# 用于囚禁离子量子计算的紧凑型声光偏转器单独寻址系统的设计与表征

Jiyong Yu, [1,2] Kavyashree Ranawat, [1,2] Andrew Van Horn, [1,2] Jacob Whitlow, [1,2,a)] Seunghyun Baek, [3] Junki Kim, [3,4] 和 Jungsang Kim[1,2]1)杜克量子中心，杜克大学，美国北卡罗来纳州达勒姆，邮编 *27701*2)电气与计算机工程系，杜克大学，美国北卡罗来纳州达勒姆，邮编 *27708*3)纳米科学与技术系及成均馆大学先进纳米技术研究院（*SAINT*），成均馆大学，韩国水原，邮编 *16419*4)量子信息工程系，成均馆大学，韩国水原，邮编 *16419*

(*电子邮件： jungsang@duke.edu)

（日期：2026年1月6日）

我们提出了一种紧凑型光束转向系统设计，该系统基于声光偏转器（声光偏转器），用于囚禁离子量子计算的个体寻址。该设计旨在尽量减少光机械自由度和光路，以提高光学稳定性；我们成功实现了占地面积小于1平方英尺的解决方案。系统表征结果表明，我们在355nm波长下获得了纯净的高斯光束，光束转向范围达到 ∼50 倍光束直径，且在五离子链中所有相邻离子处的强度串扰为 $< 9 \times 10^{-4}$。基于这些性能，我们通过实验演示了对30离子链的单独寻址。我们估算声光偏转器的光束切换时间为 ∼240 ns。该紧凑型系统设计有望提供较高的光学稳定性，为长离子链囚禁离子量子计算实现高保真度提供可能。

arXiv:2601.01647v1 [quant-ph] 4 Jan 2026

## I. 引言

量子计算能够解决经典计算机无法处理的问题[1]，，近期实验也展现了量子优势的潜力[2,3]。囚禁离子系统是一个特别有前景的平台，因为它具有高品质量子比特和高保真度量子门操作[4]。近期实验已实现近乎完美的态制备与测量（SPAM）[5–9]、超过一小时的超长相干时间[10,11]，，以及高保真度纠缠门操作[12–18]，这些主要通过离子—激光或离子—微波相互作用实现。

对长离子链中的每个离子量子比特进行精确的单独寻址，也是实现可扩展囚禁离子量子计算架构的关键要素[19–21]。该架构为在具有全连接的量子处理器上实现通用算法提供了一条途径，同时避免了量子门操作之间耗时的穿梭与冷却操作[17,22]。目前已经实现了多种激光单独寻址系统，包括微机电系统（MEMS）[14,23]，多通道声光调制器（AOM）[24–26]、声光偏转器（AOD）[27–29]以及集成光子芯片[30]。在这些方法中，与MEMS反射镜相比，声光偏转器能够在紫外波长下承受更高的光功率预算，从而实现更快的量子门操作。此外，声光偏转器的连续偏转能力缓解了长离子链对离子间距均匀条件的要求，而多通道声光调制器或集成光子芯片通常需要满足这一条件。

在本研究中，我们提出并表征了一种基于声光偏转器的紧凑型单独寻址系统，用于可扩展的囚禁离子量子计算。我们采用创新的光机设计，组装出一个自由度极少的稳定光学系统。我们对系统进行了全面表征，包括光束轮廓、光束转向范围、强度串扰和光束切换时间。表征结果与系统设计目标高度一致，证明了该系统适用于具有长离子链的囚禁离子量子计算。

## II. 系统设计与装配

### A. 光学系统设计

紧凑型声光偏转器单独寻址系统旨在与我们现有的低温囚禁离子量子计算系统集成[31]，，该系统中我们囚禁了一条由 $^{171}Yb^{+}$ 离子构成的离子链。囚禁离子系统的详细描述见参考文献31。我们利用 $^{171}Yb^{+}$ 离子的超精细电子基态作为量子比特来存储量子信息[32]。量子比特态可通过使用355 nm脉冲激光器（Coherent Paladin 355）实现的双光子拉曼跃迁进行操控[24]。激光源发出的355 nm光束被分成两条光路：一束全局光束，同时照射离子链中的所有离子；另有两束单独光束，分别对每个离子进行选择性寻址[33]。全局光束和单独光束采用反向传播几何布局，使净动量冲量能够与离子链的径向运动模耦合。

图1 展示了紧凑型声光偏转器单独寻址系统的光学设计示意图。在我们的实验

a) 当前地址：IonQ, Inc., 美国马里兰州科利奇帕克 20740

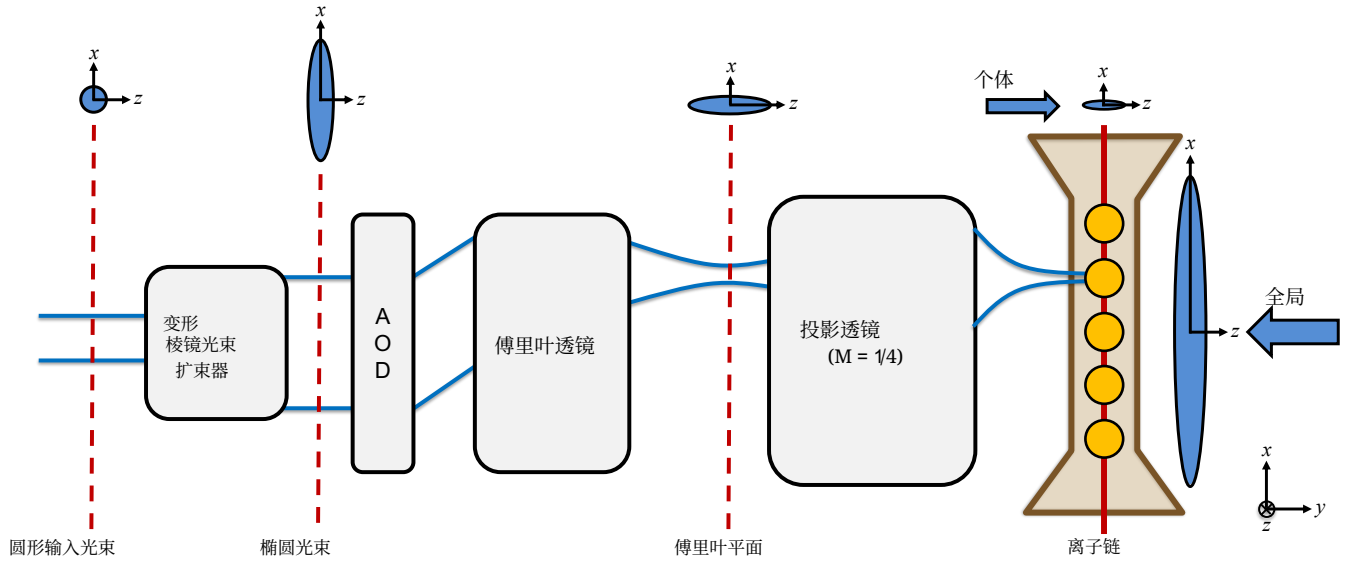



图1. 紧凑型声光偏转器单独寻址系统的光学设计示意图。定制设计的变形棱镜扩束器沿$x$轴扩展圆形准直输入光束，使其长宽比达到4.7，生成光束腰斑为0.32 mm × 1.5 mm的椭圆光束。生成的椭圆光束通过声光偏转器（Brimrose CQD-150-100-355），该器件可在100 MHz射频带宽内以最大6 mrad的偏转角偏转光束。焦距为 ~ 100 mm的傅里叶透镜放置在距离声光偏转器 ~ 100 mm处，将声光偏转器产生的角偏转转换为傅里叶平面上的平行位置平移。傅里叶平面上的半聚焦光束目标设计腰斑为 34 $\mu$m × 7.3 $\mu$m，偏转范围为 600 $\mu$m。通过NA=0.2投影透镜（Photon Gear 18020-ATP）在离子位置实现最终聚焦，在尽量减小光学像差的同时提供4倍缩小。离子位置处的目标光束腰斑约为8.5 $\mu$m × 1.8 $\mu$m，最大偏转范围为 150 $\mu$m。

中，我们使用了一种微加工表面离子阱（桑迪亚国家实验室的Peregrine离子阱）[34]，拉曼光束沿离子阱表面传播。我们将最终光束形状设计为椭圆形，长轴垂直于离子阱表面，以减小光束的数值孔径，从而尽量减少光束在离子阱边缘的截光，同时允许沿离子链方向进行紧密聚焦[33]。定制设计的变形棱镜对光束扩束器可生成具有精确长宽比的椭圆光束。经拉长的光束由声光偏转器偏转，并由傅里叶透镜重新聚焦，从而在傅里叶平面实现平行光束偏转。末级投影透镜将傅里叶平面上的中间聚焦光束成像至离子位置，缩小倍率为4。仿真确认，离子位置处的目标光束腰斑和偏转范围分别约为8。5 $\mu$m × 1。8 $\mu$m和 150 $\mu$m。假设离子间距平均为 ~ 5$\mu$m，则该系统最多可实现对 ~ 30 个离子的单独寻址。

**B. 紧凑型光机系统装配**

传统的原子、分子与光学（AMO）实验系统采用常规光学组件，并在标准光学面包板上使用体积庞大的光机安装架。尽管这种方法为系统设计提供了灵活性，但通常缺乏进行高保真量子门操作所需的机械稳定性。因此，我们采用了一种紧凑的系统设计方案，尽量减少控制自由度并缩短光路，以提升整体光学稳定性。我们采用了多个定制的光机组件和精确的对准流程来实现这一目标。

紧凑型光机系统装配的布局总结如图 2所示。两束单独光束从上游光学模块引入系统[33]经由光子晶体光纤（PCF）[35]。上游光学模块对拉曼光束进行频率、相位和振幅调制，并在光束扫描离子链时补偿由声光偏转器引起的频移。紧凑型变形棱镜对（APP）将每束圆形准直光束转换为椭圆光束。随后，每束光束均通过安装在定制柔性铰链组件上的声光偏转器。一部分偏转光束由光束取样器采样，并聚焦到光电二极管上，以监测光功率波动。

随后，使用非偏振分束器（NPBS）将两束单独光束在空间上重合，并使其依次通过傅里叶透镜和K镜像旋转器。K镜像旋转器由三面按“K”形排列的镜子组成，可使图像绕光轴旋转而不产生横向位移，广泛用于校正图像方向[36]。在我们的设计中，使用K镜像旋转器精确校准声光偏转器的光束偏转方向，使其沿离子链的长度方向。精密光学针孔位于傅里叶平面，用于阻挡声光偏转器产生的不需要的0阶和2阶衍射。

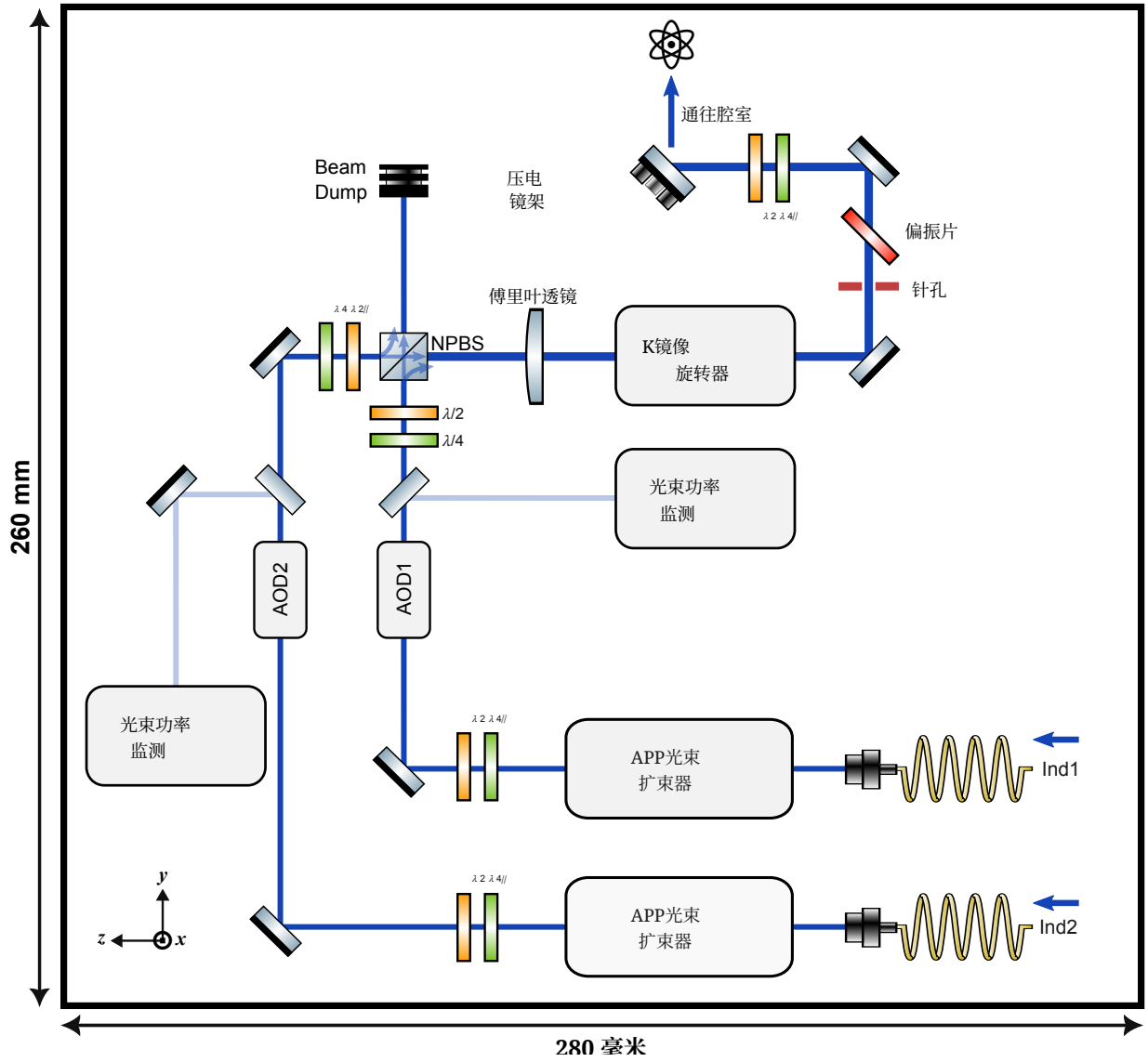



图 2. 紧凑型声光偏转器单独寻址系统的详细示意图。两束单独光束（Ind1 和 Ind2）通过光子晶体光纤，从上游光学装置引出。经准直后，紧凑型变形棱镜对（APP）扩束器将每束单独光束转换为椭圆光束。每束光均由对应的声光偏转器沿$x$ 轴偏转。光束取样器从声光偏转器偏转的光束中分出~0.2%，并将其导向光电二极管，以监测光束功率波动。一个 50:50 非偏振分束器（NPBS）将两束单独光束在空间上合并。傅里叶透镜聚焦光束，并将声光偏转器产生的角偏转转换为傅里叶平面上的平行位移。K镜像旋转器可使光束偏转方向沿离子链对齐。在傅里叶平面处放置一个精密光学针孔，以阻挡声光偏转器产生的 0 级和 2 级衍射。线性 P偏振片用于滤除最终光束中的其他偏振分量。最后，压电运动学镜架（Polaris-K05P2）可对离子位置处的光束对准进行精细调整。该系统结构紧凑，占地面积不到 1 平方英尺。

使用具有高消光比的线性P偏振片对光束的最终偏振进行滤波，这对于最大限度地减小拉曼跃迁的四光子微分斯塔克频移至关重要[37]。

系统装配占地面积小于 1 平方英尺，总有效光学光路长度为 ~51 cm。我们预计，这种体积紧凑且光学光路长度更短的系统能够提升光学稳定性，而这对于实现高保真度量子门操作至关重要。我们将在以下各节。

### C. 紧凑型光机组件

我们使用微型光机组件替代传统笨重的部件。图3（a）展示了用于反射镜的商用运动学安装座（AOSense），图3（b）展示了专为光学波片设计的微型旋转架。这些组件的占地面积小于

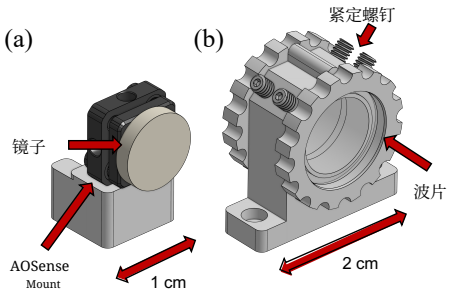



图 3. 用于安装反射镜和波片的紧凑型光机组件。(a) 反射镜安装在市售的微型运动学调整架（AOSense）上。(b) 光学波片安装在定制的旋转安装架上。半波片和四分之一波片可成对安装，以实现任意偏振控制。紧定螺钉可将波片机械锁定。

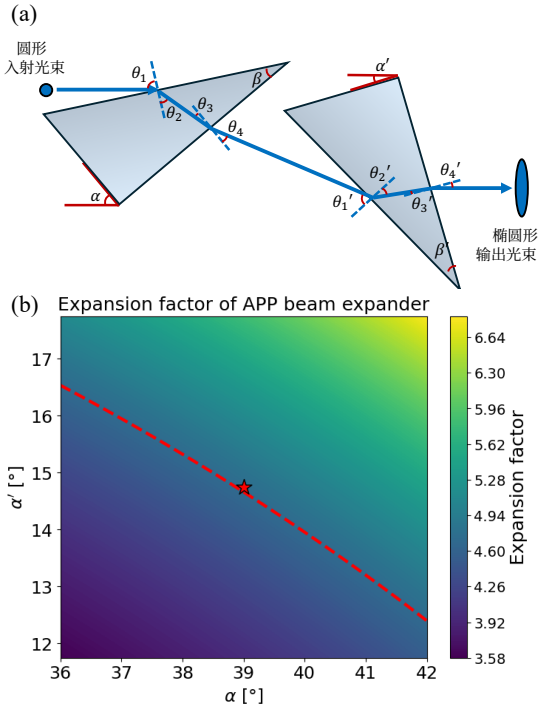



图 4. (a) 变形棱镜对（APP）光束扩束器示意图，标出了所有几何角度。 $\alpha$， $\alpha'$和 $\beta$， $\beta'$是决定光束扩展因子的主要因素。(b) APP 光束扩束器光束扩展因子的数值模拟。仿真中使用了 $\beta = \beta'$的 30°。红色虚线表示满足目标扩展因子 4.7 的条件。红色星号表示实际系统设计参数（$\alpha$， $\alpha'$） =（39.0°，
14 75° 。）。

2厘米2，从而能够在底板上紧凑、高效地布置光束。完成光学对准后，所有组件位置都可以通过机械方式锁定，从而确保长期的光学稳定性。

APP 光束扩束器

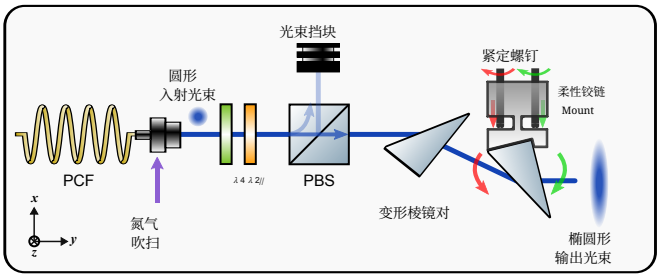



图 5. 图中给出了紧凑型变形棱镜对（APP）扩束器的简化示意图。非保偏光子晶体光纤（NKT Photonics LMA-10-UV-FUD）将光束从上游传输至可通氮气吹扫的准直器（Schäfter +Kirchhoff 60FC-4-S18-49-XV）。氮气吹扫可防止紫外波长下颗粒沉积造成的光纤端面劣化[38]。准直器安装在运动学安装座上，用于初始对准。偏振分束器（PBS）与四分之一波片和半波片配合，提供初始偏振滤波。适当设置 PBS 的几何方向，使沿 $x$ 轴偏振的透射率最大；变形棱镜表面的增透膜也针对这一方向进行了优化设计。第二个变形棱镜安装在柔性安装座上，可精细调整两个棱镜之间的相对角度。每个紧定螺钉均可使第二个棱镜顺时针或逆时针旋转。

### D. 紧凑型变形棱镜对光束扩束器

如第 IIA 节所述，光纤准直器输出的圆形光束会转换为具有所需长宽比的椭圆光束。柱面透镜对可以实现这一功能，但要找到能够精确匹配目标长宽比的现成透镜组合颇具挑战。一种替代方案是变形棱镜对（APP）光束扩束器[39]，，它通过调节棱镜之间的相对角度，灵活控制扩展因子。

图 4(a) 展示了产生椭圆光束的 APP 典型几何结构。各角度与总光束扩展因子之间的关系可通过简单的几何光学进行解析计算[39]。我们利用解析公式进行了数值模拟，以确定 APP 光束扩束器的设计参数。我们采用折射率为 $n \sim 1.476$（波长为 355 nm）且楔角为 $\beta = 30.0°$的熔融石英变形棱镜。图 4(b) 展示了光束扩展因子的等高线图，目标条件以红色虚线表示。我们选取了实际系统设计参数（$\alpha$， $\alpha'$） =（39.0°， 14.75°），其接近目标扩展因子 4.7。

然而，实际 APP 光束扩束器的光束扩展因子可能与目标值存在显著偏差。误差的主要来源是机加工零件和棱镜的有限公差。图4（a）中主要角度的公差为 $|\Delta\alpha| = 1.0°$、$|\Delta\alpha'| = 1.0°$、 $|\Delta\beta| = 0.25°$和$|\Delta\beta'| = 0.25°$。这些公差分别对应约 7%、5%、2% 和 1% 的光束扩展因子误差。装配过程中还可能产生其他误差

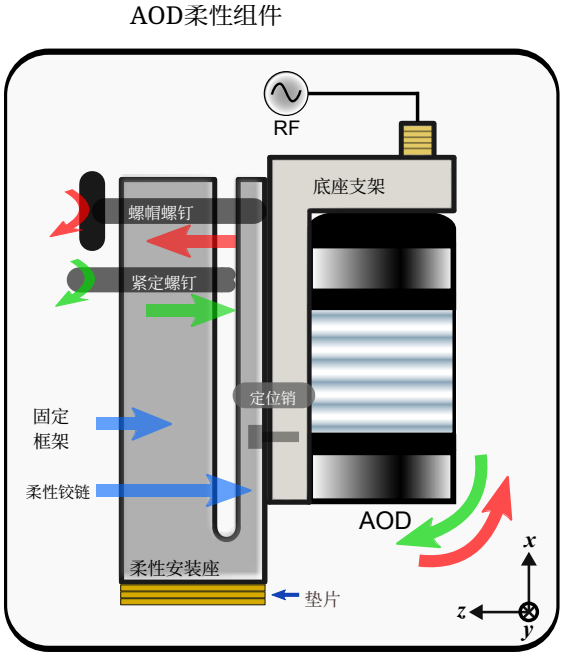



图 6. 图示为柔性安装式 AOD 的简化示意图。AOD 固定在底座支架上，底座支架通过一个定位销和两颗螺帽螺钉连接到柔性安装座。定位销作为枢轴点，使底座支架能够在紧固前相对于柔性安装座转动。这样便可精确匹配布拉格角，从而获得 AOD 的最佳衍射效率。在柔性安装座上安装一颗螺帽螺钉或紧定螺钉。拧紧螺帽螺钉（紧定螺钉）会拉动（推动）底座支架，使图中的 AOD 分别沿逆时针（顺时针）方向转动。使用厚度为 ∼250 $\mu$m 的不锈钢垫片，以补偿 AOD 转动引起的位置偏移。

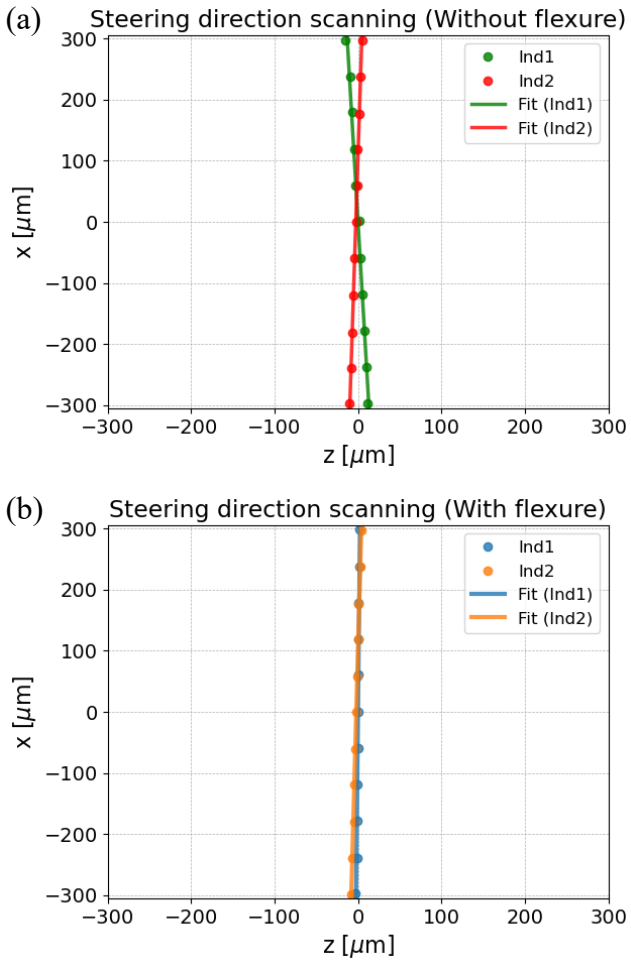



图 7. 傅里叶平面上两束单独光束（Ind1 和 Ind2）的光束转向方向测量。测得的光束转向范围为 600 $\mu$m。(a) 当声光偏转器安装在非柔性安装座上时，偏转方向对准误差为 ∼3。8° (b) 对于安装在柔性支架组件上的声光偏转器，偏转方向对准误差降至 ∼0。7°

，而且难以精确测量。因此，光束扩展因子可能产生 ±15% 或更大的最坏情况误差。装配过程中测得的实际光束尺寸比理想值小 ∼10%，这与公差预算相符。

我们通过将其中一个棱镜安装在双向柔性铰链安装座上来补偿这一误差，如图 5所示。该装置可通过 $\alpha'$ 向任一方向旋转第二个棱镜来微调角度。我们使用两颗紧定螺钉补偿测得的光束扩展因子误差，从而将光束扩展因子精确调整为 4.7。

### E. 用于声光偏转器对准的柔性支架组件

两束单独光束的偏转方向必须精确重合，才能确保沿整个离子链同时寻址。然而，若仅以声光偏转器外壳为基准，其制造公差可能导致偏转方向出现显著失准。随着光束沿离子链偏转，这些失准可能导致高斯光束中心偏离离子。例如，对于平均离子间距为 ∼5$\mu$米、包含 30 个离子的离子链，为使边缘离子位置的功率不平衡小于 ∼10%，偏转方向的失准应小于 1° 。

我们采用了专门设计的柔性安装座，为每个声光偏转器提供精密对准所需的自由度（图 6）。柔性安装座的固定框架上设有一个攻有紧定螺钉螺纹的孔和一个通孔，使我们能够以可控的方式将柔性部分推向或拉离框架。将声光偏转器安装在柔性安装座上后，这种设计便可精确对准两个不同声光偏转器的声波方向。我们为两个声光偏转器都使用了柔性安装座，以最大限度地扩大补偿范围。校准结果表明，每颗螺钉旋转一整圈，角度约转动 ±1°。

图7 展示了使用定制柔性安装座实现的补偿结果。我们通过在声光偏转器的整个带宽（100–

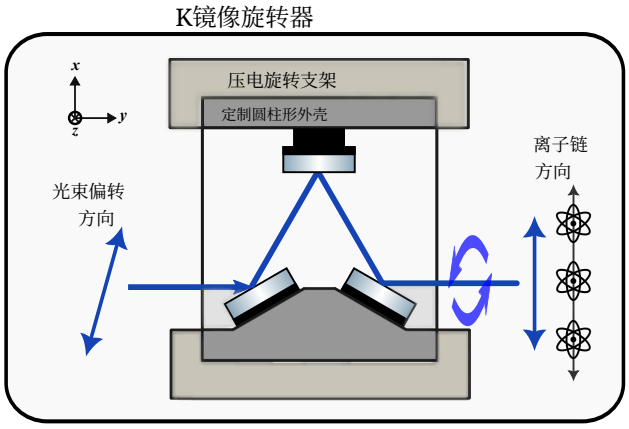



图 8. K镜像旋转器的简化剖视图。三面反射镜呈三角形排列。中央反射镜安装在运动学安装座（AOSense）上，用于精确对准输入光束和输出光束的光轴。反射镜安装在定制圆柱形外壳内，外壳固定在压电旋转台（Newport AG-PR100）上，从而能够精确调整输出光束的偏转方向，使其沿离子链方向偏转。

200 MHz）范围内扫描频率，测量了傅里叶平面上两束单独光束的完整偏转范围。 600 $\mu$m。由此可得，离子位置处预期的完整偏转范围为 150 $\mu$m，对应于 30 个离子，平均目标间距为 5 $\mu m$。图7(a) 中，两台声光偏转器初始偏转方向的对准误差为 ～3.8°。通过使用柔性安装座调整两台声光偏转器的偏转方向，我们将两个偏转方向的对准误差降至目标值 1°以下。图7(b) 显示了使用柔性安装座后，降至～0.7° 的对准误差。

然而，使用柔性安装座旋转声光偏转器会使声光偏转器晶体的位置发生偏移，从而降低AOD衍射效率。我们估计，旋转 1° 会使声光偏转器晶体中心在水平和垂直方向上的位置偏移 ~300$\mu$m。为补偿这一偏移，我们使用了厚度为 ~250$\mu$m 的不锈钢垫片。在装配过程中，通过几轮试错插入垫片，我们实现了近乎完美的AOD衍射效率。

### F. K镜图像旋转器

尽管可以使用柔性安装座将两个声光偏转器的光束转向方向彼此精确对准，但对准后的偏转方向仍可能偏离离子链的实际轴向。道威棱镜[40] 或 K镜像旋转器[36] 可提供额外的旋转自由度，以补偿这一偏差。我们采用了 K镜像旋转器，以避免道威棱镜可能引起的光学像差。图 8 展示了 K镜像旋转器装配的示意图。该装配由三个以三角形构型排列的反射镜组成，并安装在压电旋转台上，可实现精细的旋

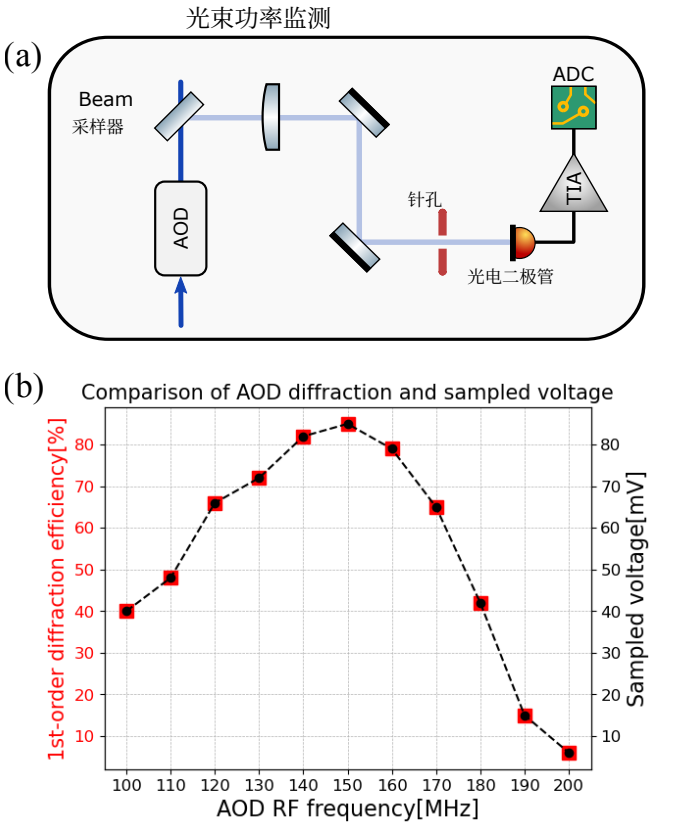



图 9. (a) 光束功率监测系统示意图。光束取样器 (Thorlabs BSF05-UV) 对总光束功率的 ～0.2% 进行取样。焦距为 ～75 mm 的聚焦透镜将光束聚焦到光电二极管 (Thorlabs SM05PD1A) 上。在光电二极管前安装了一个精密光学针孔，以便选择性地监测声光偏转器的一级衍射。光电二极管输出的电流信号由跨阻放大器 (TIA) 转换为电压，随后由模数转换器 (ADC) 采样，以便进行连续监测。(b) AOD衍射效率与增益为 100 kV/A 的 TIA 输出采样电压的对比。采样光束功率为 ～100 $\mu$W。红色方形数据点表示测得的声光偏转器衍射效率，黑色圆形数据点表示采样电压，两者完全重合。

转调节。该装配能够将光束转向方向与离子链方向精确对准，这对于长离子链实验至关重要。

### G. 光束功率监测

囚禁离子量子门操作需要稳定的光束功率来驱动量子门[41]。利用适当的反馈机制进行主动光束功率监测，可稳定光束功率。图9(a) 展示了光束功率监测系统。我们使用光束取样器采样了～0.2% 的光束功率，并通过透镜-针孔组合选择性地监测声光偏转器的一级衍射。光电二极管输出的电流信号经

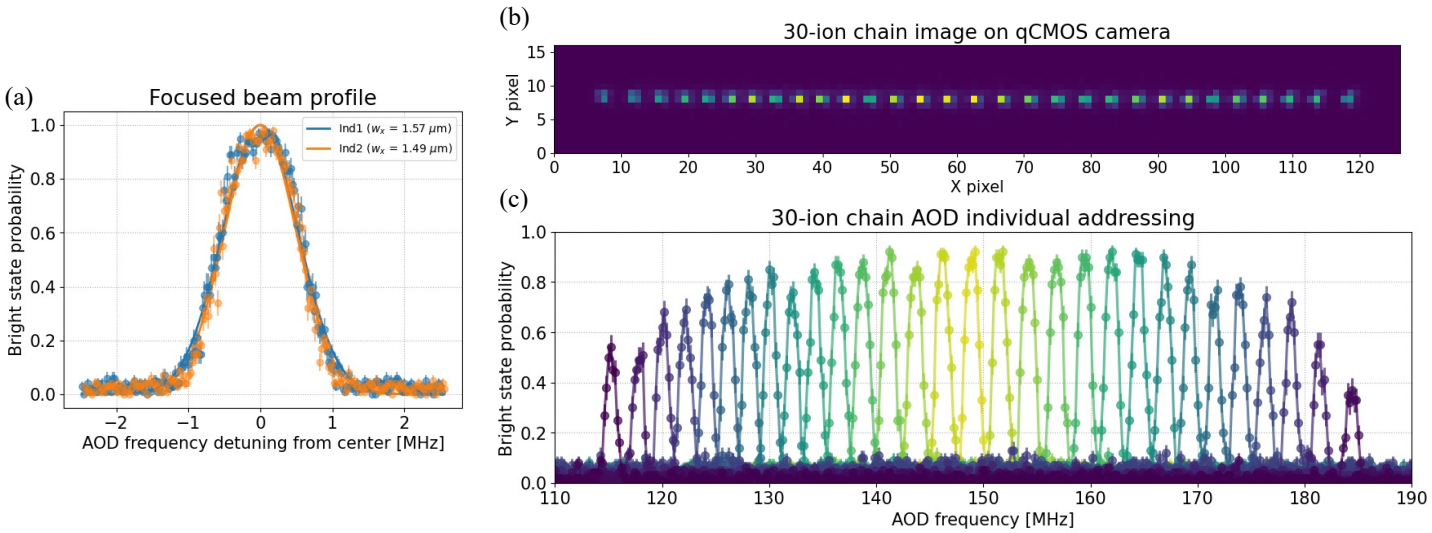



图10。（a）使用单个离子对两束单独光束（Ind1 和 Ind2）的光束轮廓进行原位测量。估计得到的光束腰斑分别为 1 57 1 $\mu$ 1 1 49 1 $\mu$ 2, 30 1 。（ ）m（Ind）和。（ ）m（Ind）。$\mu$（b）qCMOS相机拍摄的 -离子链图像，成像标尺为 $m$/像素。相邻离子之间的平均间距为 $\sim 3.8\ \mu$ $m$。（c）使用30个囚禁离子对AOD单离子寻址系统进行光束偏转的结果。分辨良好的30个高斯峰表明沿整个离子链实现了成功的单独寻址。

跨阻放大器 (TIA) 转换为电压，并在扫描声光偏转器驱动频率时记录下来。图9(b) 显示了声光偏转效率与采样电压高度吻合，证实了光束功率监测的可靠性。转换后的电压由模数转换器 (ADC) 采样，可用于数字反馈回路以稳定光束功率[42]。

## III. 系统表征

### A. 光束轮廓

我们将紧凑型AOD单离子寻址系统集成到当前的低温囚禁离子系统中，以沿离子链方向（$x$ 轴）测量原位光束轮廓。在我们的系统中，每个离子的荧光可以被多模光纤阵列的不同通道收集，每个通道均连接到一个光电倍增管（PMT）；也可以由qCMOS相机的单个像素收集（滨松光子学 ORCA-Quest 2 qCMOS相机 C15550-22UP）[43]。除第IIIB节中的30离子态检测外，所有实验均采用基于PMT的收集方法进行量子比特态探测。

图10(a) 展示了使用单个离子对各个拉曼光束（Ind1 和 Ind2）进行光束轮廓测量的结果。我们扫描声光偏转器射频频率，同时驱动离子从初始制备的暗态向亮态进行拉比振荡，其中单个光束包含两个射频音调。我们测量了各点的亮态概率，据此可直接提取光束腰斑。采用预期的偏转效率 1。 $\mu$米/1 MHz，我们测得 Ind1 的预期光束腰斑为 1.57(1) $\mu$米，Ind2 的预期光束腰斑为 1.49(1)5 $\mu$米/1 MHz。估算得到的光束腰斑略小于 1。8$\mu$米的目标设计值，这可能是由于末级投影透镜的位置不够精确，导致偏转量估算出现误差——效率。

在垂直于离子阱表面的轴向（$z$ 轴），我们在预期的虚拟离子位置附近安装光束分析仪，进行了离线穿焦测量。沿$z$ 轴测得的各个光束腰斑分别为 9.7(1) $\mu$米和 10.3(1) $\mu$米。虽然测得的光束腰斑大于 8.5 $\mu$米的目标设计值，但仍满足间隙条件，可避免光束被离子阱边缘遮挡[33]。

### B. 光束偏转与单独寻址

我们捕获了一条30离子链，以评估原位光束偏转和单独寻址性能。通过调节直流电压解，最近邻离子之间的平均间距设定为约3.8$\mu$m。由于系统中安装的光电倍增管数量仅限于5个，我们使用qCMOS相机对离子进行态检测。每个离子发出的荧光由数值孔径为0.6的无限共轭透镜收集，并设计为聚焦到qCMOS相机的单个像素上。图10（b）展示了使用实验中直流电压解捕获的30个离子的qCMOS图像。与第IIIA节所述实验类似，我们在扫描声光偏转器射频频率的同时，使用单独光束驱动拉比振荡。图10（c）展示了30离子链的光束偏转结果，证明了沿整条30离子链均可成功实现单独寻址。

### C. 强度串扰

为了实现高保真量子门操作，应尽量减小不同量子比特之间的串扰[41]。在由拉曼光束驱动的囚禁离子量子计算量子门中，这种串扰的主要来源是由光学像差引起的光束分布不理想，

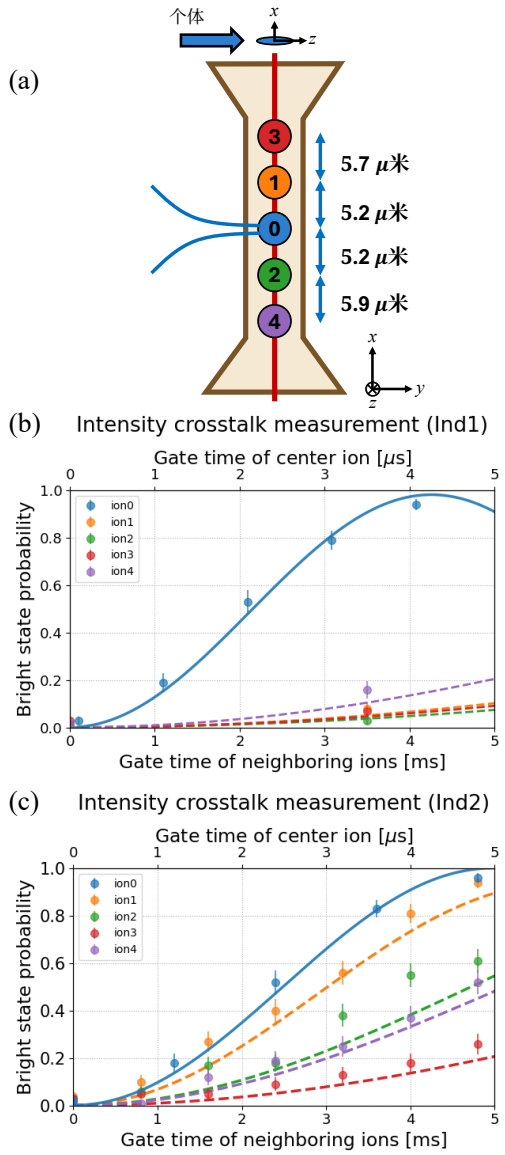



图11. 展示了各个体光束的强度串扰测量结果。(a) 困住了五个离子，个体光束对准中心离子（ion0）。图中标出了相邻离子之间的距离。(b) 第一束个体光束（Ind1）驱动所有相邻离子发生拉比振荡，ion0 的 $\pi$ 倍时间（$t\pi$）为 4.26 $\mu s$。(c) 第二束个体光束（Ind2）驱动所有相邻离子发生拉比振荡，ion0 的$t\pi$ 为 4.98 $\mu s$。Ind1 和 Ind2 的量子门驱动时间最长分别达到 70 ms 和 40 ms，在此期间所有相邻离子均表现出相干振荡。为便于比较中心离子，图中所有相邻离子的最长量子门时间均限制为 5 ms。

。[44]我们使用五个囚禁离子测量了 AOD单离子寻址系统的原位强度串扰。如图所示，我们将离子链中的离子标记为 (3, 1, 0, 2, 4)。11(a)。我们将单独光束对准中心离子（离子 0）的位置，并使用单独拉曼光束驱动拉比振荡。强度串扰的估算值为——估计为每个相邻离子的拉比频率之比 $\Omega_{neighbor}/\Omega_{center}$。图 11（b）和（c）分别展示了两个不同个体光束（Ind1、Ind2）的强度串扰测量结果。所有相邻离子的估计强度串扰汇总于表 I中。Ind1 和 Ind2 的最差强度串扰分别估计为 2。6（1）$\times 10^{-4}$和 8。6（3）$\times 10^{-4}$。

表 I. 每个个体光束在相邻离子位置处的估计强度串扰。

| 离子标签 | Ind1 | Ind2 |
|---|---|---|
| 1 | 1。8(1) $\times 10^{-4}$ | 8。6(3) $\times 10^{-4}$ |
| 2 | 1。6(1) $\times 10^{-4}$ | 5.3(2) $\times 10^{-4}$ |
| 3 | 1.7(1) $\times 10^{-4}$ | 3.0(2) $\times 10^{-4}$ |
| 4 | 2.6(1) $\times 10^{-4}$ | 4.9(2) $\times 10^{-4}$ |

理想高斯光束在相邻离子位置处的理想强度串扰预计为 $< 1 \times 10^{-4}$，这表明测得的强度串扰显著高于理想情况。我们认为，光学像差的主要来源是紧凑型非球面棱镜对扩束器和声光偏转器（AOD），其中光学孔径尺寸有限可能导致不必要的光束截断。在量子门操作过程中，可以采用各种补偿技术主动抵消串扰的影响[45,46]。

### D. 光束切换时间

我们使用两个相距 $\sim 5\ \mu m$ 的囚禁离子，估算了声光偏转器的光束切换时间$t_s$。我们采用图 12(a) 所示的拉曼脉冲方案驱动拉比振荡，以足够高的时间分辨率测量切换时间。首先，我们驱动第一个离子（ion0）持续 $\pi/2$ 时间$t_{\pi/2,\ 离子0}$。第一个脉冲结束后，我们通过改变声光偏转器的频率将光束切换到第二个离子（ion1），然后驱动 ion1 持续时长（$t_{\pi/2,\ 离子1} + T$）。整个序列完成后，测量两个离子的亮态概率。

图 12(b) 展示了两个离子的亮态概率 $P_1$ 随时间变化的情况$T$ 变化时，Ion0 的 $P_1$ 如预期保持在 0.5，而 ion1 的 $P_1$ 起初低于 0.5，因为 $\pi/2$ 由于光束切换时间有限，施加到 ion1 的门驱动不足。因此，我们预计 ion1 的 $P_1$ 将在 $T = t_s$时达到 0.5，此时 ion0 与 ion1 的 $P_1$ 差异最小。使用这一测量方案，我们估算得到光束切换时间$t_s$ 为 238(3) ns。

根据理论估算，声光偏转器的预期光束切换时间为 $1.3w_0/V = 342$ 纳秒[47]，，其中$w_0 = 1.5$毫米是声光偏转器晶体处的高斯光束束腰，$V \sim 5700$ 米/秒是声光偏转器晶体内的声速。与实验结果的差异可能归因于我们所用实际声光偏转器器件的换能器几何结构，因为理论估算假设声光偏转器换能器具有理想的扁平矩形形状[47]。测得的光束切换时间相较于典型的囚禁离子量子门操作时间很短，也比已展示的其他单独寻址系统的切换时间更快

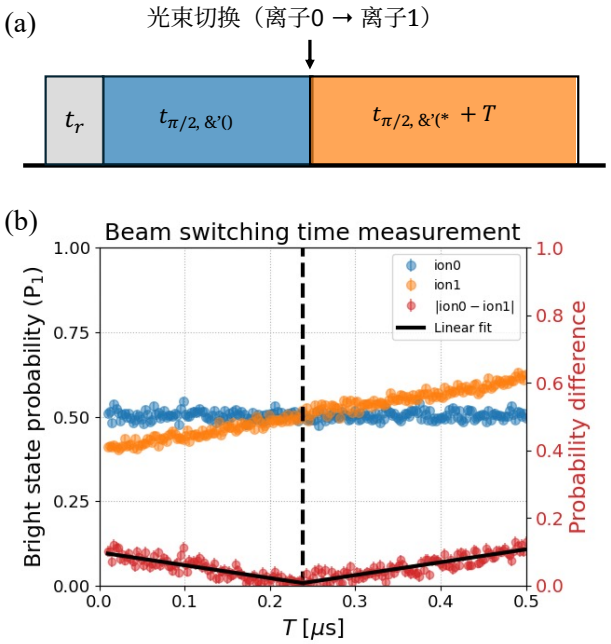



图12. 两个间距为 $\sim 5\mu m$的囚禁离子的光束切换时间测量实验。(a) 使用脉冲序列测量光束切换时间；个体拉曼同向传播量子门依次驱动各个离子。在量子门开始前，向声光偏转器和上游声光调制器同时施加射频信号，持续时间为声光调制器上升时间$t_r \sim 826$ ns。向离子0施加 $\pi/2$ 脉冲，脉冲结束后将声光偏转器射频频率切换至离子1。随后，向离子1施加 $\pi/2$ 脉冲，额外驱动时间为$T$。我们分别将每个离子的 $\pi/2$ 时间校准为1.75 $\mu s$ 和1.74 $\mu s$。整个脉冲序列结束后，测量每个离子的亮态概率$P_1$。在整个量子门序列期间，施加于上游声光调制器的双音射频频率保持固定。(b) 绘出了离子0和离子1的$P_1$ 及其绝对差值随$T$的变化关系。离子0的$P_1$ 如预期保持恒定在0.5，而离子1的$P_1$ 随额外驱动时间$T$ 的增加而增大。对两个离子的$P_1$ 绝对差值进行拟合（黑色曲线），其最小值出现在$T = 238(3)$ ns（黑色虚线），对应于估算的光束切换时间。

例如 MEMS反射镜等[23]。

## IV. 结论

在本研究中，我们为囚禁离子量子计算设计并表征了一套紧凑型声光偏转器单独寻址系统。我们采用微型光机组件和组件组装的紧凑方案，使系统占地面积小于一平方英尺，并有望提升光学稳定性。我们开发了新颖的定制光机组件，包括变形棱镜对扩束器、用于声光偏转器的柔性安装座，以及K镜成像旋转器。这些设计为实现精确的目标光束尺寸提供了有效解决方案，并可实现精确的光束偏转方向与长离子链方向的对准。

系统设计与表征结果表明，该系统有望应用于可扩展囚禁离子量子计算，或用于长离子链的量子模拟。例如，聚焦紧密且对相邻离子强度串扰低的聚焦单离子光束，结合快速的光束切换时间，可用于电路中途量子比特测量和重置过程[48,49]。此外，将个体寻址能力与宽广的光束转向范围相结合，可实现对长离子链中每个离子的选择性控制，并可用于自旋-玻色子模型[50,51] 或玻色系统[52]的量子模拟。

## 致谢

本研究主要由美国国家情报总监办公室通过美国陆军研究办公室（ARO）合同 W911NF-16-1-0082、美国国家科学基金会 STAQ计划 PHY-1818914、美国能源部 Quantum Systems Accelerator DE-FOA-0002253，以及由韩国政府（韩国科学技术信息通信部）资助的韩国国家研究基金会（NRF）项目 RS-2022-NR068814 提供支持。

## 数据可用性

支持本研究的数据可应要求提供。

[1]P. W. Shor, 《量子计算机上用于素因数分解和离散对数的多项式时间算法》, SIAM Review, 第 41 卷, 第 2 期, 第 303–332 页, 1999, doi: 10.1137/S0097539795293172。[2]F. Arute, K. Arya, R. Babbush, D. Bacon, J. C. Bardin, R. Barends, R. Biswas, S. Boixo, F. G. Brandao, D. A. Buell 等, 《使用可编程超导处理器实现量子霸权》, 《自然》, 第 574 卷, 第 7779 期, 第 505–510 页, 2019, doi: 10.1038/s41586-019-1666-5。[3]L. S. Madsen, F. Laudenbach, M. F. Askarani, F. Rortais, T. Vincent, J. F. Bulmer, F. M. Miatto, L. Neuhaus, L. G. Helt, M. J. Collins 等, 《利用可编程光子处理器实现量子计算优势》, 《自然》, 第 606 卷, 第 7912 期, 第 75–81 页, 2022, doi: 10.1038/s41586-022-04725-x。[4]C. D. Bruzewicz, J. Chiaverini, R. McConnell 和 J. M. Sage, 《囚禁离子量子计算：进展与挑战》, Applied Physics Reviews, 第 6 卷, 第 2 期, 2019, doi: 10.1063/1.5088164。[5]A. Myerson, D. Szwer, S. Webster, D. Allcock, M. Curtis, G. Imreh, J. Sherman, D. Stacey, A. Steane 和 D. Lucas, 《囚禁离子量子比特的高保真度读出》, Physical Review Letters, 第 100 卷, 第 20 期, 第 200502 页, 2008, doi: 10.1103/PhysRevLett.100.200502。[6]R. Noek, G. Vrijsen, D. Gaultney, E. Mount, T. Kim, P. Maunz 和 J. Kim, 《原子超精细量子比特的高速、高保真度探测》, Optics Letters, 第 38 卷, 第 22 期, 第 4735–4738 页, 2013, doi: 10.1364/OL.38.004735。[7]S. Crain, C. Cahall, G. Vrijsen, E. E. Wollman, M. D. Shaw, V. B. Verma, S. W. Nam 和 J. Kim, 《使用超导纳米线单光子探测器对 $^{171}Yb^+$ 量子比特进行高速、低串扰探测》, Communications Physics, 第 2 卷, 第 1 期, 第 97 页, 2019, doi: 10.1038/s42005-019-0195-8。[8]J. E. Christensen, D. Hucul, W. C. Campbell 和 E. R. Hudson, 《人工制造的原子核实现量子比特的高保真度操控》, npj Quantum Information, 第 6 卷, 第 1 期, 第 35 页, 2020, doi: 10.1038/s41534-020-0265-5。

[9]A. Sotirova, J. Leppard, A. Vazquez-Brennan, S. Decoppet, F. Pokorny, M. Malinowski 和 C. Ballance, 《高保真预告式量子态制备与测量》, arXiv 预印本 arXiv:2409.05805, 2024, doi: 10.48550/arXiv.2409.05805。[10]Y. Wang, M. Um, J. Zhang, S. An, M. Lyu, J.-N. Zhang, L.-M. Duan, D. Yum 和 K. Kim, 《相干时间超过十分钟的单量子比特量子存储器》, 《自然·光子学》, 第 11 卷, 第 10 期, 第 646–650 页, 2017, doi: 10.1038/s41566-017-0007-1。[11]P. Wang, C.-Y. Luan, M. Qiao, M. Um, J. Zhang, Y. Wang, X. Yuan, M. Gu, J. Zhang 和 K. Kim, 《估算相干时间超过一小时的单离子量子比特》, Nature Communications, 第 12 卷, 第 1 期, 第 233 页, 2021, doi: 10.1038/s41467-020-20330-w。[12]C. J. Ballance, T. P. Harty, N. M. Linke, M. A. Sepiol 和 D. M. Lucas, 《使用囚禁离子超精细态量子比特实现高保真度量子逻辑门》, Physical Review Letters, 第 117 卷, 第 6 期, 第 060504 页, 2016, doi: 10.1103/PhysRevLett.117.060504。[13]J. P. Gaebler, T. R. Tan, Y. Lin, Y. Wan, R. Bowler, A. C. Keith, S. Glancy, K. Coakley, E. Knill, D. Leibfried 等, 《用于 $^{9}Be^{+}$ 离子量子比特的高保真度通用门集》, Physical Review Letters, 第 117 卷, 060505, 2016, 6, 10 1103 117 060505 期。页码: doi: . /PhysRevLett. . . [14]Y. Wang, S. Crain, C. Fang, B. Zhang, S. Huang, Q. Liang, P. H. Leung, K. R. Brown 和 J. Kim, 《使用基于微机电系统的光束转向系统实现高保真度双量子比特门和量子比特独立寻址》, Physical Review Letters, 第 125 卷, 150505, 2020, 15, 10 1103 125 150505 期。页码: doi: . /PhysRevLett. . . [15]C. R. Clark, H. N. Tinkey, B. C. Sawyer, A. M. Meier, K. A. Burkhardt, C. M. Seck, C. M. Shappert, N. D. Guise, C. E. Volin, S. D. Fallek 等, 《使用 $^{40}Ca^{+}$ 光学量子比特实现高保真度贝尔态制备》, Physical Review Letters, 第 127 卷, 第 13 期, 第 130505 页, 2021, doi: 10.1103/PhysRevLett.127.130505。[16]C. Baldwin, B. Bjork, M. Foss-Feig, J. Gaebler, D. Hayes, M. Kokish, C. Langer, J. Sedlacek, D. Stack 和 G. Vittorini, 《适用于钟态量子比特的高保真度光频移门》, Physical Review A, 第 103 卷, 012603, 2021, 1, 10 1103 103 012603 期。页码: doi: . /PhysRevA. . . [17]C. Löschnauer, J. M. Toba, A. Hughes, S. King, M. Weber, R. Srinivas, R. Matt, R. Nourshargh, D. Allcock, C. Ballance 等, 《囚禁离子量子比特的可扩展高保真度全电子控制》, arXiv 预印本 arXiv:2407.07694, 2024, doi: 10.48550/arXiv.2407.07694。[18]A. Hughes, R. Srinivas, C. Löschnauer, H. Knaack, R. Matt, C. Ballance, M. Malinowski, T. Harty 和 R. Sutherland, 《无需基态冷却即可实现保真度达> 99.99%的囚禁离子双量子比特门》, arXiv 预印本 arXiv:2510.17286, 2025, doi: 10.48550/arXiv.2510.17286。[19]S.-L. Zhu, C. Monroe 和 L.-M. Duan, 《利用横向声子模进行囚禁离子量子计算》, Physical Review Letters, 第 97 卷, 第 5 期, 第 050505 页, 2006, doi: 10.1103/PhysRevLett.97.050505。[20]G.-D. Lin, S.-L. Zhu, R. Islam, K. Kim, M.-S. Chang, S. Korenblit, C. Monroe 和 L.-M. Duan, 《在非谐线性离子阱中进行大规模量子计算》, 《欧洲物理快报》, 第 86 卷, 第 6 期, 第 60004 页, 2009, doi: 10.1209/0295-5075/86/60004。[21]C. Monroe 和 J. Kim, 《扩展离子阱量子处理器》, 《科学》, 第 339 卷, 第 6124 期, 第 1164–1169 页, 2013, doi: 10.1126/science.1231298。[22]S. A. Moses, C. H. Baldwin, M. S. Allman, R. Ancona, L. Ascarrunz, C. Barnes, J. Bartolotta, B. Bjork, P. Blanchard, M. Bohn 等, 《环形赛道式囚禁离子量子处理器》, 《物理评论X》, 第 13 卷, 第 4 期, 第 041052 页, 2023, doi: 10.1103/PhysRevX.13.041052。[23]S. Crain, E. Mount, S. Baek 和 J. Kim, 《使用基于微机电系统的光束转向系统对囚禁$^{171}Yb^{+}$ 离子量子比特进行单独寻址》, 《应用物理快报》, 第 105 卷, 第 18 期, 2014, doi: 10.1063/1.4900754。[24]S. Debnath, N. M. Linke, C. Figgatt, K. A. Landsman, K. Wright 和 C. Monroe, 《使用原子量子比特演示小型可编程量子计算机》, 《自然》, 第 536 卷, 第 7614 期, 第 63–66 页, 2016, doi: 10.1038/nature18648。[25]K. Wright, K. M. Beck, S. Debnath, J. Amini, Y. Nam, N. Grzesiak, J.-S. Chen, N. Pisenti, M. Chmielewski, C. Collins 等, 《对一台 11 量子比特量子计算机进行基准测试》, Nature Communications, 第 10 卷, 5464, 2019, 1, 10 1038 41467 019 13534 2 期。页码: doi: . /s - - - . [26]J. Kim, T. Chen, J. Whitlow, S. Phiri, B. Bondurant, M. Kuzyk, S. Crain, K. Brown 和 J. Kim, 《面向量子协同设计（staq）的软件定制架构之囚禁离子量子计算机硬件设计》项目”, 载于《Quantum 2.0》。Optica出版集团, 2020年, 第QM6A–2页, doi: 10.1364/QUANTUM.2020.QM6A.2。[27]I. Pogorelov、T. Feldker、C. D. Marciniak、L. Postler、G. Jacob、O. Krieglsteiner、V. Podlesnic、M. Meth、V. Negnevitsky、M. Stadler等, “紧凑型离子阱量子计算演示器”, PRX Quantum, 第2卷第2期, 第020343页, 2021年, doi: 10.1103/PRXQuantum.2.020343。[28]J.-S. Chen、E. Nielsen、M. Ebert、V. Inlek、K. Wright、V. Chaplin、A. Maksymov、E. Páez、A. Poudel、P. Maunz和J. Gamble, “使用30个量子比特对囚禁离子量子计算机进行基准测试”, Quantum, 第8卷, 第1516页, 2024年11月。 [在线]。可访问: https: // doi.org/10 1516 29 22331 2024 11 07 . /q- - - - Y.-L. Chen、R.-R. Li、R. He、S.-Q. Chen、W.-H. Qi、J.-M. Cui、Y.-F. Huang、C.-F. Li和G.-C. Guo, “基于多目标和声光偏转器的原子量子比特低串扰光学寻址系统”, Physical Review Applied, 第22卷第5期, 第054003页, 2024年, doi: 10.1103/PhysRevApplied.22.054003。[30]A. S. Sotirova、B. Sun、J. D. Leppard、A. Wang、M. Wang、A. Vazquez-Brennan、D. P. Nadlinger、S. Moser、A. Jesacher、C. He等, “使用新型集成光子芯片对囚禁离子量子比特进行低串扰光学寻址”, Light: Science & Applications, 第13卷第1期, 第199页, 2024年, doi: 10.1038/s41377-024-01542-x。[31]R. F. Spivey、I. V. Inlek、Z. Jia、S. Crain、K. Sun、J. Kim、G. Vrijsen、C. Fang、C. Fitzgerald、S. Kross等, “用于采用紧凑型封装离子阱进行量子计算的高稳定性低温系统”, IEEE Transactions on Quantum Engineering, 第3卷, 第1–11页, 2021年, doi: 10.1109/TQE.2021.3125926。[32]S. Olmschenk、K. C. Younge、D. L. Moehring、D. N. Matsukevich、P. Maunz和C. Monroe, “囚禁$Yb^{+}$ 超精细量子比特的操控与探测”, Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics, 第76卷第5期, 第052314页, 2007年, doi: 10.1103/Phys- RevA.76.052314。[33]R. F. Spivey III, “离子阱量子计算的紧凑型低温封装方案”, 博士学位论文, 杜克大学, 2022年。[34]M. C. Revelle, “Phoenix和Peregrine离子阱”, arXiv预印本arXiv:2009.02398, 2020年, doi: 10.48550/arXiv.2009.02398。[35]Y. Colombe、D. H. Slichter、A. C. Wilson、D. Leibfried和D. J. Wineland, “用于高功率、低损耗紫外传输的单模光纤”, Optics express, 第22卷第16期, 第19 783–19 793页, 2014年, doi: 10.1364/OE.22.019783。[36]A. D. Hedglen、L. M. Close、J. R. Males和O. Durney, “用于MagAO-X的新型紧凑型K镜光场/光瞳旋转器”, 载于《Adaptive Optics Systems VI》, L. M. Close、L. Schreiber和D. Schmidt编, 第10703卷, 国际光学与光子学学会, SPIE, 2018年, 第1070355页, doi: 10.1117/12.2312346。[37]S. Debnath, “使用囚禁原子的可编程五量子比特量子计算机”, 博士学位论文, 马里兰大学帕克分校, 2016年。[38]C. D. Marciniak、H. B. Ball、A. T.-H. Hung和M. J. Biercuk, “迈向完全商业化的紫外兼容光纤跳线”, Optics Express, 第25卷第14期, 第15 643–15 661页, 2017年, doi: 10.1364/OE.25.015643。[39]T. Kasuya、T. Suzuki和K. Shimoda, “用于高斯光束扩束器的棱镜变形系统”, Applied physics, 第17卷, 第131–136页, 1978年, doi: 10.1007/BF00885244。[40]C. Fang, “使用门级技术提高囚禁离子量子计算机的可扩展性”, 博士学位论文, 杜克大学, 2023年。[41]Y. Wu、S.-T. Wang和L.-M. Duan, “非谐线性保罗阱中高保真度量子纠缠门的噪声分析”, Physical Review A, 第97卷第6期, 第062325页, 2018年, doi: 10.1103/PhysRevA.97.062325。[42]B. Zhang, “提高囚禁离子量子计算机的电路性能”, 博士学位论文, 杜克大学, 2021年。[43]H. Photonics, “Qcmos®: 由光子数分辨技术实现的定量CMOS技术”, 2023年。[44]C.-Y. Shih、S. Motlakunta、N. Kotibhaskar、M. Sajjan、R. Hablützel和R. Islam, “用于可扩展量子控制的囚禁离子可重编程高精度全息光学寻址”, npj Quantum Information, 第7卷第1期, 第57页, 2021年, doi: 10.1038/s41534-021-00396-0。[45]K. R. Brown、A. W. Harrow和I. L. Chuang, “任意高精度的复合脉冲序列”, Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics, 第70卷第5期, 第052318页, 2004年, doi: 10.1103/Phys- RevA.70.052318。

[46]C. Fang、Y. Wang、S. Huang、K. R. Brown和J. Kim，“囚禁离子量子计算机中单独寻址双量子比特门的串扰抑制”，*Physical Review Letters*，第129卷第24期，第240504页，2022年，doi：10.1103/PhysRevLett.129.240504。[47]D. Maydan，“声光脉冲调制器”，*IEEE Journal of Quantum Electronics*，第6卷第1期，第15–24页，1970年，doi：10.1109/JQE.1970.1076309。[48]Y. Yu、K. Yan、D. Biswas、V. N. Zhang、B. Harraz、C. Noel、C. Monroe和A. Kozhanov，“单物种囚禁离子量子计算系统中的原位电路中途量子比特测量与重置”，*arXiv*预印本*arXiv:2504.12544*，2025年，doi：10.48550/arXiv.2504.12544。[49]Z.-Y. Chen、I. Goetting、G. Toh、Y. Yu、M. Shalaev、S. Saha、A. Kalakuntla、H. B. Shi、C. Monroe、A. Kozhanov等，“非侵入式电路中途测

原子量子比特上的测量与重置，” *arXiv* 预印本 *arXiv:2504 12538*, 2025, 1048550250412538。doi: ./arXiv... [50]G.-X. Wang、Y.-K. Wu、R. Yao、W.-Q. Lian、Z.-J. Cheng、Y.-L. Xu、C. Zhang、Y. Jiang、Y.-Z. Xu、B.-X. Qi 等，“在离子阱中利用可控储库模拟自旋-玻色子模型，” *Physical Review A*，第 109 卷，第 6 期，页码 062402，2024，doi: 10.1103/PhysRevA.109.062402。 [51]K. Sun、M. Kang、H. Nuomin、G. Schwartz、D. N. Beratan、K. R. Brown 和 J. Kim，“利用结构化浴模拟自旋-玻色子模型，” *Nature Communications*，第 16 卷，第 1 期，页码 4042，2025，doi: 10.1038/s41467-025-59296-y。 [52]O. Katz 和 C. Monroe，“利用囚禁离子对玻色系统进行可编程量子模拟，” *Physical Review Letters*，第 131 卷，第 3 期，页码 033604，2023，doi: 10.1103/PhysRevLett.131.033604。