DOI: 10.19650/j.cnki.cjsi.J2412523

用于钙离子全光囚禁的离子囚禁装置研究*

陈 正[1,2],王 淼[1],黄 垚[1],管 桦[1],高克林[1]
(1. 中国科学院精密测量科学与技术创新研究院 武汉 430071; 2. 中国科学院大学 北京 100049)

摘 要:随着离子光钟技术的飞速发展,由离子光钟中用来囚禁离子的射频场带来的微运动效应对其性能的影响也越来越不可忽略。为彻底消除这一效应,提出了全光囚禁离子光钟的实验方案。针对这一实验方案,设计并搭建了用于钙离子全光囚禁的离子囚禁装置。该装置是采用刀片型离子阱设计,能够实现剩余力仅有 10^{-20} N 量级的高精度的杂散电场补偿;具备 6 mm 的通关孔径,很好满足了全光囚禁实验中偶极囚禁激光的通过需求;基于改良的螺旋谐振器设计搭建的射频系统能够实现在 9.33(1) MHz 较低射频频率下的稳定耦合;结合高达 10^{-9} Pa 的真空制备和装配导电玻窗的真空腔体,可以实现长时间的离子囚禁。为全光囚禁钙离子提供了实验基础,对光学囚禁离子光钟的实现具有重大意义。

关键词: 离子光钟;全光囚禁;离子阱;射频;真空腔
中图分类号: TH714 TM154 **文献标识码**: **国家标准学科分类代码**: 460.40 140.60

Research on ion trapping devices for all-optical trapping of calcium ions

Chen Zheng[1,2], Wang Miao[1], Huang Yao[1], Guan Hua[1], Gao Kelin[1]
(*1. Innovation Academy for Precision Measurement Science and Technology, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China; 2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

Abstract: With the rapid development of ion optical clock technology, the impact of the micro-motion effect caused by the radio frequency field used to trap ions in ion optical clock on its performance is becoming more and more negligible. In order to completely eliminate this effect, an experimental scheme of all-optical trapping ion optical clock was proposed. In view of this experimental scheme, an ion trapping device for all-optical trapping of calcium ions was designed and constructed. The device adopts a blade ion trap design, which can realize high-precision stray electric field compensation with a residual force of only on the order of 10^{-20} N, and has a clearance aperture of 6 mm, which can well meet the passing requirements of dipole trapping laser in all-optical trapping experiments, and the radio frequency (RF) system based on the improved helical resonator design can achieve stable coupling at a low RF frequency of 9.33(1) MHz, and can realize long-term ion trapping by combining vacuum preparation of up to 10^{-9} Pa and vacuum chamber with conductive glass window. It provides an experimental basis for all-optical trapping of calcium ions, and is of great significance for the realization of optical trapping ion optical clocks.

Keywords: ion optical clock; all-optical trapping; ion trap; radio frequency (RF); vacuum chamber

0 引 言

近年来,离子光钟取得了飞速的发展,作为一种能够提供高精度时间频率计量的装置,当前最先进的离子光钟的精度普遍已经进入 10^{-18} 量级[1-5],有的系统不确定度甚至已经进入 10^{-19} 量级[4-5]。诸多成熟的离子光钟体系已经被国际时间频率咨询委员会(Consultative Committee for Time and Frequency, CCTF)作为“秒”定义的次级标准[6]。

作为一种以离子作研究对象的计时装置,离子光钟通常是通过离子阱来实现对离子的囚禁的[7]。通过在离

收稿日期:2024-02-25 Received Date: 2024-02-25
*基金项目:国家重点基础研究发展计划(2022YFB3904001, 2018YFA0307500)、国家自然科学基金(12022414)、湖北省自然科学基金(2022CFA013)、中国科学院青年科学家基础研究项目(YSBR-055)资助

子阱内构建特定的射频(radio frequency, RF)电场,可以将离子约束在阱中心附近的较小区域,加上高真空使离子处于较为孤立的环境,这样就可实现对离子的精密研究,通过获取被囚禁离子的精确的跃迁谱线,从而向外输出时间频率等相关信息。由于基于囚禁的离子这一特性,离子光钟的性能很大程度上取决于被囚禁离子的物理状态。随着离子光钟精度的不断提升,射频囚禁场造成的微运动效应带来的影响成为了限制离子光钟性能的主要因素之一[1,8]。

目前,偶极势阱的相关技术飞速发展[9-12],已经有研究团队在没有射频场而仅利用激光场构建偶极势阱的条件下实现了对离子的囚禁,证明了纯光学囚禁离子的可行性[13],这表明可以通过关闭射频彻底消除其在离子光钟中的微运动影响。当前,已经实现了对钙离子($^{40}Ca^{+}$)钟跃迁谱线的魔幻波长的精密测量[14-15],在魔幻波长的激光场下,离子钟跃迁的交流斯塔克频移(AC-Stark shift)为 0,即不影响离子光钟的钟跃迁频率。基于以上研究基础,提出了全光囚禁钙离子光钟的实验构想,即以全光囚禁的$^{40}Ca^{+}$离子为研究对象的光钟。这一光钟设想的基础是先利用离子阱囚禁离子并进行必要的冷却、微运动优化等,然后在钟跃迁探测阶段将离子的囚禁场由射频场转换为由魔幻波长的激光场构建的偶极势阱,在此条件下被囚禁的离子不会受到射频场引起微运动效应的影响亦不会因为激光场而产生额外的频移进而影响离子光钟的频率探测。

为此,本文研制了一套用于全光囚禁钙离子的离子囚禁装置。结合全光囚禁离子的具体需求,对离子阱、射频系统、真空腔系统等离子囚禁装置的各组成部分均进行了设计和优化。最终,搭建成功并利用该装置实现了在较低频率的射频场下较长时间的离子囚禁,且完全满足全光囚禁离子实验中对离子阱通光孔径和高精度杂散电场补偿的各项要求,为后续全光囚禁钙离子的实验打下了基础,也让全光囚禁钙离子光钟的研究又向前进了一步。

1　全光囚禁的基本原理与实验要求

全光囚禁离子的基本过程是先利用离子阱构建射频场实现对离子的囚禁,然后再将其转入由激光场构建的偶极势阱中进行全光囚禁。这要求全光囚禁离子的实验平台搭建不同于一般射频囚禁(离子)或光学囚禁(原子)的任何一种,在搭建时需要同时考虑离子阱射频场囚禁和激光场偶极势阱囚禁两种情况下的实验需求。

通常,射频囚禁离子系统主要由离子阱和射频系统组成,其中离子阱处在真空腔内部以保证离子所处环境的相对孤立;射频系统在真空外部,通过谐振器将射频信号耦合放大并经过真空馈通连接至离子阱的电极之上以实现射频场的构建。而光学囚禁离子则是让整形好的大功率激光在自由空间直接通过倒视窗入射进真空腔内,并在离子阱中心位置构建偶极势阱。因此,全光囚禁离子装置主要涉及的部件就是离子阱、射频系统和包含真空倒视窗的真空腔系统,接下来分别对其进行讨论。

1.1　离子阱

利用离子阱构建射频场囚禁离子,是基于离子在交变电场中的平衡位置做简谐运动而达到动态平衡来实现的[16]。而全光囚禁离子是基于离子在激光场中感应出的电偶极矩受到激光场的偶极力来实现对离子的束缚的。依据文献[17]中所述,这一偶极力为保守力,其形成的偶极势场为保守势场,表达式如下:

$$U_{dip}(\boldsymbol{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3}\left(\frac{\Gamma}{\omega_0-\omega}+\frac{\Gamma}{\omega_0+\omega}\right)\boldsymbol{I}(\boldsymbol{r}) \tag{1}$$

其中,c 是光速,ω 为激光频率,ω_0 为离子跃迁共振频率,Γ 为共振阻尼,$\boldsymbol{I}(\boldsymbol{r}) = 2\varepsilon_0 c\,|\widetilde{\boldsymbol{E}}|^2$($\varepsilon_0$ 为真空介电常数,$|\widetilde{\boldsymbol{E}}|$为激光场 $\boldsymbol{E}$ 的振幅)为光场强度。可以看出,这一偶极囚禁势是正比于激光光场强度 $\boldsymbol{I}$ 的。

对于聚焦的高斯激光束,其光场强度 $\boldsymbol{I}$ 的空间分布函数为[18]:

$$I(r,z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)}\exp\left(-\frac{2r^2}{w^2(z)}\right) \tag{2}$$

其中,r 和 z 分别为圆柱坐标系下的径向和轴向坐标,P 为激光的功率,而 $w(z)$ 表示轴向坐标 z 处的光斑径向截面半径,满足:

$$w(z) = w_0\sqrt{1+(z/z_R)^2} \tag{3}$$

其中,w_0 为高斯光束的束腰半径,$z_R = \pi w_0^2/\lambda$(λ 为激光波长)为瑞利长度(Rayleigh length)。由此可以得出在位置 $r=0, z=0$ 处,有最大光强 I_0:

$$I(r,z)_{\max} = I_0 = \frac{2P}{\pi w_0^2} \tag{4}$$

由此可见,利用激光场构建的偶极势阱势深正比于激光的功率,反比于激光束腰半径的平方。这表明要想获得较深的偶极势阱即较大的偶极力,在保证较大的激光功率的同时应尽可能减小激光的束腰半径。

基于此,采用将激光扩束后再聚焦的形式来尽可能实现较小的束腰半径,这样使得激光在进入离子阱前为强聚焦的高斯光束。由高斯光束的特性可以知道此时激光虽然在目标位置处束腰半径很小,但是由于其瑞利长度很小,光斑半径会随着远离束腰距离的增加而快速变大。

实际研究中,初步采用 $\lambda = 532$ nm 的激光从轴向打入离子阱位置构建偶极势阱,最终势阱的束腰半径大约

为 $w_0 = 2$ μm，结合式(3)可得在离子阱边缘(取 z 为 20 mm)处的激光束腰半径为 $w_{z=20\ \mathrm{mm}} \approx 1.7$ mm，这就要求离子阱电极边缘处的通光孔径不小于 $2w_z$，即电极间距大于 3.4 mm。

另外，由于被囚禁离子的带电特性，其会受到周边环境电场的影响，尤其是不规则变化的杂散电场。虽然这一影响在离子阱射频囚禁中同样存在，但考虑到射频场能够提供相较于激光场大约 10^7 倍的囚禁势能[19]，故对于射频囚禁离子本身来说通常可被忽略或可被轻易抑制。然而全光囚禁中的离子由于所处偶极势阱相对较浅，也就更容易受到杂散电场等周边环境电场的影响而难以实现囚禁。这一杂散电场反映在离子阱上主要是由其电极上的电压不稳定性带来的。由于电源电压不可避免地存在波动，在采用波动尽可能小的电源的同时还需尽可能降低这一波动对离子阱中心杂散电场的影响。因为电场力是与距离的平方成反比的，所以尽可能加大离子阱电极间距，即增大离子阱电极到阱中心离子处的距离，即可实现在相同电压波动下带来更小的电场力影响。

然而，离子阱电极间距并不能随意增大，考虑到离子阱是基于电极发出的射频场囚禁离子的，过大的电极间距会导致构建射频场需要的射频功率的提升，而随着电极电压的增高，其波动幅度也会相应增大。因此在离子阱设计时需要选取合适的电极间距，才能在保证射频场正常构建的同时减小电极电压波动带来的杂散电场的影响。

1.2 射频系统

以实验上使用的线性保罗阱(Paul 阱)为例(阱构型选择的具体分析见 2.1 节)，根据已有的理论基础[20]，稳定的离子阱需要满足如下条件[21]：

$$\frac{|e|}{m\Omega_{rf}^2}U_{rf}^2\alpha_{rf}^2 > U_{dc}\gamma_{dc} \tag{5}$$

其中，e 为元电荷，m 为离子质量，Ω_{rf} 为射频频率，U_{rf} 和 U_{dc} 分别为射频电极和帽极(直流电极)上的电压，α_{rf} 和 γ_{dc} 分别为射频电极和直流电极的几何因子，表征了外加电压对阱中心电势的影响强度。由 1.1 节的分析可以得出，相较于一般离子囚禁系统的射频构造，全光囚禁离子系统中由于离子阱电极间距的增大需求，其射频系统所需要的输出功率即最终加到电极上的电压必然需要增大。通常，射频信号在射频电极上的振幅均在千伏的量级，为了避免为保持离子稳定而一味地增大电极电压，根据式(5)的结果显示，需要选择较小的射频场振荡频率 Ω_{rf}。

根据已有的实验基础进行分析，相比较当前的钙离子光钟实验系统[2]，全光囚禁钙离子实验中离子阱刀片间距大约是其 5 倍，而预计的射频功率(功率放大器的功率)也在 5 倍左右即电压峰峰值大约$\sqrt{5}$倍，根据电势与距离的平方成反比可以估算出囚禁电势大约仅为其的 $1/\sqrt{5}$。结合式(5)可得用于全光囚禁钙离子的射频系统频率也应该为钙离子光钟实验中使用的频率(~24.8 MHz)的 $1/\sqrt{5}$ 即 11 MHz 附近甚至以下更为合适。

综上所述，需要对射频系统进行改造设计，使其在提供较大的输出功率的同时能够在一个相对较小的振荡频率下稳定运行。

1.3 真空腔系统

无论是偶极势阱还是离子阱，其稳定运行均需要较低的背景气体压力。这是因为与室温下的背景气体粒子的平均动能相比，偶极势阱的势阱深度较小，被囚禁的原子或离子与热的背景粒子的每次碰撞都会导致囚禁粒子的丢失。而在射频囚禁离子阱中，即便背景粒子与被囚禁离子的碰撞不会直接导致其丢失，但每次碰撞都会加热离子，使其无法达到实验所需的较低温度。另外，背景气体还可能与被囚禁离子发生化学反应，比如其中的氢气(H_2)和水汽(H_2O)分子会和 Ca^+相互作用形成氢化钙离子(CaH^+)和氢氧化钙离子($CaOH^+$)等非目标离子而导致囚禁离子的损失。为了降低背景气体的碰撞率，囚禁势阱必然需要处于一个封闭的腔内，其内的背景气体要被主动抽出，形成近似真空的环境。目前实验室真空系统的真空度普遍能够达到 10^{-9} Pa 量级，考虑到全光囚禁离子本身更低的势阱能力，搭建真空度达到小系数 10^{-9} Pa 的真空腔系统更为合适。

另一方面，与 1.1 节中讨论的离子阱电极上电压的不稳定带来的影响类似，真空腔自身也会造成杂散电场的变化，这主要是腔体上包括玻窗、倒视窗在内的诸多电介质材料导致的。由于激光溅射等因素的存在，随着时间的推移，电荷会逐渐在诸多电介质材料表面堆积，形成一个变化的杂散电场。因此在真空腔系统搭建过程中需要尽可能降低或消除这一长期的电荷积累带来的杂散电场变化对离子囚禁的影响。

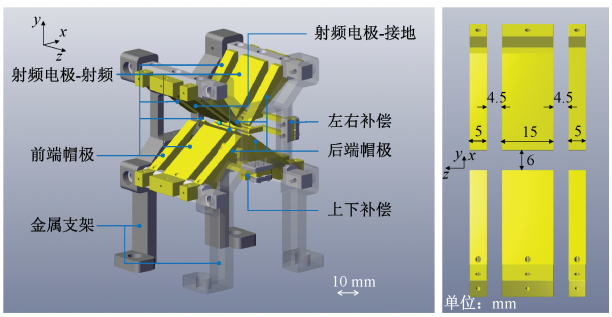
2 装置关键零部件的设计与搭建

2.1 离子阱

当前，较为成熟的离子阱构型有保罗(Paul)阱和潘宁(Penning)阱，但 Penning 阱由于需要特定的磁场来构建且其中的离子是在阱内作圆环运动不适合全光囚禁要求的小局域范围，而 Paul 阱中离子是在阱中心鞍点附近运动因此较为适合。实验中常用的 Paul 阱构型主要有环帽阱[16]，四级杆阱[22]，刀片阱[23]和芯片阱[4]这几种。其中，环帽阱和芯片阱由于轴向帽极对空间的限制，无法通过较大束腰的激光光束而不适合构建偶极势阱；刀片阱和四极杆阱因为可以采用分段式结构，既能够实现精

确控制离子或离子串位置[22,24-25],也能很好满足在轴向大孔径的通光要求。考虑到实验探索期间对电极间距频繁改动的需求以及刀片阱已有的全光囚禁离子的成功经验[21],最终选取分段式刀片型离子阱作为实验最终采用的离子阱构型。

如图 1 所示,全新设计的分段式刀片阱由支撑架、电极接杆、分段式电极和补偿极等组成。前后两个一体式支撑架选用低密度的钛合金材料制作,在加强刚性的同时提高导热效率;4 根电极接杆将支撑架连接,形成离子阱框架为电极提供支撑固定点位,均为高硬度的氧化铝陶瓷材料制成,满足高压绝缘和较高导热率的需求;12 根电极分别固定在 4 根电极接杆上,都使用铜镀金工艺以降低离子阱的加热率,中间 4 根对角成对作为射频电极分别接射频系统输出的两端来构建射频囚禁场,两端 8 根四四成对形成前后两端帽极用于提供轴向的限制力;另外还在水平和竖直方向分设一对补偿电极,同样为铜镀金工艺制作,用于补偿离子在对应方向上的微运动,其与金属支撑架的连接处均以氧化铝陶瓷进行绝缘。



(a) 立体示意图　(b)截面图
(a) 3-D diagram　(b) Sectional view

图 1　刀片阱设计示意图

Fig. 1　Design diagram of the blade ion trap

为满足全光囚禁离子实验的要求,具体设计尺寸为:中间的 12 根电极长度(在陶瓷接杆处延伸出来的方向上)均为 28.3 mm,在陶瓷电极接杆上组装之后各对角电极的间距为 6 mm,即刀片电极距离离子阱中心距离 r_0 = 3 mm;其中射频电极的刀片宽度为 15 mm,两端帽电极的刀片宽度为 5 mm,同列刀片间的横向间距为 4.5 mm。因此轴向对高斯激光光束通过的空间束缚取决于帽电极的最外沿,即距离阱中心 17 mm 处。结合 1.1 节中的分析结果(要求距离阱中心 20 mm 处的通光孔径不小于 3.4 mm),在更短的轴向距离(17 mm)上实现了更大的通光孔径(6 mm),因此以上设计能够很好满足全光囚禁离子实验过程中在轴向构建偶极势阱的通光要求。

实验中,这一刀片型离子阱直接通过其金属支撑架固定于真空腔体的底部法兰上,与整个系统良好接地;外界射频系统产生的射频电压通过高压电馈通(型号 Power Feedthroughs - KF Flanged 3 000 V,Kurt J. Lesker)进入真空腔与两对射频电极相连;而两端帽极、两侧补偿极等上的直流电压则均是通过普通电馈通连接上外部直流电压源后所得。为了抑制较高频率的电路噪声,在直流电馈通前端还接入了低通滤波器并将其放入金属屏蔽盒内,以进一步降低传递到电极上的电噪声。具体接线和尺寸示意图均在图 1 中展示。

2.2　螺旋谐振器

射频系统作为离子囚禁中的重点部分,其工作形式如下所述:由商用信号源产生特定频率和功率的射频信号,在经过功率放大器放大后,利用谐振器进行阻抗匹配将其耦合到离子阱射频电极上,进而构建射频囚禁场。为了将放大后的射频功率尽可能多地传输到离子阱射频电极上,实验中通常使用具有高品质因子(quality factor,Q 因子)的谐振器来实现这一阻抗匹配,在起到电压增益的同时也可充当一个良好的滤波器[26]。

当前,钙离子光钟普遍采用的是基于印刷电路板(printed circuit board,PCB)设计的谐振器,与之配套使用的功率放大器的功率一般只在 5 W 左右[2-3]。考虑到全光囚禁离子实验中对射频功率的更大要求,功率放大器的额定功率需要更大,预计到 20~30 W,这就要求用来进行阻抗匹配的谐振器具有高 Q 因子(不低于 100[21])的同时能够耐受更高的射频电压,螺旋谐振器(helical resonator)作为一种结构简单、容易调节、具有高功率耐受等特性的高 Q 因子的谐振器而被采用[27]。

螺旋谐振器是利用线圈互感来实现阻抗匹配的,可视为共振电路(次级线圈)和阻抗匹配电路(初级线圈)的结合。通常,共振电路由一个大线圈组成,其外部是一个柱形屏蔽筒,直径和长度分别为 D 和 B,内部螺旋线圈的匝数、绕组节距和螺旋直径分别为 N、τ 和 d,使用的金属线直径为 d_0,相关部分示意简图如图 2 所示。而阻抗匹配电路则是由一个小线圈组成,具有大小、位置易调节的特性,可以更好地实现阻抗匹配。除了设计搭建初可以通过改变线圈匝数来调节谐振器谐振频率外,螺旋谐振器还可以在输出端(接离子阱射频馈通处)并入一个可调电容来实现对谐振频率的连续精密调节。

根据螺旋谐振器的一般设计要求[27],其 Q 因子可近似表示为:

$$Q = 50D\sqrt{f_0} \tag{6}$$

其中,D 以英寸(in)为单位,f_0 为谐振器的谐振频率,以兆赫兹(MHz)为单位。因此,在目标谐振频率相对较低的前提下,增大屏蔽筒直径可以有效提高谐振器的 Q 因子。考虑到实验平台空间限制和实际工厂加工的材料易获取性和成本,选取直径 D = 160 mm 的紫铜管作为谐振器的屏蔽筒原料。螺旋线则选用含铜量不低于 90%

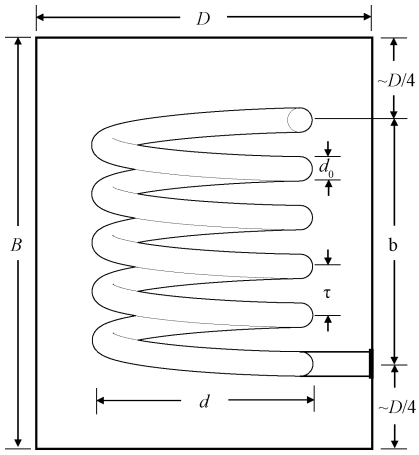


图 2 螺旋谐振器简图

Fig. 2 Outline sketch of a helical resonator

的实心紫铜线绕制,实心铜线电阻小可减小阻抗消耗降低发热,也能在一定程度上提高系统的 Q 因子。对于目标谐振频率在 11 MHz 的实验要求,线圈匝数 N 在 20 左右较为合适;直径 d 需要满足 $0.45 < d/D < 0.6$,选取 $d=80$ mm;螺旋线圈轴向长度 b 应限制在 $b/d > 1$,选取 $b = 200$ mm;则可得螺旋线圈绕组节距为 $\tau = b/N = 10$ mm;而屏蔽筒总长度 B 要求满足 $B \approx b + D/2$,所以选取 $B = 280$ mm;至于螺旋线直径 d_0 要求 $0.4 < d_0/\tau < 0.7$,则选取 $d_0 = 5$ mm。以上参数和相关材料说明均在表 1 中列出。

表 1 螺旋谐振器的设计参数

Table 1 Design parameters of the helical resonator

设计参数	符号	数值
柱形屏蔽筒直径	D	160 mm
柱形屏蔽筒长度	B	280 mm
螺旋线圈直径	d	80 mm
螺旋线圈绕组节距	τ	10 mm
螺旋线圈匝数	N	20
螺旋线圈长度	b	200 mm
螺旋线直径	d_0	5 mm
螺旋线圈到外屏蔽层距离	–	40 mm
螺旋线圈材料与规格	–	紫铜,实心
屏蔽筒材料	–	紫铜
螺旋线支撑件材料	–	聚甲醛(POM)

基于以上设计参数,结合实验室已有的螺旋谐振器实验和相关理论经验[26],最终设计完成了一套具有较低谐振频率、较高功率耐受性能的螺旋谐振器,示意图如图 3 所示。

可以看出,次级螺旋线圈是采用组合式加工而成,屏

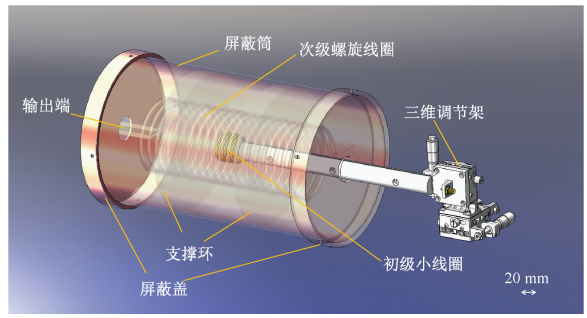


图 3 螺旋谐振器示意图

Fig. 3 Schematic diagram of the helical resonator

蔽筒两端加装了铜盖用于屏蔽射频防止其向外漫射,将绕制好的螺旋线一端焊接于屏蔽筒内固定形成共地,另外的输出端通过在屏蔽盖上开孔与接地导线一起并行伸出,其与屏蔽盖之间进行了良好绝缘,后续将接到与离子阱射频电极相连的真空高压电馈通上。需要注意的是,由于最终成型螺旋线圈尺寸较大,为保证其机械稳定性即不发生影响射频性能的抖动和变形等,在线圈周围加了两个由具备良好电化学性质的电介质材料制成的支撑环来进行良好固定。阻抗匹配电路的初级线圈绕制圈数一般在 3~5 圈,将其固定于硬质电介质材料制成的支架上,从输入侧屏蔽盖孔中伸入,在外部选用三维位移台(型号 TSD-405SL, OptoSigma)来固定以实现精密调节,不同于早期的直接将初级线圈固定于屏蔽盖上的方案,这种设计可以更好调节谐振器的阻抗匹配以实现更高 Q 因子和更大电压增益。

在工厂加工完成并按照图 3 组装了螺旋谐振器之后,利用扫频仪对其进行了频率扫描和耦合分析,得到如图 4 所示的空载扫频结果。

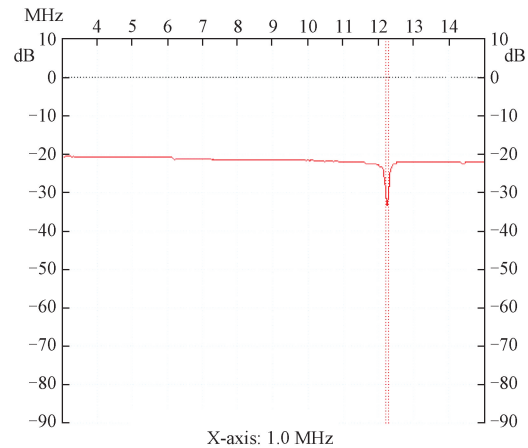


图 4 谐振器空载扫频结果

Fig. 4 Frequency scanning result of the resonator under no-load condition

图 4 中共振峰的中心频率值为 12.210 384 MHz,其

中两条虚线则为-3 dB 带宽边线,对应的频率值分别为 12.186 336 MHz 和 12.258 480 MHz。根据 Q 因子的简易计算公式[26]:

$$Q = \frac{\omega_0}{\delta\omega_0} \tag{7}$$

其中,ω_0 为谐振频率即共振峰的中心频率,$\delta\omega_0$ 为共振峰的半高全宽,结合测量结果可以得出这套螺旋谐振器在空载下有 $Q \approx 170$,符合实验要求。

考虑到接入射频系统与离子阱进行连接后,由于离子阱电容的存在,谐振器共振频率还会进一步降低,当前 12 MHz 左右的空载谐振频率能够恰好满足实验需求,无需在输出端并联可调电容,这也避免了因并联电容而产生对 Q 因子的进一步影响。

3　离子囚禁装置的评估与测试

3.1　杂散电场的模拟评估

由于全光囚禁实验相比较射频囚禁离子最大的要求就是杂散电场的良好补偿[28],因此对设计好的离子阱进行了杂散电场的模拟评估。将 2.1 节中完成的刀片阱设计图纸导入模拟程序,将一对射频电极接地,另外一对上设置电压 1 000 V,模拟射频电压处于峰峰值时的情况。轴向的前后两端的帽极均设置 10 V 电压,而在径向的上下和左右两个方向的补偿极则将电压均设置在 0 V,如图 5 所示。

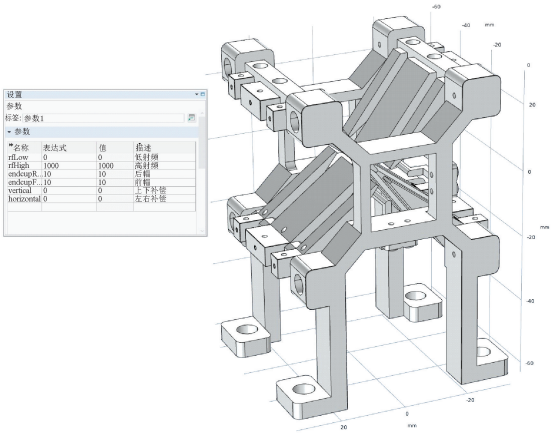
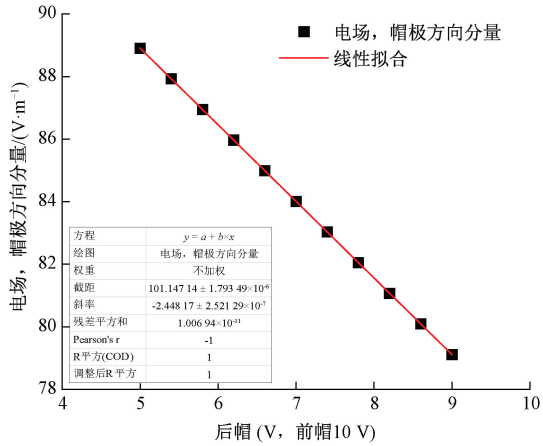


图 5　模拟参数的设置界面

Fig. 5　User interface for setting simulation parameters

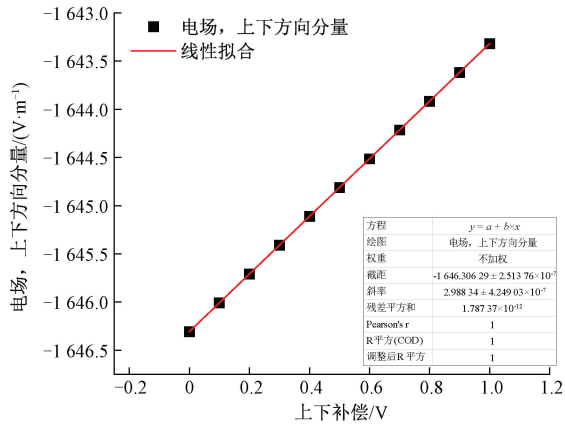
对帽极、上下补偿极和左右补偿极等直流电极上的电压进行参数化扫描,得到对应变化下离子阱中心位置各方向上电场的变化曲线,分别如图 6(a)、(b)和(c)所示。

通过对模拟结果进行拟合可得,帽极电压对阱中心轴向电场的影响为 2.448 17 V/m/1 V,上下补偿极电压对阱中心轴向电场的影响为 2.988 34 V/m/1 V,左右补偿极电压对阱中心轴向电场的影响为 3.272 43 V/m/1 V。实验中,直流电极的电压均能够控制在 20 mV 的波



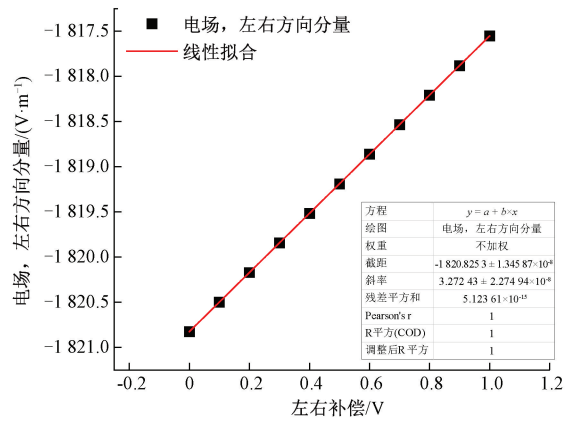
(a) 帽极电压与对应方向电场分量的关系

(a) Relationship between the voltage on the endcap and the corresponding electric field



(b) 上下补偿极电压与对应方向电场分量的关系

(b) Relationship betweenthe voltage on the compensating electrode in the y-directionandthe corresponding electric field



(c) 左右补偿极电压与对应方向电场分量的关系

(c) Relationship betweenthe voltage on the compensating electrode in the x-directionand the corresponding electric field

图 6　离子阱电场随电极电压变化的模拟曲线

Fig. 6　Simulation curve of the electric field as a function of the voltage on the electrodes of the ion trap

动范围内,因此对于实验研究中的单个$^{40}Ca^{+}$离子来说,3 个方向上产生的杂散电场力均能够控制在 10^{-20} N 量级甚至更低。

通常,全光囚禁实验中偶极势阱在径向产生的偶极力能达到不小于 10^{-19} N[19],比新设计的刀片阱杂散电场的剩余力大至少一个量级。因此,这套离子阱装置能够满足全光囚禁离子的实验要求。

3.2 射频系统的测试评估

离子阱和螺旋谐振器分别加工组装好之后,首先将二者相连测试螺旋谐振器负载后的谐振频率,得到如下图 7 所示的负载扫频结果。

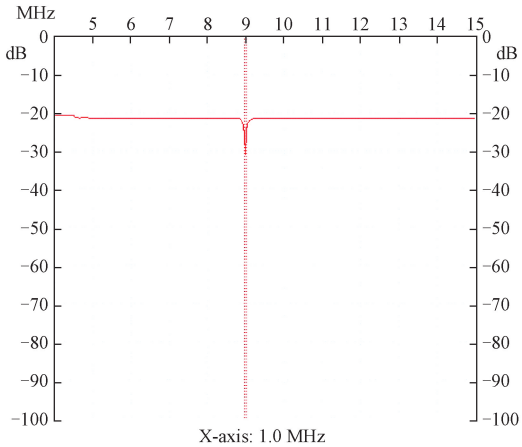


图 7 谐振器负载扫频结果

Fig. 7 Frequency scanning result of the resonator under load condition

结果表明,在连接离子阱后谐振器的谐振频率为 9.586 509 MHz,两侧 −3 dB 带宽边界频率分别为 9.578 990 MHz 和 9.594 028 MHz,折算 Q 因子大约为 640,相比较空载时有大幅提升,主要归因于组装连接过程进行了更精密的线圈调节和频率扫描。

按照图 8 所示搭建射频系统。首先将螺旋谐振器屏蔽筒与真空腔体(也即离子阱金属支架)进行良好共地,然后利用高精度射频信号源(型号 EXG N5171B, Agilent)产生射频信号,再经由额定功率为 30 W 的功率放大器(型号 LZY−22+, Mini-Circuits)进行放大,而后在将信号接入螺旋谐振器之前串联一个耦合器(Coupler,型号 ZFBDC20-61HP-S+, Mini-Circuits)对放大器输出端进行监测,通过示波器(型号 DS1104, Rigol)监视 Coupler 反馈出来的透射和反射信号,根据其功率比可以判断射频系统耦合效率。由于射频系统会向空间发射电磁波影响实验室其他实验仪器设备的正常工作,而且其本身也较容易受环境电磁场的影响,实验中在采用双层同轴屏蔽线作为射频系统的连接线外还在连接线外层裹上一层铜编织带屏蔽相关电磁影响,以提高射频系统的稳定性。

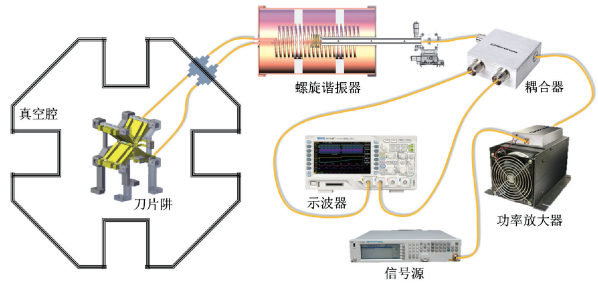


图 8 离子阱与射频系统示意图

Fig. 8 Schematic diagram of the ion trap and RF system

参考 Coupler 反馈给示波器的透射和反射信号,经过精密调节初级线圈和信号源输出射频的频率和功率,获得了较为理想的共振耦合,最终得到的耦合频率 Ω_{rf} 为:

$$\Omega_{rf} = 9.33(1)\ \text{MHz} \tag{8}$$

这将作为最终囚禁离子的射频囚禁频率。此谐振频率下,根据示波器所示的透射(Vpp_{tra})反射(Vpp_{ref})信号评估螺旋谐振器电压增益效果,可得电压增益 κ 为:

$$\kappa = \frac{Vpp_{tra}}{Vpp_{ref}} \approx 20 \tag{9}$$

结合 30 W 的射频输入功率可知在射频电极上最终能够产生约两千伏的电压振幅。

3.3 离子囚禁装置的搭建与试验

对于全光囚禁离子实验装置所需要的超高真空,从材料选择上就需要谨慎考虑。相较于常用的不锈钢材料,钛合金在密度、机械强度、放气率和热稳定性等方面具备更优异的性能,更适合制备超高真空。选用定制的钛合金腔体(Kimball Physics)作为真空腔的主体,真空内的金属支撑部件如钙靶支撑、离子阱支撑、固定螺丝等也均采用钛合金材料,其他电学金属件如导线、电极等则都是选用了无氧铜材料在满足高真空要求的同时降低电阻提高导电性能,至于非金属部件如绝缘层、连接杆则是选用耐压且韧性优良的氧化铝陶瓷制备而成。以上所有真空部件组装前均在装有丙酮的超声波清洗机中进行了清洗除杂。

由于真空腔上的玻窗、倒视窗等电介质材料的存在,其引起的杂散电场随时间的漂移问题不可忽略。初期的实验研究表明,在玻璃内侧附上导电层可以明显降低这一影响[29],此次改变组装导电玻璃的搭建方式,自行设计并联系工厂定制了有氧化铟锡(Indium tin oxide, ITO)镀膜的玻窗、倒视窗等,直接将其装配在真空腔系统上。

按照以上要求,将离子阱组装好后放入真空腔内安装、连线,再用无氧铜铜圈对真空腔上的玻窗、倒视窗和电馈通等进行封装,之后通过机械泵和分子泵的组合对其进行初步的真空抽取。在真空腔内部真空接近

10^{-6} Pa 的时候,让整个真空腔系统在 150℃ ~ 180℃ 下烘烤数天,并持续用机械泵和分子泵机组进行真空抽取。约两周后降至室温,通过冷阴极真空压力计测得真空腔真空可达 3×10^{-9} Pa,满足实验预期。后续通过离子泵和升华泵组合成的复合泵对真空腔系统进行真空维持。

完成包含离子阱的真空腔系统的真空制备后,将射频系统与之相连,离子囚禁装置基本搭建完成,结合已有的成像光路和时序控制系统[30]实现对离子的成列囚禁,如图 9 所示。

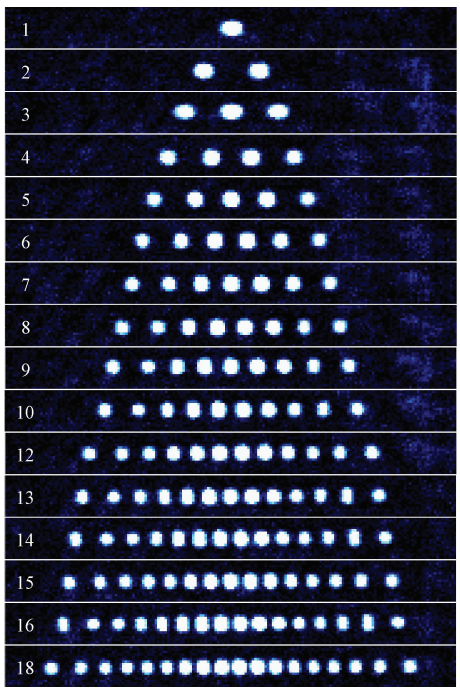


图 9　不同数量$^{40}Ca^{+}$离子晶体的 CCD 成像

Fig. 9　CCD images of different numbers of $^{40}Ca^{+}$ ion crystals

可以看出,利用这套离子囚禁装置,可以实现离子的轻松载入,并能够以实验所需数量稳定保持一维离子晶体结构长达数十小时甚至数天之久。

3.4　偶极势阱的搭建与全光囚禁实验

在实现长时间稳定的射频囚禁离子之后,利用大功率(~6 W)的 532 nm 激光搭建了全光囚禁钙离子的偶极势阱。将偶极光先扩束再强聚焦之后,直接在离子阱中心(即射频场囚禁离子位置)形成束腰半径在 3 μm 左右的偶极势阱,通过声光调制器(acousto-optic modulators, AOM)控制该势阱的构建与否,详细设置参见文献[30]。

实验中,先在射频囚禁场中产生、俘获、囚禁单个$^{40}Ca^{+}$离子,并对其进行多普勒(Doppler)冷却。接着,在优化了离子微运动和补偿了杂散电场之后关闭冷却光,在离子位置构建偶极势阱并关闭射频场,一段时间(Δt_{opt})后恢复射频场和冷却光并取消偶极势阱,观察离子状态,相关时序简图如图 10 所示。若离子状态依旧,则可判断在时间 Δt_{opt} 内实现了只有偶极势阱存在的钙离子全光囚禁,Δt_{opt} 即为离子的全光囚禁时间。

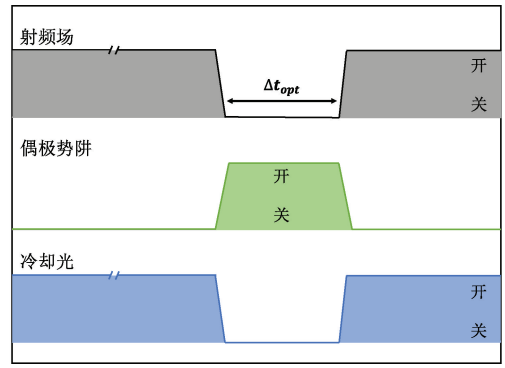


图 10　钙离子全光囚禁实验的时序简图

Fig. 10　Sequence diagram of all-optical trapping of $^{40}Ca^{+}$ ion

实验中,考虑到偶极势阱的势深较浅,为增加全光囚禁钙离子的实验成功几率,可以选择偏振梯度冷却(polarization gradient cooling, PGC)等亚 Doppler 冷却的方案将钙离子冷却到更低温度。参考相关实验研究成果[31],在图 1 所示的 x-z 平面内与 x 轴 45°夹角的方向上构建了 PGC,由于该方向冷却光束与离子三维运动方向均有夹角,故能实现三维方向的 PGC。这样在最终的全光囚禁实验中,只需要在 Doppler 冷却之后再加一段 PGC 过程即可,其余实验过程与图 10 中所示相同。

4　结　　论

通过设计模拟并加工制造刀片型离子阱和设计搭建低谐振频率的射频系统,成功研制了一套可用于全光囚禁钙离子的囚禁离子装置。该装置能够以不超过 10^{-20} N 的杂散力水平很好地满足全光囚禁离子实验中对杂散电场补偿的精度要求,且具有直径达 6 mm 的通光孔径来满足偶极光的通过需求。利用该装置实现了对钙离子以 9.33(1) MHz 的低射频频率但长达数十小时的射频场囚禁。通过这一装置完全可以进行囚禁钙离子的实验研究,并为后续实现全光囚禁钙离子提供了夯实的实验基础。使得通过全光囚禁离子来消除钙离子光钟的微运动效应、进而提升光钟性能这一构想又向前迈进了一步。

致谢

谨以此文纪念李天初老师。感谢一直关心、支持我们的全光囚禁离子实验以及相关的重点研发计划项目和基金委重点项目。

参考文献

[1] HUNTEMANN N, SANNER C, LIPPHARDT B, et al. Single-Ion atomic clock with 3×10^{-18} systematic uncertainty[J]. Phys. Rev. Lett., 2016, 116(6): 063001.

[2] HUANG Y, ZHANG B, ZENG M, et al. Liquid-nitrogen-cooled Ca^+ optical clock with systematic uncertainty of 3×10^{-18}[J]. Phys. Rev. Applied, 2022, 17(3): 034041.

[3] ZENG M, HUANG Y, ZHANG B, et al. Toward a transportable Ca^+ optical clock with a systematic uncertainty of 4.8×10^{-18}[J]. Phys. Rev. Applied, 2023, 19(6): 064004.

[4] BREWER S M, CHEN J S, HANKIN A M, et al. $^{27}Al^+$ quantum-logic clock with a systematic uncertainty below 10^{-18}[J]. Phys. Rev. Lett., 2019, 123(3): 033201.

[5] ZHANG Z, KYLE J. A, RATTAKORN K, et al. $^{176}Lu^+$ clock comparison at the 10^{-18} level via correlation spectroscopy[J]. Sci. Adv., 2023, 9(18): eadg1971.

[6] CCTF: Report of the 21st meeting (2017)[R]. (2017-06).

[7] 黄垚, 陆泽晃, 管桦, 等. 离子光频标的原理和发展[J]. 物理, 2016, 45(7): 423-430.
HUANG Y, LU Z H, GUAN H, et al. Principle and progress of the ion optical frequency standards[J]. Physics, 2016, 45(7): 423-430.

[8] CHOU C, HUME D, KOELEMEIJ J, et al. Frequency comparison of two high-accuracy Al^+ optical clocks[J]. Phys. Rev. Lett., 2010, 104(7): 070802.

[9] FRESE D, UEBERHOLZ B, KUHR S, et al. Single atoms in an optical dipole trap: Towards a deterministic source of cold atoms[J]. Phys. Rev. Lett., 2000, 85(18): 3777-3780.

[10] MASHIMO T, ABE M, TOJO S. Effective trapping of cold atoms using dipole and radiative forces in an optical trap[J]. Phys. Rev. A, 2019, 100(6): 063426.

[11] 宋一桐, 李玮, 徐小斌, 等. 反谐振空芯光纤冷原子导引[J]. 仪器仪表学报, 2023, 44(9): 129-136.
SONG Y, LI W, XU X, et al. Cold atoms guidance into anti-resonant hollow-core fibers[J]. Chinese Journal of Scientific Instrument, 2023, 44(9): 129-136.

[12] LU X, WANG X, LIU Y, et al. Optical dipole-induced anisotropic growth of semiconductors: A facile strategy toward chiral and complex nanostructures[J]. Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A., 2023, 120(12): e2216627120.

[13] SCHNEIDER Ch, ENDERLEIN M, HUBER T, et al. Optical trapping of an ion[J]. Nat. Photon., 2010, 4(11): 772-775.

[14] LIU P L, HUANG Y, BIAN W, et al. Measurement of magic wavelengths for the $^{40}Ca^+$ clock transition[J]. Phys. Rev. Lett., 2015, 114(22): 223001.

[15] HUANG Y, GUAN H, LI C, et al. Measurement of infrared magic wavelength for an all-optical trapping of $^{40}Ca^+$ ion clock[J]. ArXiv Preprint, 2022, ArXiv: 2202.07828.

[16] PAUL W. Electromagnetic traps for charged and neutral particles[J]. Rev. Mod. Phys., 1990, 62(3): 531-540.

[17] GRIMM R, WEIDEMÜLLER M, OVCHINNIKOV Y B. Optical Dipole Traps for Neutral Atoms[M]. Elsevier: Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics, 2000: 95-170.

[18] HARADA Y, ASAKURA T. Radiation forces on a dielectric sphere in the Rayleigh scattering regime[J]. Optics Communications, 1996, 124(5-6): 529-541.

[19] SCHNEIDER C, ENDERLEIN M, HUBER T, et al. Influence of static electric fields on an optical ion trap[J]. Phys. Rev. A, 2012, 85(1): 013422.

[20] LEIBFRIED D, BLATT R, MONROE C, et al. Quantum dynamics of single trapped ions[J]. Rev. Mod. Phys., 2003, 75(1): 281-324.

[21] ALEXANDER LAMBRECHT. Optical ion trapping with regard to ultracold atom-ion experiments[D]. Freiburg: Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 2017.

[22] DU L J, CHEN T, SONG H F, et al. Compensating for excess micromotion of ion crystals[J]. Chin. Phys. B, 2015, 24(8): 083702.

[23] FRIEDENAUER A. Simulation of the quantum ising model in an ion trap[D]. München: Maximilians-Universität ,2010.

[24] DU L J, SONG H F, LI H X, et al. Determination of ion quantity by using low-temperature ion density theory and molecular dynamics simulation[J]. Chin. Phys. B, 2015, 24(11): 113703.

[25] ZHOU P P, CHEN S L, LIANG S Y, et al. Significantly improving the escape time of a single $^{40}Ca^{+}$ ion in a linear paul trap by fast switching of the endcap voltage[J]. Chin. Phys. Lett., 2020, 37(9): 093701.

[26] SIVERNS J D, SIMKINS L R, WEIDT S, et al. On the application of radio frequency voltages to ion traps via helical resonators[J]. Appl. Phys. B, 2012, 107(4): 921-934.

[27] MACALPINE W, SCHILDKNECHT R. Coaxial resonators with helical inner conductor[J]. Proc. IRE, 1959, 47(12): 2099-2105.

[28] KARPA L. Trapping single ions and coulomb crystals with light fields[M]. Cham: Springer International Publishing, 2019.

[29] 王淼, 陈正, 黄垚, 等. 线形离子阱杂散电场漂移的测量与优化[J]. 量子电子学报, 2023, 40(1): 127-132.
WANG M, CHEN Z, HUANG Y, et al. Measurement and optimization of stray electric field shifts of linear ion trap[J]. Chinese Journal of Quantum Electronics, 2023, 40(1): 127-132.

[30] WANG M, CHEN Z, HUANG Y, et al. Setup of a dipole trap for all-optical trapping[J]. Chin. Phys. B, 2021, 30(5): 053702.

[31] LI W, WOLF S, KLEIN L, et al. Robust polarization gradient cooling of trapped ions[J]. New J. Phys., 2022, 24(4): 043028.

作者简介

陈正,2017 年于武汉大学获得学士学位,现为中国科学院精密测量科学与技术创新研究院博士研究生,主要研究方向为囚禁离子物理和精密谱测量。
E-mail:chenzheng17@ mails. ucas. ac. cn

Chen Zheng received his B. Sc. degree from Wuhan University in 2017, he is currently a doctoral student in Innovation Academy for Precision Measurement Science and Technology, Chinese Academy of Sciences. His main research interests include ion trap physics and precision spectroscopy measurements.

高克林(通信作者),1982 年于华中理工大学(现华中科技大学)获得学士学位,1985 年于中国科学院等离子体物理研究所获得硕士学位,1990 年于中国科学技术大学获得博士学位,现为中国科学院精密测量科学与技术创新研究院研究员,主要研究方向为囚禁离子光频标及精密光谱。
E-mail:klgao@ apm. ac. cn

Gao Kelin (Corresponding author) received his B. Sc. degree from Huazhong Institute of Technology in 1982, received his M. Sc. degree from Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Sciences in 1985, and received his Ph. D. degree from University of Science and Technology of China in 1990. He is currently a research scientist (professor) of Innovation Academy for Precision Measurement Science and Technology, Chinese Academy of Sciences. His main research interests include ion optical frequency standards and precision spectroscopy.