherent oscillations in a single electron spin[J]. Physics Review Letter, 2004, 92: 076401.

[38] ZU C, WANG W B, HE L, et al. Experimental realization of universal geometric quantum gates with solid-state spins[J]. Nature, 2014, 514: 72-75.

[39] XIE T, ZHAO Z, XU S, et al. 99.92filtering[J]. Physics Review Letter, 2023, 130: 030601.

[40] CHEN W, LU Y, ZHANG S, et al. Scalable and programmable phononic network with trapped ions[J]. Nature Physics, 2023.

[41] KRUTYANSKIY V, GALLI M, KRCMARSKY V, et al. Entanglement of trapped-ion qubits separated by 230 meters[J]. Physics Review Letter, 2023, 130: 050803.

[42] WANG Z, BAO Z, WU Y, et al. A flying schrodingers cat in multipartite entangled states[J]. Science Advances, 2022, 8(10): eabn1778.

[43] HARTY T P, ALLCOCK D T C, BALLANCE C J, et al. High-fidelity preparation, gates, memory, and readout of a trapped-ion quantum bit[J]. Physics Review Letter, 2014, 113: 220501.

[44] KIELPINSKI D, MONROE C, WINELAND D J. Architecture for a large-scale ion-trap quantum computer[J]. Nature, 2002, 417(6890): 709-711.

[45] 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.

[46] BLAKESTAD R B, OSPELKAUS C, VANDEVENDER A P, et al. High-fidelity transport of trapped-ion qubits through an X-junction trap array[J]. Physics Review Letter, 2009, 102: 153002.

[47] BURTON W C, ESTEY B, HOFFMAN I M, et al. Transport of multispecies ion crystals through a junction in an rf paul trap: 2206.11888v1[A]. 2022.

[48] MONROE C, RAUSSENDORF R, RUTHVEN A, et al. Large-scale modular quantum-computer architecture with atomic memory and photonic interconnects[J]. Physics Review A, 2014, 89: 022317.

[49] HUCUL D, INLEK I V, VITTORINI G, et al. Modular entanglement of atomic qubits using photons and phonons[J]. Nature Physics, 2015, 11: 37-42.

[50] STEPHENSON L J, NADLINGER D P, NICHOL B C, et al. High-rate, high-fidelity entan-

万方数据

glement of qubits across an elementary quantum network[J]. Physics Review Letter, 2020, 124: 110501.

[51] DRMOTA P, MAIN D, NADLINGER D P, et al. Robust quantum memory in a trapped-ion quantum network node[J]. Physics Review Letter, 2023, 130: 090803.

[52] MAUNZ P L W. High optical access trap 2.0.[Z]. 2016.

[53] YANG H X, MA J Y, WU Y K, et al. Realizing coherently convertible dual-type qubits with the same ion species[J]. Physics Review Letter, 2022, 18: 1058-1061.

[54] SCHLOSSER N, REYMOND G, PROTSENKO I, et al. Sub-poissonian loading of single atoms in a microscopic dipole trap[J]. Nature, 2022, 411: 1024-1027.

[55] MULDOON C, BRANDT L, DONG J, et al. Control and manipulation of cold atoms in optical tweezers[J]. New Journal of Physics, 2012, 14(7): 073051.

[56] KAUFMAN A M, LESTER B J, REGAL C A. Cooling a single atom in an optical tweezer to its quantum ground state[J]. Physics Review X, 2012, 2: 041014.

[57] STUART D, KUHN A. Single-atom trapping and transport in dmd-controlled optical tweezers[J]. New Journal of Physics, 2018, 20(2): 023013.

[58] JENKINS A, LIS J W, SENOO A, et al. Ytterbium nuclear-spin qubits in an optical tweezer array[J]. Physics Review X, 2022, 12: 021027.

[59] 王淼. $^{40}Ca^{+}$ 离子全光囚禁的实验研究[D]. 武汉: 中国科学院大学, 2021.

[60] SCHMIDT J, LAMBRECHT A, WECKESSER P, et al. Optical trapping of ion coulomb crystals[J]. Physics Review X, 2018, 8: 021028.

[61] ENDERLEIN M, HUBER T, SCHNEIDER C, et al. Single ions trapped in a one-dimensional optical lattice[J]. Physics Review Letter, 2012, 109: 233004.

[62] NIEMINEN T A. Trapping ions[J]. Nature Photonics, 2010, 4: 737-738.

[63] 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: 020316.

[64] TEOH Y H, SAJJAN M, SUN Z, et al. Manipulating phonons of a trapped-ion system using optical tweezers[J]. Physics Review A, 2021, 104: 022420.

[65] MAZZANTI M, SCHÜSSLER R X, ARIAS ESPINOZA J D, et al. Trapped ion quantum computing using optical tweezers and electric fields[J]. Physics Review Letter, 2021, 127: 260502.

[66] ARIAS ESPINOZA J D, MAZZANTI M, FOUKA K, et al. Engineering spin-spin interactions with optical tweezers in trapped ions[J]. Physics Review A, 2021, 104: 013302.

[67] 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.

[68] IVORY M, SETZER W J, KARL N, et al. Integrated optical addressing of a trapped ytterbium

万方数据

ion[J]. Physics Review X, 2021, 11: 041033.

[69] NIFFENEGGER R J, STUART J, SORACE-AGASKAR C, et al. Integrated multi-wavelength control of an ion qubit[J]. Nature, 2020, 586: 538-542.

[70] MEHTA K K, ZHANG C, MALINOWSKI M, et al. Integrated optical multi-ion quantum logic[J]. Nature, 2020, 586: 533-537.

[71] POGORELOV I, FELDKER T, MARCINIAK C D, et al. Compact ion-trap quantum computing demonstrator[J]. PRX Quantum, 2021, 2: 020343.

[72] FERNANDEZ-GONZALVO X, KELLER M. A fully fiber-integrated ion trap for portable quantum technologies[J]. Scientific Reports, 2023, 13: 523.

[73] AKHTAR M, BONUS F, LEBRUN-GALLAGHER F R, et al. A high-fidelity quantum matter-link between ion-trap microchip modules[J]. Nature Communications, 2023, 14: 531.

[74] MIOSSEC C, HEJDUK M, PANDEY R, et al. Design and characterization of a cryogenic linear paul ion trap for ion－neutral reaction studies[J]. Review of Scientific Instruments, 2022, 93(3): 033201.

[75] UYS H, BIERCUK M J, VANDEVENDER A P, et al. Decoherence due to elastic rayleigh scattering[J]. Physics Review Letter, 2010, 105: 200401.

[76] OZERI R, ITANO W M, BLAKESTAD R B, et al. Errors in trapped-ion quantum gates due to spontaneous photon scattering[J]. Physics Review A, 2007, 75: 042329.

[77] GAEBLER J P, TAN T R, LIN Y, et al. High-fidelity universal gate set for $^{9}Be^{+}$ ion qubits [J]. Physics Review Letter, 2016, 117: 060505.

[78] BALLANCE C J, HARTY T P, LINKE N M, et al. High-fidelity quantum logic gates using trapped-ion hyperfine qubits[J]. Physics Review Letter, 2016, 117: 060504.

[79] LANDSMAN K A, WU Y, LEUNG P H, et al. Two-qubit entangling gates within arbitrarily long chains of trapped ions[J]. Physics Review A, 2019, 100: 022332.

[80] ZHU D, JOHRI S, NGUYEN N H, et al. Probing many-body localization on a noisy quantum computer[J]. Physics Review A, 2021, 103: 032606.

[81] CETINA M, EGAN L, NOEL C, et al. Control of transverse motion for quantum gates on individually addressed atomic qubits[J]. PRX Quantum, 2022, 3: 010334.

[82] WRIGHT K, BECK K M, DEBNATH S, et al. Benchmarking an 11-qubit quantum computer [J]. Nature Communications, 2019, 10: 5464.

[83] POGORELOV I, FELDKER T, MARCINIAK C D, et al. Compact ion-trap quantum computing demonstrator[J]. PRX Quantum, 2021, 2: 020343.

[84] NÄGERL H C, LEIBFRIED D, ROHDE H, et al. Laser addressing of individual ions in a linear ion trap[J]. Physics Review A, 1999, 60: 145-148.

[85] BINAI-MOTLAGH A, DAY M, VIDENOV N, et al. A guided light system for agile indi-

万方数据

vidual addressing of Ba^+ qubits with 10^{-4} level intensity crosstalk: 2302.14711v1[A]. 2023.

[86] MONROE C, SWANN W, ROBINSON H, et al. Very cold trapped atoms in a vapor cell[J]. Physics Review Letter, 1990, 65: 1571-1574.

[87] LINDQUIST K, STEPHENS M, WIEMAN C. Experimental and theoretical study of the vapor-cell zeeman optical trap[J]. Physics Review A, 1992, 46: 4082-4090.

[88] ANDERSON M H, ENSHER J R, MATTHEWS M R, et al. Observation of bose-einstein condensation in a dilute atomic vapor[J]. Science, 1995, 269(5221): 198-201.

[89] BAO H, DUAN J, JIN S, et al. Spin squeezing of 10^{11} atoms by prediction and retrodiction measurements[J]. Nature, 2020, 581: 159-163.

[90] ROWEJ M A, BEN-KISH A, DEMARCO B, et al. Transport of quantum states and separation of ions in a dual rf ion trap[J]. Quantum Information and Computation, 2002, 2(4): 257-271.

[91] KAUFMANN D, COLLATH T, BAIG M T, et al. Thick-film technology for ultra high vacuum interfaces of micro-structured traps[J]. Applied Physics B, 2012, 107: 935-943.

[92] BLAKESTAD R B. Transport of trapped-ion qubits within a scalable quantum processor[D]. Colorado: University of Colorado, 2010.

[93] FOWLER A G, MARIANTONI M, MARTINIS J M, et al. Surface codes: Towards practical large-scale quantum computation[J]. Physics Review A, 2012, 86: 032324.

[94] BOMBIN H, MARTIN-DELGADO M A. Topological quantum distillation[J]. Physics Review Letter, 2006, 97: 180501.

[95] BREUCKMANN N P, EBERHARDT J N. Quantum low-density parity-check codes[J]. PRX Quantum, 2021, 2: 040101.

[96] LITINSKI D. Magic state distillation: Not as costly as you think[J]. Quantum, 2019, 3: 205.

[97] EARNSHAW S R. On the nature of the molecular forces which regulate the constitution of the luminiferous ether[J]. Transactions of the Cambridge Philosophical Society, 1842, 7: 97-112.

[98] DEHMELT H G. Radiofrequency spectroscopy of stored ions i: Storage[J]. Advances in Atomic and Molecular Physics, 1968, 3: 53-72.

[99] PAUL W. Electromagnetic traps for charged and neutral particles: Vol. 62[Z]. 1990: 531-540.

[100] 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.

[101] 王钊. Yb^+ 离子阱系统的搭建及量子模拟实验研究[D]. 合肥: 中国科学技术大学, 2016.

[102] PRESTAGE J D, DICK G J, MALEKI L. New ion trap for frequency standard applications [J]. Journal of Applied Physics, 1989, 66(3): 1013-1017.

[103] HE R, CUI J M, LI R R, et al. An ion trap apparatus with high optical access in multiple

万方数据

directions[J]. Review of Scientific Instruments, 2021, 92(7): 073201.

[104] WANG C X, HE R, LI R R, et al. Advances in the study of ion trap structures in quantum computation and simulation[J]. Acta Physica Sinica, 2022, 71(13): 133701-1.

[105] CHIAVERINI J, BLAKESTAD R B, BRITTON J, et al. Surface-electrode architecture for ion-trap quantum information processing[J]. Quantum Information and Computation, 2005, 5(6): 419-439.

[106] 艾铭忠. 基于离子阱系统的量子控制实验研究[D]. 合肥: 中国科学技术大学, 2021.

[107] 张君华. 声子的量子操控和不同种离子间的纠缠操作[D]. 北京: 清华大学, 2017.

[108] LEIBFRIED D, BLATT R, MONROE C, et al. Quantum dynamics of single trapped ions[J]. Reviews of Modern Physics, 2003, 75: 281-324.

[109] MAJOR F G, DEHMELT H G. Exchange-collision technique for the rf spectroscopy of stored ions[J]. Physics Review, 1968, 170: 91-107.

[110] 贺冉. 高通光离子阱的搭建和应用[D]. 合肥: 中国科学技术大学, 2021.

[111] MIZRAHI J A. Ultrafast control of spin and motion in trapped ions[D]. Maryland: University of Maryland, 2013.

[112] 杜丽军. 线形离子阱中离子晶体的动力学研究[D]. 武汉: 中国科学院大学, 2015.

[113] POGORELOV I, FELDKER T, MARCINIAK C D, et al. Compact ion-trap quantum computing demonstrator[J]. PRX Quantum, 2021, 2: 020343.

[114] DESLAURIERS L, OLMSCHENK S, STICK D, et al. Scaling and suppression of anomalous heating in ion traps[J]. Physics Review Letter, 2006, 97: 103007.

[115] DESLAURIERS L, OLMSCHENK S, STICK D, et al. Scaling and suppression of anomalous heating in ion traps[J]. Physics Review Letter, 2006, 97: 103007.

[116] JAMES D. Quantum dynamics of cold trapped ions with application to quantum computation [J]. Applied Physics B, 1998, 66: 181-190.

[117] BERKELAND D J, MILLER J D, BERGQUIST J C, et al. Minimization of ion micromotion in a paul trap[J]. Journal of Applied Physics, 1998, 83(10): 5025-5033.

[118] OLMSCHENK S, YOUNGE K C, MOEHRING D L, et al. Manipulation and detection of a trapped Yb^+ hyperfine qubit[J]. Physics Review A, 2007, 76: 052314.

[119] WONG-CAMPOS J D, MOSES S A, JOHNSON K G, et al. Demonstration of two-atom entanglement with ultrafast optical pulses[J]. Physics Review Letter, 2017, 119: 230501.

[120] DEBNATH S. A programmable five qubit quantum computer using trapped atomic ions[D]. University of Marylan, 2016.

[121] FIGGATT C, MASLOV D, LANDSMAN K A, et al. Complete 3-qubit grover search on a programmable quantum computer[J]. Nature Communication, 2017, 8: 1918.

[122] SOLMEYER N, LINKE N M, FIGGATT C, et al. Demonstration of a bayesian quantum

万方数据

game on an ion-trap quantum computer[J]. Quantum Science and Technology, 2018, 3(4): 045002.

[123] EGAN L, DEBROY D M, NOEL C, et al. Fault-tolerant control of an error-corrected qubit [J]. Nature, 2021, 598: 281-286.

[124] KYPRIANIDIS A, MACHADO F, MORONG W, et al. Observation of a prethermal discrete time crystal[J]. Science, 2021, 372(6547): 1192-1196.

[125] CAHALL C, GAUTHIER D J, KIM J. Scalable cryogenic readout circuit for a superconducting nanowire single-photon detector system[J]. Review of Scientific Instruments, 2018, 89(6).

[126] CAHALL C, NICOLICH K L, ISLAM N T, et al. Multi-photon detection using a conventional superconducting nanowire single-photon detector[J]. Optica, 2017, 4(12): 1534-1535.

[127] KNOERNSCHILD C, KIM C, LIU B, et al. Mems-based optical beam steering system for quantum information processing in two-dimensional atomic systems[J]. Opt. Lett., 2008, 33 (3): 273-275.

[128] CRAIN S, MOUNT E, BAEK S, et al. Individual addressing of trapped 171Yb+ ion qubits using a microelectromechanical systems-based beam steering system[J]. Applied Physics Letters, 2014, 105(18).

[129] LU Y, ZHANG S, ZHANG K, et al. Global entangling gates on arbitrary ion qubits[J]. Nature, 2019, 572(7769): 363-367.

[130] QIAO M, WANG Y, CAI Z, et al. Double-electromagnetically-induced-transparency ground-state cooling of stationary two-dimensional ion crystals[J]. Physics Review Letter, 2021, 126: 023604.

[131] UM M, ZHANG J, LV D, et al. Phonon arithmetic in a trapped ion system[J]. Nature Communications, 2016, 7(11410).

[132] CHEN W, GAN J, ZHANG J N, et al. Quantum computation and simulation with vibrational modes of trapped ions[J]. Chinese Physics B, 2021, 30(6): 060311.

[133] CAO M M, LI K, ZHAO W D, et al. Probing complex-energy topology via non-hermitian absorption spectroscopy in a trapped ion simulator[J]. Physics Review Letter, 2023, 130: 163001.

[134] LI B W, MEI Q X, WU Y K, et al. Observation of non-markovian spin dynamics in a jaynes-cummings-hubbard model using a trapped-ion quantum simulator[J]. Physics Review Letter, 2022, 129: 140501.

[135] MEI Q X, LI B W, WU Y K, et al. Experimental realization of the rabi-hubbard model with trapped ions[J]. Physics Review Letter, 2022, 128: 160504.

[136] BALZER C, BRAUN A, HANNEMANN T, et al. Electrodynamically trapped Yb^+ ions for

万方数据

quantum information processing[J]. Physics Review A, 2006, 73: 041407.

[137] LEIBRANDT D R, CLARK R J, LABAZIEWICZ J, et al. Laser ablation loading of a surface-electrode ion trap[J]. Physics Review A, 2007, 76: 055403.

[138] WHITE B M, LOW P J, DE SEREVILLE Y, et al. Isotope-selective laser ablation ion-trap loading of $^{137}Ba^{+}$ using a $bacl_2$ target[J]. Physics Review A, 2022, 105: 033102.

[139] WINELAND D J, ITANO W M. Laser cooling[J]. Physics Today, 1987, 40(6): 34-40.

[140] WINELAND D J, ITANO W M, BERGQUIST J C, et al. Laser-cooling limits and single-ion spectroscopy[J]. Physics Review A, 1987, 36: 2220-2232.

[141] WINELAND D J. Trapped ions, laser cooling, and better clocks[J]. Science, 1984, 226 (4673): 395-400.

[142] CHRISTOPHER J F. Atomic physics[M]. Oxford University Press, 2005.

[143] WINELAND D J, ITANO W M. Laser cooling of atoms[J]. Physics Review A, 1979, 20: 1521-1540.

[144] STENHOLM S. The semiclassical theory of laser cooling[J]. Reviews of Modern Physics, 1986, 58: 699-739.

[145] SUGIYAMA K. Laser cooling of single $174Yb^{+}$ ions stored in a rf trap[J]. Japanese Journal of Applied Physics, 1999, 38(4R): 2141.

[146] BOLLER K J, IMAMOGLU A, HARRIS S E. Observation of electromagnetically induced transparency[J]. Physics Review Letter, 1991, 66: 2593-2596.

[147] EJTEMAEE S, THOMAS R, HALJAN P C. Optimization of yb^{+} fluorescence and hyperfine-qubit detection[J]. Phys. Rev. A, 2010, 82: 063419.

[148] 张翔. 基于离子阱的量子计算和量子模拟[D]. 北京: 清华大学, 2015.

[149] HOANG T M, JAU Y Y, OVERSTREET R, et al. ybh^{+} formation in an ytterbium ion trap [J]. Physics Review A, 2020, 101: 022705.

[150] BERGQUIST J C, HULET R G, ITANO W M, et al. Observation of quantum jumps in a single atom[J]. Physics Review Letter, 1986, 57: 1699-1702.

[151] SAUTER T, NEUHAUSER W, BLATT R, et al. Observation of quantum jumps[J]. Physics Review Letter, 1986, 57: 1696-1698.

[152] NAGOURNEY W, SANDBERG J, DEHMELT H. Shelved optical electron amplifier: Observation of quantum jumps[J]. Physics Review Letter, 1986, 56: 2797-2799.

[153] ACTON M, BRICKMAN K A, HALJAN P C, et al. Near-perfect simultaneous measurement of a qubit register[J]. Quantum Information and Computation, 2006, 6(6): 465-482.

[154] JAMES D F V, KWIAT P G, MUNRO W J, et al. Measurement of qubits[J]. Physics Review A, 2001, 64: 052312.

[155] DING Z H, CUI J M, HUANG Y F, et al. Fast high-fidelity readout of a single trapped-ion

万方数据

qubit via machine-learning methods[J]. Physics Review Appllied, 2019, 12: 014038.

[156] SCULLY M O, ZUBAIRY M S. Quantum optics[M]. Cambridge University Press, 1997: vii-xvi.

[157] 张智民. 量子光学[M]. 科学出版社, 2015: 31.

[158] STECK D A. Quantum and atom optics[M]. Department of Physics, University of Oregon, 2022: 149.

[159] SØRENSEN A, MØLMER K. Entanglement and quantum computation with ions in thermal motion[J]. Physics Review A, 2000, 62: 022311.

[160] MONROE C, MEEKHOF D M, KING B E, et al. Demonstration of a fundamental quantum logic gate[J]. Physics Review Letter, 1995, 75: 4714-4717.

[161] CIRAC J I, ZOLLER P. Quantum computations with cold trapped ions[J]. Physics Review Letter, 1995, 74: 4091-4094.

[162] CIRAC J, PARKINS A, BLATT R, et al. Nonclassical states of motion in ion traps[J]. Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics, 1996, 37: 237-296.

[163] FLüHMANN C, NGUYEN T L, MARINELLI M, et al. Encoding a qubit in a trapped-ion mechanical oscillator[J]. Nature, 2019, 566(7745): 513-517.

[164] CIRAC J, PARKINS A, BLATT R, et al. Experimental issues in coherent quantum-state manipulation of trapped atomic ions[J]. Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology, 1998, 103: 259.

[165] SRINIVAS R, BURD S C, SUTHERLAND R T, et al. Trapped-ion spin-motion coupling with microwaves and a near-motional oscillating magnetic field gradient[J]. Physics Review Letter, 2019, 122: 163201.

[166] SRINIVAS R, BURD S C, KNAACK H M, et al. High-fidelity laser-free universal control of trapped ion qubits[J]. Nature, 2021, 597: 209-213.

[167] BERGMANN K, THEUER H, SHORE B W. Coherent population transfer among quantum states of atoms and molecules[J]. Reviews of Modern Physics, 1998, 70: 1003-1025.

[168] VITANOV N V, RANGELOV A A, SHORE B W, et al. Stimulated raman adiabatic passage in physics, chemistry, and beyond[J]. Reviews of Modern Physics, 2017, 89: 015006.

[169] BATEMAN J, XUEREB A, FREEGARDE T. Stimulated raman transitions via multiple atomic levels[J]. Physics Review A, 2010, 81: 043808.

[170] KASEVICH M, CHU S. Atomic interferometry using stimulated raman transitions[J]. Physics Review Letter, 1991, 67: 181-184.

[171] KRÁL P, SHAPIRO M. Cyclic population transfer in quantum systems with broken symmetry [J]. Physics Review Letter, 2001, 87: 183002.

[172] GAUBATZ U, RUDECKI P, SCHIEMANN S, et al. Population transfer between molecular

万方数据

vibrational levels by stimulated raman scattering with partially overlapping laser fields. a new concept and experimental results[J]. The Journal of Chemical Physics, 1990, 92(9): 5363-5376.

[173] SECK C M, KOKISH M G, DIETRICH M R, et al. Raman sideband cooling of a $^{138}Ba^{+}$ ion using a zeeman interval[J]. Physics Review A, 2016, 93: 053415.

[174] SøRENSEN J L, MøLLER D, IVERSEN T, et al. Efficient coherent internal state transfer in trapped ions using stimulated raman adiabatic passage[J]. New Journal of Physics, 2006, 8 (11): 261.

[175] CAI M L, LIU Z D, ZHAO W D, et al. Observation of a quantum phase transition in the quantum rabi model with a single trapped ion[J]. Nature Communications, 2021, 12: 1126.

[176] KUMAR K S, VEPSäLäINEN A, DANILIN S, et al. Stimulated raman adiabatic passage in a three-level superconducting circuit[J]. Nature Communications, 2016, 7: 10628.

[177] WEBB A E, WEBSTER S C, COLLINGBOURNE S, et al. Resilient entangling gates for trapped ions[J]. Physics Review Letter, 2018, 121: 180501.

[178] VOGEL W, FILHO R L D M. Nonlinear jaynes-cummings dynamics of a trapped ion[J]. Physics Review A, 1995, 52: 4214-4217.

[179] JAYNES E, CUMMINGS F. Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser[J]. Proceedings of the IEEE, 1963, 51(1): 89-109.

[180] CIRAC J I, BLATT R, PARKINS A S, et al. Preparation of fock states by observation of quantum jumps in an ion trap[J]. Physics Review Letter, 1993, 70: 762-765.

[181] BLOCKLEY C A, WALLS D F. Cooling of a trapped ion in the strong-sideband regime[J]. Physics Review A, 1993, 47: 2115-2127.

[182] MONROE C, MEEKHOF D M, KING B E, et al. Resolved-sideband raman cooling of a bound atom to the 3d zero-point energy[J]. Physics Review Letter, 1995, 75: 4011-4014.

[183] KING B E, WOOD C S, MYATT C J, et al. Cooling the collective motion of trapped ions to initialize a quantum register[J]. Physics Review Letter, 1998, 81: 1525-1528.

[184] DESLAURIERS L, HALJAN P C, LEE P J, et al. Zero-point cooling and low heating of trapped $^{111}Cd^{+}$ ions[J]. Physics Review A, 2004, 70: 043408.

[185] SCHWEDES C, BECKER T, VON ZANTHIER J, et al. Laser sideband cooling with positive detuning[J]. Physics Review A, 2004, 69: 053412.

[186] WEBSTER S. Raman sideband cooling and coherent manipulation of trapped ions[D]. Oxford University, 2005.

[187] BUSHEV P, ROTTER D, WILSON A, et al. Feedback cooling of a single trapped ion[J]. Physics Review Letter, 2006, 96: 043003.

[188] MACHNES S, PLENIO M B, REZNIK B, et al. Superfast laser cooling[J]. Physics Review

万方数据

Letter, 2010, 104: 183001.

[189] LI X, CORCOVILOS T A, WANG Y, et al. 3d projection sideband cooling[J]. Physics Review Letter, 2012, 108: 103001.

[190] TRIANA J F, ESTRADA A F, PACHÓN L A. Ultrafast optimal sideband cooling under non-markovian evolution[J]. Physics Review Letter, 2016, 116: 183602.

[191] GOODWIN J F, STUTTER G, THOMPSON R C, et al. Resolved-sideband laser cooling in a penning trap[J]. Physics Review Letter, 2016, 116: 143002.

[192] ROSSI M, KRALJ N, ZIPPILLI S, et al. Enhancing sideband cooling by feedback-controlled light[J]. Physics Review Letter, 2017, 119: 123603.

[193] CLARK J B, LECOCQ F, SIMMONDS R W, et al. Squeezed light is used to sideband cool the motion of a macroscopic mechanical object below the limit imposed by quantum fluctuations [J]. Nature, 2017, 541: 191-195.

[194] JOSHI M K, HRMO P, JARLAUD V, et al. Population dynamics in sideband cooling of trapped ions outside the lamb-dicke regime[J]. Physics Review A, 2019, 99: 013423.

[195] SCHULZ S A, POSCHINGER U, ZIESEL F, et al. Sideband cooling and coherent dynamics in a microchip multi-segmented ion trap[J]. New Journal of Physics, 2008, 10(4): 045007.

[196] EJTEMAEE S, HALJAN P C. 3d sisyphus cooling of trapped ions[J]. Physics Review Letter, 2017, 119: 043001.

[197] ROOS C F, LEIBFRIED D, MUNDT A, et al. Experimental demonstration of ground state laser cooling with electromagnetically induced transparency[J]. Physics Review Letter, 2000, 85: 5547-5550.

[198] LECHNER R, MAIER C, HEMPEL C, et al. Electromagnetically-induced-transparency ground-state cooling of long ion strings[J]. Physics Review A, 2016, 93: 053401.

[199] 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]. Physics Review Letter, 2020, 125: 053001.

[200] YU Y, HUTZLER N R, ZHANG J T, et al. Motional-ground-state cooling outside the lamb-dicke regime[J]. Physics Review A, 2018, 97: 063423.

[201] SCHLIESSER A, RIVIèRE R, ANETSBERGER G, et al. Resolved-sideband cooling of a micromechanical oscillator[J]. Nature Physics, 2008, 4: 415-419.

[202] 胡长康. 基于囚禁离子系统的绝热量子调控实验研究[D]. 中国科学技术大学, 2019.

[203] TOMZA M, JACHYMSKI K, GERRITSMA R, et al. Cold hybrid ion-atom systems[J]. Reviews of Modern Physics, 2019, 91: 035001.

[204] SCHäFER V M, BALLANCE C J, THIRUMALAI K, et al. Fast quantum logic gates with trapped-ion qubits[J]. Nature, 2018, 555: 75-78.

万方数据

[205] 吕定顺. 基于离子阱系统的量子光学实验研究[D]. 北京: 清华大学, 2018.

[206] PAGANO G, HESS P W, KAPLAN H B, et al. Cryogenic trapped-ion system for large scale quantum simulation[J]. Quantum Science and Technology, 2018, 4(1): 014004.

[207] FAN X, DORAN A, WANG H. High-q whispering gallery modes from a composite system of gaas quantum well and fused silica microsphere[J]. Applied Physics Letters, 1998, 73(22): 3190-3192.

[208] 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.

[209] BARWOOD G P, GILL P, HUANG G, et al. Observation of a sub-10-hz linewidth $^{88}Sr^{+}$ $^{2}S_{1/2}$-$^{2}D_{5/2}$ clock transition at 674 nm[J]. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 2007, 56(2): 226-229.

[210] STOEHR H, MENSING F, HELMCKE J, et al. Diode laser with 1 hz linewidth[J]. Optics Letter, 2006, 31(6): 736-738.

[211] DREVER R W P, HALL J L, KOWALSKI F V, et al. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator[J]. Applied Physics B, 1983, 31: 97-105.

[212] BLACK E D. An introduction to pound-drever-hall laser frequency stabilization[J]. American Journal of Physics, 2001, 69(1): 79-87.

[213] MA L S. Optical atomic clocks-fromdream to reality[J]. Optics and Photonics News, 2007, 18(9): 42-47.

[214] DIDDAMS S A, BERGQUIST J C, JEFFERTS S R, et al. Standards of time and frequency at the outset of the 21st century[J]. Science, 2004, 306(5700): 1318-1324.

[215] DIDDAMS S A, UDEM T, BERGQUIST J C, et al. An optical clock based on a single trapped $^{199}Hg^{+}$ ion[J]. Science, 2001, 293(5531): 825-828.

[216] SHEVY Y, DENG H. Frequency-stable and ultranarrow-linewidth semiconductor laser locked directly to an atomic-cesium transition[J]. Optics Letter, 1998, 23(6): 472-474.

[217] ENG R S, BUTLER J F, LINDEN K J. Tunable diode laser spectroscopy: An invited review [J]. Optical Engineering, 1980, 19(6): 196945.

[218] DEBS J E, ROBINS N P, LANCE A, et al. Piezo-locking a diode laser with saturated absorption spectroscopy[J]. Applied Optics, 2008, 47(28): 5163-5166.

[219] COUTURIER L, NOSSKE I, HU F, et al. Laser frequency stabilization using a commercial wavelength meter[J]. Review of Scientific Instruments, 2018, 89(4): 043103.

[220] SEYMOUR-SMITH N, BLYTHE P, KELLER M, et al. Fast scanning cavity offset lock for laser frequency drift stabilization[J]. Review of Scientific Instruments, 2010, 81(7): 075109.

[221] 郑公爵, 戴大鹏, 方银飞, 等. 基于 PDH 技术的光学传递腔的锁定[J]. 激光与光电子学进展, 2014, 51(12): 121401.

万方数据

[222] 徐萍, 张思慧, 宋瑞, 等. 基于碘分子调制转移谱与光学腔的 583 nm 激光稳频实验[J]. 激光与光电子学进展, 2022, 59(23): 2314001.

[223] ERHARD A. Towards scalable quantum computation with trapped ions[D]. University of Innsbruck, 2021.

[224] FERNáNDEZ J C G. Strong coupling between small atomic ensembles and an open fiber cavity[D]. University of Bonn, 2017.

[225] GALLEGO J, GHOSH S, ALAVI S K, et al. High-finesse fiber fabry–perot cavities: stabilization and mode matching analysis[J]. Applied Physics B, 2016, 122: 47.

[226] WANG Y, UM M, ZHANG J, et al. Single-qubit quantum memory exceeding ten-minute coherence time[J]. Nature Photonics, 2017, 11: 646-650.

[227] DONLEY E A, HEAVNER T P, LEVI F, et al. Double-pass acousto-optic modulator system [J]. Review of Scientific Instruments, 2005, 76(6): 063112.

[228] CHANG C H, HEILMANN R K, SCHATTENBURG M L, et al. Design of a double-pass shear mode acousto-optic modulator[J]. Review of Scientific Instruments, 2008, 79 (3): 033104.

[229] DENG K, SUN Y L, YUAN W H, et al. A modified model of helical resonator with predictable loaded resonant frequency and q-factor[J]. Review of Scientific Instruments, 2014, 85(10): 104706.

[230] SIVERNS J D, SIMKINS L R, WEIDT S, et al. On the application of radio frequency voltages to ion traps via helical resonators[J]. Applied Physics B, 2012, 107(4): 921-934.

[231] PEDROSA-RODRIGUEZ L, OUTERELO D, GOMEZ-ALCALA R, et al. Design, development and testing of a helical resonator for trapping sr+ ions for frequency standards and sensing applications[J]. Measurement, 2018, 125: 156-162.

[232] GANDOLFI D, NIEDERMAYR M, KUMPH M, et al. Compact radio-frequency resonator for cryogenic ion traps[J]. Review of Scientific Instruments, 2012, 83(8): 084705.

[233] EGAN L N. Scaling quantum computers with long chains of trapped ions[D]. Maryland: University of Maryland, 2021.

[234] JOHNSON K G, WONG-CAMPOS J D, RESTELLI A, et al. Active stabilization of ion trap radiofrequency potentials[J]. Review of Scientific Instruments, 2016, 87: 053110.

[235] RUSTER T, SCHMIEGELOW C T, KAUFMANN H, et al. A long-lived zeeman trapped-ion qubit[J]. Applied Physics B, 2016, 122: 254.

[236] FAROLFI A, TRYPOGEORGOS D, COLZI G, et al. Design and characterization of a compact magnetic shield for ultracold atomic gas experiments[J]. Review of Scientific Instruments, 2019, 90(11): 115114.

[237] RONG H, JONES R, LIU A, et al. A continuous-wave raman silicon laser[J]. Nature, 2005,

万方数据

433: 725-728.

[238] PATEL D, SINGH V K, DALAL U. On the effect of the extinction ratio and the modulation index on optical up conversion using dsbsc modulation and transmitting over different fiber links[J]. Optik, 2016, 127(24): 11845-11853.

[239] LEE P J, BLINOV B B, BRICKMAN K, et al. Atomic qubit manipulations with an electro-optic modulator[J]. Optics Letter, 2003, 28(17): 1582-1584.

[240] FU Y, ZHANG X, HRAIMEL B, et al. Mach-zehnder: A review of bias control techniques for mach-zehnder modulators in photonic analog links[J/OL]. IEEE Microwave Magazine, 2013, 14(7): 102-107. DOI: 10.1109/MMM.2013.2280332.

[241] SHI S, YUAN J, HUANG Q, et al. Bias controller of mach-zehnder modulator for electro-optic analog-to-digital converter[J]. Micromachines, 2019, 10(12).

[242] PASCHKE A G, ZARANTONELLO G, HAHN H, et al. Versatile control of $^{9}be^{+}$ ions using a spectrally tailored uv frequency comb[J]. Physics Review Letter, 2019, 122: 123606.

[243] HAYES D, MATSUKEVICH D N, MAUNZ P, et al. Entanglement of atomic qubits using an optical frequency comb[J]. Physics Review Letter, 2010, 104: 140501.

[244] CAMPBELL W C, MIZRAHI J, QURAISHI Q, et al. Ultrafast gates for single atomic qubits [J]. Physics Review Letter, 2010, 105: 090502.

[245] MIZRAHI J, SENKO C, NEYENHUIS B, et al. Ultrafast spin-motion entanglement and interferometry with a single atom[J]. Physics Review Letter, 2013, 110: 203001.

[246] CETINA M, EGAN L, NOEL C, et al. Control of transverse motion for quantum gates on individually addressed atomic qubits[J]. PRX Quantum, 2022, 3: 010334.

[247] ZHAO Y, WANG S, ZHUANG W, et al. Raman-laser system for absolute gravimeter based on ^{87}Rb atom interferometer[J]. Photonics, 2020, 7(2).

[248] CHEINET P, PEREIRA DOS SANTOS F, PETELSKI T, et al. Compact laser system for atom interferometry[J]. Applied Physics B, 2006, 84: 643-646.

[249] NABER J B, VOS J, RENGELINK R J, et al. Optical techniques for rydberg physics in lattice geometries[J]. The European Physical Journal Special Topics, 2016, 225: 2785-2816.

[250] XUE H B, FENG Y Y, WANG X J, et al. Note: Generation of raman laser beams based on a sideband injection-locking technique using a fiber electro-optical modulator[J]. Review of Scientific Instruments, 2013, 84(4): 046104.

[251] ZHANG X, HUANG M, ZI F, et al. Generation of phase-locked beams by injection locking of extended-cavity diode lasers for atom interferometers[J]. Applied Physics B, 2020, 126: 42.

[252] SHAHRIAR M, TURUKHIN A, LIPTAY T, et al. Demonstration of injection locking a diode laser using a filtered electro-optic modulator sideband[J]. Optics Communications, 2000, 184

万方数据

(5): 457-462.

[253] MIELKE J, PICK J, COENDERS J A, et al. 139 ghz uv phase-locked raman laser system for thermometry and sideband cooling of $^{9}Be^{+}$ ions in a penning trap[J]. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 2021, 54(19): 195402.

[254] WILSON A C, OSPELKAUS C, VANDEVENDER A P, et al. A 750-mw, continuous-wave, solid-state laser source at 313 nm for cooling and manipulating trapped $^{9}Be^{+}$ ions[J]. Applied Physics B, 2011, 105: 741-748.

[255] LEE P J, BLINOV B B, BRICKMAN K, et al. Atomic qubit manipulations with an electro-optic modulator[J]. Optics Letter, 2003, 28(17): 1582-1584.

[256] SOSNOVA K, CARTER A, MONROE C. Character of motional modes for entanglement and sympathetic cooling of mixed-species trapped-ion chains[J]. Physics Review A, 2021, 103: 012610.

[257] SANTRA S, MURALIDHARAN S, LICHTMAN M, et al. Quantum repeaters based on two species trapped ions[J]. New Journal of Physics, 2019, 21(7): 073002.

[258] DORET S C, AMINI J M, WRIGHT K, et al. Controlling trapping potentials and stray electric fields in a microfabricated ion trap through design and compensation[J]. New Journal of Physics, 2012, 14(7): 073012.

[259] IBARAKI Y, TANAKA U, URABE S. Detection of parametric resonance of trapped ions for micromotion compensation[J]. Applied Physics B, 2011, 105: 219-223.

[260] TANAKA U, MASUDA K, AKIMOTO Y, et al. Micromotion compensation in a surface electrode trap by parametric excitation of trapped ions[J]. Applied Physics B, 2012, 107: 907-912.

[261] KELLER J, PARTNER H L, BURGERMEISTER T, et al. Precise determination of micro-motion for trapped-ion optical clocks[J]. Journal of Applied Physics, 2015, 118(10): 104501.

[262] PYKA K, HERSCHBACH N, KELLER J, et al. A high-precision segmented paul trap with minimized micromotion for an optical multiple-ion clock[J]. Applied Physics B, 2014, 114: 231-241.

[263] GOHAM C J B, BRITTON J W. Resolved-sideband micromotion sensing in yb+ on the 935 nm repump transition[J]. AIP Advances, 2022, 12(11): 115315.

[264] LIU Y, LAO Q F, LU P F, et al. Minimization of the micromotion of trapped ions with artificial neural networks[J]. Applied Physics Letters, 2021, 119(13): 134002.

[265] GLOGER T F, KAUFMANN P, KAUFMANN D, et al. Ion-trajectory analysis for micro-motion minimization and the measurement of small forces[J]. Physics Review A, 2015, 92: 043421.

[266] NEGNEVITSKY V. Feedback-stabilised quantum states in a mixed-species ion system[D].

万方数据

ETH ZÜRICH, 2018.

[267] EPSTEIN R J, SEIDELIN S, LEIBFRIED D, et al. Simplified motional heating rate measurements of trapped ions[J]. Physics Review A, 2007, 76: 033411.

[268] SEDLACEK J A, STUART J, LOH W, et al. Method for determination of technical noise contributions to ion motional heating[J]. Journal of Applied Physics, 2018, 124(21): 214904.

[269] HARTY T P, SEPIOL M A, ALLCOCK D T C, et al. High-fidelity trapped-ion quantum logic using near-field microwaves[J]. Physics Review Letter, 2016, 117: 140501.

[270] WEIDT S, RANDALL J, WEBSTER S C, et al. Trapped-ion quantum logic with global radiation fields[J]. Physics Review Letter, 2016, 117: 220501.

[271] SCHMIDT-KALER F, HäFFNER H, RIEBE M, et al. Realization of the cirac - zoller controlled-not quantum gate[J]. Nature, 2003, 422: 408-411.

[272] SØRENSEN A, MØLMER K. Quantum computation with ions in thermal motion[J]. Physics Review Letter, 1999, 82: 1971-1974.

[273] MØLMER K, SØRENSEN A. Multiparticle entanglement of hot trapped ions[J]. Physics Review Letter, 1999, 82: 1835-1838.

[274] JONATHAN D, PLENIO M B. Light-shift-induced quantum gates for ions in thermal motion [J]. Physics Review Lett., 2001, 87: 127901.

[275] BALDWIN C H, BJORK B J, FOSS-FEIG M, et al. High-fidelity light-shift gate for clock-state qubits[J]. Physics Review A, 2021, 103: 012603.

[276] HALJAN P C, BRICKMAN K A, DESLAURIERS L, et al. Spin-dependent forces on trapped ions for phase-stable quantum gates and entangled states of spin and motion[J]. Physics Review Letter, 2005, 94: 153602.

[277] HAYES D L. Remote and local entanglement of ions using photons and phonons[D]. Maryland University, 2012.

[278] KIM K, CHANG M S, ISLAM R, et al. Entanglement and tunable spin-spin couplings between trapped ions using multiple transverse modes[J]. Physics Review Letter, 2009, 103: 120502.

万方数据

致　谢

五年前，我收到了来自中国科学技术大学的研究生录取通知书。毕业后我从成都坐高铁回到家乡，做短暂休息调整后，便来到合肥开始我的研究生生涯。来到合肥的第一天晚上，我住在好友金春所租住的小屋中，下楼到超市买生活用品时，遇到一个推销房地产的年轻小哥。从他的谈吐、表情和肢体动作看来，小哥似乎受过专业培训，他兴高采烈地向我递过一张广告，哈着腰，笑着问我有没有在合肥买房的打算，他会为我推荐合适的楼盘。我习惯性地打发这类推销工作者，便摆摆手并开玩笑似地说到："合肥房子这么贵，我买不起。"只见小哥当即收去笑容，放下手中那一沓广告，身体立正，严肃地注视我的眼睛，说到："你怎么能这样想，你还这么年轻，奋斗一阵子一定能在合肥买上房的。"我刹那间愣住了，心里五味杂陈，他的严肃似乎并不属于培训内容，而是一个满怀热情和希望的年轻人对另一个丧失斗志的年轻人的鼓励。是啊，我们还年轻，有什么事情是做不到的呢？五年时光飞逝，曾经心怀壮志的少年，如今也快步入而立之年。所幸的是，我并未虚度这五年光阴，这五年间我学习到很多知识和技能，也建立起对本行业的基本认知，更为关键的是，找到了自己想要为之奋斗一生的领域。我想我依然年轻，奋斗一阵子，也一定能在自己的领域有所建树。

感谢郭光灿院士。郭老师是国内量子信息领域的先行者，是一位德才兼备的顶级科学家。郭老师在年轻时推动了国内量子光学领域的发展，建立起我们量子信息重点实验室，为后面的青年学者提供了优越的研究条件。如今的郭老师依然时常来到实验室，和青年教师以及学生探讨科学问题，并时常关心我们的工作和生活。

感谢李传锋老师。李老师是我们量子网络大课题组的负责人，一直在背后默默支持离子阱组的科研工作。李老师在科研上建树颇丰，做出多个世界一流的成果，也将课题组多个研究领域的水平带到世界前列。李老师对待科研和工作的热情时刻感染着我们，我们经常可以看到李老师工作到深夜，甚至我们结束工作时李老师办公室的灯还亮着，作为学生，不免自感羞愧，也以此来激励自己更加努力。在保研时，我联系的正是李老师，在经过短暂交谈后，李老师给了我进入科大研究量子信息的机会，这里再次表达感激之情，也希望我对得起李老师当时的信任。

感谢黄运锋老师。黄老师是离子阱研究组的负责人，也是我的主导师。黄老师年轻时便有了世界一流的成果，他对科学问题的敏锐直觉和丰富的实验经验时常给我们提供很大帮助。更为重要的是，黄老师会在大方向上对我们进行指导，每当科研中遇到困难士气低落时，黄老师总能给我们暖心的鼓励，使我们重

万方数据

新燃起斗志。

感谢崔金明老师。崔老师是我的辅导师，也是和我们在科研工作中接触最多的导师。不夸张的说，崔老师是做实验的天才，他的实验技能炉火纯青，在电子、光学、真空及软件等方面均有非常高的造诣。他对实验问题的把握是一针见血的，每当遇到技术问题，他总能给我们答案。从崔老师那里我学习到非常多的技能，也初步培养起思考问题、分析问题和解决问题的能力，这使我终生受益。

感谢实验室的其他老师们以及一路走来给予我帮助的老师，如韩永建老师，许金时老师，许小冶老师，董春华老师，李海欧老师，段开敏老师，吴玉椿老师，柳必恒老师，周宗权老师，项国勇老师，邵理阳老师，韦联福老师，罗明星老师等。老师们在方方面面为我提供帮助，学生感激不尽。

感谢已经毕业的师兄师姐们，王健师兄，张超师兄，胡晓敏师兄，曹东阳师兄，王钊师兄，胡长康师兄，周坤师兄，吕为民师兄，俞上师兄，张文豪师兄，贺冉师兄，曹洹师兄，钱忠华师兄，艾铭忠师兄，郑永祥师兄，高新霞师姐等。诸位师兄师姐对我在科研和生活上的帮助令我收益良多，其中特别感谢贺冉师兄，博士生涯的前两年是在贺冉师兄的指导下度过的，期间学习到非常多的实验技能。贺冉师兄对待科研工作的认真态度另我敬佩，值得学习。受限于篇幅，未提及到的师兄师姐请勿见怪，在此祝大家事业高升，身体健康！

感谢我的伙伴们，潘宇豪，陈炎，房鼎，李黎，周小龙，叶蔚然，陈一龙，王晨旭，黄冬郁，陈树谦，亓文昊，赵茜，王焱，邢文博，黄舰印，景建华，金春，任世平，潘赋真等。和你们共同奋斗的时光令我非常难忘。其中特别感谢奋斗在高通光离子阱系统上的陈一龙，陈树谦，亓文昊三位，没有你们的精诚合作，我们的实验不会取得如此快的进展。同样受限于篇幅，未提及到的小伙伴们请勿见怪，在此祝大家事业高升，身体健康！

最后感谢我的父亲、母亲、奶奶和其他家人们，感激之情溢于言表！

最后我想说，随着教育体系的完善，国际交流的增多，中国的科技在过去的三十年间得到高速发展。诚实地说，过去的西方世界，就像一座灯塔，为刚刚出海探索的中国科研人员照亮远航的道路，而现在灯塔已经不再为我们指路，我们能做的，唯有自立自强！我依然会怀着当初的那份热忱，在自己的领域继续添砖加瓦。

万方数据

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. **Rui-Rui Li**, Ran He, Jin-Ming Cui, Yan Chen, Wei-Ran Ye, Yi-Long Chen, Yun-Feng Huang, Chuan-Feng Li, and Guang-Can Guo, "A versatile multi-tone laser system for manipulating atomic qubits based on a fiber Mach–Zehnder modulator and second harmonic generation," Opt. Express 30, 30098-30107 (2022)
2. Wang Chen-Xu, He Ran, **Li Rui-Rui**, Chen Yan, Fang Ding, Cui Jin-Ming, Huang Yun-Feng, Li Chuan-Feng, Guo Guang-Can. Advances in the study of ion trap structures in quantum computation and simulation. Acta Phys. Sin., 2022, 71(13): 133701.
3. Ran He, Jin-Ming Cui, **Rui-Rui Li**, Zhong-Hua Qian, Yan Chen, Ming-Zhong Ai, Yun-Feng Huang, Chuan-Feng Li, and Guang-Can Guo , "An ion trap apparatus with high optical access in multiple directions", Review of Scientific Instruments 92, 073201 (2021)

待发表论文

1. Rui-Rui Li, Yi-Long Chen, Ran He, Shu-Qian Chen, Wen-Hao Qi, Jin-Ming Cui, Yun-Feng Huang, Chuan-Feng Li and Guang-Can GUO. "A low-crosstalk double-side addressing system using acousto-optic deflectors for atomic ion qubits", submited to Applied Physics Letter.

发明专利

1. 贺冉，崔金明，李睿睿，钱忠华，艾铭忠，黄运锋，李传锋。一种分段式刀片离子阱装置: 中国。专利号：ZL201911210425.4。
2. 贺冉，崔金明，李睿睿，钱忠华，黄运锋，李传锋。一种高通光离子阱装置: 中国。专利号：ZL201911270470.9。
3. 崔金明，李睿睿，贺冉。产生多频相干激光的装置及方法: 中国。审查中(发明专利)

万方数据

中国科学技术大学博士学位论文

万方数据