表面保罗阱中的离子垂直输运：扶梯与电梯方案

AlexeyRusskikh[1] 和 Nikita Zhadnov[1,2]

[1]P.N. Lebedev Physical Institute，俄罗斯科学院，莫斯科，俄罗斯[2]俄罗斯量子中心，莫斯科，俄罗斯

arXiv:2603.06208v1 [quant-ph] 6 Mar 2026

能够囚禁并操控数十个离子量子比特的表面离子阱，已成为具有高量子体积的量子处理器的领先平台。这些器件采用量子电荷耦合器件（QCCD）架构，其中多个囚禁区由芯片上的输运网络连接，通过运送离子链，实现离子在与芯片表面平行的平面内进行物理输运，从而实现完全连通。垂直于该平面移动离子的能力可带来额外优势，包括调节激光–离子相互作用强度、系统研究表面引起的加热机制，以及与外部光学腔的模式精确对准。我们提出一种“扶梯”——在不同囚禁高度的囚禁区之间进行几何优化的过渡方案，并对两种“电梯”构型进行比较分析；它们通过额外的电极电压动态改变射频零点的位置。这两种方案都能使芯片表面上方的离子囚禁高度近乎改变一倍。

1 引言

离子量子计算机在扩展方面近期取得的成功 [1] 被归功于早期实现的 QCCD架构 [2]，，具体而言，其模块化离子阱布局、通过离子转运实现的量子门操作，以及功能各异的离子阱区域 [3, 4]。这些技术使迄今为止最复杂的量子计算得以实现 [5]。表面保罗阱 [6]尤其适用于 QCCD 架构，因为它们能够轻松支持由相连囚禁区域构成的复杂网络，并可在平面基底上对离子链进行受控转运。

迄今为止，许多研究都致力于对平行于芯片表面的平面内离子输运进行建模和实验实现，包括沿离子阱轴穿梭离子 [7, 8], 引导离子通过结点 [9, 10], 以及交换离子的位置 [11]。在本研究中，我们将注意力转向垂直（面外）输运。关于表面保罗阱中面外离子传输的研究已在点阱 [12], 线性阱 [13, 14], 和垂直线性阱 [15]中开展。引入这一第三空间自由度具有若干优势：

1. **控制与寻址激光和微波场的耦合：** 垂直输运使离子能够被选择性地移入或移出全局激光束的焦点，从而实现针对特定区域的操作（例如，存储与相互作用）。同样，使离子靠近芯片表面可显著增强其与集成微波天线的相互作用，有助于实现高保真度量子门[16]。

2.**与外部光学腔模对准：**精确定位对于最大化离子与外部光学腔模之间的耦合至关重要 [17, 18], 这也是量子网络和多核处理器中光子互连的关键要求。此外，这种耦合还可通过共用腔模，实现不同离子链（位于同一芯片或不同芯片上）之间的量子操作[19], 这从根本上要求沿腔轴对准多个离子。由于这些腔模通常平行于

Nikita Zhadnov: nik.zhadnov@gmail.com

芯片表面，因此对离子位置进行精确的垂直控制不可或缺。必须以亚波长精度将离子置于光学驻波的中央波腹处，以最大化相干耦合率；该耦合率取决于局部电场强度。

3.**表面噪声表征与缓解：**能够原位改变离子-表面距离，为探测电场噪声及研究其来源提供了直接方法 [20]。增大囚禁高度（例如存储区的囚禁高度）可用于减轻运动退相干。

表面离子阱中的囚禁高度主要由射频电极（通常标记为 b和 c）以及接地电极（a）的宽度决定 [21]。尽管直流电压可以使离子发生位移，但通常会引入过量微运动及相关加热 [22]。因此，要使离子垂直移动，就必须移动射频伪势（射频零点）的极小值本身。

离子垂直输运的多种方法已通过理论和实验得到验证。一种主要方法是动态调控射频电势以移动射频零点。具体而言，可向中央电极施加可控射频电压，从而使离子-表面距离 h能够在50–150 μm的较大范围内变化 [14]。研究还表明，采用类似原理调控分段中央电极或射频导轨上的射频电势，也能实现垂直定位，从而使离子移动数十微米 [13, 23]。另一种方法采用中心对称的射频电极构型，使主捕获轴垂直于芯片表面 [15]。在这种设计中，利用直流电极可在50–300 μm的范围内实现垂直控制。

本研究探讨了一种新的表面阱离子垂直输运方法：连接两个固有囚禁高度不同的囚禁区域。该方法无需额外的电压控制，并在几何上将离子芯片划分为多个囚禁程度不同的区域。我们还考虑了一种已知技术，即向中央电极或其分段施加额外的射频电压。我们将这两种方法命名为——

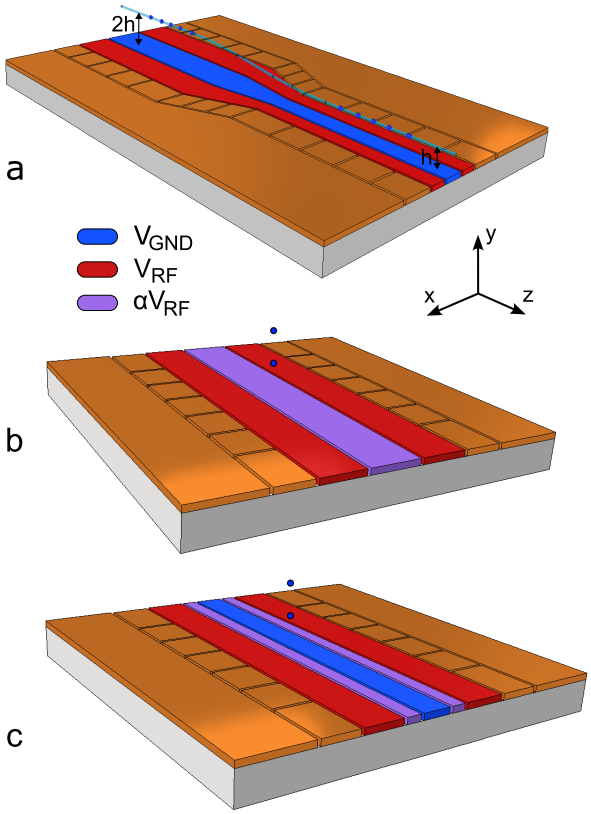

图 1：用于离子垂直定位的表面离子阱构型。(a) 扶梯：过渡区域连接两个高度相差两倍的囚禁区；蓝线表示离子在输运过程中的轨迹。(b) 电梯：中央电极上施加可调射频电压 αV_{rf}。(c) 电梯：中央电极的各个分段上施加可调射频电压 αV_{rf}。(b) 和 (c) 中分别展示了对应于不同控制电压的两个离子位置。

第一种方法称为“扶梯”，第二种称为“电梯”。这两个概念如图1所示。我们的主要目标是探讨离子垂直输运的物理原理及其权衡取舍，而非指定某种特定的阱布局，因为阱布局必然取决于预期应用。

2 离子芯片标量器

图中所示的离子阱设计1 （a）并不符合传统线性表面离子阱的五线对称性，从而在常见保罗阱的赝势中引入势垒和畸变。其他表面线性保罗阱结构也会出现类似问题，例如装载孔和各种类型的结点。通常可以通过仔细设计电极形状来解决这一问题。对于

平面结点，标准策略是用分段优化轮廓替代中心接地电极与射频导轨之间的直线边界。该轮廓通过数值赝势模拟确定，以确保离子平稳输运并尽量减少加热[24, 25, 26]。在以下各节中，我们将扩展这一框架，用于设计和优化一种“自动扶梯式”结点，使离子能够以绝热方式跨越两倍高度差，同时将激发降至最低。

2.1 离子升降梯的初始设计

为了构建一对具有高度差的相连离子阱，我们首先选定了离子阱电极的尺寸以及连接段的长度。在我们的实验室中，我们使用$^{171}Yb^{+}$ 离子。除非另有说明，所有情况下的计算均针对该离子给出，并采用离子阱射频电压参数 $V_{\mathrm{rf}} = 100\mathrm{V}$和 $\omega_{rf} = 2\pi \times 20\mathrm{MHz}$。

为满足囚禁离子量子计算的基本要求 [27]，我们选用了一种高度较小的离子阱设计。电极宽度分别为：中心接地电极 $80\,\mu\mathrm{m}$，射频电极 $b_1 = 65\,\mu\mathrm{m}$。该设计给出的径向久期频率为 $\omega_{sec} \approx 2.4$ MHz，离子到表面距离为 $h_1 = 71\ \mu m$ ，阱深为 ≈ 70 meV。这些参数对于表面离子阱而言相当常见。

离子阱之间连接区域附近的平移对称性破缺，会沿离子穿梭路径形成赝势势垒，如图 2 （a）所示。第二步设计优化了第二个离子阱的电极几何结构和连接宽度（见附录 A）。选定的连接器宽度为$D = 300\ \mu\mathrm{m}$。对于优化后的第二个离子阱，其赝势参数为：囚禁高度 $141\,\mu\mathrm{m}$，径向世俗频率 $\omega_s \approx 0.5$ MHz，以及阱深≈ 22meV。

2.2 连接器优化

离子穿过赝势势垒时，其运动态会受到激发，振动量子数随之增加 n，从而降低运输保真度。为防止这种情况，我们构建了一个 [24] 取决于电极形状的多目标函数，并对其进行最小化。优化目标不仅包括降低

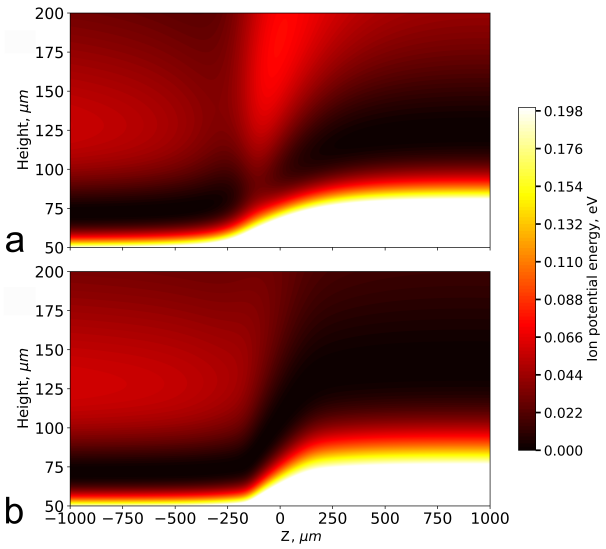

图 2：沿输运轴的赝势分布。（a）两个高度不同的囚禁区之间未经优化的连接。（b）完成所有优化步骤后的优化过渡，赝势势垒降低了十倍。

赝势值，还包括尽可能减小离子运动路径上的梯度。这一点至关重要，因为产生的加热率与 $\left(\frac{\partial\psi}{\partial z}\right)^2$ 以及世俗频率 $S_{V_{\mathrm{N}}}(\Omega_{\mathrm{rf}} - \omega_z)$[28, 20] 处的射频电压噪声功率谱密度成正比。通过最小化势梯度，我们可以降低离子对这一噪声源的敏感性。为此，我们定义了四个具体的目标函数，用以量化赝势景观的不同方面。

$$
\begin{aligned}
F_1 &= \int_{-l}^{l} \psi(y|_{\psi_{min}})dz \\
F_2 &= \max\left(\psi(y|_{\psi_{min}})\right) \\
F_3 &= \int_{-l}^{l} \left|\frac{\partial\psi(y|_{\psi_{min}})}{\partial z}\right| dz \\
F_4 &= \max\left(\left|\frac{\partial\psi(y|_{\psi_{min}})}{\partial z}\right|\right),
\end{aligned}
\tag{1}
$$

其中 ψ 为赝势，$l = 1000\ \mu\mathrm{m}$定义计算域的大小，$y|_{\psi_{\min}}$表示在给定 z时 x–y 平面内赝势最小值的垂直坐标。F_1 和 F_3 表征积分（平均）赝势与梯度，而 F_2 和 F_4 表征其峰值。利用这四个函数，构造多目标函数：

$$
F_0 = \sum_{i=1}^{4} \sigma_i \frac{F_i}{F_i^{\mathrm{norm}}},
$$

其中 σ_i 为权重系数，F_i^{norm}为归一化因子。通常，归一化常数取为对每个相应函数 F_i最小化后得到的值。权重根据各目标函数的相对重要性手动选取，以提高整体性能。优化参数由沿射频电极和直流电极边界、位于 –D到D（其中D为过渡区宽度）范围内的一组点的x坐标组成，如图3。

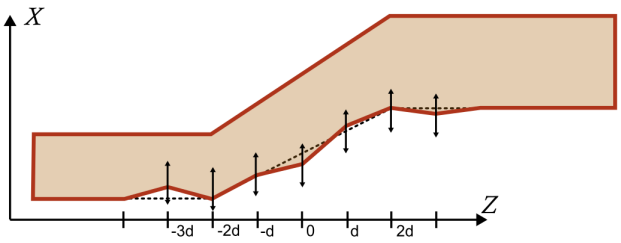

图 3：扶梯过渡区域内射频电极的可变点。优化过程中，在保持 z 坐标固定的同时改变每个点的 x 坐标。下方射频电极的各点采用对称方式构造。调整直流电极，使相邻电极之间的间隙保持恒定。

仿真参数 V_{peak}, ω_{rf}、离子质量和电荷均与上述描述一致。电极边界离散为 34 个控制点（间距为 $\approx 9\,\mu$m），可轻松满足光刻工艺的能力要求。

两阶段优化过程包括：

1. 单目标优化：分别最小化每个目标函数 (F_1 – F_4)，以确定归一化系数，确保多目标函数中的扩展尺度具有可比性；

2. 加权和优化：使用经验调定的权重 σ_i 最小化复合目标函数。

优化采用 Nelder–Mead 算法进行。对于优化后的设计（图 4），得到以下结果： 10×赝势幅度降低（图 5）及其沿离子路径的梯度降低，对应控制点偏离初始 x 位置 $< 20\ \mu$ m。

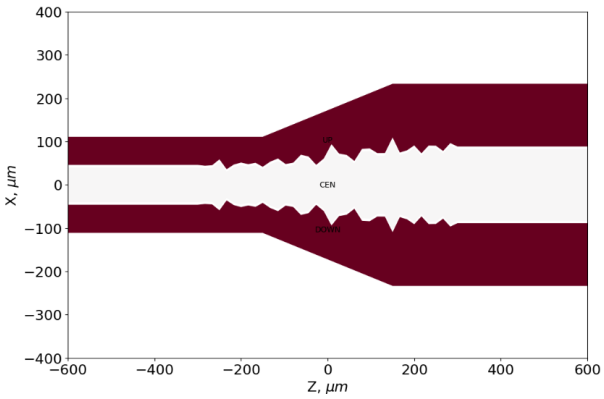

图 4：优化后的扶梯过渡区域电极几何结构。

3 芯片上的离子电梯

与扶梯通过电极宽度的几何变化实现垂直输运不同，电梯方案通过改变射频电势分布，使射频零点沿垂直方向移动。这无需沿轴向改变电极几何结构，因此不会引入赝势势垒。其权衡是需要额外的射频电压源。

为了对两种电梯构型进行直接比较，我们采用相同的基础离子阱几何结构分析这两种方法：对称的五线布局，电极宽度相等 $a = b = c = 100\,\mu$m。利用House的二维拉普拉斯方程解析解 [21], ，我们推导出离子阱参数——囚禁高度、阱深以及Mathieu q 参数——作为控制电压的函数。所有计算均针对$^{171}\text{Yb}^+$，取 $V_{\text{rf}} = 100\,\text{V}$，且$\Omega_{\text{rf}} = 2\pi \times 20\,\text{MHz}$。

3.1 施加于中央电极的射频电压

最简单的电梯实现方式是施加额外的射频电压 αV_{rf} 于中心接地电极，其中 α 为电压比（图1 (b)）。当 $\alpha > 0$时，中央电极与射频导轨同相驱动；当 $\alpha < 0$ 时（通过引入相位偏移 π实现），中央电极与其反相。

令对称面处射频电场的垂直分量为零，可得囚禁高度的闭式表达式：

$$h^2 = \frac{3a^2}{4} \cdot \frac{2 - 3\alpha}{2 + \alpha}, \tag{2}$$

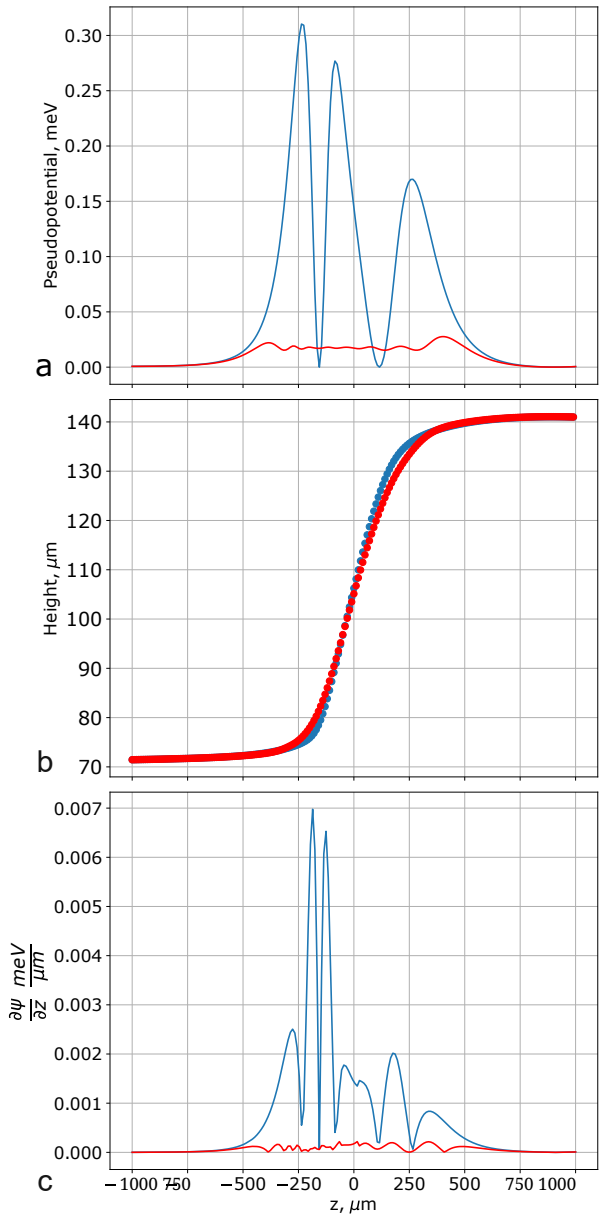

图 5：（a）优化（红色）和未优化（蓝色）过渡区域沿离子传输路径的赝势势垒；（b）赝势最低点的高度与轴向位置的关系；（c）赝势一阶导数的大小。

适用于 $-2 < \alpha < 2/3$。当 $\alpha = 0$ 时，该式简化为标准五线结果 $h_0 = a\sqrt{3/2} \approx 86.6\,\mu\text{m}$ [21]。正值 α 会将离子拉向表面，而负值 α 则会将其推离表面。

因禁高度随控制电压的变化如图所示。6（a）展示了阱深随高度的变化关系。图6（b）仅显示满足 $q < 0.4$且阱深超过 25 meV 的参数范围。高度约从 60 变化至 $120\,\mu\text{m}$，从而可以实现

仅增加一个射频通道，就几乎可以使高度变化一倍。

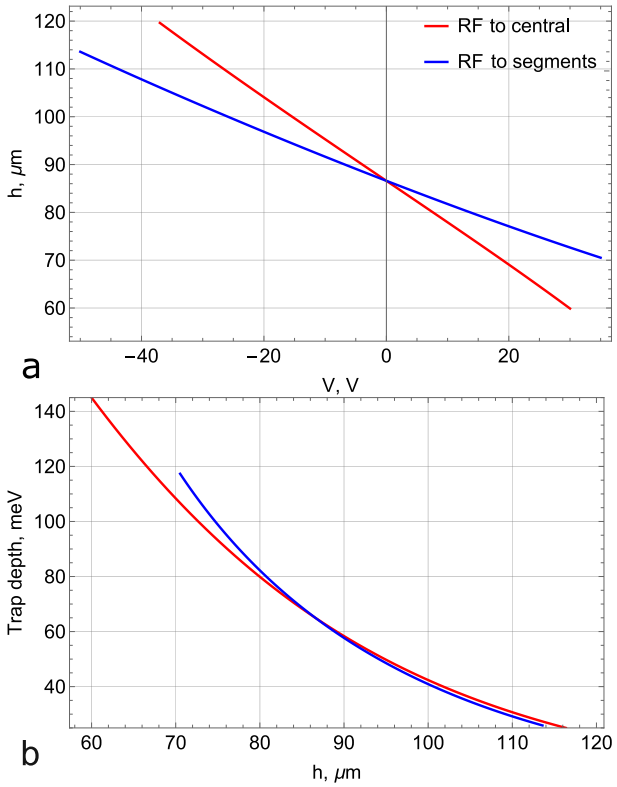

图 6：两种适用于 $a = b = c = 100\,\mu\text{m}$ 的升降器构型比较。（a）离子囚禁高度随控制电压的变化。（b）阱深随囚禁高度的变化。图中仅显示马修参数为 $q < 0.4$ 且阱深超过 25 meV 的稳定构型。在超出这些范围的情况下仍可能实现囚禁，但此处采用的赝势近似会变得不可靠，因此需要进行完整的马修稳定性分析。

3.2 施加于分段电极的射频电压

另一种方法是将中央电极分为三部分（图1 （c））。与射频导轨相邻的两个外侧部分施加电压 αV_{rf}，而中央部分保持接地。我们考虑三部分宽度相等的情况。

与前一种情况不同，射频势的三项结构无法给出零点高度的简单闭式表达式。尽管如此，计算仍然是解析的：所有量均由已知势 [21]计算得出。结果与第一种情况的结果一同显示于图6中。

可实现的高度范围约为其一半

在相同电压摆幅下，第一种构型的阱深随高度的变化几乎相同。不过，分段式设计提供了额外的自由度：向各分段施加直流电压，便可旋转阱的主轴 [29]并进行微运动补偿。

4 结论

我们分析了表面保罗阱中离子垂直定位的两种互补方法：“扶梯”和“电梯”。两者的目标都是在 QCCD 架构中实现受控的离子平面外输运。

扶梯通过优化的过渡区连接两个具有不同固有囚禁高度的囚禁区域。通过对电极边界形状进行多目标优化，我们将沿离子输运路径的赝势势垒降低了十倍，从而能够以极小的运动激发实现跨越两倍高度差（71 至 141 μm）的绝热传输。该方法无需额外的电压控制，并通过基于几何结构的划分，以被动方式将芯片划分为具有不同囚禁高度的区域。

电梯通过向附加电极施加可控的射频电压，动态调节射频零点高度。我们使用解析模型，在一种共用几何结构（$a = b = c = 100\,\mu$m）上分析了两种配置：向整个中央电极施加射频电压，以及驱动中央电极的分段部分。前者在相同电压摆幅下提供更大的高度调节范围。在给定囚禁高度下，两种配置产生几乎相同的阱深，并且在整个有用工作范围内保持稳定（$q < 0.4$）。

扶梯和电梯方法满足不同的操作需求，并可集成于同一块芯片上。扶梯适用于功能不同的区域之间进行粗略的高度分离，例如，为量子处理优化的低高度相互作用区，以及表面噪声较低的高高度存储区。电梯则可在特定区域内实现精细、连续的高度调节，以便与外部腔模精确对准，或系统地研究反常加热如何随离子—表面距离变化。这两种技术相结合，将 QCCD架构的能力扩展到了第三空间维度。

参考文献

[1]I.V. Zalivako、N.V. Semenin、N.O. Zhad- nov、K.P. Galstyan、P.A. Kamenskikh、V.N. Smirnov、A.E. Korolkov、P.L. Sidorov、A.S. Borisenko、Yu.P. Anosov、I.A. Semerikov、K.Yu. Khabarova 和 N.N. Kolachevsky。《囚禁离子量子计算：原理、成就与展望》。Phys.-Usp. **68**, 552–583 （2025年）。[2]D. Kielpinski、C. Monroe 和 D.J. Wineland。《大规模离子阱量子计算机的架构》。Nature**417**, 709–711 （2002年）。[3]S.A. Moses、C.H. Baldwin、M.S. Allman、R. Ancona、L. Ascarrunz、C. Barnes、J. Bar- tolotta、B. Bjork、P. Blanchard、M. Bohn 等。《赛道式囚禁离子量子处理器》。Phys. Rev. X**13**, 041052 （2023年）。[4]Quantinuum。《Helios：一台98量子比特囚禁离子量子计算机》（2025年）。arXiv:2511.05465。[5] M. DeCross、R. Haghshenas、M. Liu、E. Ri- naldi、J. Gray、Y. Alexeev、C.H. Bald- win、J.P. Bartolotta、M. Bohn、E. Chertkov、J. Cline、J. Colina、D. DelVento、J.M. Dreil- ing、C. Foltz、J.P. Gaebler、T.M. Gatterman、C.N. Gilbreth、J. Giles、D. Gresh、A. Hall、A. Hankin、A. Hansen、N. Hewitt、I. Hoff- man、C. Holliman、R.B. Hutson、T. Jacobs、J. J ohansen、P.J. Lee、E. Lehman、D. Luc- chetti、D. Lykov、I.S. Madjarov、B. Math- ewson、K. Mayer、M. Mills、P. Niroula、J.M. Pino、C. Roman、M. Schecter、P.E. Siegfried、B.G. Tiemann、C. Volin、J. Walker、R. Shay- dulin、M. Pistoia、S.A. Moses、D. Hayes、B. Neyenhuis、R.P. Stutz 和 M. Foss-Feig。《任意几何结构中随机量子电路的计算能力》。Phys. Rev.X **15**, 021052（2025年）。[6]J. Chiaverini、R.B. Blakestad、J. Britton、J.D. Jost、C. Langer、D. Leibfried、R. Oz- eri 和 D.J. Wineland。《用于囚禁离子量子信息处理的表面电极架构》。QuantumInf.Comput. **5**, 419–439 （2005年）。[7] R. Bowler、J. Gaebler、Y. Lin、T.R.

Tan、D. Hanneke、J.D. Jost、J.P. Home、D. Leibfried 和 D.J. Wineland。《多区阱阵列中的相干非绝热离子输运与分离》。物理评论快报 109，080502（2012年）。[8]A. Walther、F. Ziesel、T. Ruster、S.T. Dawkins、K. Ott、M. Hettrich、K. Singer、F. Schmidt-Kaler 和 U. Poschinger。《控制冷囚禁离子的快速输运》。物理评论快报 109，080501（2012年）。[9] V. Kaushal、B. Lekitsch、A. Stahl、J. Hilder、D. Pijn、C. Schmiegelow、A. Bermudez、M. Müller、F. Schmidt-Kaler 和 U. Poschinger。《基于穿梭的囚禁离子量子信息处理》。AVS量子科学2（2020年）。[10]J.D. Sterk、M.G. Blain、M. Delaney、R. Haltli、E. Heller、A.L. Holterhoff、T. Jen- nings、N. Jimenez、A. Kozhanov、Z. Meinelt 等。《用于量子计算的多结表面离子阱》（2024年）。[11] H. Kauf mann、T. Ruster、C.T. Schmiegelow、M.A. Luda、V. Kaushal、J. Schulz、D. von Lindenfels、F. Schmidt-Kaler 和 U.G. Poschinger。《用于量子信息处理的快速离子交换》。物理评论A 95，052319（2017年）。[12] T.H. Kim、P.F. Herskind、T. Kim、J. Kim 和 I.L. Chuang。《表面电极点保罗阱》。物理评论A 82，043412（2010年）。[13]A. Van Rynbach、P. Maunz 和 J. Kim。《具有可调阱位置的集成反射镜与表面离子阱》。应用物理快报 109（2016年）。[14] I.A. Boldin、A. Kraft 和 C. Wunderlich。《在离子—表面间距可变的平面离子阱中测量反常加热》。物理评论快报 120，023201（2018年）。[15]D. An、C. Matthiesen、A. Abdelrahman、M. Berlin-Udi、D. Gor man、S. Möller、E. Ur- ban 和 H. Häffner。《具有直流可调离子—电极距离的表面阱》。Rev. Sci. In- strum.89（2018年）。[16] A.C. Hughes、R. Srinivas、C.M. Löschnauer、H.M. Knaack、R. Matt、C.J. Ballance、M. Malinowski、T.P. Harty 和 R.T. Suther- land。《无需基态冷却即可实现具有>99.99%保真度的囚禁离子双量子比特门》（2025年）。[17]E. Kassa、H. Takahashi、C. Christoforou 和 M. Keller。《离子的精确定位

在集成保罗阱-腔系统中使用射频信号”。《现代光学杂志》65，520–528（2018年）。[18]H. Takahashi、E. Kassa、C. Christoforou 和 M. Keller。“单离子与光学腔的强耦合”。《物理评论快报》124，013602（2020年）。[19]J. Ramette、J. Sinclair、Z. Vendeiro、A. Rudelis、M. Cetina 和 V. Vuletić。“适用于囚禁离子或里德堡阵列量子计算的任意点互连腔介导架构”。PRX Quantu m 3，010344（2022年）。[20]M. Bro wnnutt、M. Kumph、P. Rabl 和 R. Blatt。“表面附近电场噪声的离子阱测量”。《现代物理评论》87，1419–1482（2015年）。[21] M.G. House。“表面电极离子阱中静电场的解析模型”。物理评论A 78，033402（2008年）。[22]D. Leibfried、R. Blatt、C. Monroe 和 D. Wineland。“单个囚禁离子的量子动力学”。《现代物理评论》75，281（2003年）。[23] M.Y. Channa、A.H. Nizamani、H. Saleem、W.A. Bhutto、A.M. Soomro 和 M.Y. Soo mro。“用于垂直离子穿梭的表面离子阱设计”。IJCSNS 19，264（2019年）。网址：http://paper.ijcsns.org/07_book/201904/20190436.pdf.[24]W. Liu、S. Chen 和 W. Wu。“一种用于扩展表面电极离子阱的灵活优化方法”。Appl. Phys. B 117，1149–1159（2014年）。[25]K. Wright、J.M. Amini、D.L. Faircloth、C. Volin、S.C. Doret、H. Hayden、C.S. Pai、D.W. Landgren、D. Denison、T. Killian 等。“通过微加工X形结表面电极离子阱实现可靠输运”。New J. Phys. 15，033004（2013年）。[26] C. Zhang、K.K. Mehta 和 J.P. Home。“表面电极离子阱结的优化与实现”。New J. Phys. 24，073030（2022年）。[27]I. Gerasin、N. Zhadnov、K. Kudeyarov、K. Khabarova、N. Kolachevsky 和 I. Semerikov。“针对强约束和离子链分离优化的表面离子阱设计”。Quantum Reports 6，442–451（2024年）。[28] R.B. Blakestad、C. Ospelkaus、A.P. VanDe-

vender、J.M. Amini、J.Britton、D.Leibfried 和 D.J. Wineland。“囚禁离子量子比特高保真度地穿过X形结离子阱阵列”。《物理评论快报》**102**，153002（2009年）。

[29]M. Niedermayr。“低温表面离子阱”。博士论文。因斯布鲁克大学（奥地利）。（2015）。

A 初始离子阱设计

在优化过渡区域的形状之前，我们首先确定第二个（较高）离子阱的电极几何结构和过渡长度。对于每个候选过渡长度，我们使用 Nelder–Mead 算法优化第二个离子阱中 GND 电极和射频电极的宽度，所用目标函数为

$$F_1 = \int_{-l}^{l} \psi(y|_{\psi_{\min}})\, dz\,, \tag{3}$$

其目标是使沿离子传输路径的积分赝势最小。由此得到的最优电极宽度及其对应的 F_1 值如图 7 所示，并以过渡长度为函数绘出。

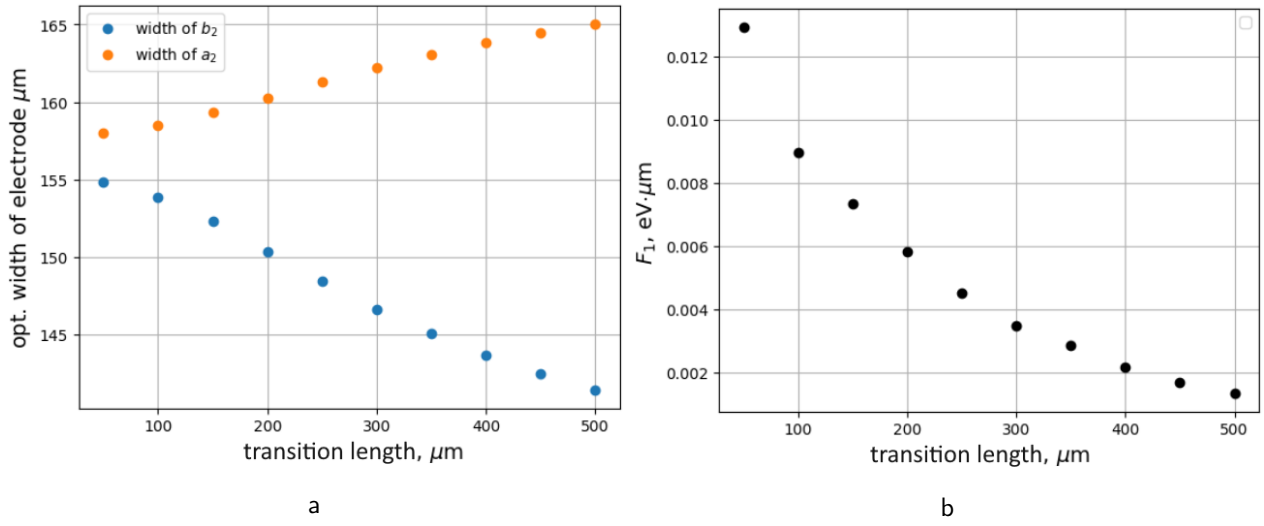

图 7: （a）第二个离子阱的中心接地电极 a_2 和射频电极 b_2 的最优宽度随过渡区域长度的变化。（b）对应的目标函数 F_1值。

增加过渡长度会降低沿离子路径的赝势势垒峰值和平均值。然而，过渡段过长并不实用，因为这会增加输运距离和时间，从而导致额外的运动加热。综合考虑后，我们选择将过渡长度设为 $D = 300\,\mu$m，用于后续第 2.2 节所述的连接器优化。