

摘要

离子阱作为离子囚禁技术的核心设备，能够将离子长时间囚禁在一个较小的空间范围内而不受外界干扰，已经被成功地运用到量子计算、量子精密测量以及量子模拟等众多领域当中。特别是在离子光钟的研究中，单离子的稳定囚禁是离子光钟实现最重要的一环。本文的主要工作是在 Paul 阱中实现单个 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子的囚禁与多普勒激光冷却，并通过调节帽电极与补偿电极的直流电压补偿离子的附加微运动，增强了离子囚禁的稳定性。在实验中，我们观测到了少数离子由云态到结晶态的相变。在多离子的情况，通过间断性地阻隔冷却光，将多余的离子排出，成功得到单离子。

关键词：离子阱、激光冷却、单离子

ABSTRACT

As the core equipment of ion trapping technology, capable of trapping ions in a small region of space for a long time, unaffected by external disturbances, ion traps have been successfully implemented in numerous domains of science, such as quantum computing, quantum precision measurement, and quantum simulation. Particularly in the study of ion optical clocks, the stable trapping of single ion is the most crucial process for the clock's realization. This paper focuses on achieving the trapping and Doppler laser cooling of single $^{171}\text{Yb}^+$ ion in a Paul trap. By adjusting the DC voltages on the endcap and compensation electrodes to compensate for the ion's excess micromotion, the stability of trapped ion is enhanced. In the experiments, we observed the phase transition from ion's cloud state into crystalline state. In cases of multiple ions, intermittent blocking the cooling laser was employed to eject surplus ions, thereby achieving single trapped ion.

Keywords: Ion trap, Laser cooling, Single ion

目录

一、 绪论.....1

二、 离子囚禁与激光冷却原理.....3

 (一) Paul 阱基本原理.....3

 (二) 多普勒冷却原理.....7

三、 离子囚禁实验平台.....9

 (一) 激光系统.....9

 1. 电离光.....10

 2. 冷却光.....11

 3. 泵浦光.....11

 4. 激光光路.....12

 (二) 离子囚禁系统与探测系统.....14

 (三) 高压射频信号源.....15

四、 单离子的获取实验.....17

 (一) 激光入射角度与成像位置的校对.....17

 (二) 从离子云到结晶态的相变.....17

 (三) 单离子结晶态的获取.....18

 (四) 单离子稳定性的优化.....19

五、 总结与展望.....21

六、 参考文献.....22

七、 致谢..... 错误!未定义书签。

一、 绪论

物理学是研究自然界中物质、能量、运动以及相互作用的规律和现象的学科。近代以来，探索原子、分子和离子等微观粒子的内部结构以及其运动规律一直是物理学研究的热门领域。物理学家一直渴望拥有一个能够隔绝外界、囚禁和操纵微观粒子的理想环境。伴随着离子阱和激光冷却技术的出现和发展，这种理想环境得以实现。如今，基于离子阱的量子系统已经成为研究量子物理的重要工具，在量子计算^{[1][2]}、量子信息^{[3][4]}、量子态制备^{[5][6]}、离子光频标^{[7][8]}等领域已经取得了巨大的进展。

回顾离子阱的发展历程。在二十世纪 50 年代，物理学家 J.R.Pierce 在他的著作《电子束的理论与设计》中提出了一种能够利用电场与磁场组合而成的阱装置。该装置能够将电子限制在特定的空间区域^[9]。德国物理学家 Hans Dehmelt 将 J.R.Pierce 的设想做了更为详细的数学描述，并在 1959 年制造出第一个采用磁场与电场相结合完成带电粒子囚禁的离子阱，并将其命名为彭宁 (Penning) 阱。同样在 50 年代，物理学家 Wolfgang Paul 于 1953 年提出了“没有磁场的新型质谱仪”^[10]。该质谱仪不仅不需要磁场，对于某些几何形状，还可以囚禁带电粒子，为捕获离子提供了可能，是后来保罗 (Paul) 阱的雏形。Penning 阱与 Paul 阱，前者由直流电场和磁场组成，后者由直流电场和射频场组成，它们是囚禁离子最主要的手段。

然而，由于离子在阱中仍然具有较大的温度 (动能)，仅仅将离子囚禁在离子阱中并不足以满足高分辨率光谱实验的要求。幸运的是，窄线宽可调激光器的发明推动了激光冷却技术的产生与发展。在 1975 年，Hansch 和 Schawlow 认识到，当准单色光作用于原子上，可实现原子气体的冷却，并基于此提出了利用强大的准单色光辐射来冷却低密度气体的设想^[11]。这项技术的出现使得离子的激光冷却成为了可能。1978 年，与 Dehmelt 合作的 Heidelberg 小组^[12]和 Boulder 的 NBS^[13]小组几乎同时报道了激光冷却离子的实验结果。1980 年 Dehmelt 教授与德国的 Toschek 小组合作，首次观测到了激光冷却的 Ba^+ 离子^[14]。

激光冷却技术与离子囚禁技术相结合开启了离子阱应用的新篇章。在超高真空的环境中，囚禁的单离子形成了一个孤立的体系，它不与其他粒子发生碰撞，因此不存在碰撞频移和增宽；通过激光冷却，囚禁离子温度可以被冷却到 mK 量级，

甚至 μK 量级，可以消除一阶多普勒频移和增宽；离子阱具有较大的囚禁势，使得离子可以被长时间地囚禁在阱中，当与检测外场发生相互作用，可以通过检测离子内态获取外场信息。基于以上特点，离子阱提供了一个研究原子物理和量子物理的理想实验检测平台，为检测理论模型或理论方案提供了可能。

在 20 世纪 90 年代末，随着超窄线宽激光器和飞秒光梳等关键技术的飞速发展，科研工作者在实验室中实现了光频的直接测量，光钟的实现成为了可能，而单离子光钟慢慢成为了离子阱领域的研究热点。它利用单个离子受杂散外场干扰小的特性，通过单色激光调控单离子的内态能级，实现钟跃迁态的探测，激发与锁定，并借助光频测量系统（飞秒光梳技术）实现光频的测量，间接实现了极高的时间测量精度。在离子光钟的精度方面，目前光钟频率的不确定度和稳定度已经达到了 $10^{-18} \sim 10^{-19}$ 水平^[15]，该精度已远远超过目前用于国际秒定义的铯喷泉原子钟^[16]。其中，美国国家标准技术研究所（NIST）研制的铝离子光钟的频率不确定度已经达到了 10^{-19} 量级，是目前最好的离子光钟^[17]。在离子光钟方面，世界各地已经发展出以汞、铝、镱、铟、铯、镱、钙等离子为研究对象的众多光钟体系。每种离子光钟体系都具有各自的优势和劣势，需要综合考虑系统频移和技术复杂度等因素。

目前，在光钟体系的众多离子类型中， $^{171}\text{Yb}^+$ 是当下离子光钟的研究热门，这是因为它所具有的独特优势：第一，它具有 $^2\text{S}_{1/2}|F=0\rangle \rightarrow ^2\text{D}_{1/2}|F=2\rangle$ 电四极跃迁和 $^2\text{S}_{1/2}|F=0\rangle \rightarrow ^2\text{F}_{7/2}|F=3\rangle$ 电八极跃迁的两种钟跃迁参考谱线，并且这两种谱线均已成为次秒定义^[18]。电八极跃迁上能态具有超长寿命（约 5.4 年），极窄的自然线宽（nHz 量级），且该能态对外场扰动敏感性极低，具有较小的系统频移，利用电八极跃迁，有望实现更高精度的单离子光钟。相比之下，电四极跃迁的能级寿命较短（约 53ms），自然线宽较宽（约 3Hz），且抗外界干扰能力较差。然而，电四极跃迁对相应的激光强度与稳定度要求相对较低，具有制作小型化、可搬运离子光钟的潜力。德国联邦物理技术研究院（PTB）^[19]，以及俄罗斯列别捷夫物理研究所（LPI）^[20] 各自合作研制了一套基于电四极跃迁的可搬运 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子光钟样机。第二， $^{171}\text{Yb}^+$ 离子的质量较大，同时它与真空背景气体反应产生的 YbH^+ 离子的分解波长与其冷却光波长十分接近，这使得它在阱中具有较长的存储时间。第三，涉及对 $^{171}\text{Yb}^+$ 各种操作的激光（电离光、冷却光、抽运光等）易于获得且简单紧凑。

镱离子光钟是基于单个囚禁 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子实现的，单离子的稳定囚禁与冷却是光钟实现最重要的一环。本文的主要研究内容是基于实验室的镱离子阱实验平台，完成对单个 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子的捕获。这一过程包括离子云的产生，冷却形成多离子结晶态，最终优化得到单离子结晶体，并补偿附加微运动进一步提高囚禁稳定性。

本论文主体部分为五章：第一章为绪论，介绍离子囚禁技术的发展历程及镱离子在离子阱光钟系统中的独特优势；第二章将介绍 Paul 阱的囚禁原理以及多普勒冷却的相关理论知识；第三章将介绍用于 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子囚禁的实验平台，包括了激光系统、囚禁系统、探测系统以及高压射频信号源的介绍。第四章将介绍获得单个 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子并优化囚禁稳定性的实验过程。第五章将进行总结与展望。

二、离子囚禁与激光冷却原理

（一）Paul 阱基本原理

Paul 阱有许多不同的结构，如双曲面型、线性四极杆型、分段式四极杆型、线性刀片型。尽管在几何结构上有很大差异，但其本质都是引入了交流电场，在自由空间中产生恢复力，实现离子囚禁。在这里以四杆式线性 Paul 阱为例，介绍囚禁离子的基本原理。该结果可以推广到其他类型的 Paul 阱中。

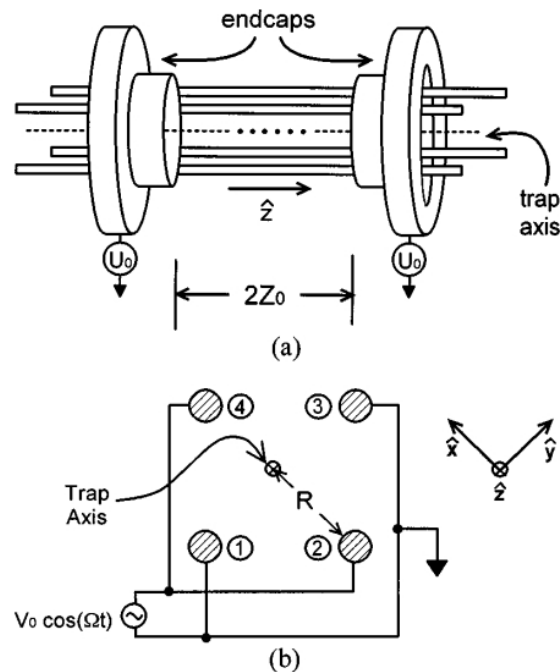


图 2-1：四杆式线性 Paul 阱。(a) 侧视图；(b) 轴向视图^[21]

图 2-1 中展示了四杆式线性 Paul 阱的结构图。电极 1 和 3 为接地极，电极 2

和 4 则施加了交流电压 $V_0 \cos \omega t$ 。在靠近阱轴线处，这四个电极产生的电势为：

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

其中 R 为阱轴到阱电极的垂直距离。上述表达式假设了电极为无限长圆柱体，因此认为 Z 方向上没有交流电场。这四个电极产生的是一个交替变化的马鞍势场，如图 2-2 所示。该势场随时间的推移，在 x 轴方向的电势在囚禁势（正电势）、零电势和排斥势（负电势）之间变化振荡。同时，在 y 轴方向上的电势也有相同的变化，只不过相位与 x 轴上的电势变化相差 π 。尽管在某个时间点上，总存在离子逃逸的特定方向，但高频的交流电压使得马鞍型囚禁势快速交替变化，从而形成了一个“动态”的势能最低点，通常称之为“鞍点”。这使得在 x - y 平面内可以将离子囚禁在鞍点上。

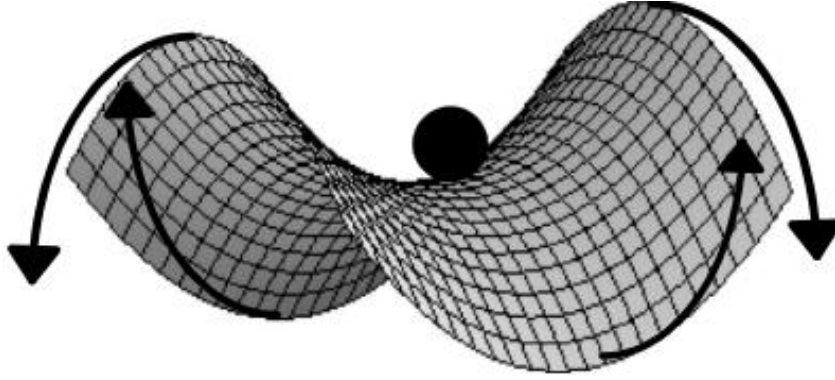


图 2-2：四极杆电势的时间演化图^[22]

为了限制离子在阱轴方向上的运动，在四极杆的两端加上一对电压为 U_0 的帽电极，它们在阱中心处附近产生的电势为：

$$U(x, y, z) = \frac{\kappa U_0}{Z_0^2} \left[z^2 - \frac{1}{2}(x^2 + y^2) \right] \quad (2-2)$$

其中， Z_0 是阱中心到帽电极之间的最短距离； $\kappa (< 1)$ 是几何结构因子，它的具体表达式为^[23]：

$$\kappa = \frac{2R^2}{R^2 + 2Z_0^2} \quad (2-3)$$

对于标准阱， $\kappa = 1$ ，即 $R^2 = 2Z_0^2$ 。然而，在实际应用中，为了最大化激光通过效率并获得更大的接收荧光立体角，通常会将 Paul 阱加工成非标准结构，从而使得 $\kappa < 1$ ^[23]。

理论上，四杆电极并不是无限长的，并且加入帽电极后，交流电场必然会在 z 轴方向上有分量。但这里为了简单起见，将忽略 z 轴方向上的这个较小交流电场分

量。结合 (2-1) 和 (2-2) 式，在阱轴中心附近处，总势场可以写为：

$$\Phi = \frac{V_0}{2} \left(1 + \frac{x^2 - y^2}{R^2} \right) \cos \omega t + \frac{\kappa U_0}{Z_0^2} \left[z^2 - \frac{1}{2} (x^2 + y^2) \right] \quad (2-4)$$

电荷量为 Q ，质量为 m 的离子在阱中受到的作用力为 $F = -Q\nabla\Phi$ ，结合式 (2-4)，可以得到离子在阱中的运动方程：

$$\text{X 方向: } \frac{dx^2}{dt^2} + \left(\frac{QV_0}{MR^2} \cos \omega t - \frac{Q\kappa U_0}{MZ_0^2} \right) x = 0 \quad (2-5)$$

$$\text{Y 方向: } \frac{dy^2}{dt^2} - \left(\frac{QV_0}{MR^2} \cos \omega t + \frac{Q\kappa U_0}{MZ_0^2} \right) y = 0 \quad (2-6)$$

$$\text{Z 方向: } \frac{dz^2}{dt^2} + \frac{2Q\kappa U_0}{MZ_0^2} z = 0 \quad (2-7)$$

设无量纲参数：

$$a_x = a_y = -\frac{1}{2} a_z = -\frac{4Q\kappa U_0}{M\omega^2 Z_0^2} \quad (2-8)$$

$$q_x = -q_y = \frac{2QV_0}{M\omega^2 R^2}; \quad q_z = 0 \quad (2-9)$$

利用这些无量纲参数，上述三个方向的运动方程可以化为如下形式的 Mathieu 方程：

$$\ddot{r}_i + [a_i + 2q_i \cos \omega t] \frac{\omega^2}{4} r_i = 0 \quad (2-10)$$

其中 $i \in \{x, y, z\}$ 。

由于囚禁在 Paul 阱中的离子需要长时间存在的，这就要求了 r_i 的解具有周期性和稳定性，在该条件下，Mathieu 方程 (2-10) 的解取如下形式^[24]：

$$r_i(t) = A_i \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_{2n}^{(i)} \cos \left[(2n + \beta_i) \frac{\omega}{2} t \right] + B_i \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_{2n}^{(i)} \sin \left[(2n + \beta_i) \frac{\omega}{2} t \right] \quad (2-11)$$

其中 C_{2n} 是满足一定递推关系的系数，且 $\left| \frac{C_{2n}}{C_0} \right| \ll 1$ ($n > 1$)。 β_i 是与 a_i, q_i 相关的实数，且不为整数，否则离子运动不具备稳定性与周期性。利用该性质，可以得到囚禁离子的稳定区与非稳定区，如图 2-3 所示。

要实现离子囚禁，需要在三个方向上都保持稳定。因此通过取三个方向上稳定区域的重叠部分来确定最终工作的稳定区。通常选择对射频电压与直流电源幅度要求最低的区域进行囚禁，该区域称为第一稳定区。

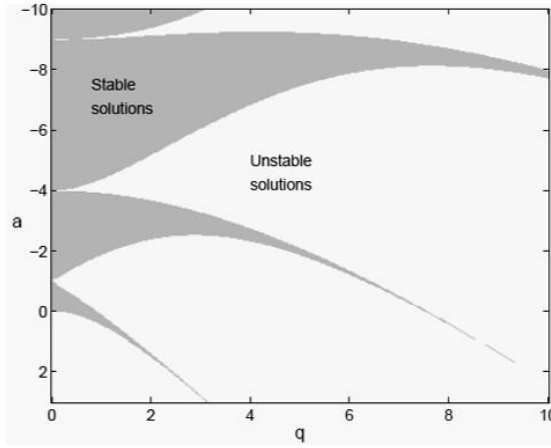


图 2-3: 离子一个方向上的稳定区非稳定区^[25]

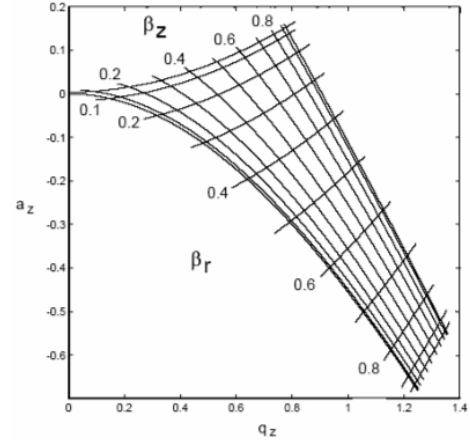


图 2-4: Paul 阱第一稳定区示意图^[25]

在第一稳定区内囚禁离子，工作点通常满足 $a_i \ll q_i \ll 1$ 。在该条件下，方程 (2-10) 的最低阶近似解为^[21]:

$$r_i(t) \cong r_{i0} \cos(\omega_i t + \varphi_i) \left[1 + \frac{q_i}{2} \cos(\omega t) \right] \quad (2-12)$$

其中

$$\omega_i \cong \frac{1}{2} \omega \sqrt{a_i + \frac{1}{2} q_i^2} \quad (2-13)$$

从 (2-12) 式可以看出离子的运动由两部分组成：一个是具有较大振幅 r_0 ，频率为 ω_i 的运动，称之为宏运动；另一个是振幅为 $r_{i0} \frac{q_i}{2}$ ，频率与射频电场相关的运动，称为微运动。图 2-5 展示了宏运动与微运动的示意图，其中 $\omega_i = 2\pi \times 1.002 \text{ MHz}$ ， $\omega = 2\pi \times 9.8 \text{ MHz}$ ， $q_i = 0.2892$ ，数据来自文献^[26]。

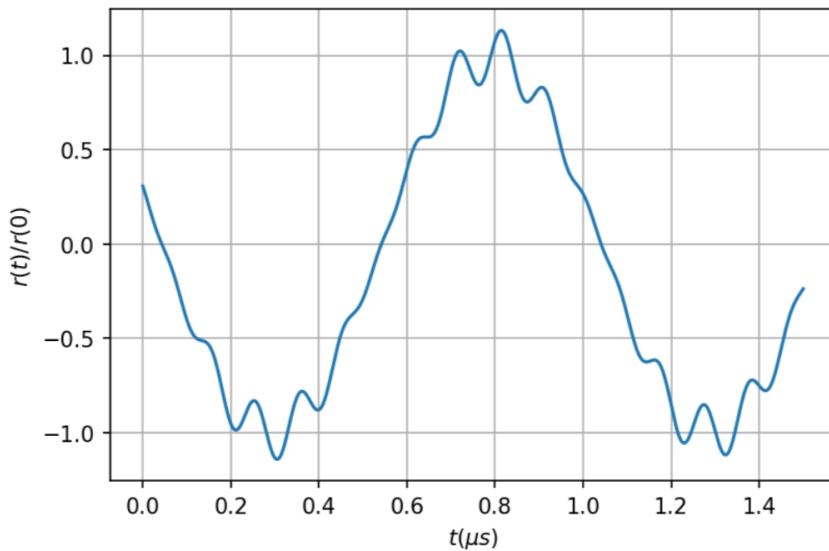


图 2-5: 宏运动与微运动示意图

一般情况下，微运动的幅度比宏运动的幅度要小得多。将微运动忽略，离子运动简化为简谐运动：

$$r_i(t) \approx r_{i0} \cos(\omega_i t + \varphi_i) \quad (2-14)$$

定义一个如下的简谐势：

$$\Psi = \frac{1}{2Q} \sum_i m \omega_i^2 r_i^2 \quad (2-15)$$

Ψ 称为势。并且可以将势阱深度定义为：

$$\bar{D}_i = \frac{1}{2} m \omega_i^2 R_i^2 \quad (2-16)$$

其中 R_i 是离子阱的几何中心与电极的间距。通过 (2-16) 式计算 Paul 阱的深度可达几个至十几个电子伏特，这样的深度完全可以直接俘获未冷却的热离子。

实际上，一些无法避免的因素，如阱内原子炉加热产生的物质在电极上的非均匀沉积引发的杂散静电场，或者交流电极间的相位差^[21]，都可能导致离子阱的“鞍点”位置发生偏移。这将触发离子进行一种幅度其位置相关、频率接近射频场频率的运动。为了区别于微运动，该运动被称为离子的附加微运动。考虑附加微运动，离子的运动式可近似为^[21]：

$$r_i(t) \cong r'_i + \frac{r'_i q_i}{2} \cos \omega t + r_{i0} \cos(\omega_i t + \varphi_i) + \frac{r_{i0} q_i}{2} \cos(\omega_i t + \varphi_i) \cos \omega t \quad (2-17)$$

其中第一项为离子平衡位置偏离鞍点的距离；第二项为附加微运动；第三项为宏运动；第四项为微运动。

这种附加微运动对囚禁离子研究的影响是显著的。它不仅会降低冷却和态探测的效率，还会显著缩短离子的相干时间，和破坏离子运动的简谐特性。即便是大小为 1 V/mm 的杂散静电场（这是完全有可能存在的），它引起的附加微运动所带来的温度增加也比多普勒极限高几个量级。因此，需要通过在帽电极上或在额外的补偿电极上调整直流电压来最小化附加微运动。

更多关于附加微运动的细节，可以参考文献[21]。

（二）多普勒冷却原理

多普勒冷却是一种基于二能级系统与光相互作用的常用激光冷却技术。为了高效执行多普勒冷却，原子需要具备一个封闭的电偶极跃迁循环，并且激发态的寿命

要较短。

在光行波场中，原子会受到如下形式的散射力^[27]：

$$\vec{F}_{scatter} = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma \Omega_R^2}{4\delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_R^2} \quad (2-18)$$

其中 \vec{k} 为光子波矢； \hbar 为约化普朗克常数； Γ 为原子上能级的自发辐射速率，它与原子上能态的寿命 τ 有 $\Gamma = \frac{1}{\tau}$ 的关系； $\delta = \Delta\omega + \vec{k} \cdot \vec{v}$ 是原子感受到的激光失谐量， $\Delta\omega$ 是激光相对原子跃迁频率的失谐量， \vec{v} 是原子速度； Ω_R 为 Rabi 频率，它与光行波场幅度有关。

从物理意义角度上来看， $\vec{F}_{scatter}$ 包含了两个部分，其中 $\hbar \vec{k}$ 表示光子的动量， $\frac{\Gamma \Omega_R^2}{4\delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_R^2}$ 表示原子在单位时间内吸收的光子数。行波场的光子是完全定向的，原子吸收光子后引起的动量变化便等价于原子感受到的散射力。虽然之后处于激发态的原子会迅速自发辐射释放光子，并获得大小为 $\hbar k$ 的反冲动量，但由于自发辐射所释放的光子是朝着任意方向随机发射的，在多次完成该过程后，反冲动量的平均效果为零。最终，粒子在行波场方向上的动量会显著降低，从而实现冷却。整个过程如图 2-6 所示。原子（或离子）的多普勒冷却就是运用了该机制来降低原子运动速度。

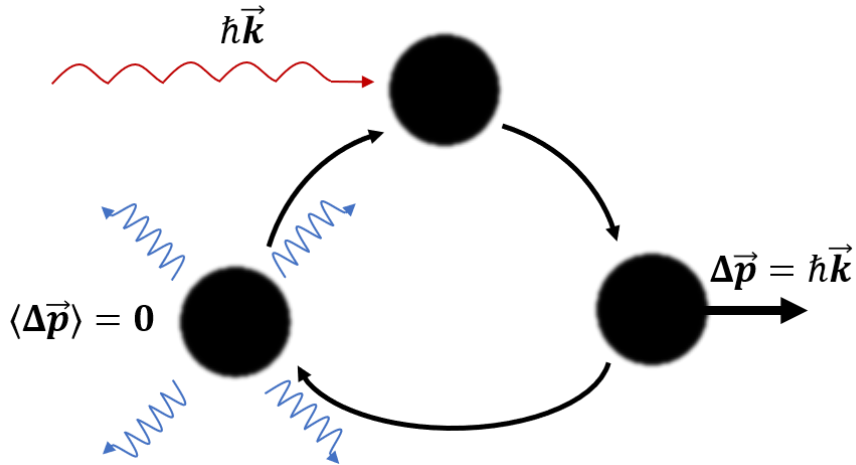


图 2-6：多普勒冷却机制示意图

对于定向运动的原子束，我们可以使用方向相反且略微红失谐的激光进行冷却，如图 2-7 所示。然而，当原子减速，多普勒频移会逐渐增大激光的失谐量，从而降低冷却效果。为了补偿这种效应，可以采用塞曼减速法或啁啾冷却法^[28]。

对于朝各个方向运动的原子气团，需要在三个正交的方向上都放置一对激光来进行冷却，如图 2-8 所示。其中沿同一轴线的一对激光器拥有相同的红失谐频率，会因多普勒效应产生不平衡的力，通常称之为光学粘稠力^[28]。在该力作用下，原子会进行冷却。

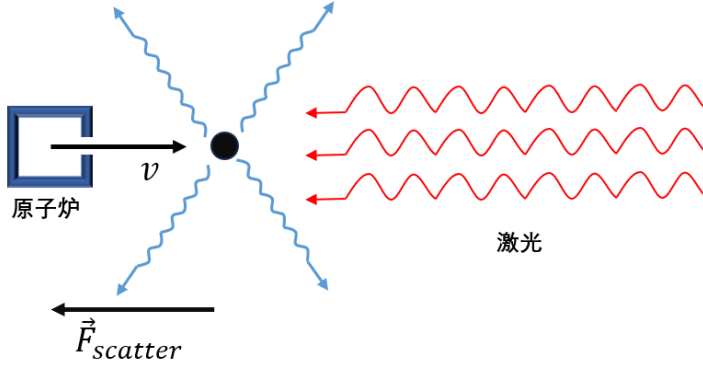


图 2-7：冷却定向原子束

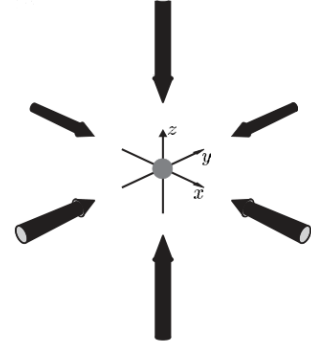


图 2-8：冷却三维原子气

相比原子的冷却，离子的冷却就相对简单。离子阱具有极深的囚禁势阱，能够直接囚禁热离子。囚禁在阱的离子会在势场的作用下改变运动方向，并总存在某一时刻的速度与激光频率匹配，使得离子能够吸收光子进入激发态。因此冷却被囚禁的离子只需要一束略微红失谐，且与三个运动方向均呈一定角度的激光即可。

但理论上，多普勒冷却无法将离子无限制地冷却下去。当冷却到一定程度时，不能再忽略离子受到的反冲动量所导致在速度空间上的随机游走，以及吸收光子所引起的速度波动。这两种因素会使得多普勒冷却的温度存在一个最小值，称为多普勒冷却极限 T_D ，其值为^[28]：

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} \quad (2-19)$$

其中 k_B 为玻尔兹曼常数。 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子冷却跃迁能级的 $\Gamma = 2\pi \times 19.7 \text{ MHz}$ ，可以计算得理论上 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子多普勒冷却极限为 $T_D \approx 470 \text{ } \mu\text{K}$ 。

三、 离子囚禁实验平台

（一） 激光系统

镱原子是一种稀土元素，与碱土元素类似，最外层有两个价电子。自然界中镱原子有七种稳定的同位素，它们的自然丰度以及核自旋量子数如表 3-1 所示。

表 3-1：镱原子同位素自然丰度以及核自旋

同位素	自然丰度 (%)	核自旋
^{168}Yb	0.126	0
^{170}Yb	3.023	0
^{171}Yb	14.216	1/2
^{172}Yb	21.754	0
^{173}Yb	16.098	5/2
^{174}Yb	31.896	0
^{176}Yb	12.887	0

其中 $^{171}\text{Yb}^+$ 的核自旋为 1/2，最外层为一个价电子，结构上与氢原子类似。它具有简单的超精细结构，并且具有可以对它进行冷却、探测等量子操纵的能级结构。在下面我们将会详细介绍涉及 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子囚禁与冷却的各个能级结构，以及相应的激光。

1. 电离光

实验中的 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子是由中性镱原子通过双光子吸收电离的方式产生的^[29]。将一个装载镱粉的原子炉加热至镱粉的升华温度，产生包含大量镱原子的原子束从炉口喷射并直射向阱的中心。在阱的中心位置，利用两束的激光与镱原子发生相互作用实现双光子吸收电离过程，将镱原子转变为镱离子。第一束激光，其功率设置约为 4 mW，波长设定约为 398.9108 nm，用于将镱原子从 $1S_0$ 态激发到 $1P_1$ 态。第二束激光，其功率设置约为 1 mW，波长设定约为 369.5263 nm，用于进一步激发处于 $1P_1$ 态的镱原子进入连续区，从而实现电离，生成镱离子。

中性镱原子的双光子吸收电离过程如图 3-1 所示。

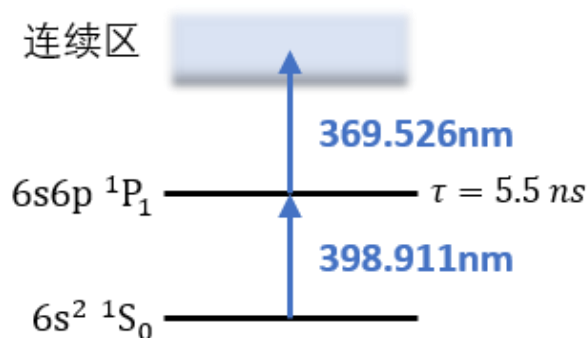


图 3-1：中性镱原子的双光子吸收电离过程

2. 冷却光

在电离光与射频场的作用下已将镱离子生成并囚禁。然而，被囚禁的离子仍然具有很大的动量，需要一束激光对其进行多普勒冷却。 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子的 $^2\text{S}_{1/2}$ 态与 $^2\text{P}_{1/2}$ 态构建了一个十分接近理想的二能级冷却系统。该对能级具有极高的封闭性，离子有 98.2% 的概率通过自发辐射回到 $^2\text{S}_{1/2}$ 态，并且 $^2\text{P}_{1/2}$ 态的寿命非常短，仅为 9.07 ns。这十分有利于进行快速、高效的多普勒冷却。

为了实现多普勒冷却，实验中使用了一束功率约为 300 μW ，波长约为 369.5263 nm 的激光，该频率略微红失谐于 $^2\text{S}_{1/2}|F=1\rangle \rightarrow ^2\text{P}_{1/2}|F=0\rangle$ 的跃迁频率。此激光的方向并不垂直于 Paul 阱的任何主轴，而是与阱的径向和轴向均形成一定角度，这样就可以同时冷却三个方向的运动模式。

受非共振激发的影响，处于 $^2\text{S}_{1/2}:|F=1\rangle$ 态的离子很有可能跃迁至 $^2\text{P}_{1/2}|F=1\rangle$ 态，再通过自发辐射掉入到 $^2\text{S}_{1/2}:|F=0\rangle$ 态。由于 369.5 nm 的激光无法将落入此基态的离子再度激发，因此会导致离子从多普勒冷却跃迁循环中脱离。为了解决该问题，可以利用电光调制器 (EOM) 进行边带调制，在原有的激光上增加了一个 14.74 GHz 的频率分量，以此覆盖 $^2\text{S}_{1/2}:|F=0\rangle \rightarrow ^2\text{P}_{1/2}|F=1\rangle$ 之间的跃迁，使进入该基态的离子重新进入多普勒冷却循环。

图 3-2 展示了 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子多普勒冷却的相应能级结构。

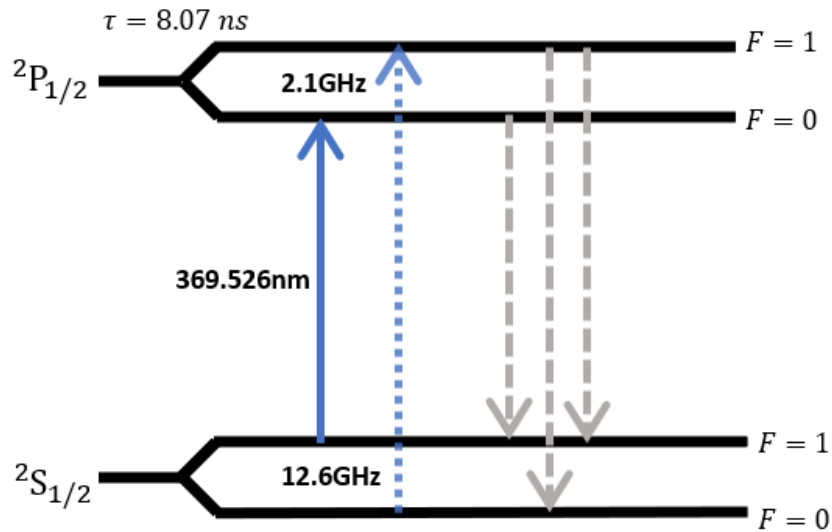


图 3-2: $^{171}\text{Yb}^+$ 离子多普勒光的相关能级图

3. 泵浦光

尽管利用 EOM 对冷却激光进行了边带调制极大地优化了多普勒冷却循环的封

闭度。然而于 $^2P_{1/2}$ 态的离子仍然有 0.5% 的概率掉入 $^2D_{3/2}$ 亚稳态上,从而导致冷却过程终止。为了解决这个问题,实验中采用了一束功率约为 3.5 mW 的 935 nm 激光,将离子从 $^2D_{3/2}$ 激发到 $^3D[3/2]_{1/2}$ 态,然后通过自发辐射使离子回到 $^2S_{1/2}$ 态。考虑到同样的原因,该束激光也需要使用 EOM 产生一个 3.1 GHz 的边带,以便覆盖所有可能的跃迁。

此外还考虑到离子可能与真空中的残余背景气体发生碰撞,导致其落入一个具有长寿命的 $^2F_{7/2}$ 暗态。因此还需要一束功率约为 1.3 mW 的 760 nm 激光将其激发到 $^3D[3/2]_{3/2}$ 态,再通过自发辐射回到多普勒冷却循环中。

该过程的相关能级结构图如图 3-3 所示。

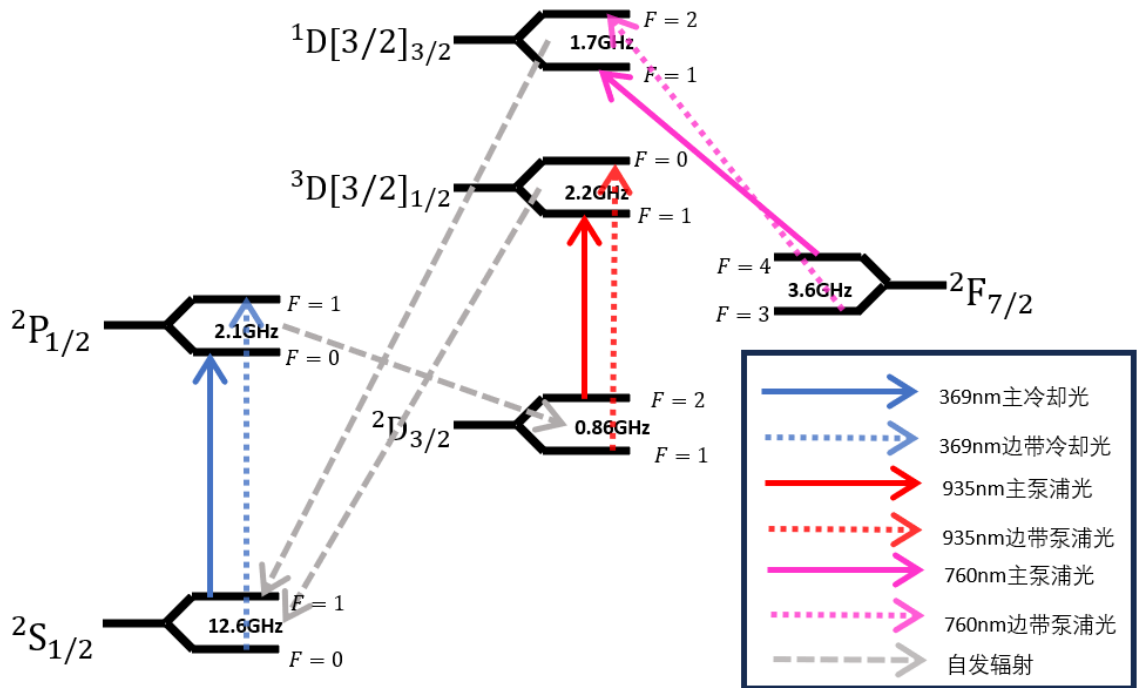


图 3-3: $^{171}\text{Yb}^+$ 离子泵浦光的相关能级结构图

4. 激光光路

正如上所述,在对 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子囚禁与冷却过程中一共用到了 4 种不同波长的激光,分别是:低功率的 369 nm 冷却光,高功率的 369 nm 与 399 nm 的电离光,以及 935 nm 与 760 nm 的泵浦光。对激光入阱前的光路设计作了如下考虑:

第一,冷却光、泵浦光等涉及态操纵的激光光路中需要放置声光调制器(AOM)。任何离子阱实验平台都需要精确且灵活地控制多个激光束时间、频率和功率,这一过程可以通过 AOM 实现。激光经过 AOM 后,会发生布拉格衍射并分为零级和一级衍射光。保留一级衍射光,通过编程控制驱动 AOM 的信号源的开关状态,可以

实现激光在纳秒至微秒量级的时序控制^[30]。同样，通过调节信号源的驱动频率和驱动电压，也可以改变一级衍射激光的频率和功率，实现对激光频率的小范围扫描。

第二，为了能够实时监测各路激光的频率，我们在光路设计中为各路激光额外分配了接入波长计的分束。这一过程可以通过半波片和偏振分束棱镜（PBS）来完成。

第三，需要确保激光在阱中心位置具有适当的光斑大小。过大的光斑会导致探测的荧光信号中含有较大的背景光噪声；而过小的光斑则不利于离子的捕获和冷却。可以通过凹凸透镜调节束腰半径，并使用凸透镜将激光聚焦于阱中心，以形成合适的束腰半径。在我们的实验中，阱中心的束腰半径约为 $50\sim100\ \mu\text{m}$ 。

第四，为了方便调节激光的入射位置，在入阱前将所有激光进行合束。这通过这种方式，只需简单地调整一块反射镜的角度，就能够直接控制合束后的激光入射位置。

图 3-4 展示了入阱前的激光光路简化示意图。

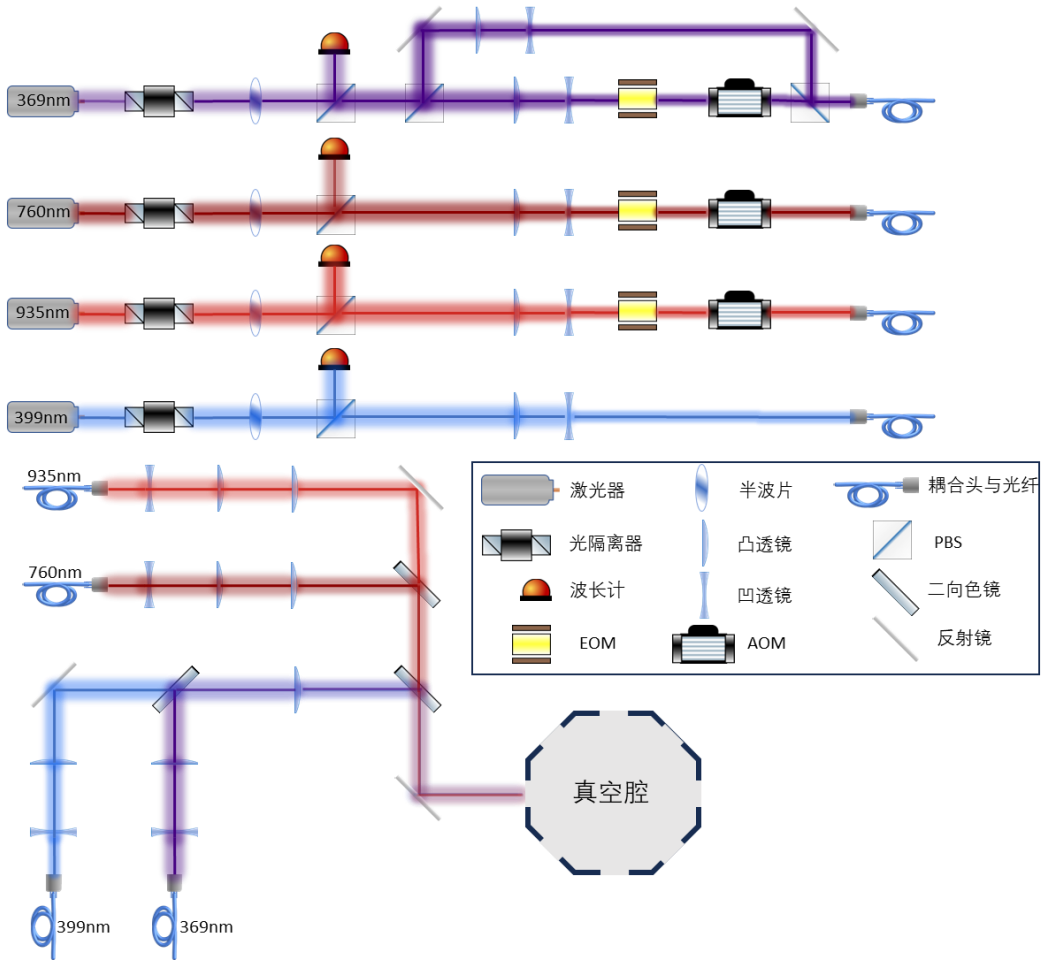


图 3-4：激光光路简图

（二）离子囚禁系统与探测系统

本实验室采用的离子阱是由美国国家标准技术研究所（NIST）设计的刀片型 Paul 阱，其结构如图 3-5 所示。电极 1 和 3 施加交流电压，电极 2 和 4 接地，而两个垂直的电极 5 和 6 施加直流电压以作为补偿极。此外，存在一对垂直于图纸平面方向的帽电极（未在图中显示），它们施加直流电压以限制离子在该方向上的运动。与第二章中介绍的四杆式线性 Paul 阱不同，刀片型阱的所有电极（除帽极外）都位于同一平面内。因此，其囚禁区域相对较小，无法像四杆式线性 Paul 阱那样在轴向上囚禁一串离子。这使得刀片型阱更适合于囚禁少量或单个离子。

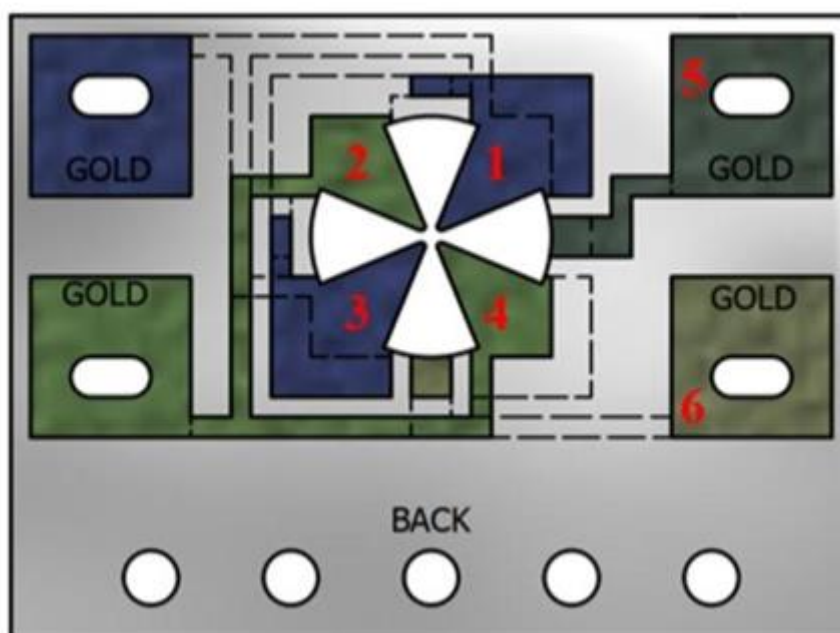


图 3-5：刀片型 Paul 阱结构

为了实现长期稳定的离子囚禁，离子阱必须在超高真空环境中运行。真空系统包含了真空腔、机械泵、涡轮分子泵、离子泵和钛升华泵。经过一套完整的抽真空流程后^[31]，真空度最高能够达到 $2.9 \times 10^{-9} \text{Pa}$ 。在此级别的真空环境中，离子与背景气体粒子的碰撞效应可以忽略不计，满足稳定囚禁离子的要求。

如图 3-6 所示，我们的真空腔在四个水平方向（前、后、左、右）设有较大的玻璃窗口。四束激光合束后从一侧窗口入射至阱中心，与阱平面、阱轴形成 45° 夹角。原子炉的出口对准阱中心。

在垂直于激光束方向上安装了一套成像系统，包含电子倍增电荷耦合器件

(EMCCD) 相机和光电倍增管 (PMT)，并配备了 369 nm 波长的带通滤光片，以过滤其他波段的噪声光。EMCCD 能够采集离子的荧光信号，从而直接观察离子的位置。其采集方向与阱轴方向、阱平面均呈 45° 夹角，因此理论上观察到的图像可以反映离子的三维位置信息。而 PMT 则可通过荧光计数反映离子的状态。两者可以通过一个 45° 的可折叠反射镜进行切换使用，以满足不同的实验需求。

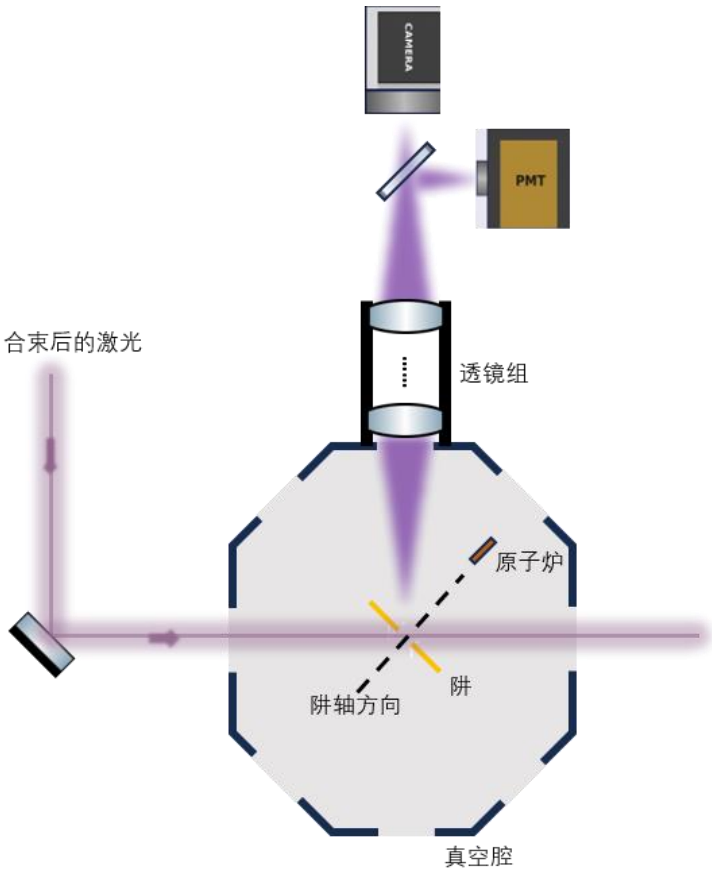


图 3-6: 离子囚禁系统示意图

（三）高压射频信号源

使用 Paul 阱囚禁离子需要一个稳定的、低噪声的高压射频信号。若射频电源通过射频放大器直接连接到阱上，将会引发多种问题：射频放大器与离子阱之间的阻抗不匹配会导致信号从离子阱反射回来，从而使得大量功率耗散在放大器的输出阻抗上。并且射频放大器还会向离子阱注入噪声，这会增强离子在阱中的加热效应^[32]。

为了避免这些问题，我们采用了螺旋谐振器型射频源。螺旋谐振器的结构比较简单，如图 3-7 所示，它主要由屏蔽筒、天线线圈以及主线圈组成。整个射频电路的连接方式如图 3-8 所示：信号发生器输出的信号通过射频放大器进行放大，经过

定向耦合器连接至螺旋谐振器上，螺旋谐振器通过馈通连接至真空腔中的离子阱电极上。同时采用频谱分析仪对射频场耦合情况进行检测。

离子阱可以视作是一个容性负载，整个电路可视为一个 RLC 振荡电路。由于螺旋线圈是个低电容、低电阻的电感性器件，这不仅使得离子阱以及其连接的电阻、电感能够占据电路 R 与 C 的主导地位，并且赋予整个 RLC 电路系统较高的品质因子 Q，从而有效减少射频放大器带来的噪声。此外，通过调节天线线圈的物理参数（如线圈匝数、直径和螺距）以及调整天线线圈与主线圈之间的距离，可以实现射频放大器与螺旋谐振器的阻抗匹配，进而降低反射功率^[33]。

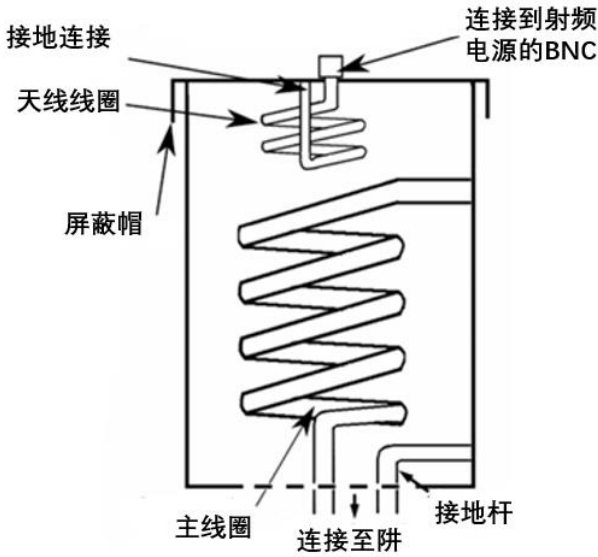


图 3-7: 螺旋谐振器示意图^[33]

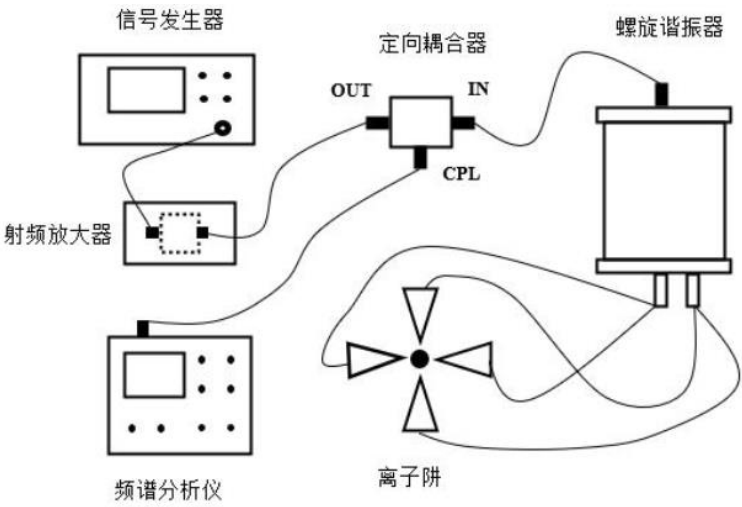


图 3-8: 射频电路示意图^[34]

四、 单离子的获取实验

（一） 激光入射角度与成像位置的校对

在进行离子捕获之前，首先需要将激光的入射位置和 EMCCD 的成像位置进行校对。以下是一种便捷的校对方法：

在激光出阱 2~3 米处放置一块白屏，利用凸透镜改变入阱激光的光斑大小，使得在白屏上能够投影出阱的形状。在白屏上绘制出阱的形状，从而提供一个视觉参考。随后，移除凸透镜，并将较细的出射激光照射在白色屏幕上，形成稳定的、完整的高斯型光斑。通过调整激光的入射角度，使得光斑位于所描绘的阱形状中心，并且移动光斑，能够使光斑出现与被遮挡的位置与所描绘的阱形状一致，从而确保激光入射到阱的中心。

接下来，为了将 EMCCD 的成像位置对准到阱的中心，我们使用一张白纸来遮挡激光的出射窗口。白纸将出射激光通过漫反射照射到阱上，散射光会经过成像透镜组在其聚焦位置形成一个清晰的离子阱的像，并将 EMCCD 的视场窗口对准至该离子阱成像的位置。这时，可以在 EMCCD 上清晰地看到阱的轮廓。然后调整 EMCCD 的位置，确保阱的中心位于 EMCCD 的成像中心。

通过这种方法，可以在进行离子捕获操作之前，较为粗略地让激光的入射位置与成像位置校准到阱的中心。该步骤是离子捕获操作前的粗调阶段。一旦离子荧光信号被检测到，就可以进行更细致的优化，包括调整入射光的频率、入射激光的位置以及 PMT 的位置等，使最大化荧光信号。

（二） 从离子云到结晶态的相变

完成激光与成像的对准后，启动射频工作电源，并将电压设定为 600V。接着，启动加热原子炉，将其工作电流设置为 3.5A。一旦在 EMCCD 相机上观测到离子的荧光信号，立即停止加热原子炉。

观察到荧光信号证明离子已经被电离并成功被捕获，且一定程度地被激光冷却。最初捕获的离子数量通常超过一个。当多个离子同时被囚禁在一个较窄区域时，由于库仑排斥力和射频场的共同作用，它们的运动可能会变得复杂，进而影响冷却效果，此时离子会在 EMCCD 相机上表现为“云态”，这是一种反映了离

子无序性的状态^[35]，如图 4-1 所示。若离子温度被冷却到一定程度后，其受到的射频场囚禁力与离子之间的库仑力可以达到一种平衡状态，使得离子的运动趋于缓和，在某一固定位置附近做微小的运动。这时，离子会从“云态”变为有序的“结晶态”。



图 4-1：离子云图像

为了提高冷却效果得到结晶态，实验中将 369nm 的冷却光固定在略微红失谐的频率上作为中心频率，然后从红失谐到蓝失谐的范围内反复扫描频率。多次扫描后，离子的温度会逐渐降低，最终离子会从云态转变为结晶态。由于我们的刀片型 Paul 阱的几何尺度、囚禁区域较小，因此即使得到多离子的结晶体，一般至多只有 2~5 个离子。

另外，如果受到杂散电场或其他因素影响，离子偏离鞍点位置的度较大，导致附加微运动的显著效果。在这种情况下，也会导致离子呈现出云态，且无法通过冷却来得到结晶态。此时就要考虑调节帽极和补偿极的电压来减小附加微运动。

（三）单离子结晶态的获取

如果遇到多离子的情况，且希望获得单离子结晶体，那么需要排除多余的离子。常用的有两种方法：

一种方法是阻断冷却光。在射频囚禁势中，最靠近鞍点的离子稳定度最高，其受到的射频加热效应最小。阻断冷却光会使离子受到射频加热，从而趋向于逃离势阱，通常最稳定的离子会被保留下来。每次阻断激光 2 到 3 分钟后，恢复冷却光，检查离子数量，如果仍然有多个离子存在，那么继续阻断冷却光，直到只剩下一个离子。另一种方法是降低射频囚禁势场。通过降低射频场的幅度，并且每次维持低射频场数百毫秒后，重新回到高射频，可以促使离子数目减少。重复多次，即可获得单一离子。

虽然阻断冷却光的方法相比第二种方法需要更长的时间，且更容易导致所有离

子的丢失，但它不需要在百毫秒的时间间隔内精确地降低射频场的幅度，其实验条件需求更低。因此，我们选择采用第一种方法。图 4-2 分别展示了 EMCCD 中得到的多离子结晶态和单离子结晶态图像。

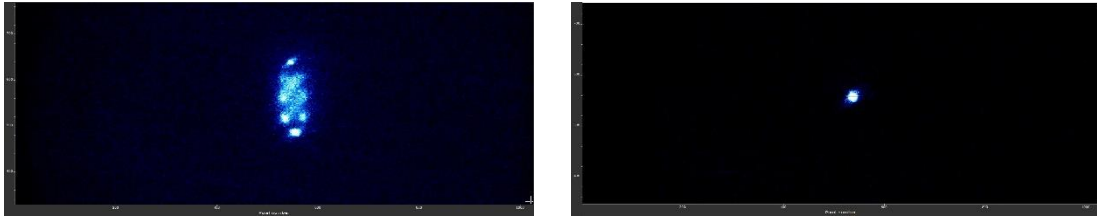


图 4-2：左图为多离子结晶态；右图为单离子结晶态

（四）单离子稳定性的优化

得到单离子后，仍然需要不断冷却离子，才能确保离子的稳定囚禁。实验上的操作是从红失谐到蓝失谐扫描 369nm 的冷却光频率。由于一开始离子温度比较高，运动比较剧烈，光子计数器的荧光谱线较宽、峰值较低。通过多次反复扫描，离子温度会越来越低，谱线线形会越来越好，如图 4-3 所示。

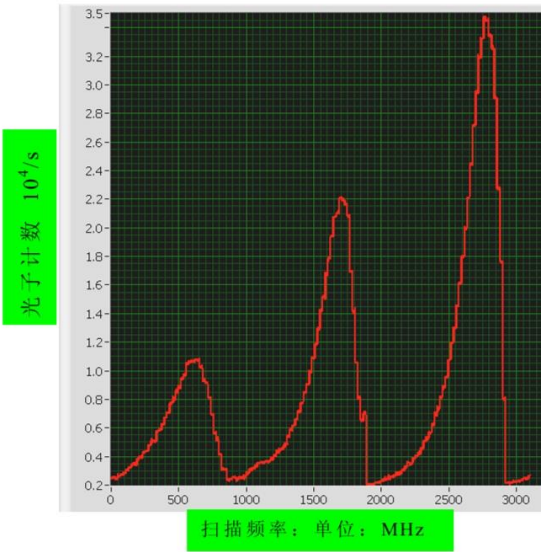


图 4-3：连续三次扫描冷却光激光频率得到的荧光谱线的变化^[23]

在第二章提到过，当存在杂散静电场使得离子的平衡位置偏离射频场的鞍点时，会导致离子的运动叠加上一个附加微运动。该运动由射频场驱动，无法通过激光冷却来减小，并且会降低冷却效果。若经过多次反复扫描冷却光频率后，荧光谱线线形仍然不理想，这很有可能是附加微运动幅度过大导致的。此时必须在帽电极和补偿电极上施加合适的电压，以补偿杂散静电场，将离子“推回”射频场鞍点。

实验中不能直接判断出离子偏离鞍点的方向，只能通过判断附加微运动大小，

试探性地调节补偿电压施加的方向和大小。常用的判断并补偿附加微运动的方法有两种。

第一种判断方法为荧光谱线线形补偿法。当附加微运动较大时，离子冷却效果较低，此时荧光谱线的线宽较大，有时还会叠加杂乱的毛刺信号；当附加微运动较小时，谱线线形较窄、较高且较为光滑。图 4-4 展示了附加微运动的大小对离子荧光谱线的影响。利用该判断依据，反复扫描冷却光频率的同时，调节帽电极与补偿电极的电压，直到谱线线形最优化完成补偿。

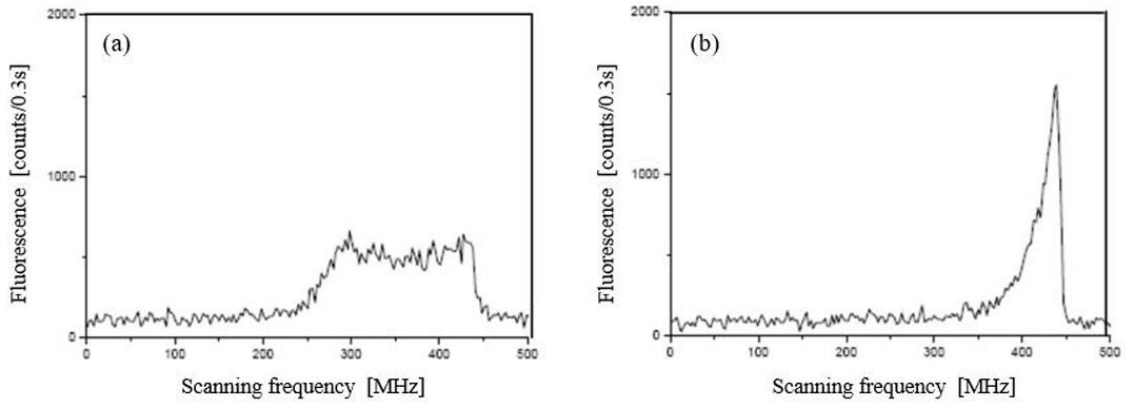


图 4-4：附加微运动的大小对离子荧光谱线的影响（左图为附加微运动较大的情况，右图为附加微运动较小的情况）^[36]

第二种判定方法为射频光子关联补偿法。根据式 (2-17)，离子的附加微运动可近似是一个简谐运动，该运动引起的多普勒效应会对离子发出的荧光信号产生调制。由于附加微运动的频率与射频场频率相等，该调制与射频场具有相位关联关系。关联性越强说明离子附加微运动越大，反之则越小，如图 4-5 所示。射频光子关联补偿法就是以此判断附加微运动大小，并进行补偿。实验中具体操作见参考文献[36]。

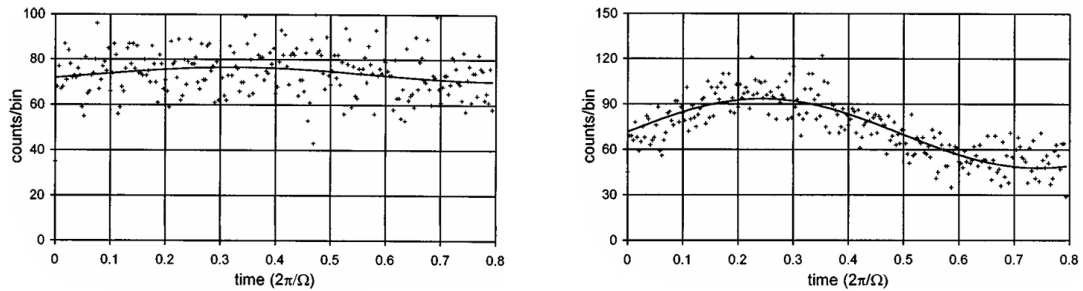


图 4-3：射频光子关联图（左图附加微运动较弱，右图附加微运动较强）^[21]

荧光谱线线形补偿法是一种较为粗糙的补偿方法，它只能定性地判断离子附加微运动的大小。相比之下，射频光子关联补偿法更加准确

五、 总结与展望

本文的第二章阐述了囚禁离子与多普勒冷却的理论基础。第三章详细描述了实验平台的主要设备，包括了激光系统、囚禁系统、探测系统以及高压射频信号源。第四章重点探讨了如何捕获并得到单离子结晶态的过程，其主要工作包括：

1. 在捕获离子实验之前，采用激光映射离子阱形状的方法，调节激光入射方向和 EMCCD 采集方向对准阱中心。这是实现离子囚禁并得到离子信号的第一步。
2. 通过双光子吸收电离的方法向离子阱载入铯离子，并囚禁、冷却。首先在 EMCCD 上观察到离子云态荧光信号。通过反复扫描冷却光频率使离子充分冷却，或调节补偿电压，成功观测到离子云态到结晶态的相变。
3. 得到少数离子的结晶态后，采用间断性阻隔冷却光的方法将多余的离子从阱中排出，得到单离子结晶态。
4. 利用荧光谱线线形补偿法，减小离子附加微运动的大小，进一步优化单个囚禁离子的稳定性。

经过这番工作，基本可以实现单个粒子的囚禁与冷却。但想要将单个囚禁的离子作为科学研究的平台，仍然有很多工作要完成：

1. 首先是离子囚禁稳定性的优化。荧光谱线线形补偿法是一种粗略的补偿方法。在后续的实验中，需要采用射频光子关联补偿法进一步优化稳定性，并对离子附加微运动的大小进行量化。
2. 需要完成对离子囚禁的一些重要参数测量，例如离子温度和宏运动频率等，以评估射频场的囚禁能力。
3. 为了满足基于单个囚禁离子的实验需求，需实现对实验设备的程序控制，包括微秒至毫秒级别地实现多路激光的时序控制，激光频率和功率的调控，射频电压的控制，并且能与探测系统进行触发信号交流等。这些都需要通过计算机编程实现。

在实验平台完善之后，我们将基于该离子囚禁系统开展量子精密测量实验，包括对于磁场的精密测量，基于离子阱系统的精密成像以及精密位移测量、微弱力测量等。在未来，我们也将基于该平台搭建铯离子光钟，实现对于时间的精密测量。

六、 参考文献

- [1] Jiannis P ,Herbert W .Quantum computation with trapped ions in an optical cavity.[J].Physical review letters,2002,89(18):187903.
- [2] Jonathan D ,Plenio B M ,Knight L P .Fast quantum gates for cold trapped ions[J].Physical Review A,2000,62(4):042307.
- [3] Steane A ,Roos F C ,Stevens D , et al.Speed of ion-trap quantum-information processors[J].Physical Review A,2000,62(4):042305.
- [4] Ngerl H C , Leibfried D , Rohde H ,et al.Laser addressing of individual ions in a linear ion trap[J].Physical Review A, 1999, 60(1):145-148.DOI:10.1103/PhysRevA.60.145.
- [5] Feng M ,Wang X .Implementation of quantum gates and preparation of entangled states in cavity QED with cold trapped ions[J].Journal of optics.B.Quantum and semiclassical optics,2002,4(5):283-288.
- [6] Mang F , Xue-Li L , Xi-Wen Z ,et al.Preparation of two-mode nonclassical states in an ion trap by a quantized laser beam[J].ACTA PHYSICA SINICA-OVERSEAS EDITION, 1998, 7(7):488-493.DOI:10.1088/1004-423X/7/7/002.
- [7] 费立刚,朱钧,张书练.光学频率标准与光钟的实现[J].光学与光电技术,2006,(06):55-59.
- [8] 黄垚,陆泽晃,管桦,等.离子光频标的原理和发展[J].物理,2016,45(07):423-430.
- [9] Holscheiter Michael H.A brief history in time of ion traps and their achievements in science[J].Phys. Scr. 1995.DOI:10.1088/0031-8949/1995/t59/009.
- [10] Collon P , Kutschera W , Lu Z T .Tracing Noble Gas Radionuclides in the Environment[J].Annual Review of Nuclear & Particle Science, 2012, 54(1):39-67.DOI:10.1146/annurev.nucl.53.041002.110622.
- [11] T.W. Hnsch,A.L. Schawlow.Hnsch, T. W. & Schawlow, A. L. Cooling of gases by laser radiation. Opt. Commun. 13, 68-69[J].Optics Communications, 1975, 13(1):68-69.DOI:10.1016/0030-4018(75)90159-5.
- [12] Monz L , Hohmann R , Kluge H J ,et al.Fast, low-level detection of strontium-90 and strontium-89 in environmental samples by collinear resonance ionization

- spectroscopy[J].Spectrochimica Acta Part B Atomic Spectroscopy, 1993, 48(14):1655-1671.DOI:10.1016/0584-8547(93)80154-M.
- [13] Sankari M , Suryanarayana M V .Studies on the isotope selective photoionization of the low-abundant isotope[J].Journal of Physics B Atomic Molecular & Optical Physics, 1998, 31(2):261.DOI:10.1088/0953-4075/31/2/009.
- [14] Neuhauser W , Hohenstatt M , Toschek P E ,et al.Localized visible Ba⁺ mono-ion oscillator[J].Physical Review A, 1980.DOI:10.1103/PhysRevA.22.1137.
- [15] 管桦,黄垚,高克林.钙离子光频标研究进展[J].物理,2023,52(07):449-455.
- [16] 房芳,张爱敏,林弋戈,等.时间:天文时-原子秒-基于常数重新定义秒[J].中国科学:物理学 力学 天文学,2021,51(07):105-115.
- [17] M S B ,JS C ,M A H , et al.Erratum: $^{27}\text{Al}^{+}$ Quantum-Logic Clock with a Systematic Uncertainty below 10^{-18} [Phys. Rev. Lett. 123, 033201
- [18] Riehle,Fritz,Gill,et al.The CIPM list of recommended frequency standard values: guidelines and procedures[J].Metrologia: International Journal of Scientific Metrology: = Internationale Zeitschrift für Wissenschaftliche Metrologie: = Journal International de Metrologie Scientifique, 2018.
- [19] J. S ,M. H A ,B. A , et al.Opticlock: Transportable and easy-to-operate optical single-ion clock[J].Measurement: Sensors,2021,18
- [20] Ksenia K ,Denis K ,Alexander B , et al.Toward a New Generation of Compact Transportable Yb⁺ Optical Clocks[J].Symmetry,2022,14(10):2213-2213.
- [21] 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.DOI:10.1063/1.367318.
- [22] ThompsonI R ,HarmonJ T ,BallG M .The rotating-saddle trap: a mechanical analogy to RF-electric-quadrupole ion trapping?[J].Canadian Journal of Physics,2002,80(12):1433-1448.
- [23] 管桦.激光冷却单个 Ca 离子的实验研究[D].中国科学院武汉物理与数学研究所.
- [24] 刘名扬.Paul 阱中离子运动及稳定性分析[J].大学物理,2010,29(02):5-8.DOI:10.16854/j.cnki.1000-0712.2010.02.007.

- [25] Roos C .Controlling the quantum state of trapped ions[J]. 2000.
- [26] 舒华林.Paul 阱中单个 $\sim (40) \text{Ca}^{+}$ 囚禁和激光冷却的实验研究[D].中国科学院研究生院（武汉物理与数学研究所）,2006.
- [27] 王义道.原子的激光冷却与陷阱[M].北京大学出版社,2007.
- [28] Foot C J .Atomic physics[M].科学出版社,2009.
- [29] Balzer C , Braun A , Hannemann T ,et al.Balzer, C. et al. Electrostatically trapped Yb^{+} ions for quantum information processing. Phys. Rev. A 73, 041407[J].physical review a, 2006, 73(4):553-8.DOI:10.1103/PhysRevA.73.041407.
- [30] 秦承彬.铝离子光频标时序控制系统[D].华中科技大学,2014.
- [31] 周飞.线形离子阱量子计算系统的构建和量子比特的制备[D].中国科学院研究生院,2010.
- [32] QA T ,D K ,BE K , et al.Heating of trapped ions from the quantum ground state[J].Physical Review, A,2000,61(6):3418-1-3418-8.
- [33] Siverns D J ,Simkins R L ,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.
- [34] 郭天. 离子阱可调射频场的设计与优化[D].中山大学,2022.
- [35] Blümel, R, Kappler C , Quint W ,et al.Erratum: Chaos and order of laser-cooled ions in a Paul trap[J].Physical Review A, 1992, 46(12):8034.DOI:10.1103/PhysRevA.46.8034.
- [36] 黄垚. $\sim(40)\text{Ca}^{+}$ 离子光频标的实现及性能评估[D].中国科学院研究生院（武汉物理与数学研究所）,2012.