

研究快讯

## 线性 Paul 阱中多组分离子的协同囚禁与参数共振\*

王飞<sup>1)</sup> 钱镜宇<sup>2)</sup> 殷伟博<sup>2)</sup> 王昱寒<sup>2)</sup> 梁玮宸<sup>2)</sup>贾凤东<sup>2)</sup> 薛平<sup>1)†</sup> 钟志萍<sup>2)‡</sup>

1) (清华大学物理系, 低维量子物理国家重点实验室, 北京 100084)

2) (中国科学院大学物理科学学院, 北京 100049)

(2025 年 10 月 12 日收到; 2026 年 1 月 14 日收到修改稿)

在囚禁离子的量子技术中, 对多组分离子混合系统的操控需求日益迫切, 其集体动力学的研究对等离子体物理也具有重要意义. 本文利用离子-原子混合阱, 通过连续光电离被激光冷却的  $^{87}\text{Rb}$  原子, 制备出质荷比呈等差数列的铷离子团簇  $^{87}\text{Rb}_N^+$  ( $N = 1, 2, \dots$ ). 该团簇在线性保罗阱中表现出分谐波序列的径向宏运动频率 ( $\approx 1:1/2:1/3:\dots$ ). 通过扫描囚禁射频场参数并监测飞行时间质谱, 观测到超越单组分离子阱理论的现象:  $^{87}\text{Rb}^+$  离子在单组分离子理论预言的 Mathieu 参数  $q_x$  不稳定区 ( $q_x > 0.908$ ) 仍能保持稳定囚禁. 在扩展的稳定参数区内, 观察到总离子信号在  $q_x(^{87}\text{Rb}^+) \approx \sqrt{2}$  处呈现双尖锐极小. 分析表明, 稳定区的拓展是具有分谐波频率关系的多组分离子产生的协同囚禁效应; 而离子信号极小值则源于囚禁射频场激发原子离子参数共振, 从而导致其损失. 本文阐明了集体相互作用在多组分离子动力学中的关键作用, 为量子体系中的选择性离子操控及多组分等离子体物理研究提供了新途径.

关键词: 离子-原子混合阱, 铷离子团簇, Mathieu 参数, 飞行时间质谱, 参数共振

DOI: 10.7498/aps.75.20251381

CSTR: 32037.14.aps.75.20251381

## 1 引言

离子阱中的囚禁离子体系是量子信息处理、量子模拟与精密测量研究的理想平台. 近年来, 多组分离子体系迅速发展, 通过引入异类离子间的协同操控与相互作用, 极大拓展了该平台的物理内涵与技术能力, 催生出一系列前沿交叉应用. 在量子信息科学中, 该体系实现了量子逻辑光谱学与协同冷却, 使得对无法直接激光冷却或探测的离子的精密研究成为可能; 在天体物理与实验室等离子体研究中, 该体系为模拟致密天体内部的复杂库仑晶体及多组分等离子体输运性质提供了独特的实验窗口<sup>[1-3]</sup>.

量子逻辑光谱学是该体系的一项关键测量技术, 其核心是将一个原子离子 (作为“逻辑离子”或“传感离子”) 与待测研究对象 (“光谱离子”) 协同囚禁于同一势阱中. 该技术具备两种典型应用模式: 其一, 以逻辑离子作为量子传感器, 间接实现对光谱离子内部量子态的精确读取与操控; 其二, 以传感离子作为经精确标定的场强探针, 通过监测其内态频移反演阱中的扰动场强度, 并借助光谱离子的响应进行比对与补偿, 从而为光钟等系统提供无需外部标定的原位诊断与修正方案<sup>[4-6]</sup>. 这些能力使量子逻辑光谱学成为量子科学、分子物理、离子-中性化学反应动力学及精密测量等领域的重要工具<sup>[7-11]</sup>.

\* 北京市自然科学基金 (批准号: 1262044, 1252033)、中国航空科学基金 (批准号: 20230022161001) 和国家自然科学基金 (批准号: 61975091, 61575108) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xuep@tsinghua.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: zpzhang@ucas.ac.cn

协同冷却作为另一项基础技术,指无法通过直接激光冷却或探测的离子,通过与一种可激光冷却的离子相互作用实现自身冷却<sup>[12-15]</sup>. 该技术与量子逻辑光谱学共同构成多组分离子体系的核心能力,而二者的有效实施均以对不同离子种类的精确协同操控为关键前提. 目前,相关研究主要建立在双组分离子体系之上,对更广泛的多组分体系的探索仍亟待深入. 拓展至多组分情形,有望突破现有技术的能力边界,为复杂离子系统的精密探测开辟新范式.

在等离子体物理与天体物理领域,库仑晶体广泛存在于从实验室尘埃等离子体到中子星外壳与白矮星核心等体系中. 当前研究正逐渐从理想的单组分或二元模型,转向更能反映现实复杂性的多组分等离子体系统,例如 X 射线暴灰烬中所含电荷分布广泛的多组分离子体系. 对该体系的研究不仅是强耦合等离子体物理的前沿方向,更构成了连接微观物理与宏观天体现象的关键桥梁:通过在离子阱中囚禁与冷却不同种类的离子,可在微观尺度上构造高度可控的多组分离子库仑晶体,模拟天体环境下的物理条件. 这一干净模型为直接验证多组分库仑等离子体的理论框架与数值模拟提供了关键实验平台,相关成果对致密星体演化建模、实验室等离子体诊断等具有重要价值<sup>[16-18]</sup>.

尽管多组分离子体系在量子信息与精密测量中展现出独特优势,在某些高精度实验中亦带来挑战. 例如,在离子光钟等实验中,痕量杂质离子的存在会显著影响目标离子的性能<sup>[19]</sup>. 因此,如何在维系多组分体系优势的前提下,实现对特定离子的选择性操控与精准移除,已成为离子阱研究中的一个关键科学问题. 在这一背景下,选择性离子移除技术对于维持量子系统的纯净度、提升光谱探测精度具有不可替代的作用<sup>[20-22]</sup>.

在离子阱中,多种离子共存时其库仑耦合会诱发复杂的集体动力学行为. 然而,现有理论模型多基于单组分或弱耦合近似,难以准确描述多组分情形下的实际物理图像. 近年来,实验研究已在<sup>40</sup>Ca+<sup>9</sup>Be+双组分库仑晶体中观测到径向宏运动频率因耦合而产生的相互靠近现象<sup>[23]</sup>,表明耦合效应不可忽略. 然而,对于由更多离子种类构成的多组分离子体系,其集体动力学行为仍缺乏系统性的实验研究.

本研究基于离子-原子混合阱实验平台,通过连

续光电离磁光阱中的冷<sup>87</sup>Rb原子,制备了质荷比呈等差分布的铷离子团簇( $^{87}\text{Rb}_N^+$  ( $N = 1, 2, \dots$ )). 通过分别扫描囚禁射频场的频率与振幅,并利用飞行时间质谱进行测量,研究了多组分离子体系的协同囚禁特性,且进一步探索了基于参数共振实现高选择性离子移除的实验方法.

## 2 实验方法

本文的研究基于离子-原子混合阱平台. 采用的装置基于文献<sup>[24]</sup>的方案构建,详细描述于文献<sup>[25]</sup>. 简单地说,该装置由标准的铷原子磁光阱和线性 Paul 阱组成,原子云和离子云在空间上几何中心是重合的,科学腔是一个内部半径约为 90 mm、高度约为 74 mm 的多面体扁平非磁性不锈钢腔体. 磁光阱的性能参数如下:冷铷原子的总数 $N_0$ 约为 $1 \times 10^8$ ,冷原子的密度为 $(2-4) \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ,冷原子云的 $1/e$ 半径约为 0.5 mm,温度 $T$ 约为 200  $\mu\text{K}$ . 本文的线性 Paul 阱结构包含四根相互平行的射频电极杆、两个端电极及若干固定件<sup>[25]</sup>. 射频电极杆的直径约 3 mm,长度为 10 cm,杆间距 15 mm;端电极呈圆环形状,内径 10 mm,轴向设有约 $1^\circ$ 的豁口以断开圆环,可避免产生涡流电场,两个端电极的轴向中心间距为 10 cm. 工作时,四级杆中的一对接射频 $+U_{\text{RF}}$ ,另一对接反相射频 $-U_{\text{RF}}$ ,两个端电极加载相同的正电压,以此实现离子的囚禁与导出. 线性 Paul 阱深度约为 0.7 eV,能囚禁的最大离子数约为 $10^6$ ,离子温度在 $10^3-10^4$  K 之间. 离子通过冷却光与连续半导体电离光(波长 $\lambda_{\text{ion}}$ 为 478.8 nm)对冷铷原子进行两步光电离制备,初始温度由能量-动量守恒决定,与原子温度相近.

离子阱的空间方向通常以其对称轴(轴向,记为 $z$ ,即四极杆的方向)和与之垂直的平面(径向,与四极杆垂直的平面)来定义. 径向位置由平面矢量 $\mathbf{r} = (x, y)$ 表征,其分量 $x$ 与 $y$ 指向两个相互垂直的径向. 阱中心附近的电势表达式为<sup>[26,27]</sup>

$$\Phi(x, y, z, t) \approx [U_{\text{DC}} + U_{\text{RF}} \cos(\Omega_{\text{RF}} t)] \frac{x^2 - y^2}{r_0^2} + \frac{\kappa U_{\text{END}}}{z_0^2} \left( z^2 - \frac{x^2 + y^2}{2} \right), \quad (1)$$

其中 $U_{\text{DC}}$ 为射频信号直流偏置的幅度, $U_{\text{END}}$ 为端电极上施加的直流电势, $U_{\text{RF}}$ 为囚禁射频场的峰值

电压 (即囚禁射频场的振幅),  $\Omega_{\text{RF}}$  为囚禁射频场的角频率. 本文中所有实验, 固定  $U_{\text{DC}}$  和  $U_{\text{END}}$  值分别为 0 V 和 90.0 V. 囚禁射频场峰值电压和角频率在相应结果图的说明给出.  $r_0 = 9.1$  mm 为四级杆距离离子阱中心轴的最小距离,  $z_0 = 50$  mm 为端电极距离离子阱中心的最小距离.  $\kappa = 0.065$  是几何因子, 取决于阱的几何形状, 通过 COMSOL Multiphysics 软件仿真确定.

本文的线性 Paul 阱径向和轴向阱深分别为 [28]

$$D_r = \frac{e^2 U_{\text{RF}}^2}{m r_0^2 \Omega_{\text{RF}}^2} - \frac{e \kappa U_{\text{END}} r_0^2}{2 z_0^2} \propto \frac{U_{\text{RF}}^2}{\Omega_{\text{RF}}^2},$$

$$D_z = \kappa e U_{\text{END}}, \quad (2)$$

其中  $e$  为离子所带电荷量,  $m$  为离子质量.

在这样的势场中, 单组分子离子或弱耦合多组分子离子的动力学行为由参数  $a_u$  和  $q_u$  刻画的 Mathieu 方程描述 [29,30], 具体形式见 (3) 式. 其中,  $q_u$  参数与所施加射频场的频率  $\Omega_{\text{RF}}$  和振幅  $U_{\text{RF}}$  直接相关.

$$\frac{d^2 u(\tau)}{d\tau^2} + (a_u - 2q_u \cos 2\tau)u(\tau) = 0, \quad u = x, y, z, \quad (3)$$

$\tau = \Omega_{\text{RF}} t / 2$ .  $a_u$  和  $q_u$  为 Mathieu 参数.

$$q_x = -q_y = \frac{4eU_{\text{RF}}}{m r_0^2 \Omega_{\text{RF}}^2}, \quad q_z = 0, \quad (4)$$

$$a_x = a_y = -\frac{a_z}{2} = \frac{-4e\kappa U_{\text{END}}}{m z_0^2 \Omega_{\text{RF}}^2}. \quad (5)$$

当离子阱射频信号直流偏置  $U_{\text{DC}} = 0$  时, 第一稳定区域开始于  $q_x = 0$ , 结束于  $q_x = 0.908$ . 离子的径向宏观运动频率为 [9,23]

$$\omega_r = \frac{\Omega_{\text{RF}}}{2} \sqrt{\left(-\frac{4eU_{\text{RF}}}{m r_0^2 \Omega_{\text{RF}}^2}\right)^2 / 2 - \frac{8\kappa e U_{\text{END}}}{m z_0^2 \Omega_{\text{RF}}^2}}$$

$$\approx \left(\frac{\sqrt{2}eU_{\text{RF}}}{m r_0^2 \Omega_{\text{RF}}}\right). \quad (6)$$

这个离子的径向宏观运动频率表达式中, 开方的第二项很小, 可以忽略, 所以有该近似  $\omega_r \approx \left(\frac{\sqrt{2}eU_{\text{RF}}}{m r_0^2 \Omega_{\text{RF}}}\right)$ . 离子的轴向宏观运动频率为 [9,23]

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2\kappa e U_{\text{END}}}{m z_0^2}}. \quad (7)$$

对于本文的实验装置, 离子的轴向宏观运动频率  $\omega_z$  约为 10 kHz, 离子的径向宏观运动频率  $\omega_r$  与囚禁射频场参数  $\Omega_{\text{RF}}, U_{\text{RF}}$  有关, 与离子质量近似成反比, 见 (6) 式.

在多组分子离子体系中, 如何实现对特定种类离子的精确识别与操控, 是质谱分析和反应过程控制等应用的核心挑战. 现有的离子操控技术多种多样, 其中基于共振激发的操控方法因具有出色的质量选择性而备受关注. 这类方法主要通过两种不同的物理机制实现: 位移驱动和参数共振 [31]. 位移驱动通过施加一个独立的振荡电场力, 平移势阱整体位置, 驱动离子进行受迫振动. 而参数共振是通过周期性地调制囚禁势阱本身的参数 (例如射频场的幅度, 即势阱的“刚度”)[32], 当调制频率是离子宏观运动频率的整数倍数时, 激发离子运动振幅呈指数增长, 直至从阱中逃逸, 从而实现质量选择. 文献 [31] 的研究表明, 参数共振的线宽远比位移驱动的窄.

囚禁射频场的频率通常远高于离子的宏观运动频率, 其主要作用是给离子提供动态约束势, 而不会直接激发离子共振. 然而, 当射频场频率恰为离子宏观运动频率的整数倍 (最低为 2 倍) 时, 会直接激发参数共振使离子加热逸出. 此时, 对应的 Mathieu 参数  $q_x$  为  $\sqrt{2}$ , 证明如下:

$$\omega_r \approx \frac{\Omega_{\text{RF}}}{2} \sqrt{\frac{1}{2} q_x^2} = \frac{\Omega_{\text{RF}}}{2} \rightarrow q_x = \sqrt{2}. \quad (8)$$

如前所述,  $q_x > 0.908$  时, 离子已无法稳定囚禁, 故目前尚无直接利用囚禁射频场激发参数共振的实验报道. 现有的实验均通过对囚禁射频场进行频率调制来实现, 其调制频率与离子的参数共振频率相等 [31,33].

每个实验周期如图 1 所示, 首先开启磁光阱, 装载冷原子至稳定; 然后保持磁光阱开启, 同时打开电离光和离子阱, 从而产生和囚禁带电粒子. 持续光电离冷原子一段时间  $T_{\text{reac}}$  后, 同时关闭磁光阱、电离光和靠近微通道板的端电极 (图 1 的 Endcap2), 保持囚禁射频场和远离通道板的端电极 (图 1 的 Endcap1) 开启, 此时离子会受到指向微通道板的电场作用, 沿轴向被导向微通道板; 当离子打到微通道板上后, 经过电子倍增效应放大信号, 进而得到离子飞行时间质谱信号.

在典型的飞行时间质谱中, 可观测到两个非对称的谱峰. 其中, 飞行时间较短的谱峰 (谱峰 1) 强度较高且峰形较窄; 而飞行时间较长的谱峰 (谱峰 2) 则强度较低且峰形较宽. 我们前期工作 [34] 表明, 谱峰 1 和谱峰 2 分别归属于原子离子  $^{87}\text{Rb}^+$  与铷分子离子  $^{87}\text{Rb}_N^+$  ( $N = 2, 3, \dots$ ).

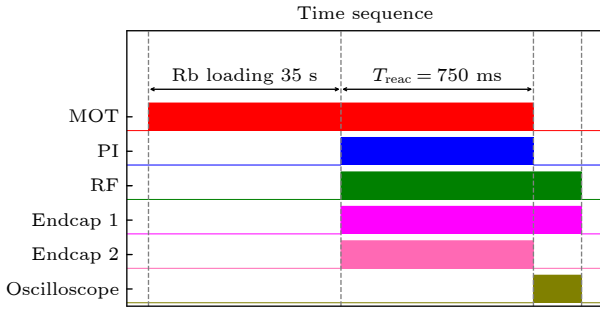


图 1 实验的时序图. 首先, 磁光阱装载至冷原子饱和, 装载时间 35 s; 随后同时开启 478.8 nm 电离光和离子阱, 磁光阱、电离光、离子阱共同作用时间为  $T_{\text{reac}}$ ; 最后关闭磁光阱、电离光和靠近微通道板的端电极 (Endcap2), 并导出离子飞行时间质谱. 本文中的实验  $T_{\text{reac}}$  均为 750 ms

Fig. 1. Time sequence. Load the magneto-optical trap for 35 s until the cold atoms are saturated; then turn on the 478.8 nm ionization light and the ion trap. Keep the magneto-optical trap, ionization light, and ion trap on together for a duration of  $T_{\text{reac}}$ ; then turn off the magneto-optical trap, ionization light, and the endcap electrode near the microchannel plate (Endcap2), and export the ion time-of-flight mass spectrum. In all experiments,  $T_{\text{reac}} = 750$  ms.

铷分子离子  $^{87}\text{Rb}_N^+$  ( $N = 2, 3, \dots$ ) 产生的原因是 [34]: 离子-原子混合阱中, 磁光阱能够持续稳定地产生冷原子, 而光电离冷原子过程所形成的离子密度高, 在空间上与原子云重叠, 进而较大的离子-原子碰撞截面确保了在足够短的距离内发生反应碰撞. 更为重要的是, 离子阱能有效存储带电的反应产物, 为后续的级联反应 (如  $^{87}\text{Rb}^+ + ^{87}\text{Rb} \rightarrow ^{87}\text{Rb}_2^+$ ,  $^{87}\text{Rb}_2^+ + ^{87}\text{Rb} \rightarrow ^{87}\text{Rb}_3^+$ ) 生成多原子团簇提供了可能 [34]. 为从谱峰中提取强度与宽度信息, 我们基于梁玮宸等 [35] 的工作, 采用 Gumbel 型极值分布函数对飞行时间质谱进行了拟合.

实验误差主要由以下因素引起: 电离光强度测定的不确定度 1%—5%, 激光频率/波长测定的不确定度—冷却/捕获激光、再泵浦激光和探测/成像激光为 1 MHz, 当  $\lambda_{\text{ion}} = 478.8$  nm 时为 600 MHz. 在本文中, 实验误差主要由统计误差决定. 每个数据点均由三次重复测量取平均得到, 其误差由该组数据的标准偏差给出.

### 3 结果与讨论

通过分别调节线性 Paul 阱射频场的频率与振幅, 测量了在磁光阱、电离光与线性 Paul 阱共同作用时间为 750 ms 条件下获得的飞行时间质谱, 并得到了对应的总离子数, 结果如图 2 所示. 实验

发现, 两条总离子数随  $q_x$  ( $^{87}\text{Rb}^+$ ) 变化的曲线基本重合. 这一现象与 (3) 式所描述的 Mathieu 方程的预期行为一致: 离子在阱中的运动状态由 Mathieu 参数  $a_u$  和  $q_u$  ( $u = x, y, z$ ) 共同决定. 尽管在实际调节射频场频率或振幅时, 参数  $a_u$  和  $q_u$  均会发生变化, 但由于通常满足  $a_u \ll q_u$ ,  $a_u$  变化的实际影响可予忽略; 此时, 离子运动的稳定性主要取决于  $q_x$  (及  $q_y$ ) 的取值. 因此, 当  $q_x$  保持不变时, 离子的运动状态也应基本一致.

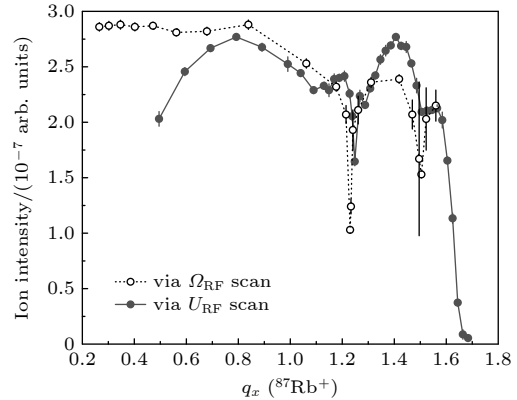


图 2 总离子数随原子离子 ( $^{87}\text{Rb}^+$ ) 的 Mathieu 参数  $q_x$  的变化关系. 总离子信号由飞行时间质谱进行测量, 每个数据点为三次独立测量的平均值. 实心圆点: 通过将囚禁射频场峰值电压固定为 140.0 V 并扫描其频率来改变  $q_x$  ( $^{87}\text{Rb}^+$ ) 参数. 空心圆点: 通过将囚禁射频场频率固定为 350.0 kHz 并扫描其峰值电压来改变  $q_x$  ( $^{87}\text{Rb}^+$ ) 参数

Fig. 2. Total ion number as a function of the Mathieu parameter  $q_x$  for atomic ions  $^{87}\text{Rb}^+$ . The total ion signal was obtained from time-of-flight mass spectra. Each data point represents the average of three measurements. Solid dots: the  $q_x$  ( $^{87}\text{Rb}^+$ ) parameter was varied by scanning the frequency of the trapping RF field while its peak RF voltage was fixed at 140.0 V. Hollow dots: the  $q_x$  ( $^{87}\text{Rb}^+$ ) parameter was varied by scanning the peak RF voltage of the trapping RF field while its frequency was fixed at 350.0 kHz.

图 2 显示, 总离子数随  $q_x$  ( $^{87}\text{Rb}^+$ ) 的变化表现为: 在  $q_x$  ( $^{87}\text{Rb}^+$ ) =  $\sqrt{2}$  附近出现两个极窄的极小值点, 而在其他  $q_x$  ( $^{87}\text{Rb}^+$ ) 区间内, 总离子数基本维持在一个饱和水平. 值得注意的是, 即使在  $q_x$  ( $^{87}\text{Rb}^+$ ) > 0.908 的理论不稳定区域, 总离子数也未出现显著下降. 然而, 在  $q_x$  ( $^{87}\text{Rb}^+$ ) < 0.7 的区间内, 通过扫描射频场振幅所得的总离子数明显低于在相同  $q_x$  ( $^{87}\text{Rb}^+$ ) 条件下扫描频率所获得的结果.

下面从以下三个方面展开分析: 首先, 探讨  $q_x$  ( $^{87}\text{Rb}^+$ ) < 0.7 时两种扫描方式所导致的总离子数差异; 其次, 证实  $q_x$  ( $^{87}\text{Rb}^+$ ) > 0.908 时铷原子

离子  $^{87}\text{Rb}^+$  仍可稳定存在的实验现象; 最终, 揭示总离子数在特定  $q_x$  ( $^{87}\text{Rb}^+$ ) 处出现极窄极小值的物理机制.

### 3.1 离子阱的阱深对囚禁离子数的影响

如图 2 所示, 在扫描射频场振幅的实验过程中, 当  $q_x(^{87}\text{Rb}^+) < 0.7$  时, 离子数目显著下降; 而在扫描射频场频率的实验条件下, 该区域内的离子数目基本保持不变. 这一现象与离子阱的阱深密切相关. 具体而言, 线性 Paul 阱的径向阱深  $D_r$  取决于射频场的频率与振幅, 如 (2) 式所示,  $D_r \propto U_{\text{RF}}^2 / \Omega_{\text{RF}}^2$ ; 而轴向阱深  $D_z$  则与射频场的频率和振幅无关. 图 3 给出了相对径向阱深  $U_{\text{RF}}^2 / \Omega_{\text{RF}}^2$  随  $q_x(^{87}\text{Rb}^+)$  变化的曲线. 可以观察到, 在  $q_x(^{87}\text{Rb}^+) < 0.7$  的区域, 扫描射频场振幅所对应的径向阱深明显低于扫描射频场频率的情况. 正是由于阱深的这种差异, 导致在该参数范围内, 扫描射频场振幅时捕获的离子总数显著少于扫描射频场频率时的离子总数.

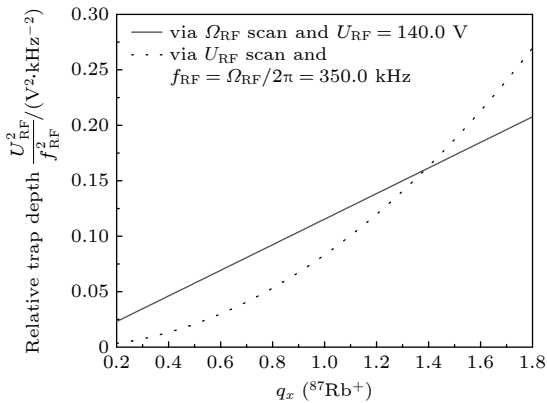


图 3 线性 Paul 阱的相对径向阱深随原子离子 ( $^{87}\text{Rb}^+$ ) 的 Mathieu 参数  $q_x$  的变化关系. 实线:  $q_x(^{87}\text{Rb}^+)$  参数通过固定囚禁射频场峰值电压 (140.0 V) 并扫描其频率来改变. 点线:  $q_x(^{87}\text{Rb}^+)$  参数通过固定囚禁射频场频率 (350.0 kHz) 并扫描其峰值电压来改变

Fig. 3. The radial relative trap depth of our linear Paul Trap as a function of the Mathieu parameter  $q_x$  for atomic ions  $^{87}\text{Rb}^+$ . Solid line: the  $q_x(^{87}\text{Rb}^+)$  parameter was varied by scanning the RF frequency with the peak RF voltage fixed at 140.0 V. Dotted line: the  $q_x(^{87}\text{Rb}^+)$  parameter was varied by scanning the peak RF voltage with the frequency fixed at 350.0 kHz.

### 3.2 拓展的稳定区域: $q_x(^{87}\text{Rb}^+) > 0.908$

如图 2 所示, 在  $q_x(^{87}\text{Rb}^+) > 0.908$  的理论不稳定区, 总离子数未出现明显下降. 为验证这一现象,

我们通过分析离子强度随存储时间的变化关系进行论证, 这里的存储时间是指电离光、离子阱、磁光阱共同作用  $T_{\text{reac}}$  时间后, 电离光和磁光阱关闭, 离子阱保持开启的时间  $T_{\text{Hold}}$ , 然后测量此时的飞行时间质谱, 获得离子数信息. 图 4 展示了囚禁射频场频率 346.0 kHz、振幅 140.0 V 时 ( $q_x(^{87}\text{Rb}^+) \approx \sqrt{2}$ ), 在 0—250 ms 存储时间内 (此区间内飞行时间质谱可清晰分辨原子离子与分子离子峰), 原子离子与分子离子强度的变化趋势. 可以明显看出, 原子离子强度在这个存储期间基本保持不变, 而分子离子强度则随时间显著衰减. 分子离子强度的下降主要源于离子阱有限的囚禁能力及其解离过程导致的损失. 相比之下, 原子离子强度近似恒定, 是阱中离子损失与分子离子解离生成原子离子两个竞争过程动态平衡的结果. 这一结果表明, 原子离子在阱中具有较高的稳定性. 若原子离子本身的损失速率较高, 即使存在分子离子解离的持续贡献, 其信号强度仍应随存储时间增加而下降; 而实验所观测到的稳态行为, 正支持了原子离子可在扩展  $q_x$  值条件下稳定存在的结论.

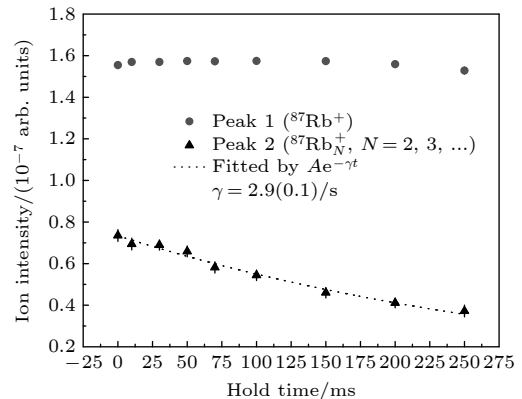


图 4 原子离子与分子离子信号强度随存储时间的变化关系. 点线为对分子离子数据的指数衰减拟合曲线. 实验条件: 囚禁射频场频率 346.0 kHz, 峰值电压 140.0 V ( $q_x(^{87}\text{Rb}^+) = 1.52$ ,  $\omega_r(^{87}\text{Rb}^+)/2\pi = 185.5$  kHz). 每个数据点为三次测量的平均值

Fig. 4. Signal intensities of atomic and molecular ions as a function of storage time. The dotted line is an exponential fit to the molecular ion data. Experimental conditions: trapping RF frequency 346.0 kHz, peak RF voltage 140.0 V ( $q_x(^{87}\text{Rb}^+) = 1.52$ ,  $\omega_r(^{87}\text{Rb}^+)/2\pi = 185.5$  kHz). Each data point is the average of three measurements.

为进一步定量评估原子离子的稳定性, 本文对离子损失速率进行了上限分析. 我们对实验建模, 给出了原子离子、分子离子和总离子数的速率方程如下 [34]:

$$\begin{aligned}\frac{dI_m}{dt} &= -(k_d + \gamma_m) I_m, \\ \frac{dI_a}{dt} &= k_d I_m - \gamma_a I_a, \\ \frac{d(I_a + I_m)}{dt} &= -\gamma_m I_m - \gamma_a I_a,\end{aligned}\quad (9)$$

其中,  $I_m, I_a$  分别表示铷分子离子数和铷原子离子数;  $k_d$  是分子离子解离为原子离子的速率;  $\gamma_m, \gamma_a$  分别表示铷分子离子和铷原子离子在阱中的损失速率.

实验中观测到的总离子数衰减反映了所有离子在阱中的损失速率 (不考虑解离), 如图 5 所示, 近似为指数衰减, 对应的损失速率为  $0.76(0.03)/s$ , 相应的寿命约为 1.3 s. 为了估算原子离子损失速率的上限, 这里采取了一个保守假设, 即所有观测到的总离子数损失均源自原子离子, 不考虑分子离子在阱中的损失速率. 在这一最坏情形下, 可以推得原子离子的囚禁寿命下限约为 1.3 s. 该寿命远长于分子离子的特征衰减时间 (见图 4, 约 0.34 s), 可以确信, 原子离子在拓展的  $q$  值条件下确实具有极高的稳定性. 这一保守估计为我们的定性观测提供了有力的定量支持.

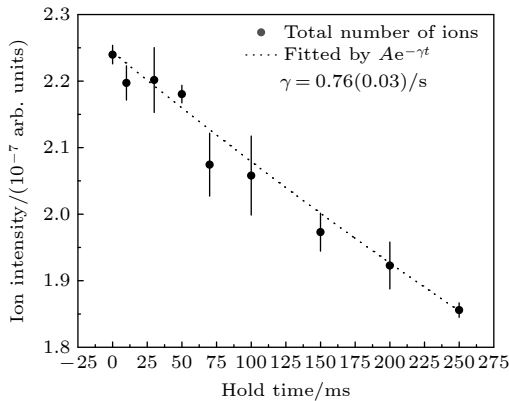


图 5 总离子数随存储时间的变化关系. 点线为对分子离子数据的指数衰减拟合曲线. 实验条件: 囚禁射频场频率 346.0 kHz, 峰值电压 140.0 V ( $q_x(^{87}\text{Rb}^+) = 1.52$ ,  $\omega_r(^{87}\text{Rb}^+)/2\pi = 185.5$  kHz). 每个数据点为三次测量的平均值  
Fig. 5. Signal intensities of atomic and molecular ions as a function of storage time. The dotted line is an exponential fit to the molecular ion data. Experimental conditions: trapping RF frequency 346.0 kHz, peak RF voltage 140.0 V ( $q_x(^{87}\text{Rb}^+) = 1.52$ ,  $\omega_r(^{87}\text{Rb}^+)/2\pi = 185.5$  kHz). Each data point is the average of three measurements.

从图 2 所示的结果可以观测到, 总离子数在  $q_x(^{87}\text{Rb}^+) \approx \sqrt{2}$  附近呈现具有双极小值的非单调结构. 这一复杂现象无法利用基于独立 Mathieu 方程的单粒子或弱耦合多组分分子理论进行预测

或解释, 该结果清晰地表明在强耦合、多组分且接近参数不稳定边界的体系中, 集体相互作用主导了动力学行为, 超出了现有简化模型的范围.

我们初步将原子离子在  $q_x(^{87}\text{Rb}^+) \approx \sqrt{2}$  时依然能稳定存在的现象, 归因于组分离子的协同囚禁效应: 当体系由一系列质荷比呈等差数列的铷离子团簇  $^{87}\text{Rb}_N^+$  ( $N = 1, 2, \dots$ ) 构成时, 各组分在线性 Paul 阱中的径向宏运动频率近似形成谐波序列 ( $\approx 1:1/2:1/3 \dots$ ), 参见 (6) 式. 在强库仑耦合作用下, 这些宏运动频率构成成分谐波序列的多组分子离子通过集体相互作用, 共同拓展了原子离子的稳定区域.

然而, 这一定性机制尚不足以定量刻画损失曲线中精细的双峰结构. 要揭示其微观物理, 亟需发展基于多离子囚禁动力学方程的全尺度数值模拟. 这面临显著挑战: 在  $q_x \approx \sqrt{2}$  的强不稳定区, 系统的非线性、多体关联性以及多组分集体模式的耦合极为显著. 因此, 发展能够精确处理此类强耦合多体不稳定性的专用数值方法, 不仅是解释本实验结果的关键, 也将是深化对多组分子离子阱集体动力学理解的一项独立而重要的未来理论工作.

### 3.3 囚禁射频场激发的铷原子离子参数共振

现在讨论图 2 中总离子数极小值点产生原因. 首先, 极小值点处没有原子离子存在, 我们对比了频率扫描实验中, 位于两个极小值 (336.0 kHz 与 371.0 kHz) 处及其中间频率点 (346.0 kHz) 的飞行时间质谱, 结果如图 6 所示. 其中, 射频场频率为 346.0 kHz ( $q_x(^{87}\text{Rb}^+) \approx \sqrt{2}$ ) 时的飞行时间质谱, 呈现出两个离子信号峰. 而当射频场频率为 336.0 kHz ( $q_x(^{87}\text{Rb}^+) = 1.5$ ) 时, 其飞行时间质谱与 346.0 kHz 时的飞行时间质谱相比, 第一个谱峰消失, 第二个谱峰的位置则保持不变. 同样地, 离子阱射频频率为 371.0 kHz ( $q_x(^{87}\text{Rb}^+) = 1.2$ ) 时的飞行时间质谱与 346.0 kHz 时的飞行时间质谱对比, 也出现了第一个谱峰消失、第二个谱峰位置基本不变的现象. 同时我们还对比了振幅扫描实验中, 接近两个极小值 (126.0 V 与 152.0 V) 处以及振幅为 142.0 V ( $q_x(^{87}\text{Rb}^+) \approx \sqrt{2}$ ) 的飞行时间质谱, 结果如图 7 所示. 类似地, 极小值点的飞行时间质谱只有第二个谱峰; 离子阱射频振幅为 142.0 V 时, 飞行时间质谱呈现出两个离子信号峰. 这样就

证明了极小值点处没有原子离子存在.

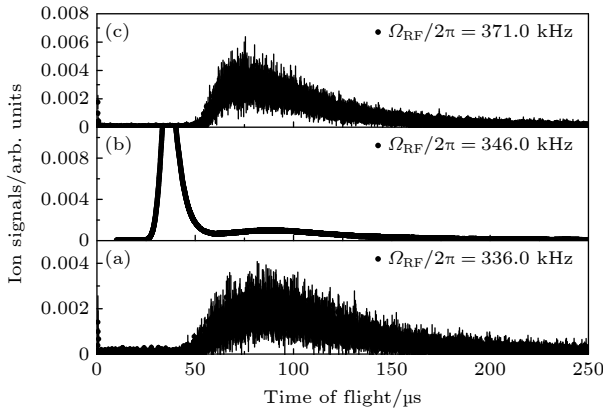


图 6 在固定囚禁射频场的峰值电压 140.0 V 下, 不同囚禁射频场频率测得的飞行时间质谱 (a) 336.0 kHz ( $q_x(^{87}\text{Rb}^+) = 1.61$ ,  $\omega_r(^{87}\text{Rb}^+) = 191.3$  kHz);(b)346.0 kHz ( $q_x(^{87}\text{Rb}^+) = 1.52$ ,  $\omega_r(^{87}\text{Rb}^+) = 185.5$  kHz);(c)371.0 kHz ( $q_x(^{87}\text{Rb}^+) = 1.31$ ,  $\omega_r(^{87}\text{Rb}^+) = 173.0$  kHz). 每个质谱图均为三次测量的平均值

Fig. 6. Time-of-flight mass spectra measured at different trapping RF frequencies with a fixed peak RF voltage of 140.0 V: (a) 336.0 kHz ( $q_x(^{87}\text{Rb}^+) = 1.61$ ,  $\omega_r(^{87}\text{Rb}^+) = 191.3$  kHz);(b)346.0 kHz ( $q_x(^{87}\text{Rb}^+) = 1.52$ ,  $\omega_r(^{87}\text{Rb}^+) = 185.5$  kHz);(c)371.0 kHz ( $q_x(^{87}\text{Rb}^+) = 1.31$ ,  $\omega_r(^{87}\text{Rb}^+) = 173.0$  kHz). Each spectrum is the average of three measurements.

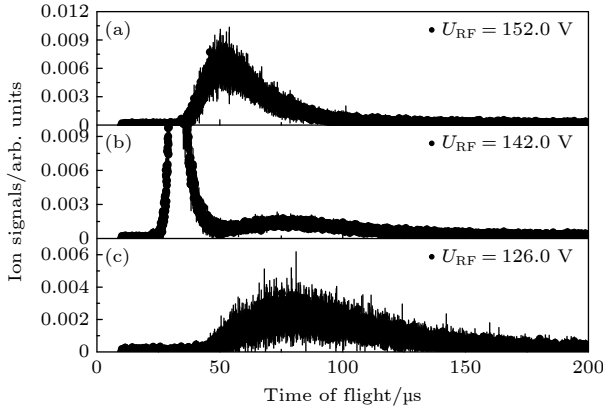


图 7 在固定囚禁射频场频率 (350.0 kHz) 下, 不同囚禁射频场峰值电压测得的飞行时间质谱 (a) 152.0 V ( $q_x(^{87}\text{Rb}^+) = 1.61$ ,  $\omega_r(^{87}\text{Rb}^+)/2\pi = 199.3$  kHz);(b)142.0 V ( $q_x(^{87}\text{Rb}^+) = 1.51$ ,  $\omega_r(^{87}\text{Rb}^+) = 186.9$  kHz);(c) 126.0 V ( $q_x(^{87}\text{Rb}^+) = 1.33$ ,  $\omega_r(^{87}\text{Rb}^+)/2\pi = 164.6$  kHz). 每个质谱均为三次测量的平均值

Fig. 7. Time-of-flight mass spectra measured at a fixed trapping RF frequency of 350.0 kHz with different peak RF voltages: (a) 152.0 V ( $q_x(^{87}\text{Rb}^+) = 1.61$ ,  $\omega_r(^{87}\text{Rb}^+)/2\pi = 199.3$  kHz); (b) 142.0 V ( $q_x(^{87}\text{Rb}^+) = 1.51$ ,  $\omega_r(^{87}\text{Rb}^+) = 186.9$  kHz);(c) 126.0 V ( $q_x(^{87}\text{Rb}^+) = 1.33$ ,  $\omega_r(^{87}\text{Rb}^+)/2\pi = 164.6$  kHz). Each spectrum is the average of three measurements.

这种总离子数在  $q_x(^{87}\text{Rb}^+) = \sqrt{2}$  附近出现两处极小值的现象是由于线性 Paul 阱的囚禁射频场激发了原子离子的参数共振导致原子离子逃逸造成的. 具体说, 首先, 如前所述, 本文的实验表明, 由于多组分离子存在, 离子可以在  $q_x > 0.908$  区域稳定存在. 其次, 如 (8) 式所示, 在  $q_x = \sqrt{2}$  时, 射频场频率是离子径向宏运动频率的两倍, 由此可以激发该离子的参数共振使之逃逸出离子阱, 而分子离子仍被有效约束, 从而导致总离子数下降及飞行时间质谱峰结构变化.

下面指出: 出现两个极小值点与不同种类离子共同囚禁所引起的阱势非线性密切相关. 这种非线性效应导致离子在横向运动方向上出现组合频率耦合, 进而在该  $q$  值附近诱发两个分离的共振凹陷点. 以扫描频率的实验为例, 当离子阱囚禁射频场频率  $\Omega$  为 346.0 kHz 时, 其恰好是铷原子离子径向宏运动频率  $\omega_r$  的两倍, 而铷原子离子的轴向宏运动频率  $\omega_z$  为 10 kHz. 此时, 在 346.0 kHz 附近的囚禁频率范围内会发生参数共振: 由于势阱的不完美性或空间电荷效应, 不同方向的振荡模式发生耦合, 进而产生高阶组合频率  $2\omega_r \pm \omega_z$ , 这与实验观察到的两个凹陷中心——336.0 kHz 和 371.0 kHz 大致对应.

下面对扫描频率和扫描振幅实验中的四个总离子数凹陷进行拟合, 获得了极小值的宽度. 图 8(a) 和图 8(b) 显示了在囚禁射频场振幅固定为 140.0 V 时, 总离子信号随频率的变化. 可以观察到两个明显的极小值点, 对应的频率分别为 371.2(0.2) kHz 和 336.3(0.4) kHz, 半高全宽分别为 2.2(0.4) kHz 和 4.1(1.8) kHz. 对比通过对囚禁射频场进行频率调制来实现参数共振的方法得到的带宽, 文献 [31] 的带宽达到了 1 kHz, 而文献 [33] 通过预激发和参数共振组合, 实现了 240 Hz 的带宽. 本文的带宽与文献 [31] 的结果量级上相当, 这展现出参数共振对特定离子的选择性操控与精准移除. 类似地, 图 8(c) 和图 8(d) 展示了在囚禁射频场频率固定为 350.0 kHz 时, 总离子信号随振幅的变化关系. 在此条件下, 同样观测到两个极小值点. 位于 152.0 V 附近的极小值点较浅且谱线不对称, 因此无法通过洛伦兹线型拟合得到可靠的半高全宽. 而位于 127.3(0.2) V 附近的极小值点, 通过洛伦兹拟合得到的半高全宽为 2.5(0.8) V. 值得注意的是, 在 336.3 kHz 附近的极小值点处, 总离子信号的测量误差较大, 这可能表明该共振点本身不稳定.

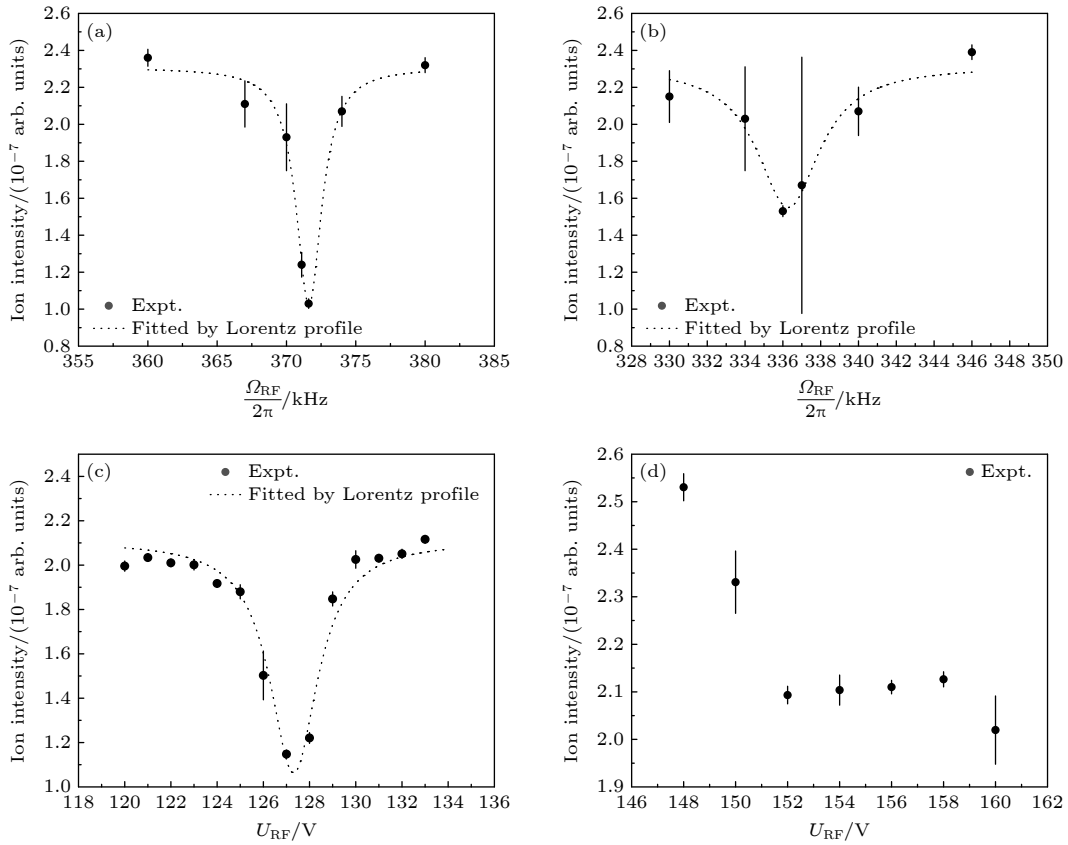


图 8 扫描频率和扫描峰值电压实验中四个总离子数极小值的宽度 (a) 扫描频率实验中 371.0 kHz 附近的离子数极小值; (b) 扫描频率实验中 336.0 kHz 附近的离子数极小值; (c) 扫描峰值电压实验中 127.0 V 附近的离子数极小值; (d) 扫描峰值电压实验中 152.0 V 附近的离子数极小值. 每个数据点均为三次测量的平均值

Fig. 8. Widths of the four ion number binima in the sweep frequency and sweep peak RF voltage experiments: (a) The minimum of ion number near 371.0 kHz in the sweep frequency experiment; (b) the minimum of ion number near 336.0 kHz in the sweep frequency experiment; (c) the minimum of ion number near 127.0 V in the sweep peak RF voltage experiment; (d) the minimum of ion number near 152.0 V in the sweep peak RF voltage experiment. Each data point is the average of three measurements.

## 4 结 论

本文实验探究了由质荷比呈等差数列的铷离子团簇  $^{87}\text{Rb}_N^+$  ( $N = 1, 2, \dots$ ) 构成的多组分体系在线性 Paul 阱中的囚禁特性. 基于离子-原子混合阱, 通过连续光电离制备了质荷比呈等差数列的铷离子团簇. 通过扫描囚禁射频场的频率或振幅改变 Mathieu 参数, 并测量相应的飞行时间质谱获得离子数信息. 实验观测表明,  $^{87}\text{Rb}^+$  原子离子能够在 Mathieu 参数  $q_x > 0.908$  的单组分离子理论不稳定区内维持稳定囚禁, 且其寿命长于团簇分子离子 (见图 2、图 4、图 5). 这一现象无法为单组分离子理论所解释, 我们将其归因于协同囚禁效应, 即具有分谐波频率关系的多组分离子通过集体相互作用, 共同拓展了阱的实际稳定区域.

稳定区域的拓展使得我们能够深入传统理论

中的禁区开展探测. 基于此, 我们在  $q_x(^{87}\text{Rb}^+) \approx \sqrt{2}$  附近观测到总离子信号的两个尖锐极小值 (见图 2). 分析表明, 此现象源于囚禁射频场对原子离子激发的参数共振. 在多组分离子非线性耦合的作用下, 原子离子在不同运动方向上的频率发生关联, 从而产生两个参数共振频率, 使得总离子数  $q_x(^{87}\text{Rb}^+) \approx \sqrt{2}$  附近出现双尖锐极小.

本工作深化了对离子阱中多组分离子动力学的理解, 为在量子体系中实现选择性离子操控及研究多组分等离子体物理开辟了新途径. 未来的研究可聚焦于以下方向: 开展包含离子-离子相互作用的分子动力学模拟, 以定量揭示上述集体效应的微观机制; 同时, 本研究揭示的协同囚禁效应, 也为实现高质荷比离子的高效囚禁与操控提供了新的技术思路.

参考文献

- [1] Tomza M, Jachymski K, Gerritsma R, Negretti A, Calarco T, Idziaszek Z, Julienne P S 2019 *Rev. Mod. Phys.* **91** 035001
- [2] Deiß M, Willitsch S, Hecker Denschlag J 2024 *Nat. Phys.* **20** 713
- [3] Karman T, Tomza M, Pérez-Ríos J 2024 *Nat. Phys.* **20** 722
- [4] Barrett M, Arnold K, Safronova M 2019 *Phys. Rev. A* **100** 043418
- [5] Wolf F 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 083202
- [6] Steinel M, Shao H, Filzinger M, Lipphardt B, Brinkmann M, Didier A, Mehlstäubler T, Lindvall T, Peik E, Huntemann N 2023 *Phys. Rev. Lett.* **131** 083002
- [7] Ma Z X, Zhang B L, Huang Y, Gao K L, Guan H X 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 094204 (in Chinese) [马子晓, 张宝林, 黄垚, 高克林, 管桦 2025 物理学报 **74** 094204]
- [8] Zhang H S, Zhou Y Z, Shen Y, Zou H X 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 013701 (in Chinese) [张洪硕, 周勇壮, 沈咏, 邹宏新 2023 物理学报 **72** 013701]
- [9] Wang C X, He R, Li R R, Chen Y, Fang D, Cui J M, Huang Y F, Li C F, Guo G C 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 133701 (in Chinese) [王晨旭, 贺冉, 李睿睿, 陈炎, 房鼎, 崔金明, 黄运锋, 李传锋, 郭光灿 2022 物理学报 **71** 133701]
- [10] Zawierucha M J, Rehmert T, Keller J, Mehlstäubler T E, Schmidt P O, Wolf F 2024 *Phys. Rev. A* **110** 013107
- [11] Guo S A, Wu Y K, Ye J, et al. 2024 *Nature* **630** 613
- [12] Paul A, Noel C 2024 *Phys. Rev. Appl.* **22** 044033
- [13] Yang X Y, Lin Z D, Mu S Y, Wu W, Wu C W, Xie Y, Chen P X 2024 *Chin. Phys. Lett.* **41** 113702
- [14] Wu Y K, Duan L M 2024 *Sci. Bull.* **69** 3480
- [15] Zalivako I V, Semenín N V, Zhadnov N O, et al. 2025 *Phys. Usp.* **68** 552
- [16] Caplan M 2020 *Phys. Rev. E* **101** 023201
- [17] Caplan M, Yaacoub D 2024 *Phys. Rev. Lett.* **133** 135301
- [18] Kozhberov A 2024 *Phys. Rev. E* **110** 045206
- [19] Huang Y, Zhang B, Zeng M, Hao Y, Ma Z, Zhang H, Guan H, Chen Z, Wang M, Gao K 2022 *Phys. Rev. Appl.* **17** 034041
- [20] Sosnova K, Carter A, Monroe C 2021 *Phys. Rev. A* **103** 012610
- [21] Mao Z C, Xu Y Z, Mei Q X, et al. 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 143201
- [22] Tanaka U, Masuda K, Akimoto Y, Koda K, Ibaraki Y, Urabe S 2012 *Appl. Phys. B* **107** 907
- [23] Li H X, Li M, Zhang Q Y, Tong X 2019 *Chin. Phys. Lett.* **36** 073701
- [24] Ravi K, Lee S, Sharma A, Werth G, Rangwala S 2012 *Nat. Commun.* **3** 1
- [25] Lv S F, Jia F D, Liu J Y, Xu X Y, Xue P, Zhong Z P 2017 *Chin. Phys. Lett.* **34** 013401
- [26] Drakoudis A, Söllner M, Werth G 2006 *Int. J. Mass Spectrom.* **252** 61
- [27] Goodman D S, Sivarajah I, Wells J E, Narducci F A, Smith W W 2012 *Phys. Rev. A* **86** 033408
- [28] Raizen M, Gilligan J, Bergquist J, Itano W M, Wineland D J 1992 *J. Mod. Opt.* **39** 233
- [29] Keller J, Partner H L, Burgermeister T, Mehlstäubler T 2015 *J. Appl. Phys.* **118** 104501
- [30] Sivarajah I, Goodman D, Wells J, Narducci F, Smith W 2012 *Phys. Rev. A* **86** 063419
- [31] Schmidt J, Honig D, Weckesser P, Thielemann F, Schaetz T, Karpa L 2020 *Appl. Phys. B* **126** 176
- [32] Landau L D, Lifshits E M 1960 *Mechanics*, **1** (CUP Archive)
- [33] Yu N, Dehmelt H, Nagourney W 1993 *J. Appl. Phys.* **73** 8650
- [34] Liang W C, Jia F D, Wang F, Zhang X, Wang Y H, Qian J Y, Hu X Q, Wu Y, Wang J G, Xue P, Zhong Z P 2024 arXiv.2303.10360 [physics.atom-ph]
- [35] Liang W C, Wang Y H, Zhang X, Wang F, Jia F D, Xue P, Zhong Z P 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 093401 (in Chinese) [梁玮宸, 王昱寒, 张熙, 王飞, 贾凤东, 薛平, 钟志萍 2023 物理学报 **72** 093401]

RAPID COMMUNICATION

Cooperative confinement and parametric resonance of multi-species ions in a linear paul trap\*

WANG Fei<sup>1)</sup> QIAN Jingyu<sup>2)</sup> YIN Weibo<sup>2)</sup> WANG Yuhan<sup>2)</sup>  
LIANG Weichen<sup>2)</sup> JIA Fengdong<sup>2)</sup> XUE Ping<sup>1)†</sup> ZHONG Zhiping<sup>2)‡</sup>

1) (State Key Laboratory of Low-Dimensional Quantum Physics, Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

2) (School of Physical Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

( Received 12 October 2025; revised manuscript received 14 January 2026 )

Abstract

Trapped ion systems are pivotal for quantum information processing, simulation, and precision measurement. The manipulation of multi-species ion mixtures is not only crucial for advancing quantum technologies but also for fundamental research in plasma physics. However, existing theoretical models, often based on single-species or weakly coupled approximations, cannot accurately describe the complex collective

dynamics of strongly coupled multi-species systems. This work aims to investigate these collective effects experimentally, specifically exploring cooperative confinement in multi-species rubidium ion clusters and establishing a highly selective ion manipulation method via parametric resonance.

An advanced ion-atom hybrid trap system was employed, integrating a rubidium magneto-optical trap (MOT) and a linear Paul trap. Laser-cooled  $^{87}\text{Rb}$  atoms were continuously photoionized to generate multi-species ion clusters  $^{87}\text{Rb}_N^+$  ( $N = 1, 2, \dots$ ), whose mass-to-charge ratios form an arithmetic sequence. The ion dynamics were characterized by scanning the frequency ( $\Omega_{\text{RF}}$ ) and amplitude ( $U_{\text{RF}}$ ) of the confining radio-frequency field and monitoring the corresponding time-of-flight mass spectra. The key parameter for analysis was the radial Mathieu stability parameter  $q_x$ .

The principal findings are as follows. First, we observed that  $^{87}\text{Rb}^+$  ions remain stably trapped at  $q_x > 0.908$ , significantly surpassing the theoretical stability boundary ( $q_x < 0.908$ ) for a single species. A lifetime analysis yielded a lower bound of  $\geq 1.3$  s for these atomic ions under such conditions, far exceeding the characteristic decay time of molecular ions ( $\sim 0.34$  s). This extended stability is attributed to a cooperative confinement effect arising from the collective Coulomb interactions among ions whose secular frequencies form a subharmonic sequence ( $\approx 1 : 1/2 : 1/3 : \dots$ ). Second, within this extended stable region, the total ion signal exhibited two sharp minima near  $q_x(^{87}\text{Rb}^+) \approx \sqrt{2}$ . Mass-resolved analysis confirmed the selective loss of  $^{87}\text{Rb}^+$  atomic ions at these points. This phenomenon is identified as a parametric resonance directly excited by the trapping RF field ( $\Omega_{\text{RF}} \approx 2\omega_r$ ), with the dual-minimum structure presumably induced by trap nonlinearities and coupling to higher-order motional modes (e.g.,  $2\omega_r \pm \omega_z$ ). Finally, the measured resonance linewidths (2.2–4.1 kHz in frequency, 2.5 V in amplitude) demonstrate the high selectivity of this resonant ejection method.

In conclusion, this work experimentally clarifies the dominant role of collective interactions in the dynamics of strongly coupled multi-species ion systems. The discovery of the cooperative confinement effect expands the effective operational parameter space of ion traps, while the direct excitation of parametric resonance by the trapping field provides a novel, high-selectivity pathway for targeted ion removal. These results advance the understanding of multi-component Coulomb systems and open new avenues for applications in quantum technology and laboratory plasma physics. Future work will entail molecular dynamics simulations to quantitatively model the cooperative confinement mechanism.

**Keywords:** ion-atom hybrid trap, rubidium ion clusters, Mathieu parameter, ion time-of-flight mass spectrometry, parametric resonance

DOI: [10.7498/aps.75.20251381](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251381)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251381](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251381)

\* Project supported by the Natural Science Foundation of Beijing, China (Grant Nos. 1262044, 1252033), the Aeronautical Science Foundation of China (Grant No. 20230022161001), and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61975091, 61575108).

† Corresponding author. E-mail: [xuep@tsinghua.edu.cn](mailto:xuep@tsinghua.edu.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [zpzhong@ucas.ac.cn](mailto:zpzhong@ucas.ac.cn)



## 线性Paul阱中多组分离子的协同囚禁与参数共振

王飞 钱镜宇 殷伟博 王昱寒 梁玮宸 贾凤东 薛平 钟志萍

## Cooperative confinement and parametric resonance of multi-species ions in a linear paul trap

WANG Fei QIAN Jingyu YIN Weibo WANG Yuhan LIANG Weichen JIA Fengdong XUE Ping  
ZHONG Zhiping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 070301 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251381

CSTR: 32037.14.aps.75.20251381

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251381>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

铷离子-铷原子混合阱飞行时间谱的拟合和仿真模拟

Analysis and simulation of time-of-flight spectrum in  $\text{Rb}^+$ -Rb hybrid trap

物理学报. 2023, 72(9): 093401 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222273>

线型离子阱中钙离子库仑晶体结构和运动轨迹模拟

Simulation of Coulomb crystal structure and motion trajectory of calcium ions in linear ion trap

物理学报. 2023, 72(1): 013701 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221674>

室温表面电极离子阱中的多离子相干操控

Coherent manipulation of multiple ions in a room-temperature surface-electrode trap

物理学报. 2025, 74(24): 240301 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20251454>

含有Kappa分布电子的多组分等离子体中的(3 + 1)维非线性离子声波

(3 + 1) dimensional nonlinear ion acoustic waves in multicomponent plasma containing Kappa distributed electrons

物理学报. 2022, 71(17): 175201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212255>

量子计算与量子模拟中离子阱结构研究进展

Advances in the study of ion trap structures in quantum computation and simulation

物理学报. 2022, 71(13): 133701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220224>

飞行时间光电子谱仪在超快光学测量实验中的应用

Applications of time-of-flight photoelectron spectrometers in ultrafast optical experiments

物理学报. 2025, 74(15): 154202 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250698>