

# 双凹球面空气微透镜的超聚焦优化研究\*

莫昊燃<sup>1)</sup> 梁文耀<sup>1)</sup> 李志远<sup>1†)</sup>

1) (华南理工大学物理与光电学院, 广州 510641)

## 摘要

本文针对背照射中红外焦平面阵列的高效光耦合需求, 提出并数值研究了一种工作于中红外波段的双凹型硅基空气微透镜。该设计突破了传统凸透镜的范式, 通过将凹面空气腔嵌入高折射率硅介质中, 利用界面处的强折射率差实现超紧致光束聚焦。我们采用时域有限差分法系统分析了前表面曲率半径、后表面曲率半径及空气腔厚度等关键透镜结构参数对焦距、焦深、焦斑尺寸和焦点光强等关键聚焦性能的影响。对于波长 4 微米的照明光, 最小聚焦尺寸可低至 0.83 微米 (约为硅介质内有效波长  $\lambda_{\text{eff}}$  的 71%)。本研究揭示了双凹型空气微透镜中各参数的调控规律, 证实了这种空气微透镜的“硅内聚焦”架构能够很好地契合微缩化红外探测器的物理形态, 在提升器件填充因子方面展现出巨大潜力, 为发展高性能、易集成的片上红外光学系统提供了新颖且可行的解决方案。

**关键词:** 空气微透镜, 中红外, 超分辨聚焦, 背照射探测器

**PACS:** 42.79.Bh, 42.15.Eq

**基金:** 国家重点研发计划 (批准号: 2023YFA1406900)、国家自然科学基金 (批准号: 12434016, 12474380) 和广东省自然科学基金 (批准号: 2025A1515010714) 资助的课题。

† 通信作者. E-mail: phzyli@scut.edu.cn

第一作者. E-mail: hranmo@outlook.com

## 1 引言

微透镜技术作为现代光学和光子学领域的关键组成部分, 广泛应用于光通信、成像系统、光传感器、生物医学检测以及光子集成电路等多个领域<sup>[1-6]</sup>。传统微透镜的设计通常基于高折射率材料 (如玻璃、聚合物或半导体材料) 制成的凸透镜结构, 这些透镜通过在低折射率介质 (通常是空气) 中聚焦光束来实现其光学功能。然而, 随着光子学技术的快速发展, 尤其是对中红外波段光 (3-5 微米)

的应用需求不断增加，传统微透镜的设计理念逐渐暴露出一些局限性，受限于材料多声子吸收损耗与波长衍射极限的协同劣化<sup>[7]</sup>，聚焦效率与空间分辨率均逼近理论下限而难以进一步提升。

中红外光在分子振动光谱成像<sup>[8]</sup>、气体检测<sup>[9,10]</sup>以及自由空间光通信<sup>[11,12]</sup>等领域具有独特的优势，但其较长的波长和特殊的传播特性对微透镜的聚焦效率和分辨率提出了更高的要求。近年来，随着纳米制造技术和光学设计理论的不 断进步，新型微透镜结构的研究逐渐成为热点，例如基于折射-衍射混合原理的消色差微透镜、自由曲面微透镜阵列、超表面集成微透镜以及可调谐液晶微透镜等<sup>[13-16]</sup>。这些新型结构通过结合光学超表面设计、多材料复合工艺以及三维光刻技术，在消色差性能、大视场成像、光场调控精度等方面实现了突破性进展。然而，如何将 这些新型微透镜高效且低串扰地集成到实际的中红外探测系统中，尤其是解决探测器灵敏度与阵列填充因子之间的矛盾，仍是一个亟待解决的工程难题。

在现代高性能中红外焦平面阵列（Focal Plane Arrays, FPAs，如 HgCdTe 探测器）中，普遍采用倒装焊工艺与背照射架构。在这种典型架构下，入射光束不 经过空气直接打在吸收层上，而是首先穿透较厚的折射率匹配衬底（如单晶硅或 CdZnTe），随后在衬底内部传播并最终被底部的超薄光敏元阵列所吸收<sup>[17]</sup>。为了抑制暗电流并降低器件的热噪声，单像素内的实际光敏区面积通常被设计得远小 于像素周期，这不可避免地导致了阵列填充因子的降低。为了打破这一瓶颈，近 年来在背照射红外探测器衬底的光入射面直接单片集成微透镜阵列，已成为提升 红外焦平面光学耦合效率与等效填充因子的关键工程途径<sup>[18,19]</sup>。通过将光束在高 折射率基底材料（如单晶硅或 CdZnTe）内部进行高效的固态浸没汇聚，并精准投 射至后表面的微缩有源吸收区，不仅能够有效抑制暗电流，还能显著降低相邻像 素间的串扰。

基于这一重要的工程应用背景，本团队此前曾报道了一种中红外窗口空气微透镜（其几何结构为平凹透镜构型）的新设计方案<sup>[20]</sup>。传统的微透镜方案是将高折射率材料放置在低折射率介质中以有效聚焦光，而空气微透镜的核心结构是低折射率的空气透镜，嵌入在高折射率介质中。这种打破常规的设计利用了空气与高折射率介质之间的显著折射率差异，聚焦于高折射率介质中，在光聚焦和成像方面表现出卓越的性能。相较于传统微透镜，空气微透镜“硅内聚焦”的特性，能更好地适配背照射探测器“光在基底内传播与聚焦”的工作模式，极易于集成到红外探测器的焦平面阵列上。

根据传统透镜光学理论，双凹（双凸）透镜相对于平凹（平凸）透镜不仅单纯地增加了一个几何设计自由度，更在物理层面上实现了波前相位调制过程的解耦，为独立补偿深聚焦球差和优化近场波矢匹配提供了可能。这种双界面的协同调制有望带来更灵活的光场塑造能力和更好的超分辨聚焦性能。有鉴于此，在本文中，为了进一步提升聚焦性能并获得更大的设计自由度，我们展示了对应用于中红外波段的双凹型硅基空气微透镜的超聚焦优化研究。在第二节中，我们提出了双凹型球面空气微透镜的设计，并进行了时域有限差分仿真计算，仿真结果表明聚焦效果良好，并呈现出偏振不敏感的特性。在第三节中，我们研究了双凹型球面空气微透镜的几个关键结构参数（前球面半径  $R_1$ ，后球面半径  $R_2$ ，空气透镜厚度  $t$ ）对其聚焦性能的影响，揭示了各结构参数对聚焦能力的调控规律。特别是，我们发现该结构在数十微米的焦距下即可实现优异的超聚焦效果，这高度契合了典型背照射红外探测器减薄后的基底厚度，为发展高性能、易集成的片上红外光学系统提供了新颖且可行的解决方案。

## 2 双凹型球面空气微透镜的设计

传统高折射率微透镜（图 1(a)）通常依赖于凸面结构实现光束聚焦，其物理机制在于利用高折射率的透镜材料（如硫系玻璃或锗晶体）与空气之间的折射率差，通过凸形曲率诱导光程差以满足聚焦相位条件<sup>[21]</sup>。与传统方案不同，本文提出了一种基于低折射率介质的凹形微透镜结构（图 1(b)）。该设计通过将凹面空气微透镜嵌入高折射率硅基底中，利用空气-硅界面产生的强折射率突变实现光束调控。该空气微透镜设计用于在 3 至 5  $\mu\text{m}$  的中红外窗口工作，因此选择硅作为嵌入空气微透镜的高折射率介质的基底材料。在 3-5  $\mu\text{m}$  的中红外波段中，单晶硅展现出独特的材料优势：包括高折射率（ $n_{\text{Si}} = 3.424\text{--}3.433$ ）、接近零吸收（消光系数  $k < 10^{-5}$ ）以及超低色散特性（波长敏感性  $\Delta n/\Delta\lambda = -0.0018 \mu\text{m}^{-1}$ ），使其成为实现高数值孔径与宽谱消色差空气微透镜的理想基底材料<sup>[22,23]</sup>。根据斯涅尔定律（Snell's Law），当入射光从硅基底（高折射率介质）传播至空气微透镜（低折射率介质）时，凹面结构可等效为聚焦透镜。

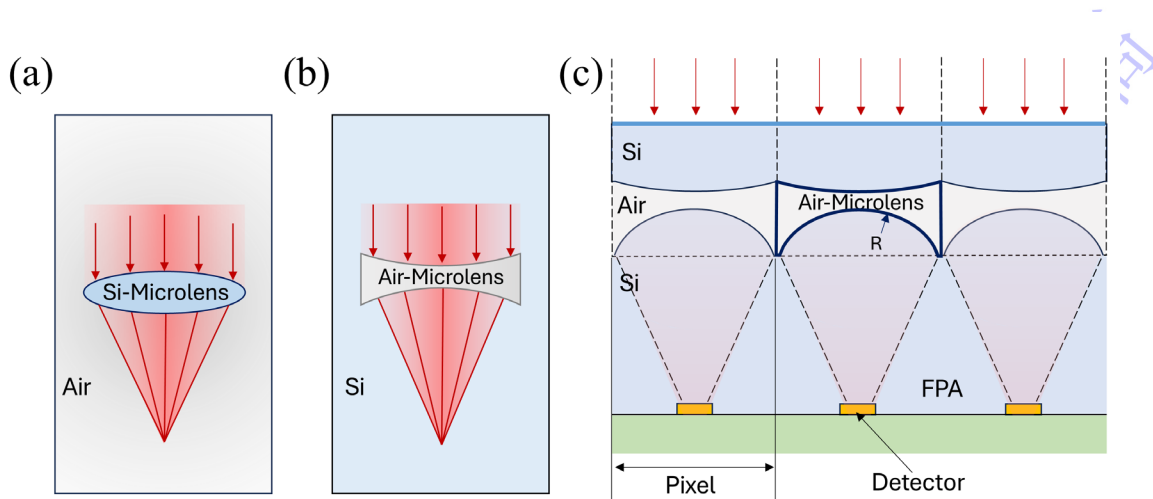


图 1 传统微透镜与空气微透镜设计对比. (a)传统高折射率微透镜示意图. (b)双凹型空气微透镜示意图. (c)双凹型空气微透镜阵列集成于背照射红外焦平面阵列的二维剖面示意图，展示了其在硅基底内部将入射光束高效汇聚并精准投射至底部微缩光敏元（红外吸收层）的工作机理。

Fig.1. Comparative analysis of the microlens designs. (a) The schematic of traditional high refractive index microlens. (b) The schematic of double-concave air-

microlens. (c) Schematic 2D cross-sectional view of the double-concave air-microlens array integrated with a back-illuminated infrared focal plane array, illustrating its working mechanism of efficiently focusing the incident beam inside the silicon substrate onto the miniaturized active areas (infrared absorbers) at the bottom.

此前，我们曾报道了平凹型硅基空气微透镜的设计<sup>[20]</sup>，该透镜具有高分辨能力(横向焦斑半高全宽 $\sim \lambda/6$ )以及在 3-5 $\mu\text{m}$  中红外波段的消色差特性。在本文中，我们将对应用于中红外波段的几何形状更为普遍的双凹型球面空气微透镜的超聚焦能力进行研究，该空气微透镜的剖面结构图如图 2(a)所示，图中  $D$ 、 $t$ 、 $R_1$ 、 $R_2$  分别为空气微透镜的直径、厚度、前曲率半径和后曲率半径。其双凹型球面透镜的曲率半径与焦距  $f$  的几何光学定量关系可表述为<sup>[24]</sup>：

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{n_{Si}} \left( \frac{n_{Air} - n_{Si}}{R_1} - \frac{n_{Air} - n_{Si}}{R_2} + \frac{(n_{Air} - n_{Si})(n_{Air} - n_{Si})t}{n_{Air} R_1 R_2} \right), \quad (1)$$

式中， $n_{Si}$  为硅的折射率， $n_{Air}$  为空气的折射率， $R_1$  是空气微透镜的前球面半径， $R_2$  为空气微透镜的后球面半径。由式(1)可得，双凹型球面透镜相比平凹型球面透镜，额外引入了透镜前表面的曲率半径  $R_1$ ，具有更高的调控自由度。然而，在微米尺度及亚波长结构领域，几何光学理论因无法解析波动效应引发的相位突变而不适用，因此本文采用基于严格电磁场理论的时域有限差分 (FDTD) 方法，对双凹型球面空气微透镜在中红外波段的聚焦性能进行严格电磁场的仿真分析。需要特别指出的是，由于空气微透镜结构在  $xOy$  平面具有旋转对称性，为兼顾大规模参数扫描的计算开销，本文主要采用二维 (2D) FDTD 模型进行参数寻优。为了严格验证该 2D 近似模型的适用性与误差范围，我们选取了优化的参数组(如  $t=15 \mu\text{m}$ ,  $R_1=200 \mu\text{m}$ ,  $R_2=35 \mu\text{m}$ )，做了进一步的严格三维 (3D) FDTD 旋转对称模型对比仿真。结果表明，由于 3D 球面透镜具有比 2D 仿真(可等效为柱透镜)更强汇聚本领，其焦距 (37.7 $\mu\text{m}$ ) 相较于 2D 预测值 (41.4  $\mu\text{m}$ ) 出现了约 9%的合理

前移；然而，两者在焦点处的归一化横向焦斑尺寸（FWHM）几乎完全重合。这一对比验证充分确证了 2D 模型虽在绝对焦距上存在一定的系统性偏移，但在评估超分辨聚焦焦斑的横向尺度以及预测参数演化规律上具有极高的准确性与置信度。

在图 2(b)中，展示了 TE 和 TM 偏振入射光下，参数为  $t=20\ \mu\text{m}$ 、 $R_1=175\ \mu\text{m}$ 、 $R_2=35\ \mu\text{m}$  的双凹球面空气微透镜的聚焦场强仿真结果。从图中可以看出，TE 和 TM 偏振入射光下的聚焦场强分布具有相似的特征，这与 3D 仿真下的结果相一致，表明了该双凹球面空气微透镜具有偏振不敏感性，在两种偏振状态下均能实现良好的聚焦效果。进一步地，图 2(c)和(d)分别展示了沿焦点的 x 轴和 z 轴截面的场强分布。在 x 轴截面上，TE 和 TM 偏振的聚焦场强均呈现出明显的峰值，且峰值位置接近，说明在横向方向上，两种偏振的聚焦效果相近。在 z 轴截面上，聚焦场强的分布也显示出相似的聚焦深度和强度。这种偏振不敏感的特性对于实际应用中减少偏振依赖性具有重要意义，尤其是在需要处理多种偏振状态的光信号时，能够保证稳定的聚焦效果。基于两种偏振入射的一致性，我们在后续的分析中将只展示 TM 偏振下的仿真结果。

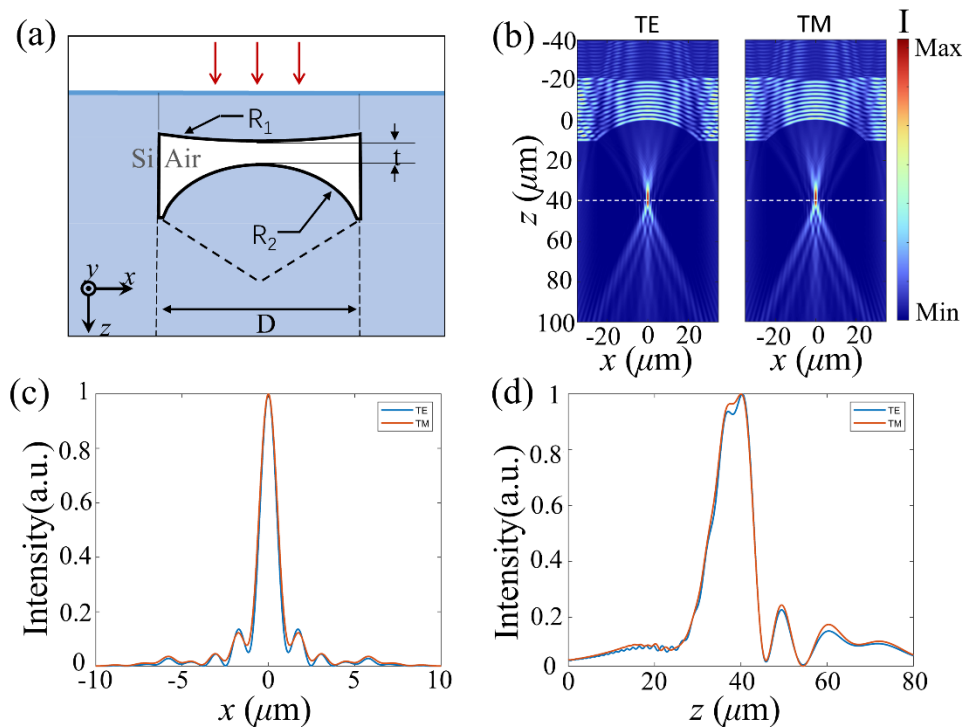


图 2 (a)双凹型球面空气微透镜的剖面结构示意图.  $D$ 、 $t$ 、 $R_1$ 、 $R_2$  分别为空气微透镜的直径、厚度、前表面半径和后表面半径. (b)TE 和 TM 偏振入射光下, 对参数为  $t=20 \mu\text{m}$ 、 $R_1 = 175 \mu\text{m}$ 、 $R_2 = 35 \mu\text{m}$  的双凹球面空气微透镜的聚焦场强仿真结果. (c)和(d)分别为沿焦点的  $x$  轴和  $z$  轴截面的场强分布.

Fig.2. (a) Schematic cross-sectional structure of a double-concave spherical air-microlens.  $D$ ,  $t$ ,  $R_1$ , and  $R_2$  denote the diameter, thickness, front surface radius, and rear surface radius of the air-microlens respectively. (b) Simulated focal field strength results for a biconcave spherical air-microlens with parameters  $t = 20 \mu\text{m}$ ,  $R_1 = 175 \mu\text{m}$ , and  $R_2 = 35 \mu\text{m}$  under TE and TM polarized incident light. (c) and (d) display the electric field distributions along the  $x$ -axis and  $z$ -axis cross section of the focal point, respectively.

### 3 分析与讨论

传统双凸透镜作为常用的透镜, 相对于传统平凸透镜具有更强的光线汇聚能力和设计灵活性, 而空气微透镜的双凹透镜等价于传统透镜中的双凸透镜, 因此在此平凹型空气微透镜的基础上, 进一步地研究双凹型空气微透镜的聚焦能力, 有望得到聚焦性能更强的空气微透镜设计. 双凹型空气微透镜的关键结构

参数为前表面半径  $R_1$ ，后表面半径  $R_2$  以及空气腔的厚度  $t$ ，下面将对这三个结构参数进行分析。需要指出的是，由于本设计中光束是在高折射率的硅基底内部聚焦，为了严谨评估该空气微透镜的超分辨聚焦能力，后续讨论中的横向焦斑尺寸将以硅介质内的有效波长  $\lambda_{\text{eff}}$  为基准进行归一化比较。已知中心真空波长  $\lambda_0 = 4 \mu\text{m}$ ，硅的折射率  $n_{\text{Si}} = 3.424$ ，则介质内有效波长  $\lambda_{\text{eff}} = \lambda_0 / n_{\text{Si}} = 1.168 \mu\text{m}$ 。

为了系统性评估前球面半径  $R_1$  对聚焦性能的调控规律，本研究通过对  $R_1$  在  $100\text{--}200 \mu\text{m}$  区间内间隔  $25 \mu\text{m}$  的五种典型取值，以及前表面为平面时的情况，进行了时域有限差分法（FDTD）严格电磁场仿真计算，同时固定后球面半径  $R_2 = 25 \mu\text{m}$  与空气腔厚度  $t = 10 \mu\text{m}$ ，以排除其他几何参数的干扰。入射平面波设置为 TM 偏振的线偏振光，偏振方向垂直于图 2(a) 中的  $x$  轴，中心波长  $\lambda = 4 \mu\text{m}$ ，波矢方向垂直于硅基底表面。选取  $100\text{--}200 \mu\text{m}$  大小的  $R_1$ ，是考虑到入射光从光密介质硅进入光疏介质空气时可能存在的全内反射现象。入射光通过空气微透镜时，依次经过的介质为硅-空气-硅，若空气微透镜的前表面球面半径  $R_1$  过大，将导致入射光在硅-空气界面边缘区域的入射角超过临界角，从而引发全内反射现象，降低聚焦效率。为了规避全内反射现象，对于直径为  $50 \mu\text{m}$  的空气微透镜，应用临界角公式，可计算出其需满足  $R_1 > 85.7 \mu\text{m}$ 。

仿真计算结果如图 3 所示，其中图 3(a) 为  $xOz$  面的光强分布，图 3(b) 和图 3(c) 分别为沿传播方向纵向 ( $z$  轴) 和焦点处横向 ( $x$  轴) 的一维场强分布。从图 3(b) 中可以看到，当  $R_1$  从  $100 \mu\text{m}$  增至  $200 \mu\text{m}$  时，焦距  $f$  由  $24.96 \mu\text{m}$  增长至  $31.32 \mu\text{m}$ 。这一现象仍与式(1)几何光学理论的解释相符，硅-空气界面的曲率减小降低了入射角，光程差累积效应减弱，导致焦点位置向远离透镜方向移动。当  $R_1$

趋近于平面结构 ( $R_1 \rightarrow \infty$ ) 时, 此时焦距为  $34.07 \mu\text{m}$ , 这与前球面半径  $R_1$  越大、焦距越长的规律相符。

横向焦斑的半高全宽(FWHM) 呈现出随  $R_1$  增大而降低的负相关趋势。当  $R_1 = 100 \mu\text{m}$  时, 横向焦斑 FWHM 为最大值  $0.98 \mu\text{m}$ , 对应有效波长的  $\sim \lambda_{\text{eff}}/1.19$ ; 当  $R_1 = 200 \mu\text{m}$  时, 横向焦斑 FWHM 减小至  $0.87 \mu\text{m}$  ( $\sim \lambda_{\text{eff}}/1.34$ )。而当空气透镜为平凹型结构时, 实现了最低的横向焦斑 FWHM ( $0.83 \mu\text{m}$ ,  $\sim \lambda_{\text{eff}}/1.41$ )。这些结果表明, 该结构在硅介质内实现了超越有效波长衍射极限的紧致聚焦。与此同时, 焦点的归一化光强  $I_{\text{max}}/I_0$  随  $R_1$  增大持续增强, 从 24.85 提升至 37.16, 增幅达 149%, 表明低曲率结构通过抑制球差显著提升了能量汇聚效率。由图 3(b) 的  $z$  轴传播方向场强分布可以看到焦深(DoF)同样与  $R_1$  呈现负相关趋势, 从  $5.79 \mu\text{m}$  ( $R_1 = 100 \mu\text{m}$ ) 锐减至  $2.41 \mu\text{m}$  (平凹)。对于衍射极限系统, 根据瑞利判据, 焦深可近似表达为  $\text{DoF} \propto (\text{FWHM})^2/\lambda$ , 因此焦深与焦斑尺寸的半高全宽均与  $R_1$  为负相关关系。

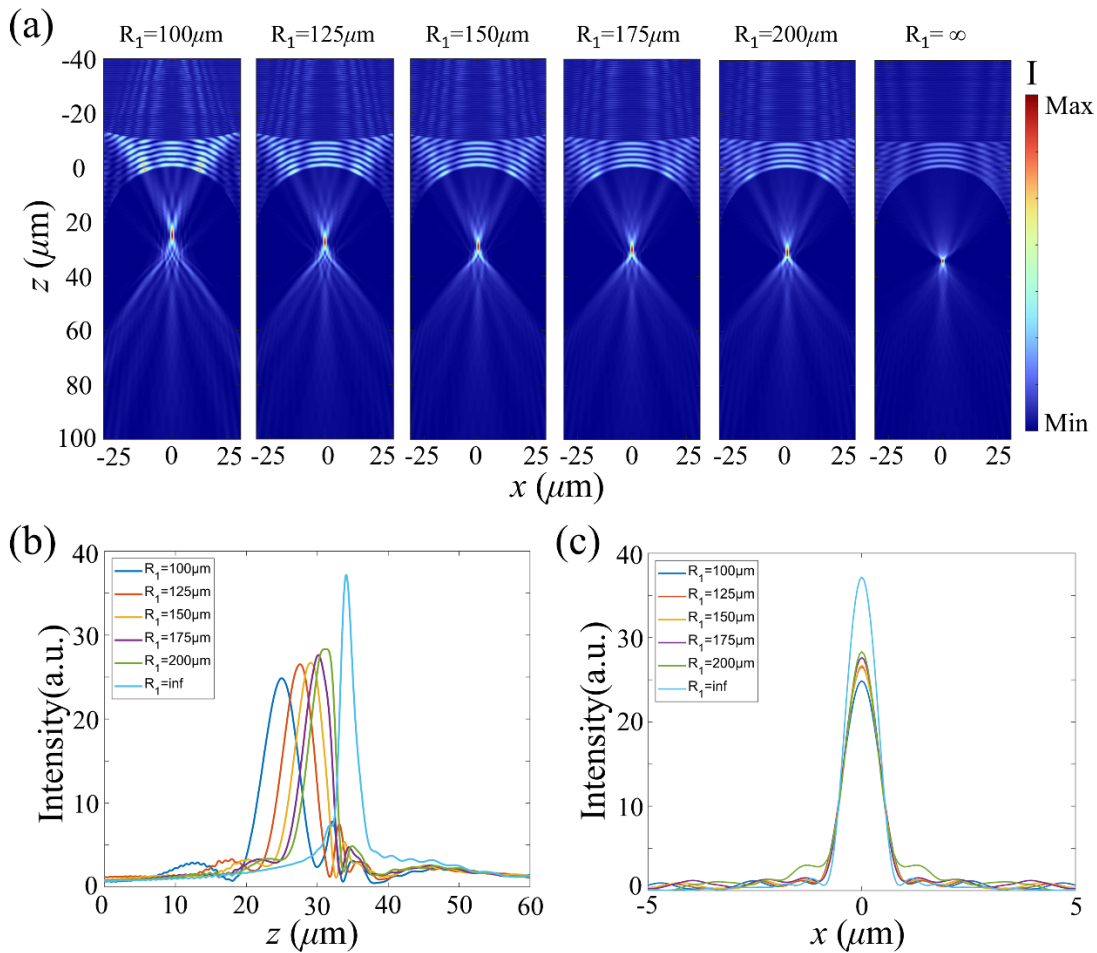


图 3 对双凹型球面空气微透镜的前球面半径  $R_1$  的参数扫描仿真结果。(a)  $R_1=100\mu\text{m}$ 、 $125\mu\text{m}$ 、 $150\mu\text{m}$ 、 $175\mu\text{m}$ 、 $200\mu\text{m}$  和  $R_1$  为平面结构时,  $xOz$  面的光强分布, 其中  $R_2$  的参数为  $25\mu\text{m}$ ,  $t$  为  $20\mu\text{m}$ 。(b)沿传播方向( $z$  轴)一维场强分布。(c) 焦点处的横向( $x$  轴)一维场强分布。

Fig.3. Parametric simulation results for the front-surface radius  $R_1$  of double-concave spherical air-microlens. (a) The simulation results of optical focusing on the  $xOz$  plane for  $R_1 = 100 \mu\text{m}$ ,  $125 \mu\text{m}$ ,  $150 \mu\text{m}$ ,  $175 \mu\text{m}$ ,  $200 \mu\text{m}$ , and when  $R_1$  is a planar structure, with  $R_2$  set to  $25 \mu\text{m}$  and  $t$  to  $20 \mu\text{m}$ . (b) One-dimensional field intensity distribution along the propagation direction ( $z$ -axis). (c) One-dimensional field intensity distribution in the lateral direction ( $x$ -axis) at the focal point.

后球面半径  $R_2$  通过调控空气-硅界面的二次折射过程, 对焦斑形貌与能量分布具有关键调制作用。同样地, 选定前球面半径  $R_1$  为  $200 \mu\text{m}$  和空气腔厚度  $t$  为  $10 \mu\text{m}$  作为固定结构参数, 对具有不同  $R_2$  值 (分别为  $25 \mu\text{m}$ 、 $30 \mu\text{m}$ 、 $35 \mu\text{m}$ 、 $40 \mu\text{m}$ 、 $45 \mu\text{m}$  和  $50 \mu\text{m}$ ) 的空气微透镜进行了 FDTD 仿真。仿真分析的结果 (见图 4) 揭示了随着后球面半径  $R_2$  从  $25 \mu\text{m}$  增加到  $50 \mu\text{m}$ , 焦距相应地

从  $31.32\ \mu\text{m}$  延伸至  $54.76\ \mu\text{m}$ 。这一变化趋势与几何光学中关于球面透镜的球面半径与焦距关系的预测相吻合，增大  $R_2$  使得后表面曲率更为平缓，等效光心向后偏移，从而延长了焦距。同时焦深从  $4.34\ \mu\text{m}$  迅速增大至  $12.16\ \mu\text{m}$ ，这是由于焦距增大的同时，系统有效数值孔径 (NA) 相应降低。根据焦深与 NA 的平方反比关系 ( $\text{DoF} \propto \lambda/\text{NA}^2$ )，NA 的减小必然导致焦深的显著扩展，这使得该系统在需要大景深的应用场景中颇具潜力。然而，随着 NA 的减小，焦点处的归一化焦点光强 ( $I_{\text{max}}/I_0$ ) 也从 28.31 降低至 19.70，横向焦斑 FWHM 从  $0.87\ \mu\text{m}$  增大至  $1.31\ \mu\text{m}$ 。其物理机制在于，平缓的后表面曲率削弱了其应有的波前相位调制能力。从物理图景来看，双凹结构的新颖意义在于实现了波前相位的“解耦调制”：前表面  $R_1$  主要负责提供大数值孔径下的基础光焦度，引导光束实现初级汇聚；而后表面  $R_2$  则充当近场相位校正界面，通过精细调节出射界面的局部曲率，有效补偿了深聚焦条件下累积的严重球差。值得注意的是，该双凹空气微透镜之所以能在硅基内部实现亚有效波长量级的超聚焦，核心源于硅与空气界面处 ( $\Delta n \approx 2.42$ ) 极大的折射率反差。后表面曲率的引入，不仅在宏观上提供了强烈的波前相位突变，更在微观尺度上进一步优化了这种高反差界面处激发的高空间频率分量 (倏逝波) 的波矢匹配条件，使其得以高效参与近场干涉。正是这种双界面的解耦相位调制与近场倏逝波的协同作用，打破了单曲面透镜对空间频率调控的局限，使得能量向中心发生剧烈挤压，从而获得了优于传统透镜的超分辨聚焦特性 [25]。

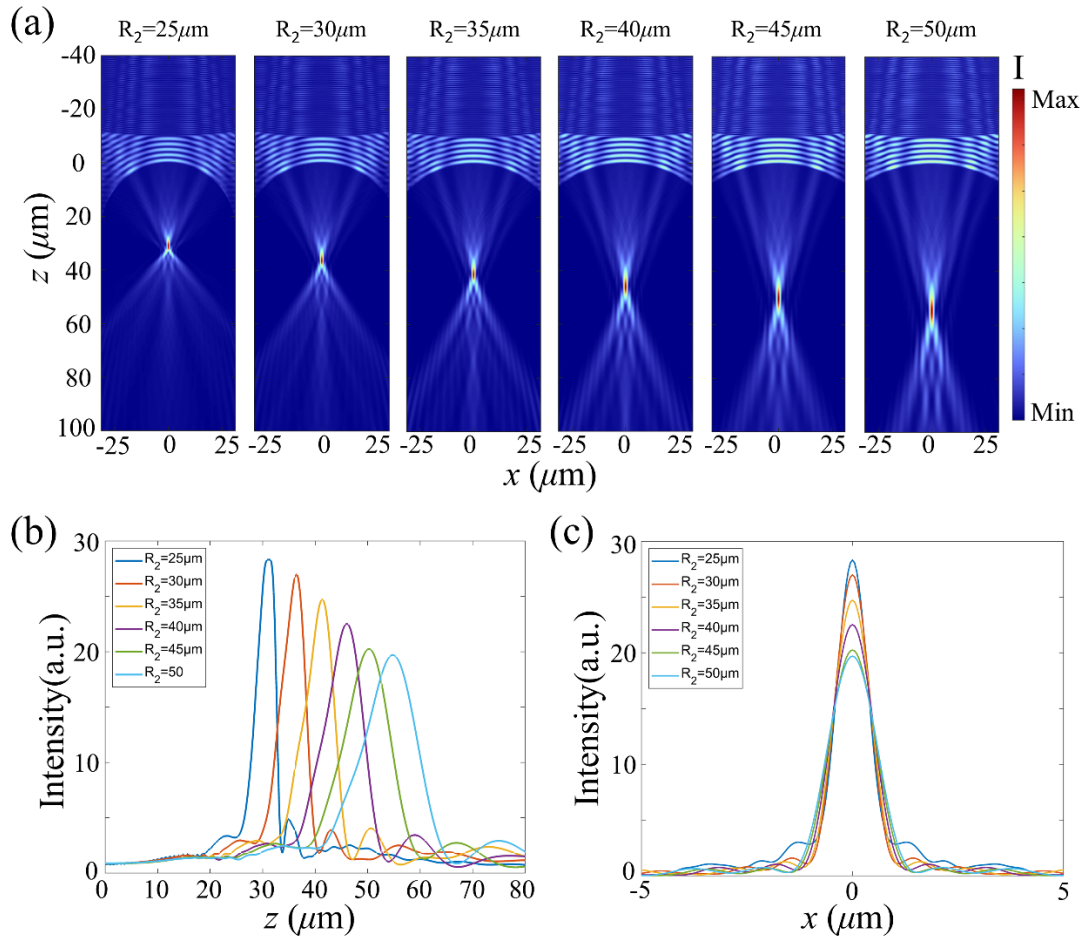


图 4 对双凹型球面空气微透镜的前球面半径  $R_2$  的参数扫描仿真结果。(a)  $R_2=25\mu\text{m}$ 、 $30\mu\text{m}$ 、 $35\mu\text{m}$ 、 $40\mu\text{m}$ 、 $45\mu\text{m}$  和  $50\mu\text{m}$  时,  $xOz$  面的光强分布, 其中  $R_1$  的参数为  $200\mu\text{m}$ ,  $t$  为  $10\mu\text{m}$ 。(b)沿传播方向( $z$  轴)一维场强分布。(c)焦点处的横向( $x$  轴)一维场强分布。

Fig.4. Parametric simulation results for the front-surface radius  $R_2$  of a double-concave spherical air-microlens. (a) The simulation results of optical focusing on the  $xOz$  plane for  $R_2 = 25 \mu\text{m}$ ,  $30 \mu\text{m}$ ,  $35 \mu\text{m}$ ,  $40 \mu\text{m}$ ,  $45 \mu\text{m}$ , and  $50 \mu\text{m}$ , where  $R_1$  is fixed at  $200 \mu\text{m}$  and  $t$  is  $10 \mu\text{m}$ . (b) One-dimensional field intensity distribution along the propagation direction ( $z$ -axis). (c) One-dimensional field intensity distribution in the transverse direction ( $x$ -axis) at the focal point.

对于双凹型空气微透镜的厚度  $t$ , 固定前球面半径  $R_1=200\mu\text{m}$  和后球面半径  $R_2=25\mu\text{m}$ , 选取厚度  $t$  分别为  $5 \mu\text{m}$ 、 $10 \mu\text{m}$ 、 $15 \mu\text{m}$ 、 $20 \mu\text{m}$ 、 $25 \mu\text{m}$  和  $30\mu\text{m}$  的空气微透镜进行 FDTD 严格电磁场模拟。模拟结果如图 5 所示, 随着空气微透镜厚度  $t$  从  $5\mu\text{m}$  增大至  $30\mu\text{m}$ , 成像焦距略微下降, 从  $31.67 \mu\text{m}$  降至  $30.17 \mu\text{m}$ , 波动范围小于 5%, 这表明厚度变化对主光路汇聚点的影响有限, 空气微

透镜的等效光心位置基本不变。而横向焦斑 FWHM 呈现先缓后急的上升趋势。当  $t$  从  $5\ \mu\text{m}$  增至  $15\ \mu\text{m}$  时，横向焦斑 FWHM 从  $0.823\ \mu\text{m}$  轻微增至  $0.852\ \mu\text{m}$ ，仍保持亚波长超分辨能力( $\lambda_{\text{eff}}/1.42 - \lambda_{\text{eff}}/1.37$ )。然而当  $t$  进一步增至  $30\ \mu\text{m}$  时，FWHM 急剧增大至  $1.039\ \mu\text{m}$ ，增幅为 26%，这表明过大的腔体厚度会显著降低横向分辨率。

与此形成鲜明对比的是焦深的单调增强，从  $3.40\ \mu\text{m}$  ( $t = 5\ \mu\text{m}$ ) 持续增长至  $7.30\ \mu\text{m}$  ( $t=30\ \mu\text{m}$ )，增幅达 114%。增大的厚度增强了腔内多模干涉效应，拓宽了轴向聚焦范围，但代价是焦斑能量的横向扩散，符合波导理论的解释。这也导致了归一化焦点光强( $I_{\text{max}}/I_0$ )会随着  $t$  的增大而降低。因此当追求超分辨率性能设计时，可选取更小的空气腔厚度  $t$  以获得更小的焦斑横向 FWHM。若需扩展焦深，可适当选取更大的厚度。而当厚度超过  $20\ \mu\text{m}$  后，焦深仍会持续增大，但分辨率和能量效率会有较大的劣化。

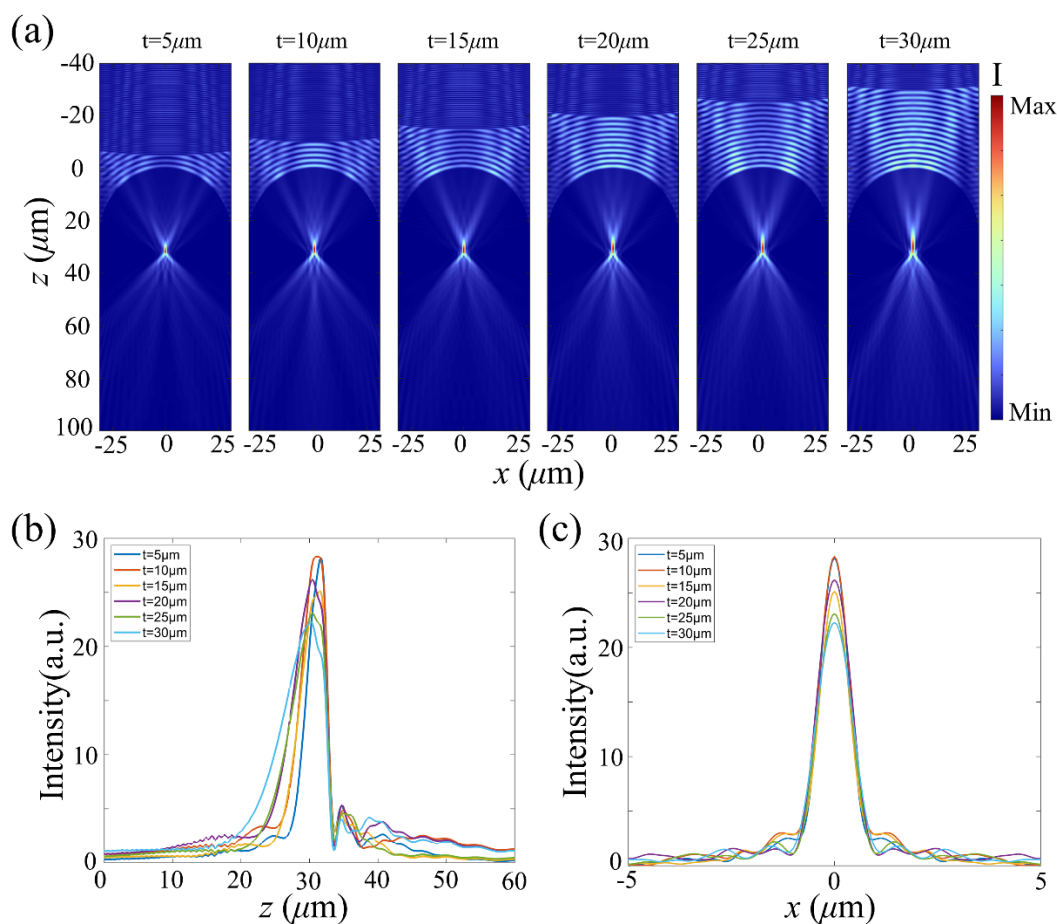


图 5 对双凹型球面空气微透镜的厚度  $t$  的参数扫描仿真结果。(a)  $t=5\mu\text{m}$ 、 $10\mu\text{m}$ 、 $15\mu\text{m}$ 、 $20\mu\text{m}$ 、 $25\mu\text{m}$  和  $30\mu\text{m}$  时， $xOz$  面的光强分布。(b) 沿传播方向( $z$  轴)一维场强分布。(c) 焦点处的横向( $x$  轴)一维场强分布。

Fig.5. Parametric simulation results for the thickness  $t$  of a double-concave spherical air-microlens. (a) The simulation results of optical focusing on the  $xOz$  plane for  $t = 5 \mu\text{m}$ ,  $10 \mu\text{m}$ ,  $15 \mu\text{m}$ ,  $20 \mu\text{m}$ ,  $25 \mu\text{m}$ , and  $30 \mu\text{m}$ . (b) One-dimensional field strength distribution along the propagation direction ( $z$ -axis). (c) One-dimensional field strength distribution in the transverse direction ( $x$ -axis) at the focal point.

前述参数研究结果表明，当厚度  $t=10\mu\text{m}$  时，双凹型空气微透镜在焦斑尺寸和焦深等关键聚焦性能之间取得了较好的平衡。因此选取厚度  $t=10\mu\text{m}$ ，进一步探究双凹型空气微透镜的光学性能参数随前球面半径  $R_1$  和后球面半径  $R_2$  变化的规律，结果如图 6 所示。对于给定的  $R_1$ ，双凹型空气微透镜的后球面半径  $R_2$  的变化具有明显的规律性， $R_2$  的增大会导致更大的焦斑横向尺寸，更大的焦距和更小的焦点光强，但焦深同时也会增加。而给定  $R_2$  时，前球面半径  $R_1$  的增大

也会使得焦距变大，但相反地，焦斑横向尺寸和焦深呈现下降趋势，焦点光强呈现上升趋势。通过调整结构参数，可以在一定程度上优化空气微透镜的聚焦性能。然而，这些参数之间存在显著的相互制约关系。在实际设计中，所谓的“最佳平衡”并非绝对的全局解析最优解，而是基于多目标性能均衡评估得出的经验性推荐区间。例如，本文推荐的  $t = 10 \mu\text{m}$ ,  $R_1 \in [175, 200] \mu\text{m}$ ,  $R_2 \in [25, 30] \mu\text{m}$  参数组合，其评价指标为：在保证焦斑严格处于亚有效波长尺度 ( $\text{FWHM} \leq \lambda_{\text{eff}} / 1.3$ ) 的前提下，维持足够的装配容差（焦深  $\text{DoF} \geq 4 \mu\text{m}$ ）与高能量耦合率（焦点光强  $I_{\text{max}} / I_0 \geq 25$ ）。

此外，针对微缩化红外探测器阵列不同的实际工程应用场景，由于存在多个局部最优解，本文提取并推荐以下两类典型设计准则以供参考：

(1) “最小焦斑优先”设计（高分辨率导向）：适用于追求极致像元微缩化的红外阵列。设计原则为采用大前表面曲率半径（趋近于平凹结构）并保持较小的  $R_2$ 。例如当  $R_1 \rightarrow \infty$ ,  $R_2 = 25 \mu\text{m}$ ,  $t = 10 \mu\text{m}$  时，可获得极致的横向超分辨能力（ $\text{FWHM} \approx 0.83 \mu\text{m}$ ），但代价是焦深极短（ $\text{DoF} \approx 2.41 \mu\text{m}$ ），对器件集成的轴向对准精度要求极高。

(2) “最大焦深优先”设计（高容差导向）：适用于对深低温环境（如 77K）下热膨胀形变或机械振动容差要求较高的系统。设计原则为适当减小后表面曲率（即增大  $R_2$ ）。例如当  $R_1 = 200 \mu\text{m}$ ,  $R_2 = 50 \mu\text{m}$ ,  $t = 10 \mu\text{m}$  时，焦深可大幅扩展至约  $12.16 \mu\text{m}$ ，极大地提升了器件的轴向装配容差，但其横向焦斑尺寸会相应放宽至  $1.31 \mu\text{m}$ 。

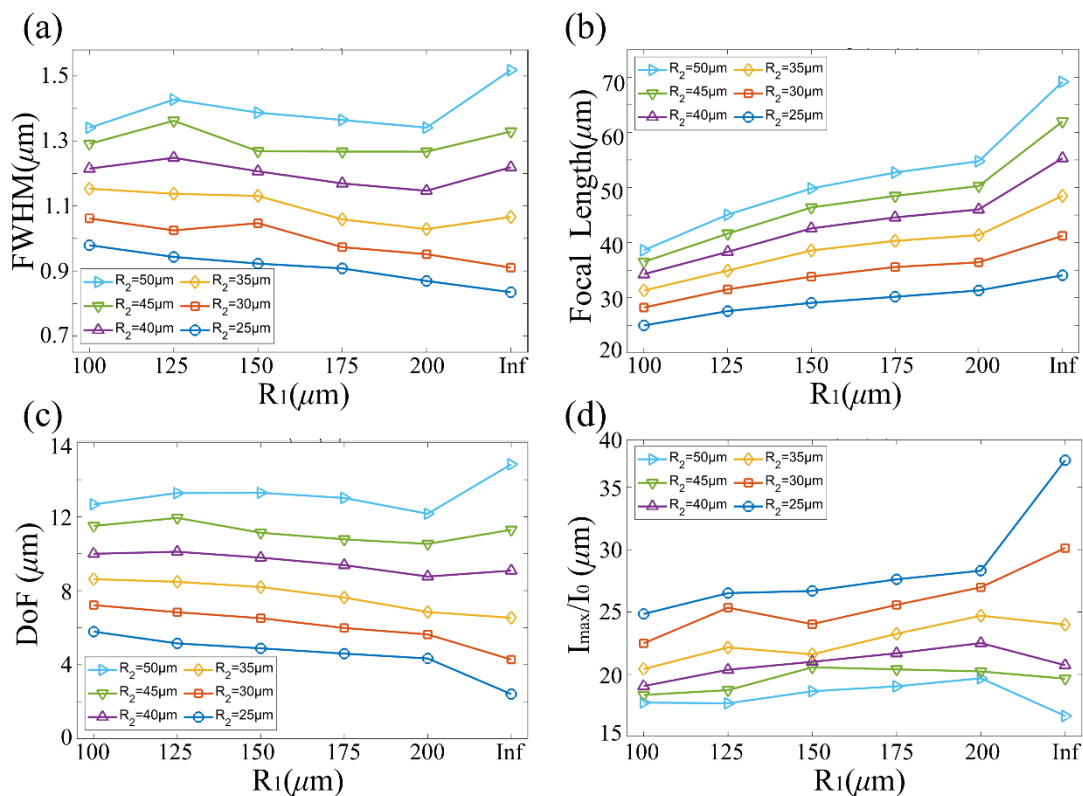


图 6 双凹型空气微透镜的厚度  $t=10 \mu\text{m}$  时，其(a)焦斑横向 FWHM、(b)焦距 FL、(c)焦深 DoF 和(d)归一化焦点光强  $I_{\text{max}}/I_0$  随  $R_1$  和  $R_2$  的变化。

Fig.6. Variation of (a) lateral FWHM of the focal spot, (b) focal length (c) depth of focus, and (d) normalised focal intensity  $I_{\text{max}}/I_0$  with  $R_1$  and  $R_2$  for a biconcave air-microlens with thickness  $t = 10 \mu\text{m}$ .

## 4 结 论

本文针对中红外波段设计了一种基于硅基的双凹型空气微透镜，通过 FDTD 仿真计算深入探究了其超聚焦特性。研究证实，该透镜结构在  $3-5 \mu\text{m}$  波段展现出优异的偏振不敏感特性，为实际应用提供了重要优势。通过对前表面曲率半径  $R_1$ 、后表面曲率半径  $R_2$  及空气腔厚度  $t$  等关键参数的扫描分析，揭示了各参数对焦距、焦深、焦斑尺寸和焦点光强的调控规律与内在权衡机制。研究发现在  $t=10 \mu\text{m}$ ， $R_1=175-200 \mu\text{m}$ ， $R_2=25-30 \mu\text{m}$  的参数组合下，系统基于多目标均衡评价指标，能够在焦斑尺寸（ $\text{FWHM} \approx 0.87 \mu\text{m}$ ， $\sim \lambda_{\text{eff}}/1.34$ ）、焦深（ $\approx 5 \mu\text{m}$ ）和能量效率（ $I_{\text{max}}/I_0 > 28$ ）之间达到经验性的最佳平衡，实现超紧凑的聚焦效果。同时，针

对高分辨率或高装配容差等特定工程需求, 本文也给出了相应的局部最优典型参数设计方案。本工作的核心创新在于突破了传统凸透镜的设计思路, 提出了一种在高折射率硅介质基底中构建双凹空气腔的新型结构。研究表明, 双凹空气微透镜的物理优势不仅在于结构参数空间的扩大, 更在于其通过双界面协同实现了波前相位的解耦调制, 突破了传统单曲面结构对空间频率调控的局限, 实现了对亚波长焦斑形貌的精准塑造。空气微透镜的“硅内聚焦”特性不仅充分发挥了硅材料在中红外波段低损耗、低色散的优势, 更天然契合了现代背照射式中红外焦平面阵列的物理架构。将该空气微透镜阵列直接集成于探测器衬底背面, 可有效解决微缩化像素中低暗电流与高光学填充因子之间的矛盾。本研究为开发下一代高灵敏度、高串扰抑制的片上红外光电探测系统提供了坚实的理论基础与极具潜力的工程方案。

## 参考文献

- [1] Hahn D V, Brown D M, Rolander N W, Sluz J E, Venkat R 2010 *Opt. Lett.* **35** 3559
- [2] Shen S C, Huang J C 2009 *Opt. Express* **17** 13122
- [3] Xiao X, Javidi B, Martinez-Corral M, Stern A 2013 *Appl. Opt.* **52** 546
- [4] Kuznetsov A I, Evlyukhin A B, Gonçalves M R, Reinhardt C, Koroleva A, Arnedillo M L, Kiyani R, Marti O, Chichkov B N 2011 *ACS Nano* **5** 4843
- [5] Wu L, Xie H 2010 *IEEE Journal of Quantum Electronics* **46** 1237
- [6] Missinne J, Verplancke R, Chang Y-T, Van Steenberge G 2025 *Optics & Laser Technology* **189** 112940
- [7] Houel J, Homeyer E, Sauvage S, Boucaud P, Dazzi A, Prazeres R 2009 *Opt. Express* **17** 10887
- [8] Nugent-Glandorf L, Neely T, Adler F, Fleisher A J, Cossel K C, Bjork B, Dinneen T, Ye J, Diddams S A 2012 *Opt. Lett.* **37** 3285
- [9] Du Z, Zhang S, Li J, Gao N, Tong K 2019 *Appl. Sci.* **9** 338
- [10] Chen C, Ren Q, Wang Y 2018 *Appl. Spectrosc. Rev.* **54** 425

- [11] Grillot F, Poletti T, Pes S 2025 *APL Photonics* **10** 1
- [12] Zou K, Pang K, Song H, Fan J, Zhao Z, Song H, Zhang R, Zhou H, Minoofar A, Liu C, Su X, Hu N, McClung A, Torfeh M, Arbabi A, Tur M, Willner A E 2022 *Nat. Commun.* **13** 7662
- [13] Qi J-Y, Zhao Z-Y, Liu Z-J, Wang B-X, Liu X-Q 2023 *Opt. Lett.* **48** 2752
- [14] Zhu Z, Yang L, Ma D 2023 *IEEE Photonics J.* **15** 7
- [15] Li T, Chen C, Xiao X, Chen J, Hu S, Zhu S 2023 *Photonics Insights* **2** R01
- [16] Shian S, Diebold R M, Clarke D R 2013 *Opt. Express* **21** 8669
- [17] Rogalski A. 2019 *Infrared and terahertz detectors*, Third Edition (CRC press) p417
- [18] Zhang S, Soibel A, Keo S A, Wilson D, Rafol S B, Ting D Z, She A, Gunapala S D, Capasso F 2018 *Appl. Phys. Lett* **113** 111104
- [19] Abolmaali F, Brettin A, Green A, Limberopoulos N I, Urbas A M, Astratov V N 2017 *Opt. Express* **25** 31174
- [20] Mo H, Ji Z, Zheng Y, Yu H, Liang W, Li Z-Y 2025 *Chinese Physics Letters* **42** 054201
- [21] Born, M., & Wolf, E. 1999 *Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*, Seventh Edition (Cambridge University Press) p161
- [22] Herzberger M, Salzberg C D 1962 *J. Opt. Soc. Am.* **52** 420
- [23] Palik E D 1998 *Handbook of optical constants of solids (Vol. 3)* (Academic press) p155
- [24] Smith W J 2007 *Modern Optical Engineering*, Fourth Edition (McGraw-Hill Companies, Inc) p33
- [25] Milster T D, Jo J S, Hirota K 1999 *Appl. Opt.* **38** 5046

## Optimization of Superfocusing in Double-concave Spherical Air-Microlenses\*

Mo Haoran <sup>1)</sup> Liang Wenyaoy<sup>1)</sup> Li Zhi-Yuan <sup>†</sup>

1) (School of Physics and Optoelectronics, South China University of Technology, Guangzhou 510641, China)

## Abstract

To address the demand for efficient optical coupling in back-illuminated mid-infrared focal plane arrays (FPAs), this paper numerically investigates a double-concave silicon-based air-microlens operating in the 3–5  $\mu\text{m}$  wavelength range. Unlike conventional convex lenses, the proposed design embeds a concave air cavity within a high-refractive-index silicon medium, leveraging the strong refractive index contrast ( $\Delta n \approx 2.42$ ) to achieve tight beam focusing. Using the finite-difference time-domain (FDTD) method, we analyze the influence of the front curvature radius, rear curvature radius, and air cavity thickness on key focusing metrics. Physical mechanism analysis reveals that the double-concave architecture decouples the wavefront phase modulation process. Specifically, the front surface dominates the preliminary focusing, while the rear surface acts as a near-field phase corrector to suppress spherical aberrations and optimize the wavevector matching of high-frequency evanescent waves. For an illumination wavelength of 4  $\mu\text{m}$ , the minimum focal spot size can reach 0.83  $\mu\text{m}$  (approximately 71% of the effective wavelength  $\lambda_{\text{eff}}$  within the silicon medium). Based on these findings, we extract two typical design criteria to accommodate practical engineering trade-offs: a “minimum focal spot priority” design tailored for high-resolution arrays, and a “maximum depth of focus priority” design for systems requiring high thermo-mechanical assembly tolerances. The proposed “in-silicon focusing” architecture naturally fits the physical configuration of miniaturized infrared detectors, demonstrating significant potential for enhancing the fill factor of on-chip optoelectronic systems.

**Keywords:** air-microlenses, mid-infrared, superresolution focusing, back-illuminated detectors

---

\* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2023YFA1406900), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12434016, 12474380), and the Project supported by the Natural Science Foundation of Guangdong Province, China (Grant No. 2025A1515010714).

† Corresponding author.E-mail: phzyli@scut.edu.cn  
The first author.E-mail: hranmo@outlook.com

录用稿件，非最终出版稿