arXiv:2302.02489v2 [physics.atom-ph] 3 Jul 2023

用于离子原子分辨成像的双波长紫外探测系统

T. Nordmann, [1]S. Wickenhagen, [2]M. Dole˘zal, [3]和 T. E. Mehlst¨aubler[1,4,5,a)] [1)]*Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB), Bundesallee 100, 38116 Braunschweig, Germany* [2)]*Asphericon GmbH, Stockholmer Str. 9, 07747 Jena, Germany* [3)]*Czech Metrology Institute (CMI), Okružní 31, 638 00 Brno, Czech Republic* [4)]*Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, Welfengarten 1, 30167 Hannover, Germany* [5)]*Laboratorium für Nano- und Quantenengineering, Leibniz Universität Hannover, Schneiderberg 39,30167 Hannover, Germany*

（日期：2023年7月4日）

我们介绍一种紧凑型双波长成像系统，该系统位于离子阱装置的真空腔外，可通过一台共用的电子倍增电荷耦合器件（EMCCD）相机，同时收集波长为 230.6 纳米和 369.5 纳米的光子所产生的荧光。该系统包含两组双透镜组，每组由一个球面透镜和一个非球面透镜组成。在 230.6 纳米和 369.5 纳米波长下，其数值孔径分别为 0.45 和 0.40，并能够对视场较大的 $300\,\mu$m 范围内的长 ^{115}铟$^{+}$/^{172}镱$^{+}$ 库仑晶体进行空间分辨态探测。该系统不以单一波长的衍射极限成像为目标，而是着重于在较大视场内对两种物种同时进行单离子分辨成像，尤其关注深紫外波长（230.6 纳米）以及铟$^{+}$ 离子的低散射率。所介绍的概念也适用于其他双物种应用。

I. 引言

囚禁原子离子是高度可控且与环境隔离的量子系统。因此，它们非常适用于量子信息处理和精密光谱学。通过囚禁离子发出的荧光，可以获取这些量子系统内外自由度的信息。因此，探测系统是每种应用的核心组成部分；较高的收集效率所带来的快速探测，会直接影响量子操作的保真度或频率标准的稳定性。

对于单一物种，最常见且灵活的选择是在真空腔外采用多透镜系统[1–4]。为获得较高的收集效率，可采用腔辅助方法[5–8]，也可在真空腔内使用固定收集透镜[9]，、大型抛物面[10–13] 或球面镜[14–16] 来收集发射的光子。对于长离子晶体的探测，由于光学系统的视场有限，抛物面镜或球面镜难以胜任。

涉及两种不同原子种类的应用，通常需要在相距较远的波长下实现消色差成像。在深紫外光谱区，常见透镜材料的色散明显强于可见光或红外光区域，因此无法设计出同时适用于深紫外波长和较长波长的消色差透镜系统。因此会使用全反射式施瓦茨希尔德物镜[17] 或其改型。一种改型物镜可在 280 nm 和 313 nm 波长下成像；它除反射元件外还包含一枚消色差透镜，是一种尺寸相对较大、工作距离较长且位于腔室外的物镜[18]。另一种方案是在真空腔内使用一块整体式熔融石英，其表面镀有铝反射层，以确保两面施瓦茨希尔德反射镜保持刚性对准。该方案通过对色散介质的折射表面进行塑形，使光线垂直穿过这些表面[19,20]，从而保持消色差性。为在 313 nm 和 397 nm 波长下进行并行探测，研究人员开发了一种纯折射系统，其数值孔径为 $NA\approx0.45$；该系统包括真空腔内的五枚透镜，以及腔室外的一个二向色分束器和每种物种各自的一组两枚补偿透镜[21]。两个波长分别由独立的电子倍增电荷耦合器件（EMCCD）相机和光电倍增管进行探测。

本文介绍了一种消色差折射式深紫外线探测装置，在宽度为 $300\,\mu$m 的视场内实现单离子分辨率，并为两种离子种类提供 $NA\geq0.4$。两种离子同时成像到同一台电子倍增电荷耦合器件相机上，且折射元件的数量显著减少。自动化平移台可在可扩展线性离子阱[22]的所有阱段探测离子。我们的方法适用于所有可直接探测的双种类量子系统。在光学钟领域，例如 ^{115}In^{+}/^{40}Ca^{+}[23]、^{115}In^{+}/^{172}Yb^{+}[24] 和 ^{171}Yb^{+}/^{88}Sr^{+}等系统均可采用此方法。在量子信息处理应用中，使用例如 ^{40}Ca^{+}/^{9}Be^{+}[25]、^{138}Ba / ^{171}Yb^{+}[26–29]、^{25}Mg / ^{9}Be^{+}[30,31]、^{40}Ca / ^{88}Sr^{+}[32] 和 ^{43}Ca^{+}/^{88}Sr^{+}[33] 的系统也可能受益于此方法。

a)Tanja.Mehlstaeubler@ptb.de

本文结构安排如下：第 II 节介绍实验装置和离子种类。系统规格、设计、公差及安装将在第 III 节介绍。第 IV 节对探测系统进行表征，第 V 节以结论作结。

II. 实验装置

由 ^{115}铟$^{+}$ 和 ^{172}镱$^{+}$ 离子组成的库仑晶体被囚禁在线性分段保罗阱中，该离子阱位于八面体真空腔内。为实现较大的 NA 真空系统采用了一块厚度为 6.35 毫米的凹入式观察窗，离子与观察窗之间的距离为 24 毫米。成像系统的工作距离为 35.54 毫米。图 1 展示了真空腔水平面的示意图，其中标出了凹入式观察窗及其尺寸。1。

铟$^{+}$ 离子具有一条波长为 230.6 纳米的窄 $^{1}S_0 \leftrightarrow {}^{3}P_1$ 互组合线。较低的散射率 $\Gamma = 2\pi \times 360$千赫兹以及深紫外波长使荧光探测颇具挑战性，并要求较高的收集效率。对镱$^{+}$ 离子在 $^{2}S_{1/2} \leftrightarrow {}^{2}P_{1/2}$ 跃迁上的探测要求则相对宽松，其波长为 369.5 纳米，散射率为 $\Gamma = 2\pi \times 19.6$ 兆赫兹。

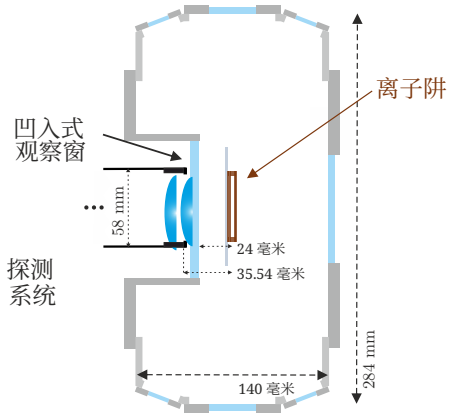


图 1. 真空腔水平面的示意图，离子阱位于中心。探测系统置于厚度为 6.35 毫米的凹入式观察窗后方，离子与观察窗之间的距离为 24 毫米，探测系统的工作距离为 35.54 毫米。

III. 光学系统

A. 系统规格

探测系统的目标是在同一台 EMCCD相机上同时成像 ^{115}In^{+} 和 ^{172}Yb^{+} 离子的荧光，从而为光谱学提供两种物种的空间分辨态探测。另一项要求是分别用独立的光电倍增管（PMT）收集两种物种的荧光。

设计目标是获得 $300\,\mu$m 的宽视场。系统的最小工作距离为 31 毫米。凹入式观察窗的空间限制允许使用直径为 2 ” 的透镜，从而实现 0.4-0.5 的数值孔径。目标放大率为 12 至 16。放大率下限由以下要求决定：必须能够分辨 EMCCD 相机[1]上尺寸为 $16\,\mu$m 的像素中的单个离子。在径向久期频率为 $2\pi \cdot 1$ MHz 的条件下（对于镱$^{+}$），被囚禁的 20离子链仍保持线性链形态时，最大轴向久期频率约为 $2\pi \cdot 100$ kHz（对于镱$^{+}$）。相应的内侧离子间距为 $4.6\,\mu$m；在放大率下限时，这相当于 3.5 个像素的间距。放大率上限则确保整个视场都成像在尺寸为 8 毫米的相机芯片上。理想情况下，每个离子成像为单个像素，以获得最大的信噪比。同时成像两个紫外波长并实现单离子分辨率的目标，远比噪声特性重要。考虑到需要分辨的两个离子之间最小间距为 3.5 个像素，将每个离子成像为 2x2 或 3x3 个像素也足够。

下面我们介绍用于设计优化的方法。评价标准是在距质心 r_c 的给定半径内的包围能量占比 f_{ee} 。

衍射极限系统可用其艾里斑来表征，其半高全宽（FWHM）直径为[34,35]：

$$\delta_A = \frac{0.51 \cdot \lambda}{NA}, \tag{1}$$

其中， λ 是成像光的波长。半径为 $r_A = \delta_A/2$范围内的包围能量占比为 $f_{ee}(r_A) = 0.76$。

半径 r_A 用于通过模拟给定半径内包围能量的比例来对系统进行分类 f_{ee} ， r_c。由于模拟中包含放大率 M，公式1 需要针对 M 进行修正，以便比较数值，结果如下：

$$r_A = \frac{0.51 \cdot \lambda \cdot M}{2NA}. \tag{2}$$

[1] Andor，iXon Ultra 897

B. 设计

图2 展示了成像系统的示意图。两种离子种类的荧光均穿过厚度为 6.35 毫米的真空窗（W），并由第一个双透镜组收集，该透镜组由一个球面（S1）和一个非球面透镜（AS1）组成。下一个光学元件是分束器（BS），它反射钡$^+$ 波长的光，同时透射镱$^+$ 波长的光（反射率截止波长：245 纳米）。随后，镱$^+$ 图像由第二个双透镜组进行校正，该透镜组由一个球面（S2）组成和一个非球面透镜（AS2）。随后，光束经两面反射镜反射，并透过一个 1° 楔形基底（WS）。最后，光束合束器（BC）再次将钡$^+$和镱$^+$ 的荧光合束到电子倍增电荷耦合器件相机上。楔形基底可补偿分束器和光束合束器引入的像差。若省略 WS，图像会变宽 ≈ 6 倍并产生畸变。所有透镜均镀有针对两种波长优化的增透膜（曲面：在 230 纳米处 R<2%，在 370 纳米处 R<2.5%；S1 和 AS1 的平面表面：在 230 纳米处 R<1%，在 370 纳米处 R<1%；S2 和 AS2 的平面表面：在 370 纳米处 R<0.2%）。

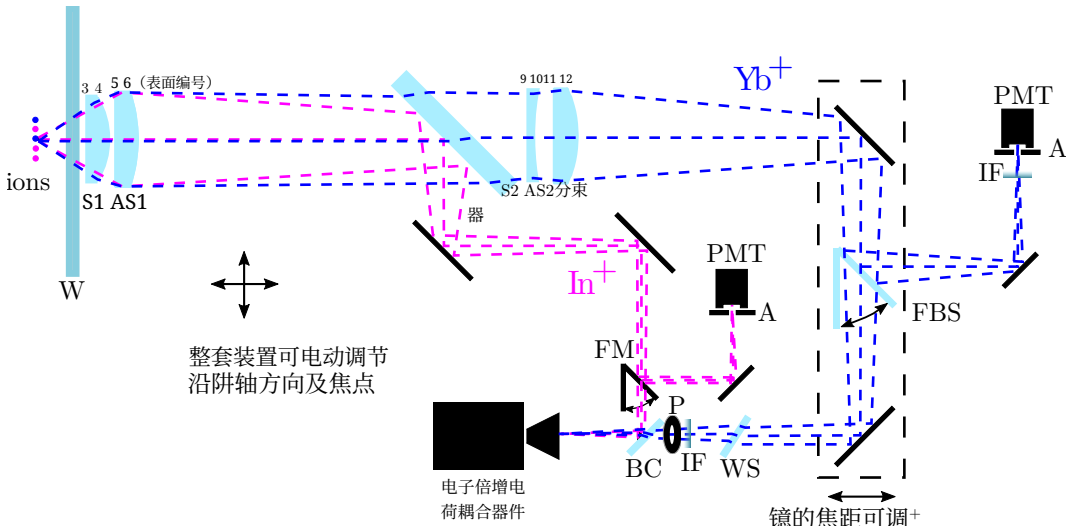


图 2. 双波长探测系统的装置。钡$^+$ 和镱$^+$ 在 230.6 纳米和 369.5 纳米处的荧光由双透镜组（S1 和 AS1）收集，随后经二向色分束器（BS）分离。钡$^+$ 荧光被反射，而镱$^+$ 荧光透射并通过第二组双透镜（S2 和 AS2），再经两面反射镜引导，与钡$^+$ 荧光重新重合；两种波长的光随后同时成像到电子倍增电荷耦合器件相机上。缩写：真空窗（W）、球面透镜（S1/S2）、非球面透镜（AS1/AS2）、光束合束器（BC）、可翻转反射镜/分束器（FM/FBS）、楔形基底（WS）、针孔（P）、狭缝光阑（A）、干涉滤光片（IF）。小数字用于标记各表面。

该系统实现了全自动化：除用于调节焦点和轴向位置、以对离子阱[22]，的全部八个区段进行成像的电机外，系统还配备了两个自动翻转反射镜，可将两种物种的荧光分别引导至光电倍增管（PMT）。镱$^+$荧光由干涉滤光片（IF）过滤，滤光片分别安装在 PMT 和电子倍增电荷耦合器件前，透射率为 $T = 0.9$，带宽为 $BW = \pm 6$ nm，以保护它们免受背景杂散光影响。钡$^+$ 光束路径无需滤光片，因为基底的镀层仅对钡$^+$ 在 230.6nm 互组合线附近 40–60nm 波段内的波长具有反射性，且该 PMT 为日盲型[2]。后方的两个反射镜第二组双透镜组安装在共用的平移台上，可分别调整两条光束路径中的细微焦点差异。这两面反射镜也是仅有的可沿两个方向倾斜的反射镜，可独立控制相机上镱$^+$ 图像相对于钡$^+$ 图像的位置。总体而言，自由度数量尽可能少，以实现尽可能高的稳定性，并简化这一复杂系统的调节。两个光电倍增管前方均安装了狭缝光阑（孔径），以防止杂散光（例如来自离子阱电极的散射光）照射到它们。

[2] CsTe 光电阴极 灵敏度范围：160 nm–320 nm，量子效率（QE）= 30 % 在 230nm 处，Hamamatsu R7154

由于两种波长都位于紫外线波段，因此光学元件的数量尽可能少，故选用了非球面透镜。与镱$^+$ 离子相比，铟$^+$ 离子的荧光线宽更窄、波长更短，因此优化重点放在使 230.6 nm 处的像差最低。为此，深紫外光路中尽可能少地使用透射元件。此外，当透射较长波长、反射较短波长时，二向色分束器更容易实现[36]。

最初的设计构想是使用两个双非球面透镜，而非双透镜组，但两个非球面透镜表面的相对定心无法达到所需的公差。具有一个平面的透镜可以以高得多的精度进行加工。

系统针对$d = 300\,\mu$米的视场进行了优化，并在物镜平面上的三个不同位置进行了仿真：距光轴 $0\,\mu$米、$106\,\mu$米和 $150\,\mu$米处。点扩散函数（PSF）被用作优化准则，并分别针对 230.6 纳米和 369.5 纳米，设定单个 $f_{ee} = 90\%$ 的包围能量占比，以及 $16\,\mu$米 $\times\, 16\,\mu$米像素（$r_c = 8\mu$米）和 2×2 个像素（$r_c = 16\mu$米）的目标。表I 列出了优化结果。图2标示了各表面的编号。所有透镜的前表面，即表面 3、5、9 和 11，均为平面。表面 6 和 12 为非球面，表面 4 和 10 为球面。优化系统在 230.6 纳米下的 $NA = 0$ 为 .45，放大率为 $M = 12$ ；在 369.5 纳米下的 $NA = 0$ 为 .40，且 $M = 10$。230.6 纳米光路的收集效率受第二个透镜直径限制，而 369.5 纳米光路则受第四个透镜限制。为补偿 369.5 纳米光路中分束器（BS）引入的像差，加入了楔形基底（WS）。公差分析（见第IIIC节）未考虑这两个元件和真空窗（W），因为这样会使公差分析过于复杂。为了在光电倍增管（PMT）上实现较高的收集效率，并尽可能在相机上获得无像差图像，在通往相机的光路中加入了一个光阑，将镱 NA 相机光路的$^+$ 从 0.4 降至≈ 0.25。

表 I. Zemax 透镜数据编辑器中给出的表面。表面的编号与图 2 一致。非球面表面 6 的系数为 k=-3.7, A_4=1.065 $\times\ 10^{-6}$ 和 A_6=-8.995 $\times\ 10^{-10}$ 表面 12 的系数为 k=0.83, A_4=-3.956 $\times\ 10^{-7}$ 和 A_6=-1.714 $\times\ 10^{-10}$

Lens	表面	Type	半径（毫米）	厚度（毫米）	直径（毫米）	玻璃
S1	3	球面	无穷远	15.00	44.00	康宁 7980
S1	4	球面	-34.59	5.00	44.00	
AS1	5	球面	无穷远	15.00	50.80	康宁 7980
AS1	6	偶次非球面	-57.708	95.00	50.80	
S2	9	球面	无穷远	5.00	48.80	康宁 7980
S2	10	球面	53.68	10.00	48.80	
AS2	11	球面	无穷远	15.00	50.80	康宁 7980
AS2	12	偶次非球面	-51.60	197.825	50.80	

图 3展示了物镜平面上三个优化点处 230.6 纳米光路的二维点扩散函数（点扩散函数）和包围能量比例 f_{ee} 。图 4 展示了 369.5 nm 光路的相同参数。值得注意的是，369.5 纳米光束路径在离轴位置的成像质量明显更好。轴上点扩散函数呈现出浅色的垂直和水平条纹。

表 II 比较了衍射极限系统达到包围能量比例 $f_{ee}(r_A) = 0.76$ 时的半径 $r_A = \delta_A/2$，以及对应于优化系统仿真的半径 $r_{c,\ ideal}(f_{ee} = 0.76)$。优化系统的仿真结果如图 3 和图 4 所示，其中标出了 $f_{ee} = 0.76$ 及 $r_{c,\ ideal}$ 的相应数值。对于两种波长，设计半径 $r_{c,\ ideal}(f_{ee} = 0.76)$ 大出 1.5 至 2 倍比衍射极限 r_A更大。这是为了保持 $d = 300\,\mu$m 的大视场而付出的代价。尽管如此，成像

表 II。理论衍射极限半径 $r_A = \delta_A/2$（此时包围能量比例 $f_{ee}(r_A) = 0.76$）与质心半径 $r_{c,\ ideal}$（根据图 3 和图 4 中的仿真结果，理想系统在该半径处达到 $f_{ee} = 0.76$。

	r_A (μm)	$r_{c,\ ideal}(f_{ee} = 0.76)$ (μm)
230.6 纳米	1.57	2.4-2.6
369.5 纳米	2.36	3.5-4.8

将两种物种都成像到尺寸为 $16\,\mu\mathrm{m} \times 16\,\mu\mathrm{m}$ 的单个像素上是可行的，因为 $f_{\mathrm{ee,1p}}(r_{\mathrm{c,1p}} = 8\,\mu\mathrm{m}) = 0.98$ 对两种波长均成立。不过，迄今讨论的所有数值均未计入任何制造公差。

C. 公差分析

第 IIIB 节讨论的系统性能是理想化的。由于透镜表面的制造公差和安装方式的影响，实际性能会有所降低。

下文将对两个双胶合透镜系统进行公差分析。假设所有其他组件均为理想状态。表 III 总结了制造商给出的四个透镜前后表面的中心厚度和半径的实际公差。考虑这些公差后，对于对应一个像素的半径，两个波长下的包围能量都略微降低至 $f_{\mathrm{ee,\ 1p}}(r_{\mathrm{c}} = 8\,\mu\mathrm{m}) = 0.95$。

四个透镜组成两组双胶合透镜（S1+AS1 和 S2 与 AS2），每组均安装在各自的镜架中。有关透镜安装的更多详情见第 IIID 节。表IV 给出了透镜安装的公差，这些公差已达到制造可行性的极限。

在这些公差下$f_{\mathrm{ee,\ 1p}} = 0.8$ 在 230.6 纳米光路中，$f_{\mathrm{ee,\ 1p}} = 0.7$ 在 369.5 纳米光路中，这是图5所示的最坏情况。这里，最坏情况是指所有提及的参数组合共 4000 种时所得的最差结果。

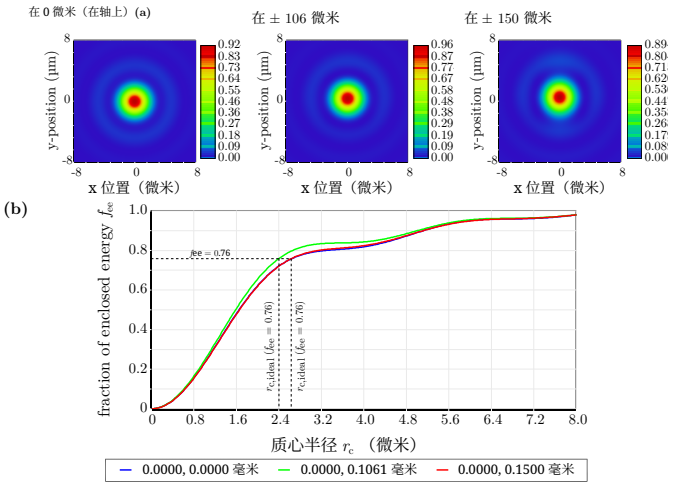


图 3. 优化后的 230.6nm 光路在物平面三个位置处的二维点扩散函数（PSF）（a）和包围能量比例 f_{ee} 随质心半径 r_{c} 的变化（b）： $0\,\mu\mathrm{m}$、 $\pm 106\,\mu\mathrm{m}$ 和 $\pm 150\,\mu\mathrm{m}$（偏离光轴）。

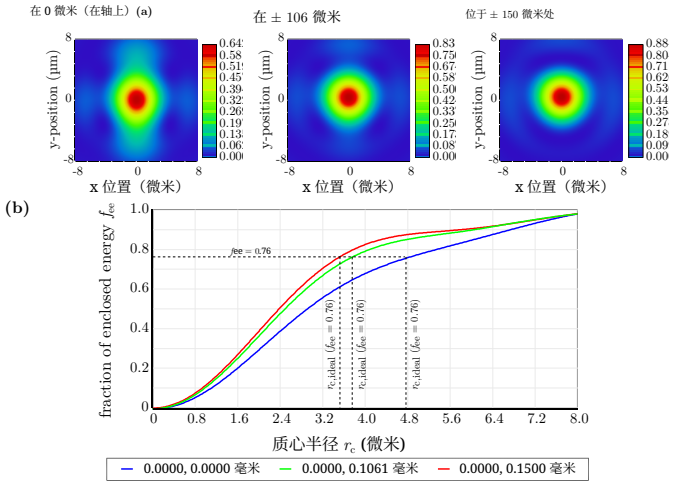


图 4. 优化后的 369.5nm 光路在物平面三个位置处的二维点扩散函数（PSF）（a）和包围能量比例 f_{ee} 随质心半径 r_{c} 的变化（b）： $0\,\mu\mathrm{m}$、 $\pm 106\,\mu\mathrm{m}$ 和 $\pm 150\,\mu\mathrm{m}$（偏离光轴）。

表 III. 透镜中心厚度和曲率半径的公差。弓高偏差是有效通光孔径范围内“最佳拟合球面／平面”与目标表面之间的峰谷偏差。弓高偏差的规格源自使用检验玻璃进行的干涉测量测试，以干涉条纹（fr）数值表示；此处参考波长为 $\lambda_{\mathrm{ref}} = 546$ 纳米，因此 1 条干涉条纹（fr） $= \lambda_{\mathrm{ref}}/2 = 273$纳米。对于透镜弯曲的后表面，除弓高偏差外，还给出了绝对曲率半径公差。弓高偏差和绝对曲率半径公差可以相互换算。

透镜	弓高偏差 前／后表面（fr）	曲率半径公差 后表面（μ米）	中心厚度 公差（μ米）
S1	1/1	±1	±50
AS1	1/1	±3	±50
S2	1/1	±3	±50
AS2	1/1	±3	±20

公差，见表 III 和 IV。这意味着在 230.6 纳米和 369.5 纳米处，单个像素的预期荧光产额分别降低至 80% 和 70%。

除上述公差外，还必须考虑表面形状公差。这些数据列于表V ，并使半径为$r_{\mathrm{c,\ 1p}} = 8\,\mu$米范围内的荧光量额外减少 8%，最终得到$f_{\mathrm{ee,\ 1p}} \approx 0.7$ 和 $f_{\mathrm{ee,\ 1p}} \approx 0.6$，分别对应 230.6 纳米和 369.5 纳米；下文将其称为$f_{\mathrm{ee,\ tol}}$。如第IIIB节所述，369.5 nm 光路中的分束器（BS）和楔形基底（WS），以及真空窗（W），均未纳入

表 IV. 透镜倾斜和偏心的公差。

公差	数值
单个镜架内平面表面之间的距离 ± 30 μm	
镜架 S1+AS1 的偏心	±50 μ米
镜架 S2+AS2 的偏心	±50 μ米
镜架 S1+AS1 的倾斜	±2 角分
S2+AS2镜架倾斜	±1 角分
S1平面支撑倾斜	±2 角分
AS1平面支撑倾斜	±2 角分
S2平面支撑倾斜	±2 角分
AS2平面支撑倾斜	±2 角分
S1前后倾斜	±2 角分
前后倾斜 AS1	±2 角分
前后倾斜 S2	±2 角分
前后倾斜 AS2	±2 角分

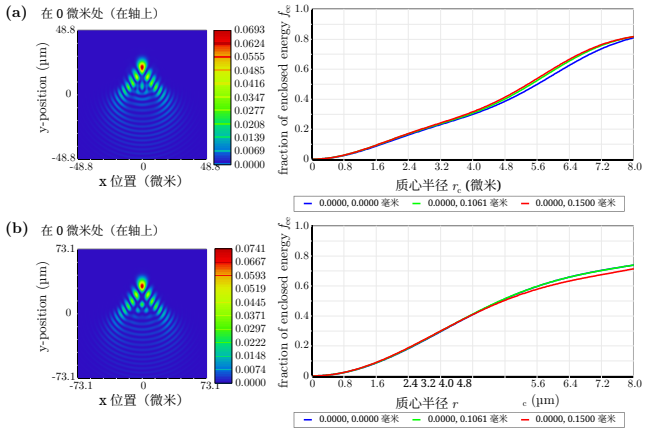


图5. 考虑透镜的中心厚度、曲率半径、倾斜和偏心公差，并假设所有其他部件均为理想状态时，230.6 纳米（a）和369.5 纳米（b）光路的最坏情况下轴上二维点扩散函数（PSF）及包围能量比例。其他两个位置的二维点扩散函数与轴上位置相似。

公差分析过程。

D. 机械安装

四个透镜的总重量为 ≈160 克。安装时，同一双胶合透镜组中的两个透镜之间的距离以及透镜之间可能存在的倾斜最为关键。两个双透镜组之间距离的要求则较低。两个双透镜组均按照图6所示的方案，整体安装在黑色阳极氧化铝管内。支撑平面表面的两个台阶之间的距离经过加工，达到

表V. 透镜的表面形状公差。所列数值对应于546纳米的参考波长，因此1条干涉条纹（fr）＝273 纳米。

透镜	不规则度 前侧（fr）侧	前表面不规则度均方根值 前侧（nm）	不规则度 后侧（fr）侧	后表面均方根值 后侧（nm）
S1	0.5	<20	0.7	<30
AS1	0.5	<25	0.5	<25
S2	0.7	<30	0.8	<35
AS1	1.0	<40	0.8	<35

公差为 ±10 μ米，平面度为 3-4 μ米，优于表IV中规定的公差要求。

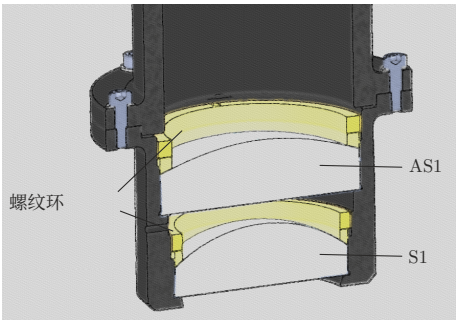


图 6. 第一个双透镜组的安装。透镜安装在一根铝管内，管内有两个经过精密加工的台阶，分别与两片透镜（S1 和 AS1）的平面前表面接触。透镜由螺纹环（黄色）固定。

图 7展示了整个系统的安装概况。为尽可能降低装置的复杂性，将可调自由度的数量减至最低。除镱$^+$ 光电倍增管外，所有部件均安装在一块 300 毫米×400毫米厚、厚度为 10 毫米的铝板上。两个已安装的双透镜组和分束器（BS）通过黑色阳极氧化铝管连接，并安装在高度可调平台上。两条光路均引入遮光箱，其余光学元件置于箱内。铟$^+$ 光电倍增管前方狭缝光阑的尺寸和高度可通过高精度螺钉调节。对于镱$^+$ 光路，最后两面反射镜安装在同一个平移台上，以便分别调节两条光路的焦点；楔形基底（WS）则固定在旋转台上。这两个台均可从箱外调节。电动翻转反射镜支架[3] 的重复定位精度优于 100 μ弧度，用于

[3] Owis：KSHM 40-LI-MDS 和 KSHM 90-LI-MDS

在铟$^+$ 光路中（荧光镜 FM），将荧光引导至光电倍增管或 EMCCD相机；在镱$^+$ 光路中（FBS），则将荧光按相同比例引导至两者，或仅引导至 EMCCD相机。镱$^+$ 光电倍增管安装在小箱体的壁面上，并通过遮光结构与干涉滤光片（IF）和狭缝光阑（孔径 A）连接。小箱体安装在高度可调平台上。两个箱体之间的连接处用自行车内胎密封，以防漏光。

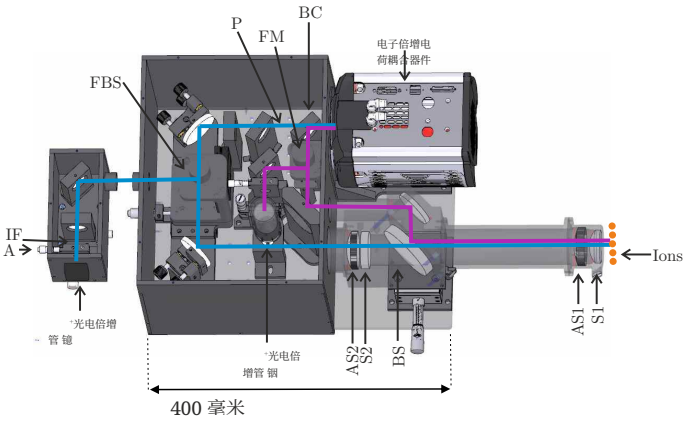


图 7. 所有光学元件的安装。大多数元件都放置在一个密闭遮光箱内的铝基板上。所有需要精确调节的元件都配有精密调节螺钉。除影响日盲铟$^+$ 光电倍增管的自由度外，所有调节均可在箱体关闭的情况下进行。

IV. 表征

线性排列的 10 个铟$^+$/4 个镱$^+$离子晶体的伪彩色电子倍增电荷耦合器件图像如图 8 所示。镱$^+$图像经过放大，以匹配铟$^+$ 图像的放大率，并旋转了 1°。2° 以补偿系统的倾斜。由于两种物种的放大率不同，为避免铟$^+$ 和镱$^+$ 离子在电子倍增电荷耦合器件相机上的成像位置重叠，它们在垂直方向上的成像位置略有不同。

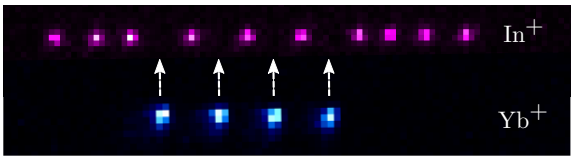


图 8. 由 10 个铟$^+$ 离子和 4 个镱$^+$ 离子组成的线性库仑晶体的伪彩色电子倍增电荷耦合器件图像。镱$^+$ 离子图像经过放大，使其放大率与铟$^+$ 图像相同，并旋转了 1.2°。同时曝光时间为 200 毫秒。

在系统组装过程中，最关键的对准参数是相对于真空窗的角度。经过对准优化后，镱$^+$ 离子图像在 EMCCD相机上仍显示出彗差，如图 9 (b) 所示。将楔形基底（WS）与光束合束器（BS）之间的针孔收至直径为 ≈ 6 毫米后，图像中心的荧光（图 9 (b) 和 (c) 中红色方框所示）仅降低了 5 %。所得图像如图 9 (c) 所示。该针孔将镱NA 的像差$^+$ 光路在 EMCCD相机上的成像降至 ≈ 0.25，同时总荧光也降至 1/3。铟$^+$ 离子图像未显示彗差或其他像差的迹象（见图 9 (a) ）。

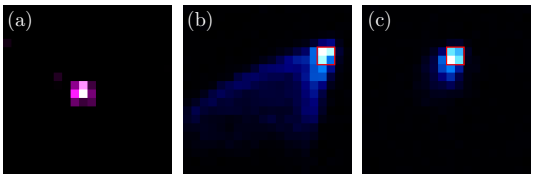


图 9. 单离子图像：铟$^+$ 离子图像 (a)；针孔打开时的镱$^+$ 离子图像 (b) 和针孔关闭时的图像 (c)。针孔会遮挡导致 (b) 中出现拖尾的边缘光线。指示的红色感兴趣区域中的荧光降低了 5%。所示图像范围内的总荧光在 (c) 中降至 (b) 的三分之一。

图10用于定量表征系统在230.6 纳米下的性能，并将其与考虑了第III C节所述公差的模拟结果进行比较。一种可行的方法是根据单个铟离子的实验图像确定$f_{\mathrm{ee,exp}}(r_{\mathrm{c,1p}} = 8\,\mu\mathrm{m})$。相机较大的像素尺寸（$16\,\mu\mathrm{m} \times 16\,\mu\mathrm{m}$）限制了评估的分辨率。如果离子正好位于某个像素的中心，$r_{\mathrm{c,1p}}$ 会包围该像素，因此可以利用该像素中的荧光计算$f_{\mathrm{ee,exp}}(r_{\mathrm{c,1p}})$。在大多数情况下，离子的位置会使最多四个像素落入$r_{\mathrm{c,1p}}$的范围内。对于图10中的评估，通过计算感兴趣区域（ROI）内离子亮度的中心点来确定离子的位置。图10第一行（ $r_{\mathrm{c}} = 8\,\mu\mathrm{m} = r_{\mathrm{c,1p}}$）展示了五幅单个铟离子的图像（a–e），这些图像是在不同光强和曝光时间下拍摄的。橙色感兴趣区域表示收集离子荧光并用于后续分析的区域。坐标系（x, y）按照第一幅图像（a）中的标示为像素编号，其中原点（$x = 0$, $y = 0$）位于一个像素的中心。中心点的 x坐标和 y坐标分别通过灰度值加权相应的 x坐标和 y坐标，再除以橙色感兴趣区域内所有灰度值之和计算得出。所有图像的中心点均以红点标出。在图10第一行中，以中心点为圆心绘制了一个半径为 $r_{\mathrm{c}} = 8\,\mu\mathrm{m}$的绿色圆。蓝色感兴趣区域显示与绿色圆相交、并用于计算下方所示$f_{\mathrm{ee,exp}}(r_{\mathrm{c}})$数值的像素

图像。

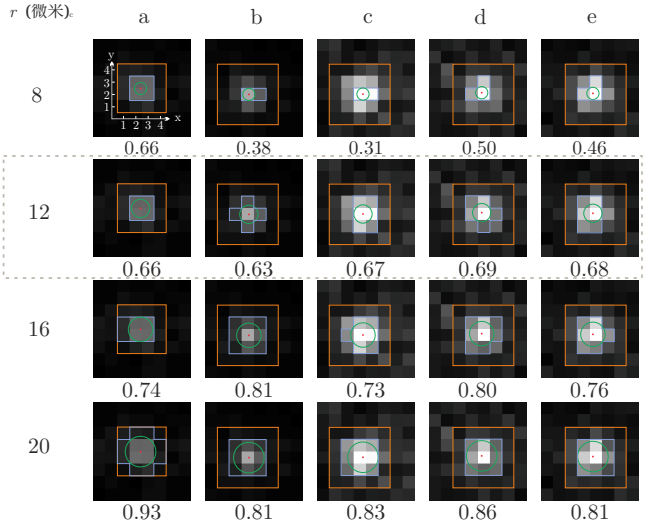


图10. 确定半径 $r_{c,\ exp}$ 其满足 $f_{ee,\ exp} \approx 0.7$（适用于 230.6 纳米光路）。图中展示了由相机记录的单个钡$^+$ 离子的五张图像（a-e）。对于这些图像，根据橙色感兴趣区域内像素的灰度值计算离子的中心点（红点）。中心点周围的绿色圆表示 r_c，其数值在 $8\,\mu$m 至 $20\,\mu$m 之间变化；蓝色感兴趣区域表示用于计算 $f_{ee,\ exp}(r_c)$ 的区域，该值列于每张图像下方。

中心点的位置在图像a–e中有所变化，计算$f_{ee,\ exp}(r_c)$时会考虑2至4个像素，因此五幅图像对应的数值介于0.31和0.66之间。这表明 $r_c = 8\,\mu\text{m} = r_{c,\ 1p}$ 其数值过小，无法满足由系统公差分析得出的 $f_{ee,\ exp} \approx f_{ee,tol} \approx 0.7$。为了估算满足 $f_{ee,tol} \approx 0.7$ 的 r_c 数值，在图10后续各行中将 r_c 增大至 $12\,\mu$m、$16\,\mu$m 和 $20\,\mu$m，并重复对图像 a-e 的评估。数值 $f_{ee,exp}(r_c = 12\,\mu\text{m})$ 与 $f_{ee,tol} \approx 0.7$ 一致。由于蓝色感兴趣区域大于绿色圆，计算 $f_{ee,exp}$ 时纳入的区域过大，但像素尺寸不允许获得更高分辨率。在 $r_c = 16\,\mu$m 和 $r_c = 20\,\mu$m 下进行评估，是为了检验能否将 r_c 增大至 $r_c > 12\,\mu$m，同时避免某些图像出现 $f_{ee,exp} > 0.7$。对于 $r_c = 16\,\mu$m，$f_{ee,exp} > 0.7$ 的五个数值均成立，因此得出结论：对于 230.6 纳米光路，$r_{c,exp}(f_{ee,exp} = 0.7) = (12 \pm 2)$ 为 μm。这意味着，对于 $f_{ee} = 0.7$，实验测得的半径 $r_{c,\ exp}$ 与公差仿真确定的半径 $r_{c,1p}$ 之比为 $r_{c,exp}/r_{c,1p} = 1.5$。

对于带有 $f_{ee,\ tol} \approx 0.6$ 的 369.5 nm 光路，由于图像呈现出前文所述的彗差，因此省略了多幅图像的详细表征。针孔关闭时，通常有 65% 的荧光被收集在 3×3 个像素上，对应于$r_{c,\ exp} \approx 24\,\mu$米。

表VI 总结了两条光束路径的成像系统相关参数。光电倍增管的理论探测效率考虑了所收集的立体角比例、散射率、散射图样、真空窗和透镜的透射率，以及供应商指定的量子效率。

表 VI。探测系统规格。光电倍增管的理论探测效率根据所收集的立体角比例、光电倍增管的量子效率、散射率，以及窗口和透镜的透射率计算。

		钡$^+$ (230.6 纳米)	镱$^+$ (369.5 纳米)
数值孔径 NA		0.45	0.40（相机为 0.25）
测得的放大率 M		11.64 ± 0.03	9.98 ± 0.05（使用 FBS 时：9.88 ± 0.09）
理论上收集到的立体角比例	$\frac{\Omega}{4\pi}$	0.067	0.042（相机为 0.016）
光电倍增管实测探测效率与理论探测效率之比		0.6	0.95
$f_{ee,\ tol}$（$r_{c,\ 1p} = 8\,\mu$米）		0.7	0.6
$r_{c,\ exp}$（$f_{ee,\ tol}$）（μ米）		12 ± 2	≈ 24
$r_{c,\ exp}$（$f_{ee,\ tol}$）/$r_{c,\ 1p}$（$f_{ee,\ tol}$）		1.5	≈ 3

对于镱$^+$ 光电倍增管，达到的荧光产额为预期值的 0.95，而对于钡$^+$ 光电倍增管则仅为 0.6。产生偏差的一个可能原因是，由于老化过程，光电倍增管数据手册中给出的量子效率较低，或者真空窗和反射镜中的损耗大于预期。对于 230.6 纳米光路 $f_{ee,\ exp} = f_{ee,\ tol} = 0$，在半径 $r_{c,exp} = (12 \pm 2)\ \mu$m，比模拟中考虑透镜公差所得的相应半径 $r_{c,1p} = 8\,\mu$m 大 1.5 倍。值得注意的是，钡$^+$ 图像并未呈现图 5 (a) 所示最坏情况下的彗差。然而，$r_{c,\ exp}(f_{ee,tol} = 0.7)$ 比该情况下的预期值更大。这种偏差最可能源于

真空窗，该部件未纳入公差分析。整个系统与真空窗之间的小幅倾斜（≈0.2 °），以及真空窗的小楔角（≈0.02 °），会使图像至少比理想系统中的图像宽一倍。对于 369.5 nm 光路，仅进行了粗略估算，结果为$r_{\mathrm{c,exp}}(f_{\mathrm{ee,tol}}=0.6)\approx 24\,\mu$m，比模拟中考虑四个透镜公差所得的数值 ≈3 倍；模拟得出的数值为$r_{\mathrm{c,1p}}=8\,\mu$m。这只能用 BS、WS 或 BC 的缺陷来解释，最可能的原因是至少一个元件的平行度不完美或楔角偏离规格（对于 WS）。这里元件的对准角并不十分关键，例如，WS 的对准角最多可偏差 3 °，才会在相机分辨率较低的情况下显现出偏差。观察到的畸变可能是由 BS 的 ≈ 0.05 °楔角造成的，这在供应商的规格范围内。

正如根据公差所预期的，无法将离子成像到单个像素上。尽管如此，所达到的成像质量非常适合我们的用途，即同时对镱+离子和铟+ 离子进行空间分辨态探测。

图 11(a) 清楚地显示了使用电子倍增电荷耦合器件进行铟+ 离子态探测的直方图，探测时间为 10 毫秒。图中展示了一个与一枚镱+ 离子协同冷却的单个铟+ 离子荧光信号；该信号是在扫描频率并跨越共振时用光电倍增管记录的，如图 11(b) 所示。

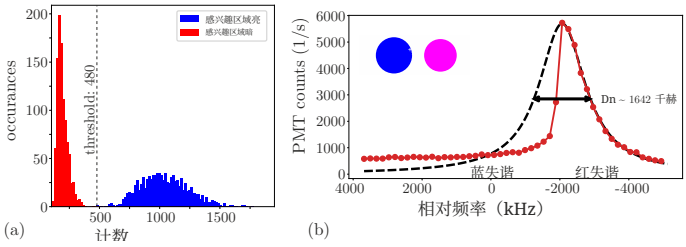


图 11。（a）使用电子倍增电荷耦合器件进行铟+ 态探测的直方图。与共振的失谐为 -Γ/2，探测时间为 10 ms，饱和参数 s = 6，3 × 3 个像素被合并为一个超像素，并作为感兴趣区域（ROI）读出。红色表示暗背景计数，蓝色表示亮计数。（b）光电倍增管记录的频率扫描结果，扫描范围覆盖单个铟+ 离子的 $^1S_0 \leftrightarrow {}^3P_1$ 跃迁的 +9/2 → +11/2 塞曼分量，饱和参数 s = 10。黑色虚线为对实验数据的洛伦兹拟合，表明线宽为 $\Delta\nu = 1642$ 千赫。

V. 结论

总之，我们介绍了一种双波长探测系统的设计，可通过共用一台电子倍增电荷耦合器件相机，在深紫外波段同时对双物种库仑晶体进行空间分辨态探测。据我们所知，这是首次使用一台电子倍增电荷耦合器件相机同时探测双物种库仑晶体。该系统安装在真空腔外，并采用 $NA = 0.45$ 的数值孔径，在光电倍增管和相机上对铟+（230.6 纳米）离子成像。对于镱+ （369.5 纳米）离子，该系统在光电倍增管上提供 $NA = 0.40$ 的数值孔径，在相机上提供$NA = 0.25$ 的数值孔径。所提出的概念可推广至其他双物种离子组合。若希望透射波长（镱+）达到 $NA > 0.4$ 的数值孔径，则需优化分束器、光束合束器和楔形基底，并在公差分析中予以考虑。

本研究的主要目标是构建铟+ 多离子频率标准[22]，，因此在镱+ 至相机的光束路径上选择了简单的针孔方案。对于铟+ 离子的态探测，与以往未实现空间分辨和双色探测的工作相比，我们将探测时间缩短了4–6倍[37,38]。

致谢

我们感谢德国研究联合会（DFG）通过资助项目 CRC 1227（DQ-mat，项目 B03）以及德国卓越战略项目 EXC2123 QuantumFrontiers 提供资助。我们感谢 5.5部门对装置机械安装件进行加工，并特别感谢 M. M¨uller 设计该部件。此外，我们感谢 J. Kiethe 和 J. Keller 对手稿提出的宝贵讨论和意见。

数据可用性

支持本研究结论的数据，可在合理请求后向通讯作者索取。

参考文献

[1]K. Pyka, N. Herschbach, J. Keller, 和 T. E. Mehlst¨aubler，《用于光学多离子钟的低微运动高精度分段式保罗阱》，《应用物理B》**114**，231–241（2014）。[2]W. Alt，《用于高效探测单原子荧光的物镜》，《Optik》**113**，142–144（2002）。[3]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》**38**，4735–4738（2013）。[4]J. Wong-Campos、K. Johnson、B. Neyenhuis、J. Mizrahi 和 C. Monroe，《单原子的高分辨率自适应成像》，《Nature Photonics》**10**，606–610（2016）。

[5]J. Sterk、L. Luo、T. Manning、P. Maunz 和 C. Monroe，《囚禁离子-腔系统的光子收集》，《物理评论A》85，062308（2012）。[6] B. Casabone、K. Friebe、B. Brandst¨atter、K. Sch¨uppert、R. Blatt 和 T. Northup，《集体离子-腔耦合增强量子接口》，《物理评论快报》114，023602（2015）。[7]M. Steiner、H. M. Meyer、C. Deutsch、J. Reichel 和 M. K¨ohl，《与光纤腔耦合的单离子》，《Physical Review Letters》110，043003（2013）。[8]T. Ballance、H. Meyer、P. Kobel、K. Ott、J. Reichel 和 M. K¨ohl，《紫外光纤腔中单离子Purcell增强光子发射的腔诱导反作用》，《物理评论A》95，033812（2017）。[9]K. Koo、J. Sudbery、D. M. Segal 和 R. C. Thompson，《彭宁阱中钙离子的多普勒冷却》，《Phys. Rev. A》69，043402（2004）。[10]C.-K. Chou、C. Auchter、J. Lilieholm、K. Smith 和 B. Bli-nov，《注：使用抛物面镜离子阱进行单离子成像与荧光收集》，《科学仪器评论》88，086101（2017）。[11]R. Maiwald、A. Golla、M. Fischer、M. Bader、S. Heugel、B. Chalopin、M. Sondermann 和 G. Leuchs，《收集单离子发出的超过一半的荧光光子》，《物理评论A》86，043431（2012）。[12]L. Alber、M. Fischer、M. Bader、K. Mantel、M. Sondermann 和 G. Leuchs，《 4 π抛物面镜光-物质界面的聚焦特性》，《Journal of the European Optical Society—Rapid Publications》13，1–10（2017）。[13]Z. Wang、B. Wang、Q. Ma、J. Guo、M. Li、Y. Wang、X. Rao、Z. Huang 和 L. Luo，《新型单体抛物面镜离子阱的设计：使射频零点与光学焦点精确对准》（2020），arXiv:2004.08845。[14]G. Shu、M. Dietrich、N. Kurz 和 B. Blinov，《利用高数值孔径球面镜进行囚禁离子成像》，《物理学杂志B：原子、分子与光学物理》42，154005（2009）。[15]G. H´etet、L. Slodi˘cka、A. Gl¨atzle、M. Hennrich 和 R. Blatt，《球面镜中的量子电动力学》，《Phys. Rev. A》82，063812（2010）。[16]G. Shu、C.-K. Chou、N. Kurz、M. R. Dietrich 和 B. B. Blinov，《使用“tack”离子阱实现高效荧光收集和离子成像》，《J. Opt. Soc. Am. B》28，2865–2870（2011）。[17]T. Dubielzig，《超低振动闭循环低温表面电极离子阱装置》，博士论文（2021）。[18]P. Huang 和 D. Leibfried，《具有长工作距离的深紫外消色差反射折射显微物镜》，载于《新型光学系统设计与优化VII》，J. M. Sasian、R. J. Koshel、P. K. Manhart 和 R. C. Juergens 编，国际光学与光子学学会（SPIE，2004），第125–133页。[19]S. Fujiyoshi、M. Fujiwara、C. Kim、M. Matsushita、A. M. van Oijen 和 J. Schmidt，《适用于整个可见光区域低温光谱学的单组分反射物镜》，《应用物理快报》91，051125（2007）。[20]F. M. Leupold，《囚禁离子振荡器的时间最优控制》，博士论文（2015）。[21]H.-Y. Lo，《在混合物种离子阱中制备压缩薛定谔猫态》，博士论文（2015）。

[22]J. Keller、T. Burgermeister、D. Kalincev、A. Didier、A. P. Kulosa、T. Nordmann、J. Kiethe 和 T. E. Mehlst¨aubler，《在线性库仑晶体中将系统频率不确定性控制在 10^{-19} 水平》，Phys. Rev. A 99, 013405 (2019)。[23]N. Ohtsubo、Y. Li、K. Matsubara、T. Ido 和 K. Hayasaka，《在线性离子阱中协同冷却的铟离子钟跃迁频率测量》，Opt. Express 25, 11725 11735 2017– ( )。[24]N. Herschbach、K. Pyka、J. Keller 和 T. E. Mehlst¨aubler，《用于库仑晶体光学钟的线性保罗阱设计》，Appl. Phys. B 107, 891–906 (2012)。[25]V. Negnevitsky、M. Marinelli、K. Mehta、H. Lo、C. Fl¨uhmann 和 J. Home，《使用混合物种囚禁离子寄存器进行重复多量子比特读出和反馈》，Nature 563, 527–531 (2018)。[26] T. Sakrejda、L. Zhukas 和 B. Blinov，《混合钡离子与镱离子链中的高效协同冷却》，Quantum Information Processing 20 (2021), 10.1007/s11128-021-03112-1。[27]K. Brown、J. Kim 和 C. Monroe，《与囚禁原子离子共同设计可扩展量子计算机》，npj Quantum Information 2 (2016), 10.1038/npjqi.2016.34。[28]I. V. Inlek、C. Crocker、M. Lichtman、K. Sosnova 和 C. Mon- roe，《用于量子网络的多物种囚禁离子节点》，Physical review letters 118, 250502 (2017)。[29]J. M. Pino、J. M. Dreiling、C. Figgatt、J. P. Gaebler、S. A. Moses、M. S. Allman、C. H. Baldwin、M. Foss-Feig、D. Hayes、K. Mayer 等，《囚禁离子量子电荷耦合器件计算机架构的演示》，Nature 592, 209–213 (2021)。[30]Y. Wan、D. Kienzler、S. D. Erickson、K. H. Mayer、T. R. Tan、J. J. Wu、H. M. Vasconcelos、S. Glancy、E. Knill、D. J. Wineland、A. C. Wilson 和 D. Leibfried，《囚禁离子处理器中分离量子比特之间的量子门隐形传态》，Science 364, 875–878 (2019)。[31]S. D. Erickson、J. J. Wu、P.-Y. Hou、D. C. Cole、S. Geller、A. Kwiatkowski、S. Glancy、E. Knill、D. H. Slichter、A. C. Wilson 和 D. Leibfried，《囚禁离子超精细量子比特的高保真间接读出》，Phys. Rev. Lett. 128, 160503 (2022)。[32] C. Bruzewicz、R. McConnell、J. Stuart、J. Sage 和 J. Chi- averini，《ca+/sr+ 囚禁离子晶体的双物种多量子比特逻辑基元》，npj Quantum Information 5, 1–10 (2019)。[33]A. C. Hughes、V. M. Sch¨afer、K. Thirumalai、D. P. Nadlinger、S. R. Woodrow、D. M. Lucas 和 C. J. Ballance，《高保真混合物种纠缠门的基准测试》，Phys. Rev. Lett. 125, 080504 (2020)。[34]L. R. F.R.S.，《XXXI. 光学研究，特别涉及光谱仪》，《伦敦、爱丁堡和都柏林哲学杂志与科学期刊》8, 261–274 (1879)。[35]R. T. Borlinghaus，《超分辨率——关于光学显微镜分辨率的启发式观点》，https://research.ninds.nih.gov/sites/default/files/documents/Super-Resolution.pdf(访问日期：2022-10-11) (2014)。[36] Laseroptik GmbH，https://www.laseroptik.com/en/coating-guide/thin-film-basics/tips-and-tricks(访问日期：2022-10- 25)。[37]T. Becker、J. v. Zanthier、A. Y. Nevsky、C. Schwedes、M. N. Skvortsov、H. Walther 和 E. Peik，《单个铟$^+$ 离子的高分辨率光谱学：迈向光频标准》，Phys. Rev. A 63, 051802 (2001)。[38]N. Ohtsubo、Y. Li、K. Matsubara、N. Nemitz、H. Hachisu、T. Ido 和 K. Hayasaka，《基于协同冷却铟离子的光学钟》，《超精细相互作用》240, 39 (2019)。