二维阵列中相干与非相干中红外辐射的电光调制

Jared Sisler，[1†] Phillippe Pearson，[1†] Michael Kelzenberg、[1] Andrei Faraon [1]、Harry A. Atwater[1] *

[1] 托马斯·J·沃森应用物理实验室，加州理工学院，美国加利福尼亚州帕萨迪纳，邮编 91125

[†] 这些作者对本研究的贡献相同 * 通讯作者：Harry A. Atwater、haa@caltech.edu

摘要

中红外（mid-IR）光的波长范围为3–8 μm，对气体传感和热成像等诸多应用具有重要意义。由于材料方面的挑战，目前缺乏中红外可重构光学元件。本文提出一种电寻址超表面，用于在两个空间维度上调制相干与非相干中红外辐射。本器件通过与间隙等离激元谐振器耦合的轻掺杂（10^{19} cm^{-3}）氧化铟锡（ITO）薄膜中的场效应自由载流子耗尽实现光学调制。通过对超表面上的32个独立单元进行寻址，我们首先展示了相干反射中红外光的可调衍射。接下来，我们提出一种可扩展的周边寻址驱动方案，用于二维可调衍射。最后，我们在升高温度下展示了具有空间可重构二维图案的调制发射率。本工作推动了中红外固态反射式光束转向器件的发展，以及热发射非相干辐射的操控。

引言

中红外（mid-IR）的波长范围约为 3–8 μm。它具有重要的科学和技术价值，因为大多数热体的峰值发射以及许多分子的特征吸收谱线都位于这一波段。中红外对于气体检测（*1*）、热能收集（*2*）、医学成像（*3*）和军事传感（*4*）至关重要。尽管中红外受到广泛关注，但与近红外和可见光相比，目前中红外光学元件（即光源、探测器和调制器）仍然匮乏。造成这一技术差距的主要原因是现有材料的局限性。例如，由于中红外光子的能量较低，基于光吸收的探测器更难设计。此外，常用于可见光和近红外波长空间光调制器中的液晶在中红外波段具有很强的吸收，因此需要重新设计分子以使其适用于中红外（*5*）。因此，目前主动操控相干中红外辐射波前的技术通常依赖机械可调反射镜。例如，传统的数字微镜器件（DMD）由二维微机电系统（MEMS）可调反射镜阵列构成，能够在反射的中红外光上生成二元振幅分布，用于投影（*6*）、光谱学（*7*）和自适应波束成形（*8*）。基于反射镜的波前整形器件虽然效率高、振幅对比度大，但其开关速度仅为几十 kHz（*9*），难以实现相位调制（*10*），且其像素间距通常仅为数微米至数十微米。中红外光学相控阵（OPA）已被证明可用于实现动态光束转向（*11*），但其整体效率仅有百分之几；由于采用热光效应来实现主动相移元件，其调制速度仍受限于几十 kHz。因此，目前亟需一种器件，能够以高调制速率（>MHz）、高效率和亚波长空间分辨率操控中红外光的波前。

除了相干光的操控之外，中红外也是研究和调控非相干热辐射特性的有用波长范围。研究表明，通过对材料表面进行纳米结构化以引入光学共振，可以调控热体的辐射光谱（*12–14*）。采用类似技术还可整形辐射方向图，实现对称和非对称远场衍射（*15–17*）。此外，人们还采用多种方法实现光谱发射率的动态调制，例如将材料与中红外谐振器耦合时，对材料的载流子密度进行电调制（*18–21*）。下一步值得探索的是，在空间和时间维度上实现热发射器发射率的可调控。尽管已有研究展示了电学可调热发射器的二维阵列，但其调制方式是改变每个阵列单元的局部温度（而非其本征发射率）（*22*，*23*）。研究还表明，热发射的方向性可以通过电学方式切换，但在该演示中，器件孔径上的空间发射率分布是均匀的（*24*）。此外，一项早期研究利用自由载流子的光生效应在局部调制发射率（*25*），但对于需要紧凑型芯片集成的应用而言，光泵浦并不总是适用。因此，亟需一种能够以电学方式调制发射率并生成可重构空间图案的有源纳米光子器件。

本文展示了一种可电寻址的等离激元超表面，可在二维阵列中动态调制相干与非相干中红外辐射。首先，我们通过实现相干中红外光在一维方向上的可调衍射，展示了设计原理（图 1a）。随后，我们对电互连和光学天线进行简单改动，使中红外光能够在二维方向上实现可调衍射，并适用于任意偏振（图 1b）。最后，通过加热器件，我们展示了超表面上热辐射光的空间分辨动态发射率调制。本研究为设计有源超表面提供了一个框架，可用于控制相干光的传播方向，并调制中红外范围内非相干的热辐射光。

结果

中红外有源等离激元超表面的设计原理

透明导电氧化物（TCO）是简并掺杂的宽禁带半导体，通常在可见光和近红外（近红外）波段具有透明性。常见的透明导电氧化物包括氧化铟锡（ITO）、铝掺杂氧化锌（AZO）、镓掺杂氧化锌（GZO）和氧化镉（CdO）。透明导电氧化物中较高的电荷载流子密度通常用“自由电子气”模型描述，它决定了材料的光学响应。透明导电氧化物的介电函数可用德鲁德-洛伦兹模型描述，其形式为：

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + iw\Gamma} \qquad (E1)$$

其中，ε 是频率相关复介电常数，ε_∞ 是高频介电常数，ω 是入射光的角频率。等离子体频率 ω_p和阻尼系数Γ的表达式为：

$$\omega_p^2 = \frac{Nq^2}{\varepsilon_0 m_e^*} \qquad (E2)$$

and

$$\Gamma = \frac{q}{m_e^* \mu} \qquad (E3)$$

其中，N 是体载流子浓度，q 是元电荷，ε_0 是真空介电常数，m_e^* 是电子的有效质量，μ 是电子迁移率。德鲁德-洛伦兹模型的一个重要特征是存在一个介电常数实部过零的频率，称为近零介电常数（ENZ）点。在该频率下，光场会在薄膜中变得离域，从而导致强烈吸收以及许多其他有趣的光学现象（*26–29*）。

ENZ频率由德鲁德-洛伦兹模型中的四个材料参数决定：ε_∞、μ、m_e^* 和 N。其中，载流子浓度 N 是最容易通过实验控制的参数，因此常用于调节TCO薄膜的ENZ频率。迄今为止，ITO是研究最多的TCO材料，并在本研究中用作有源材料。

ITO（通常为 Sn 掺杂的 In_2O_3）可通过多种不同技术沉积，例如溅射、蒸发、原子层沉积（ALD）和溶胶-凝胶工艺（*30*）。在这些沉积方法中，射频（RF）磁控溅射最为常见，因为它在沉积速率、薄膜质量与均匀性、薄膜可调性以及大面积加工能力之间实现了良好的平衡。通常使用含有 90/10 重量百分比 Sn_2O_3 和 In_2O_3 混合物的溅射靶材，并在 Ar 和 O_2 环境中进行溅射（*31*）。沉积过程中，可通过调节 O_2 流量和衬底温度来控制薄膜的载流子浓度（*32*）。重要的是，在不同氧气氛中进行沉积后退火也能实现可调性，这是本文所利用的特性（*33*）。

ITO中的自由载流子来源于铟施主和氧空位。铟施主的浓度是薄膜固有的，而氧空位的密度则可在沉积后改变。在大多数情况下，ITO的载流子浓度会随着氧空位密度的增加而升高。因此，以较低（较高）氧气流量沉积的ITO薄膜往往具有较高（较低）的氧空位浓度，进而具有较高（较低）的载流子浓度。然而，这一趋势仅在复杂沉积参数空间的特定范围内成立，并且取决于许多其他溅射条件，例如衬底温度、压力和功率。因此，仅通过控制沉积过程中的氧气流量，可能难以获得较宽范围的载流子浓度。通常，可实现的载流子浓度范围为 1–5x10^{20} cm^{-3}，对应于近红外波段的ENZ频率。在不同氧气氛中进行沉积后退火，可在宽光谱波段内调节ENZ（*33*）；图2a直观示意了如何通过在富氧（例如空气）或贫氧（例如真空）环境中退火来调控ITO中的氧空位浓度。图2a最左侧的薄膜表示沉积态ITO薄膜，其中氧空位（$V_O^{\cdot\cdot}$）和氧间隙原子（O_i''）的浓度固定。在空气中退火时，氧会净迁入薄膜，填充并消除氧空位，从而降低总体载流子浓度（图2a右上图）。相反，在真空中退火会使氧间隙原子逸出薄膜，留下氧空位，从而提高载流子浓度（图2a右下图）。

由于氧化铟锡的 ENZ 频率通常位于近红外波段，先前关于基于氧化铟锡的等离激元超表面用于动态光束转向的研究均在这一波长范围内开展（*34–37*）。这些演示中的器件设计也可应用于其他波长范围，例如中红外和长波红外（LWIR），但这需要使氧化铟锡的 ENZ 波长显著红移。人们也探索了其他材料，例如用于中红外器件的 n^+ 掺杂砷化铟（*21*），但砷化铟对高质量生长（通常通过分子束外延实现）（*38*）和精确掺杂的要求，使其难以集成到复杂的光电子器件中。在这项工作中，我们开发了一种沉积后显著降低氧化铟锡薄膜载流子浓度的工艺。这种方法使我们能够精确调节 ENZ 波长，并为器件中其他层的设计提供灵活性。图 2b 绘出了我们的射频磁控溅射仪中沉积态氧化铟锡薄膜（左图）以及在空气中退火 4.5 小时后（右图）的介电常数实部和虚部（通过拟合椭偏测量数据提取）。这两项测量表明，我们能够将 ENZ 波长从约 4 μm 移至 13 μm。通过在相对较低的温度（150 °C）下退火，氧在薄膜中的扩散和逸出受到严格控制，因此需要数小时或数天

才能达到平衡。最终载流子浓度高度依赖于退火时间，使我们能够精确控制氧化铟锡薄膜的最终性质。因此，这是一种可控的方法，可在氧化铟锡薄膜中实现宽范围的 ENZ 波长，从而拓宽有源氧化铟锡光学器件可运行的频带范围。

有源谐振调制

图3a展示了有源超表面器件的横截面。最上方的金层由天线组成，其周期（$\Gamma_{a,\ t}$）、宽度（$w_{a,\ t}$）和高度（$h_{a,\ t}$）分别为1400 nm、925 nm和40 nm。这些天线位于均匀的氧化铟锡层（h_{ITO} = 50 nm）和Al_2O_3 层（$h_{Al_2O_3,\ \#}$ = 160 nm）之上。一层被Al_2O_3 包围的金电极（$h_{Au,1}$ = 80 nm），能够对天线与电极之间形成的p偏振间隙等离激元共振进行电调谐。每个电极跨越三个天线周期；在底部金电极与顶部氧化铟锡层之间施加电压，可改变氧化铟锡的载流子浓度。这使得每个电极上方的反射系数发生局部调制，如图3a示意图所示。值得注意的是，可寻址电极的节距（$\Gamma_{electrode}$）保持在亚波长范围内，以抑制不需要的衍射级次，并使光线能够在宽视场范围内偏转。电极与背面金膜（$h_{Au,2}$ = 80 nm）之间隔有一层均匀的Al_2O_3（$h_{Al_2O_3,\ 1}$ = 200 nm），以防止辐射透过器件。超表面通过引线键合连接至中介层印刷电路板（PCB），该电路板与一组定制的可编程PCB相连，可在32个独立通道上施加-30 V至30 V的电压，每个通道对应一个金电极。对应于32个独立电压通道的电极在超表面孔径范围内重复三次，构成完整器件，其尺寸为400x400 μm^2。图3b中的扫描电子显微图显示了图案化在可寻址电极上方的天线，插图则放大展示了一个电极及其对应的三个天线。补充材料（图S1–S3）提供了有源超表面的更多光学图像和扫描电子显微镜（SEM）图像。

我们首先对超表面共振的静电调谐进行表征。当对可寻址的金单元施加负电压时，ITO 在 ITO/Al_2O_3 界面附近的电荷载流子会耗尽。这进而调制了金天线与其下方可寻址金电极之间的间隙等离激元共振，从而能够局部控制散射光。我们使用时域有限差分法（FDTD）求解器（Lumerical, Inc.）模拟该结构在*p*偏振照明、正入射条件下，波长介于 $\lambda = 4–5\ \mu m$ 时的反射率。图 3c 展示了在 ITO 的 10 nm 区域内假设一系列载流子浓度时模拟得到的反射光谱，以近似表示耗尽层。如上所述，ITO 的光学性质由德鲁德-洛伦兹模型描述；根据静电模拟，我们假设处于耗尽状态时，ITO 层底部 10 nm（紧邻底部 Al_2O_3 层）发生调制。关于该厚度的依据及进一步讨论，详见补充材料（图 S4）。事实上，由于间隙等离激元的电场高度集中于此区域，随着载流子浓度降低，模拟光谱会发生偏移。这与此前基于 ITO 的有源超表面研究形成对比：在那些研究中，载流子浓度通常高得多，且载流子积累仅会调制一个 ~ 1 nm 厚的层。由于我们的载流子浓度低了一个数量级，耗尽层的体积大约增加了一个数量级，从而产生强烈的调制。

测得的反射光谱也会随着施加的负电压而显著移动（图 3d）。测量装置的详细说明见补充材料（图 S5）。在 0 V 时，共振中心位于 $\lambda = 4.95\ \mu m$ 附近。由于激光器（MIRcat，Daylight Solutions Inc.）的调谐范围有限，我们最多只能测量到 $\lambda = 5\ \mu m$。制备器件的共振频率可能与模拟器件的不同，这是因为氧化铟锡的载流子浓度与模拟中采用的值以及沉积金天线前测得的值存在差异。

尽管如此，在共振时，对器件施加 -51 V 电压会使反射率从约 2% 增至 9%。

一维主动光束转向

在上一节中，我们研究了超表面在其孔径范围内均匀调制入射光的能力。现在，我们使用可单独寻址的电极施加空间变化的调制图案，使入射光偏转至不同方向。图 4a 展示了该寻址方案：可分别向 32 个单元中的每个单元施加不同的电压，从而调制超表面孔径范围内每组三个天线对应的反射率。为展示这一功能，我们施加一系列周期不同的二元光栅图案，使光对称地衍射至三个不同角度。我们将 $P_0 = 3\times1.4\ \mu$m 定义为可寻址电极的周期（图 3a），它决定了超表面可实现的最大衍射角。我们向超表面施加周期分别为（$P = 4P_0$、 $P = 8P_0$ 和 $P = 16P_0$，）的光栅图案，并在相邻电极组上分别施加 -60V 和 0V 电压（图 3a）。

为表征超表面的衍射，我们使用硒化锌非球面透镜对图4a中的每种光栅图案进行傅里叶平面成像。实验装置详见补充材料（图S5）。图4b展示了测得的傅里叶平面图像，在波长为 $\lambda = 4.95\ \mu$m时，我们观察到4°至18°之间清晰、对称的衍射级次。我们已减去无任何照明的背景帧。此外，图像已按峰值0^{th} 级次光强进行归一化。这些图像沿$\theta_y = 0°$的偏移线切片如图4c所示。偏转光的光强约为0^{th} 级次的5%，因为共振调制以振幅为主，相邻单元之间的相移极小。由于相移有限，我们并不期望强烈抑制0^{th} 级次，并估计总衍射效率接近0.3%。在我们的器件中实现强相位调制的主要挑战在于，ITO薄膜因其极低的载流子浓度（因而氧含量较高）而对环境高度敏感。在具有强相移的器件中，0^{th} 级次可以被抑制，光也可以被非对称地偏转。然而，偏转光的总体效率可能与纯振幅调制的情况相当，因为等离激元超表面中的相位调制发生在临界耦合附近，必然引入更强的吸收（*35*）。

接下来，我们通过向所有电极施加频率介于 1 至 400 kHz 的方波信号，研究超表面的时间响应。我们使用与前置放大器（Infrared Systems Development，MCT-1000）相连的碲镉汞光电探测器（InfraRed Associates Inc.，MCT-5-N-0.25），测量超表面反射的 0^{th} 阶信号。在图 4d 中，左图显示了以 $f = 10$ kHz、50 kHz 和 150 kHz 的方波驱动超表面时测得的反射信号。右图展示了相对调制深度随驱动频率的变化关系，我们发现 3 dB 带宽约为 155 kHz。尽管已有研究表明，自由空间氧化铟锡基电光器件的调制频率可达 GHz 范围（*39*），但我们实验中使用的前置放大器带宽为 150 kHz，最终限制了可测量的频率范围。因此，超表面本身并未限制测得的调制带宽，其调制频率很可能远高于本文报告的数值。

偏振无关的二维衍射与热发射控制

有源超表面二维调制面临的一项根本挑战，是驱动电子器件和电气布局的复杂度增加，以便对各个像素进行寻址（*40*，*41*）。最近，有人提出，可以采用交叉电极周边寻址阵列（类似于显示器中的被动矩阵驱动方案），在由具有强相位响应的散射元件构成的有源超表面中实现二维光束转向（*42*）。受这项工作的启发，我们提出了一种简单的

改进超表面架构的方法：对氧化铟锡层进行图案化，以形成与下方金电极正交的可寻址电极。该配置的示意俯视图如图5a所示。谐振天线现为圆形（可产生偏振无关谐振），并以12×12阵列排列在氧化铟锡条带和金条带重叠的区域上方。天线仍保持1.4 μm的周期，但每组12×12阵列之间留有400 nm的间隙，以更好地实现电极间的电学隔离。因此，金电极和氧化铟锡电极的周期为17.2 μm。通过向相应的行电极和列电极施加电压，对这些天线组进行调制。现在，沿y方向增设了可寻址电极，因此32个可编程通道分为两组，每组16个，分别布线以控制横跨整个275 x 275 μm^2 器件孔径的金电极和氧化铟锡电极。

首先，我们在孔径上施加均匀电压，并测量其反射光谱，以研究该器件的共振调制。图5b展示了正入射条件下，分别对正交入射偏振施加0V和-60V电压（电压施加在顶部Al_2O_3 上以耗尽氧化铟锡）时的实验测得反射光谱。我们发现，共振中心位于λ = 4.4 μm附近，且两种偏振下的反射光谱均出现显著调制。正交偏振下反射率的细微差异，归因于图案化的氧化铟锡和金电极略微破坏了均匀天线阵列原本具有的对称性。接下来，我们测试器件沿相互正交的方向控制光束的能力。我们采用与上一节相同的傅里叶面成像装置，在未施加电压、向金电极施加光栅图案（*x*轴）以及向氧化铟锡电极施加光栅图案（*y*轴）这几种情况下，拍摄了λ = 4.4 μm处的图像。图5c-e显示了*y*偏振光的成像结果，证实该器件能够沿相互正交的方向控制反射光，尽管效率较低。为更清楚地观察一级衍射光斑，相机上的0^{th} 级衍射光被调至饱和，以显示各电压配置下的图像。补充材料（图S6）中给出了*x*偏振光对应的图像，显示出几乎相同的光束控制效果。根据图5b的反射光谱，相较于一维器件，该器件的相对振幅变化较小，因此预计其衍射效率也较低。然而，正如后文将要讨论的，较高的整体反射率会带来更大的发射率相对调制。衍射效率较低的另一个原因是，由于制造缺陷，发现部分相邻电极发生电学短路，因此必须将其断开。由此，光栅图案并非完全周期性，这会显著影响衍射效率和光斑尺寸。

我们的超表面工作于中红外波段，这使我们有机会探索其对热辐射进行空间调制的潜力。基尔霍夫热辐射定律指出，物体的发射率等于其吸收率。近期已有研究展示了通过调谐共振来调制发射率的超表面（*20*、*21*、*43*）。此外，先前的研究还利用光泵浦对发射率进行局部调制（*25*）。然而，据我们所知，尚无研究展示能够通过电调制主动对热发射率进行空间图案化的器件。为在我们的超表面上研究这一点，我们对超表面成像（装置见补充材料图S5），并在没有激光照明的情况下施加与图5c–e相同的三种光栅图案。由于下方驱动电子器件产生的热量，超表面的温度达到约50 °C。在没有额外热源的情况下，如图5f所示，当未施加电压图案时，我们清楚地观察到超表面孔径发出的辐射光强高于周围材料。随后，在氧化铟锡和金电极上施加水平和垂直光栅图案后，可观察到沿两个方向排列的正交线条（图5g、h）。需要指出的是，由于后者遭受了意外电损伤，图5h中的图像拍摄自另一块超表面，与图5f、g中的图像不同。绝对发射率通过将测得的相机计数值与炭黑样品进行比对获得，我们假定该样品近似于理想黑体辐射体。这些线条直接源于共振调制改变了超表面在恒定温度下的吸收率，从而导致发射率发生变化，并非局部加热所致。缺失的线条是由于短路电极断开所致

，如上文所述。热发射的光谱范围很宽，因此我们必须考虑所捕获热特征的来源。我们的相机仅对1–5 μm范围内的波长敏感，而50 °C分布的普朗克黑体光谱峰值位于λ = 16 μm附近，因此，较短波长处的任何吸收共振对发射信号的贡献都很小。在补充材料（图S7）中，我们给出了覆盖相机灵敏度窗口的模拟反射光谱，其中包含两种不同载流子浓度的氧化铟锡；结果证实，负责发射的主要共振是我们器件中所研究的磁偶极间隙等离激元。因此，我们得出结论，图案化热发射的来源是发射率的变化，该变化由图5b所示的光学共振调制引起。

讨论

在这项工作中，我们介绍了一种新型有源超表面平台，可在一维和二维空间中调控相干与非相干中红外辐射。我们通过后期热处理调节体材料ITO载流子浓度，并精确控制其复介电函数，从而在 4–5 μm 波长范围内实现间隙等离激元共振。对于一维光栅器件，我们展示了基于超表面孔径上的振幅调制、采用亚波长间距可寻址单元实现的对称光束偏转，其衍射效率与现有方法相当。随后，我们将该平台扩展至两个正交方向的光衍射，并采用一种可随孔径尺寸良好扩展的周边寻址方案。最后，通过加热器件，我们展示了在恒定温度下，超表面孔径上的热发射率可进行电学图案化调控。

由于采用振幅调制，我们器件的最高衍射效率仅约为 0.3%。虽然这一效率较低，但值得注意的是，它与基于ITO的等离激元器件在大相位调制下可能达到的效率相当，因为此类器件的反射率本身会较低。与此前在近红外波段的演示（*35– 37*）相比，我们的一维偏转在 0^{th} 级次中表现出更高的反射功率，但在关注的衍射级次中反射功率相近。此外，较高的反射率意味着吸收更少，因而发热更少，这使其更适用于高功率照明。

未来，进一步优化我们的超表面制造工艺，可以实现更强的相位调制。这将使我们能够通过周边寻址，在两个空间维度上高度定向且不对称地控制入射光束的偏转，而单纯的振幅调制无法做到这一点。此外，我们的研究最终或可用于热发射的相干控制：通过设计非局域模式，延展所发射热辐射的空间相干性，并耦合相邻的散射元件。我们认为，这些成果或将为中红外波段的有源器件开辟新的机遇。中红外波段常被忽视，却蕴含着许多令人振奋的应用前景。

材料与方法

器件制造

制作始于一片两英寸的<100> 硅晶圆，其上带有1 μm厚的热生长氧化层。背面金层通过电子束光刻（EBL）进行图案化，随后采用电子束蒸发沉积5 nm钛（以提高粘附性）和80 nm金，最后用Remover PG进行剥离。所用的EBL系统为Raith电子束图形发生器（EBPG）5000+，电子束蒸发器为Kurt J. Lesker Labline电子束蒸发器。接下来，我们使用掩模版，通过原子层沉积（ALD）沉积200 nm的Al_2O_3。所用的ALD系统为Ultratech/Cambridge NanoTech Fiji G2等离子体增强原子层沉积系统。Al_2O_3 沉积完成后，

将整片晶圆置于热板上，在空气中于200 °C退火。接下来，采用EBL对另一层金进行图案化，通过电子束蒸发沉积5 nm钛和80 nm金，然后用Remover PG进行剥离。该层构成了一维和二维器件的底部电互连。之后，再通过掩模进行一次ALD沉积，沉积160 nm的Al_2O_3。接下来，采用EBL对50 nm氧化铟锡（ITO）进行图案化，并使用AJA International射频磁控溅射仪进行溅射；沉积压力为3 mTorr，射频功率为100 W，同时通入20 sccm纯氩气和20 sccm Ar/O_2，两者按90/10重量百分比混合，最后用Remover PG进行剥离。对于一维情形，ITO被图案化为覆盖整个有源超表面区域的连续薄膜。对于二维情形，ITO被图案化为独立条带，以便分别施加偏压。随后，我们在空气和真空中对样品进行了多次150 °C退火，直至测得所需的ITO薄膜载流子浓度。在空气中退火会降低载流子浓度，而在真空中退火则会提高载流子浓度。我们通过椭偏测量和德鲁德-洛伦兹模型拟合来表征载流子浓度，测量波长范围为1.5 μm - 40 μm。达到所需的ITO载流子浓度后，我们最后采用EBL、电子束蒸发和Remover PG剥离工艺制备金天线。在这最后一步中，所有烘烤步骤均在100 °C下进行，以避免改变ITO的性质。此外，为避免钛与ITO薄膜发生反应，我们没有使用钛粘附层。

测量

所有光学测量均使用自制装置完成。补充材料（图S5）对该装置进行了更详细的描述。

器件仿真

所有光学仿真均使用Ansys Lumerical时域有限差分（FDTD）Solutions完成。载流子仿真使用Ansys Lumerical CHARGE模块完成（见补充材料图S4）。

参考文献

1. J. Meng, S. Balendhran, Y. Sabri, S. K. Bhargava, K. B. Crozier，智能中红外超表面微型光谱仪气体传感系统。微系统与纳米工程 **10**，74（2024年）。2. S. J. Byrnes, R. Blanchard, F. Capasso，从地球中红外发射中获取可再生能源。《美国国家科学院院刊》 **111**，3927–3932（2014）。3. A. Khoshakhlagh, S. D. Gunapala，红外成像：神经成像与神经诊断的潜在有力工具。《神经光子学》 **4**，011014（2017）。4. F. Bao, X. Wang, S. H. Sureshbabu, G. Sreekumar, L. Yang, V. Aggarwal, V. N. Boddeti, Z. Jacob，热辅助探测与测距。《自然》 **619**，743–748（2023年）。5. F. Gou, F. Peng, Q. Ru, Y.-H. Lee, H. Chen, Z. He, T. Zhan, K. L. Vodopyanov, S.-T. Wu，基于高效率液晶衍射波片的中波红外光束转向。*Opt Express* **25**，22404（2017）。6. D. B. Beasley, M. Bender, J. Crosby, T. Messer，“基于数字微镜器件（DMD）的动态红外场景投影仪”，载于*SPIE*微光机电系统与微机电系统：微纳加工（2009年），第72100I页。7. P. Gattinger, I. Zorin, A. Ebner, C. Rankl, M. Brandstetter，采用超连续谱激光光源的中红外数字微镜器件光谱编码光谱学。*Opt Express* **30**，6440（2022年）。8. M. Rutkauskas, A. Srivastava, D. T. Reid，“利用数字微镜器件对中红外激光脉冲进行光谱整形”，载于激光与电光会议（*CLEO*）（2020年），第1–2页。

9. G. Gauthier, I. Lenton, N. McKay Parry, M. Baker, M. J. Davis, H. Rubinsztein-Dunlop, T. W. Neely，用于配置显微光学势的数字微镜器件直接成像。*Optica* **3**，1136（2016年）。10. N. T. Ersumo, C. Yalcin, N. Antipa, N. Pégard, L. Waller, D. Lopez, 一种采用环形分区、用于高速随机访问轴向聚焦的微镜阵列。*Light Sci Appl* **9**，183（2020年）。11. J. Midkiff, K. M. Yoo, J.-D. Shin, H. Dalir, M. Teimourpour, R. T. Chen，基于磷化铟平台的中红外光学相控阵光束转向。*Optica* **7**，1544（2020年）。12. M. U. Pralle, N. Moelders, M. P. McNeal, I. Puscasu, A. C. Greenwald, J. T. Daly, E. A. Johnson, T. George, D. S. Choi, I. El-Kady, R. Biswas，光子晶体增强的窄带红外发射器。*Appl Phys Lett* **81**，4685–4687（2002年）。13. J. A. Mason, S. Smith, D. Wasserman，来自中红外超材料的强吸收与选择性热发射。*Appl Phys Lett* **98**（2011年）。14. T. Inoue, M. De Zoysa, T. Asano, S. Noda，利用光学纳米结构实现窄带热发射。*Optica* **2**，27（2015年）。15. J.-J. Greffet, R. Carminati, K. Joulain, J.-P. Mulet, S. Mainguy, Y. Chen，热源的相干光发射。《自然》 **416**，61–64（2002年）。16. J. Yu, R. Qin, Y. Ying, M. Qiu, Q. Li，热发射的非对称方向控制。*Advanced Materials* **35**（2023年）。17. J. R. Nolen, A. C. Overvig, M. Cotrufo, A. Alù, 对热超表面中偏振与几何相位的局域控制。*Nat Nanotechnol* **19**，1627–1634（2024年）。18. S. Vassant, I. Moldovan Doyen, F. Marquier, F. Pardo, U. Gennser, A. Cavanna, J. L. Pelouard, J. J. Greffet，发射率电调制。*Appl Phys Lett* **102**（2013年）。19. V. W. Brar, M. C. Sherrott, M. S. Jang, S. Kim, L. Kim, M. Choi, L. A. S weatlock, H. A. Atwater，石墨烯等离激元谐振器中红外辐射的电子调制。*Nat Commun* **6**，7032（2015年）。20. T. Inoue, M. De Zoysa, T. Asano, S. Noda，动态热发射控制的实现。*Nat Mater* **13**，928–931（2014年）。21. J. Park, J.-H. Kang, X. Liu, S. J. Maddox, K. Tang, P. C. McIntyre, S. R. Bank, M. L. Brongersma，利用基于砷化铟的等离激元超表面实现动态热发射控制。*Sci Adv* **4**（2018年）。22. X. Liu, Y. Zhong, Z. Wang, T. Huang, S. Lin, J. Zou, H. Wang, Z. Wang, Z. Li, X. Luo, R. Cheng, J. Li, H. S. Yun, H. Wang, J. Kong, X. Zhang, S. Shen，电编程像素化相干中红外热发射。*Nat Commun* **16**，1665（2025年）。23. C.-C. Popescu, M. R. A. Peters, O. Maksimov, H. Bhandari, R. Sharma, K. Richardson, A. Majumdar, H. J. Kim, R. Chen, K. P. Dao, L. Ranno, B. Mills, D. Calahan, T. Gu, J. Hu，二维可寻址中红外超表面空间光调制器。（2025年）。24. J. Siegel, S. Kim, M. Fortman, C. Wan, M. A. Kats, P. W. C. Hon, L. Sweatlock, M. S. Jang, V. W. Brar，通过有源超表面对离域模式进行控制，实现热发射的静电转向。*Nat Commun* **15**，3376（2024年）。25. Z. J. Coppens, J. G. Valentine，热发射的空间与时间调制。*Advanced Materials* **29**（2017年）。26. O. Reshef, I. De Leon, M. Z. Alam, R. W. Boyd，近零介质中的非线性光学效应。*Nat Rev Mater* **4**，535–551（2019年）。27. M. Silveirinha, N. Engheta，利用ε近零材料通过亚波长通道与弯道传输电磁能。*Phys Rev Lett* **97**，157403（2006年）。28. A. Alù, M. G. Silveirinha, A. Salandrino, N. Engheta，近零介电常数超材料与电磁源：调控辐射相位分布。*Phys Rev B* **75**，155410（2007年）。

29. S. Molesky, C. J. Dewalt, Z. Jacob，高温近零介电常数和近极点超材料发射器用于热光伏。*Opt Express* **21**, A96 (2013)。30. M. I. Hossain, A. Salhi, A. Zekri, A. Abutaha, Y. Tong, S. Mansour，面向大规模应用的室温射频磁控溅射氧化铟锡（ITO）薄膜研究。*Results in Surfaces and Interfaces* **18**, 100383 (2025)。31. Z. Yu, I. R. Perera, T. Daeneke, S. Makuta, Y. Tachibana, J. J. Jasieniak, A. Mishra, P. Bäuerle, L. Spiccia, U. Bach，氧化铟锡作为半导体材料应用于高效p型染料敏化太阳能电池。*NPG Asia Mater* **8**, e305–e305 (2016)。32. C.-L. Tien, H.-Y. Lin, C.-K. Chang, C.-J. Tang，氧气流量对直流溅射ITO薄膜光学、电学及机械性质的影响。*Advances in Condensed Matter Physics* **2018**, 1–6 (2018)。33. S. Song, T. Yang, J. Liu, Y. Xin, Y. Li, S. Han，ITO薄膜的快速热退火。*Appl Surf Sci* **257**, 7061–7064 (2011)。34. Y. W. Huang, H. W. H. Lee, R. Sokhoyan, R. A. Pala, K. Thyagarajan, S. Han, D. P. Tsai, H. A. Atwater，栅极可调导电氧化物超表面。*Nano Lett* **16**, 5319–5325 (2016)。35. J. Park, B. G. Jeong, S. Il Kim, D. Lee, J. Kim, C. Shin, C. B. Lee, T. Otsuka, J. Kyoung, S. Kim, K.-Y. Yang, Y.-Y. Park, J. Lee, I. Hwang, J. Jang, S. H. Song, M. L. Brongersma, K. Ha, S.-W. Hwang, H. Choo, B. L. Choi，用于三维激光雷达应用、具备独立相位与振幅控制的全固态空间光调制器。*Nat Nanotechnol* **16**, 69–76 (2021)。36. G. K. Shirmanesh, R. Sokhoyan, P. C. Wu, H. A. Atwater，电光可调多功能超表面。*ACS Nano* **14**, 6912–6920 (2020)。37. L. A. Mayoral Astorga, M. Shabaninezhad, H. Northfield, S. Ntais, S. Rashid, E. Lisicka-Skrzek, H. Mehrvar, E. Bernier, D. Goodwill, L. Ramunno, P. Berini，作为纳米天线阵列的电调谐等离激元超表面。*Nanophotonics* **13**, 901–913 (2024)。38. Z. L. Miao, S. J. Chua, Y. W. Zhang, S. Tripathy，砷化镓上生长的砷化铟由三维至二维生长模式的转变。*Appl Surf Sci* **252**, 3436–3440 (2006)。39. I.-C. Benea-Chelmus, S. Mason, M. L. Meretska, D. L. Elder, D. Kazakov, A. Shams-Ansari, L. R. Dalton, F. Capasso，基于米氏共振的吉赫兹自由空间电光调制器。*Nat Commun* **13**, 3170 (2022)。40. S. Il Kim, J. Park, B. G. Jeong, D. Lee, K.-Y. Yang, Y.-Y. Park, K. Ha, H. Choo，红外波段中利用可调超表面进行二维光束偏转。*Nanophotonics* **11**, 2719 2726 2022– ( )。41. P. Thureja, R. Sokhoyan, C. U. Hail, J. Sisler, M. Foley, M. Y. Grajower, H. A. Atwater，构建用于光学成像、通信和计算的通用超表面。*Nanophotonics* **11**, 3745–3768 (2022)。42. A. Davoyan, H. Atwater，用于光学相控阵和超表面的周界控制架构。*Phys Rev Appl* **14**, 024038 (2020)。43. S. Vassant, I. Moldovan Doyen, F. Marquier, F. Pardo, U. Gennser, A. Cavanna, J. L. Pelouard, J. J. Greffet，发射率电调制。*Appl Phys Lett* **102** (2013)。

致谢

一般

我们衷心感谢加州理工学院卡弗里纳米科学研究所为本工作提供的关键支持与基础设施。

经费支持

本工作得到美国空军科学研究办公室Meta-Imaging 多学科大学研究计划资助（编号 FA9550-21-1-0312）（JS、MK和HAA）、加州理工学院太空太阳能项目（JS、MK和HAA）以及美国陆军研究办公室资助（编号 W911NF-22-1-0097）（PP和AF）的支持。JS和PP感谢加拿大自然科学与工程研究委员会（加拿大自然科学与工程研究委员会）通过博士研究生奖学金项目给予的支持。

作者贡献

JS、PP、AF 和 HAA 提出了本研究项目的构想。JS 在 PP 的协助下完成了器件制造。PP 在 JS 的协助下进行了光学表征。MK 设计并制造了 32 通道可重编程驱动电子设备，并协助进行测量。所有作者均参与了论文撰写。

竞争性利益

作者声明不存在竞争性利益。

数据和材料可用性

所有数据均可在正文或补充材料中获取

图和表

图1：中红外辐射的二维主动调制 图2：氧化铟锡（ITO）性质的工程调控 图3： 一维主动超表面平台 图4：一维可重构衍射 图5： 二维衍射与发射率调制

补充材料

补充图 S1：主动超表面器件的光学图像 补充图 S2：一维结构的扫描电子显微镜（SEM）图像 补充图 S3：二维结构的扫描电子显微镜（SEM）图像 补充图 S4：不同体载流子浓度ITO薄膜中的电子密度分布

补充图 S5：主动超表面表征的实验装置 补充图 S6：采用*x*偏振照明测得的傅里叶平面图像 补充图 S7：我的有源超表面的光谱辐亮度分析 补充视频 S1：S1_1Dmetasurface_tunableDiffraction_0.5sPerAngle.mp4 补充视频 S2：S2_2Dmetasurface_tunableEmissivity_0.5sPerPattern.mp4

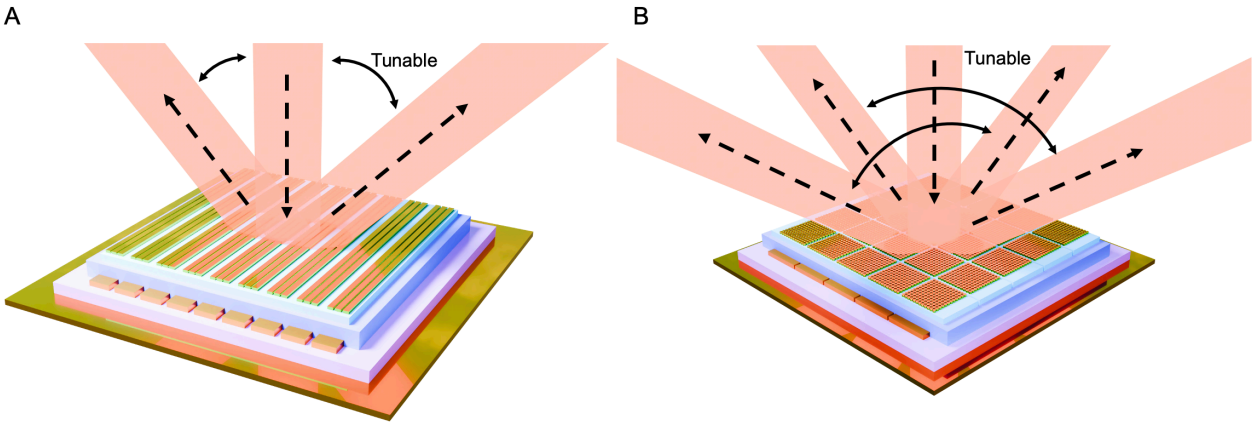


图1：中红外辐射的二维主动调制。 **（A）** 用于对中红外反射相干光进行一维可调衍射的有源超表面的三维示意图。 **（B）** 用于对中红外反射相干光进行二维可调衍射，以及对热辐射光进行二维主动调制的有源超表面的三维示意图。

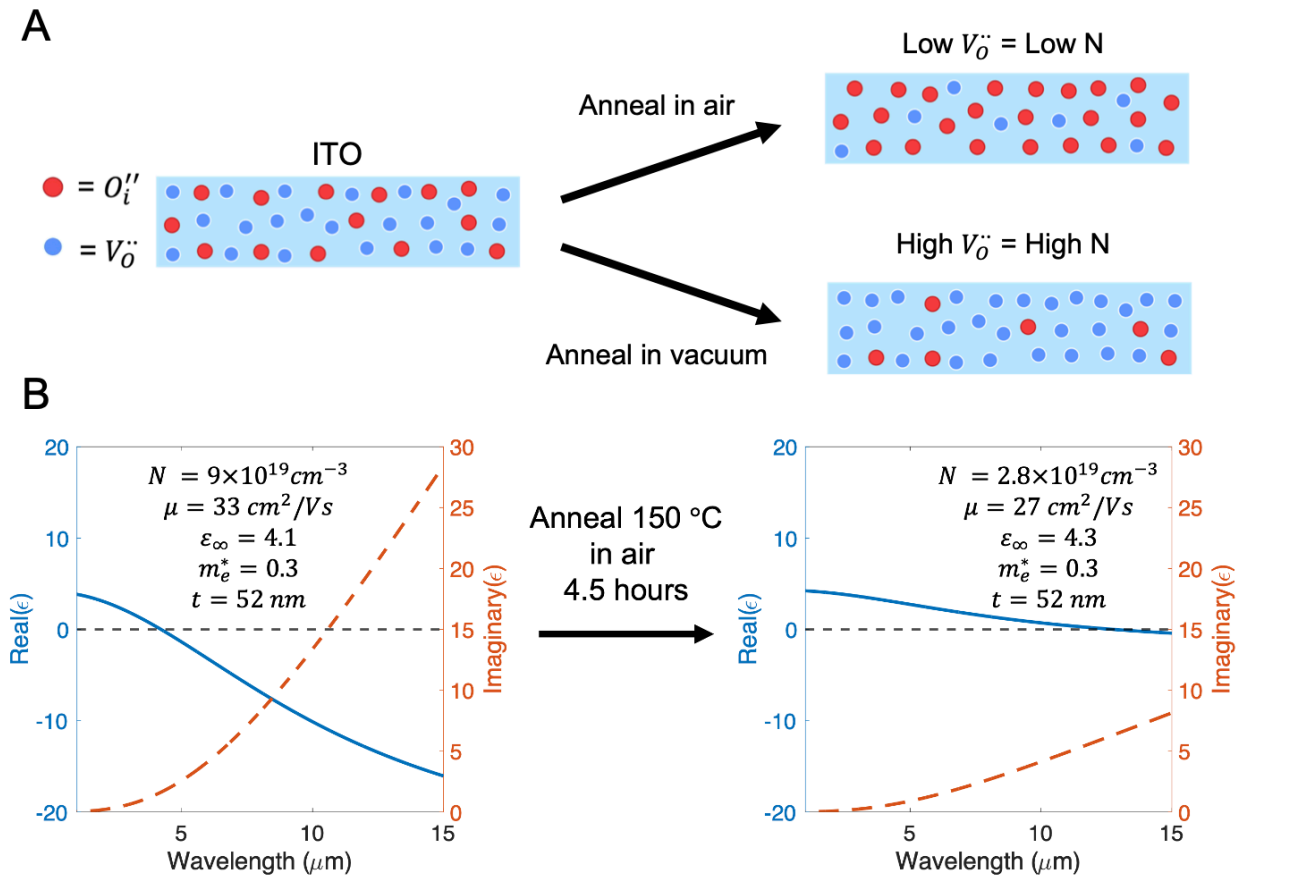


图 2：调控氧化铟锡（ITO）的性质。 **（A）** ITO薄膜可建模为由氧间隙原子 O_i''（红色圆圈）和氧空位 $V_O^{\cdot\cdot}$（蓝色圆圈）组成的集合。载流子浓度与氧空位浓度成正比。在空气中退火后（右上图），氧空位浓度和载流子浓度降低。在真空中退火后（右下图），氧空位浓度和载流子浓度增加。 **（B）** 实验测得的ITO薄膜介电常数 ε：溅射沉积后直接测得（左图）以及在空气中进行4.5小时、150 °C退火后测得（右图）。每种薄膜的近零介电常数（ENZ）波长均已标注并以蓝色突出显示。

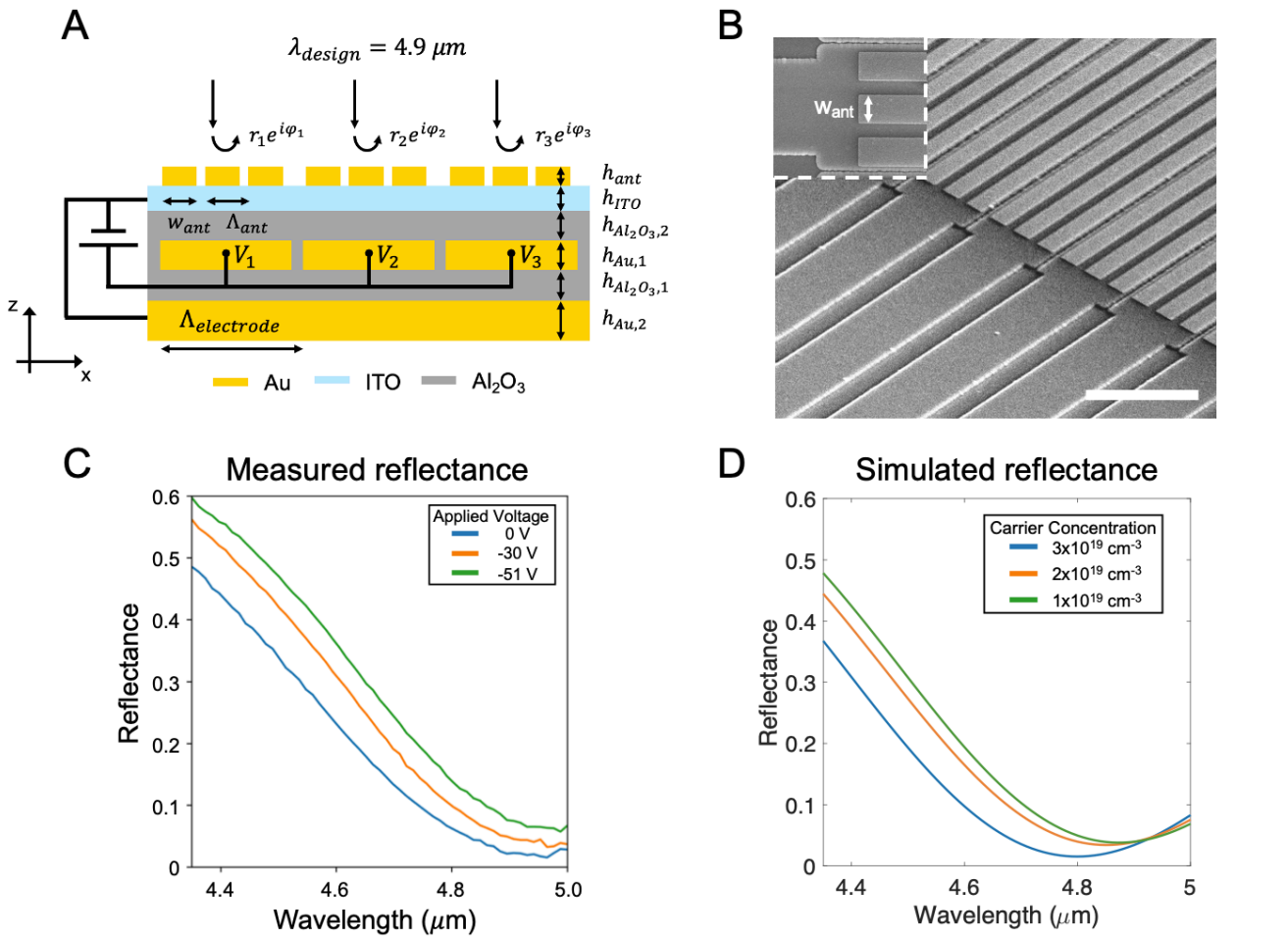


图 3：一维主动超表面平台。（A）器件的横截面，显示施加电压后反射系数的局部调制。**（B）**制备的超表面的扫描电子显微图。插图展示了一组三个天线的放大图。较大图像的比例尺：5 μm。插图中标注的宽度：$w_{a,\ t} = 910$ nm。**（C）**在正入射条件下，针对p偏振照明，模拟得到的超表面在不同假设载流子浓度下的反射率。**（D）**在氧化铟锡与电极之间施加三个均匀电压时测得的反射率。

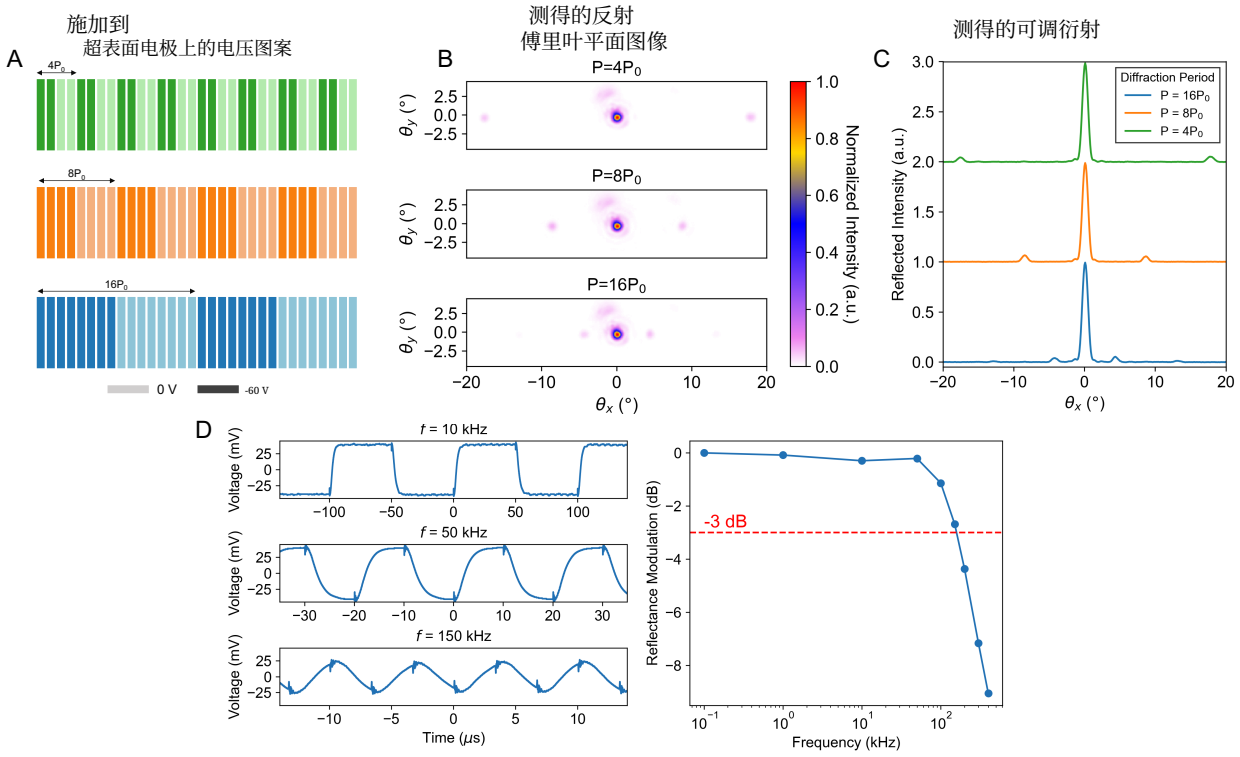


图4：一维可重构衍射。（A）施加到超表面电极上的电压图案。较浅和较深的阴影分别表示 0 V 和 -60 V。超表面天线的周期标记为 P_0。**（B）**傅里叶平面图像以及**（C）**穿过 $\theta_y = 0°$ 的线切片，展示了（A）中的三种电压图案。图像均以三种电压配置中各自的 0^{th} 级最大值归一化。**（D）**超表面在施加频率为 10 kHz、50 kHz 和 150kHz 的方波进行均匀调制时测得的 0^{th} 级反射信号（左图）。反射率调制深度随驱动频率的变化（右图）。

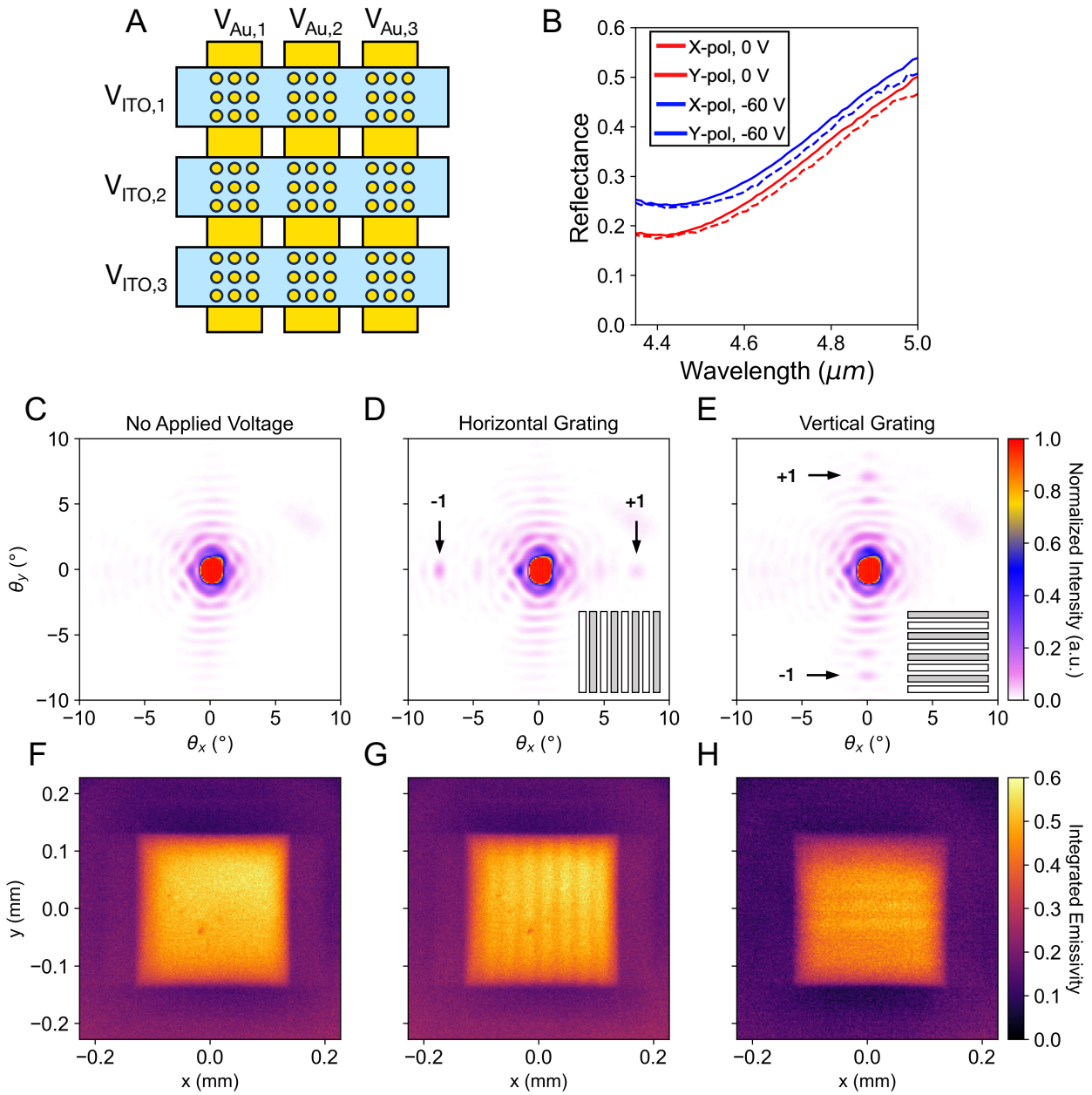


图 5：二维衍射与发射率调制。（**A**）交叉排列的氧化铟锡和金电极的俯视图，通过施加电压 $V_{ITO,\ i}$ 和 $V_{Au,\ i}$ 实现周边寻址调制。在电极交叉处设有由 12 x 12 个圆形金天线组成的阵列。（**B**）在氧化铟锡与金之间施加 0 V 和 -60 V 时，测得的 X 偏振和 Y 偏振照明下的反射光谱。超表面孔径上的电压图案均匀。Y 偏振照明下，在 $\lambda = 4.4\ \mu m$ 处测得的傅里叶平面图像：（**C**）所有电极均为 0 V；（**D**）金电极交替施加 0 V/-60 V，所有氧化铟锡电极均为 0 V，从而形成水平光栅；以及（**E**）氧化铟锡电极交替施加 0 V/-60 V，所有金电极均为 -60 V，从而形成垂直光栅。（D 和 E）中的插图示意了光栅图案的方向。（**F-H**）在无激光照明的情况下拍摄的超表面孔径发射率图像，所用电压图案与（C-E）中的三种图案相同。唯一的热源是承载超表面的印刷电路板，其测得温度约为 50 °C。绝对发射率通过与以相同方式安装在超表面上的炭黑样品进行归一化得到。

补充材料

二维阵列中相干与非相干中红外辐射的电光调制

Jared Sisler†、Phillippe Pearson† 等。

*通讯作者。电子邮箱：Harry A. Atwater (haa@caltech.edu)

此 PDF 文件包括：
补充文本 图 S1 至图
S7 参考文献（1 至 3）

本文的其他补充材料包括：影片 S1 至 S2

补充文本

器件的其他图像

我们展示了使用光学显微镜、光学相机和扫描电子显微镜拍摄的器件补充图像。图 S1 展示了我们的一维和二维器件的光学显微镜图像，其中可见中央的有源区域，以及从中央向外延伸的 32 个电互连。图 S2 展示了我们的一维有源超表面器件的扫描电子显微镜图像，图 S3 则展示了我们的二维有源超表面器件。在每种情况下，都可以更清楚地看到电互连如何连接分组天线阵列；这些阵列精确地对准在每个触点上方。在一维和二维器件中，电触点之间的间距都非常小，约为 50 nm。这一点在图 S2f 和图 S3e 中最为明显。如此小的间距使电隔离不会显著扰乱天线的周期性，但也使我们的器件容易发生电短路。

静电器件仿真

我们展示了外加偏压下 ITO薄膜中的电子电荷密度分布模拟结果。模拟在 Ansys Lumerical CHARGE模块中完成，器件由一层 50 nm 厚的 ITO薄膜和一层 200 nm 厚的 Al_2O_3, 薄膜组成，两者夹在两个电触点之间。假设 Al_2O_3 的介电常数为 9。假设 ITO 的电子迁移率为 30 $cm^2/(Vs)$、有效质量为 0.3，并将载流子浓度设为 $3x10^{20}$ cm^{-3} 和 $3x10^{19}$ cm^{-3} 进行比较。这两个数值分别代表近红外波段 ITO有源等离激元器件中常用的典型载流子浓度（$3x10^{20}$ cm^{-3}）（*1*，*2*）以及本研究中使用的载流子浓度（$3x10^{19}$ cm^{-3}）。相对于 ITO/触点界面，在两个电触点之间施加的电压为 50V（图 S4a）和 -50 V（图 S4b），使得 ITO 在 Al_2O_3/ITO 界面处发生载流子积累/耗尽。图 S4a 绘制了沿一维横截面

中载流子浓度随距 Al_2O_3/ITO 界面距离变化的关系，所示为外加 50 V 偏压下 ITO 的两种不同体载流子浓度。两种载流子浓度对应的积累区宽度相近，其中 $3x10^{19}$ cm^{-3} 的情况略大，这是因为其电荷密度较低。对于两种体载流子浓度，积累区宽度均小于 5 nm。图 S4b 显示了施加 -50 V 电压、使 ITO 处于耗尽状态时的电荷分布。由此可见，对于本研究采用的较低载流子浓度，使用电荷耗尽而非积累具有优势。由于体电荷低得多，为补偿施加于器件的电压，耗尽区必须大得多。$3x10^{19}$ cm^{-3} 情况下的耗尽区约为 10 nm，远大于其对应的积累区宽度。因此，通过在耗尽状态下工作，我们可以利用更大体积 ITO中的电学与光学调制。对于先前在近红外波段开展的研究，由于体载流子密度较高，积累区与耗尽区宽度之间的差异并不显著。

需要指出的是，此处进行的模拟假设采用经典漂移扩散模型，仅用于探究不同体载流子浓度之间的总体趋势。据报道，对于尺寸受限的器件（尺寸约为电子波长），使用薛定谔-泊松（SP）量子模型计算载流子密度可以获得更准确的建模结果（*3*）。

用于超表面表征的实验光学装置

本研究用于开展所述测量的实验装置如图 S5 所示。该装置有三种配置：（1）测量反射光谱和高速调制；（2）采集傅里叶平面图像；（3）对超表面平面进行成像，以测量空间分辨的发射率。使用自由空间可调谐量子级联激光器（QCL，Daylight Solutions）照射超表面，用于配置（1）和（2）。透镜 L1 将光束弱聚焦到 L2 的后焦平面（BFP），使光束在照射超表面时大致重新准直。光束直径由可调光阑控制。在配置（1）中，移除光路中的 L3，使超表面反射的光直接由热电堆探测器收集，同时相机与超表面平面共轭。在配置（2）中，L3 保持在光路中，使相机与 L2 的 BFP 共轭。随后，为进行发射率测量，关闭激光器并从光路中移除 L3。这样即可直接在超表面平面捕获热发射。

二维衍射的偏振依赖性

我们展示了二维有源超表面在*x*偏振照明下测得的衍射光。图S6给出了傅里叶平面图像，所用参数与正文图5完全相同，只是入射照明偏振旋转了90°。衍射轮廓与正文图5中相反偏振下的轮廓基本相同，从而验证了圆形天线使器件对偏振不敏感。

测量辐亮度调制分析

在正文的图5中，我们对超表面孔径范围内发射的有源可重编程变化进行了成像。此处我们表明，这种发射强度变化对应于设计共振波长（约为 λ 4.4 μm）处发射率的变化。在图 S7a 中，我们根据普朗克定律绘出了黑体在 50 °C 时的计算光谱辐亮度；50 °C 是测量过程中超表面的实测温度。辐亮度在约 λ = 16 μm 处达到峰值，并

在短于 $\lambda = 10\ \mu m$ 的波长处急剧下降。实验所用相机的带边对应于 $\lambda = 5\ \mu m$ 的波长，我们在图 S7a 中以红色阴影框绘出了相应的响应度窗口，范围为 $\lambda = 1–5\ \mu m$。因此，由于探测器的带边，我们可以确定，器件在长于 $\lambda = 5\ \mu m$ 的波长处可能发生的发射变化不会被探测到。此外，由于 50 °C 时短于 $\lambda = 1\ \mu m$ 的波长处辐亮度非常接近于零，因此我们将其余分析集中在 $\lambda = 1\text{-}5\ \mu m$ 的波长范围内；在此范围内，有源器件会产生可检测到的显著辐射。图 S7b 绘出了器件在这一扩展波长范围内、针对三种 ITO 耗尽层载流子浓度的模拟反射率。（此模拟中的所有假设均与正文中的假设相同。）在此可以看到三个明显的共振。约

$\lambda = 4.9\ \mu m$ 处设计的共振对应于磁偶极子间隙等离激元模式，并受到载流子浓度调制的强烈影响。约 $\lambda = 1.9\ \mu m$ 处的共振对应于电偶极子间隙等离激元模式，仅受载流子耗尽的轻微调谐。最后，约 $\lambda = 1.4\ \mu m$ 处的窄共振对应于瑞利异常，这是由于正入射光的波长等于天线周期所致，且该共振几乎不受调制。接下来，我们首先计算模拟发射率，从而计算器件预期的辐亮度调制。由于器件不存在透射，我们可以假设吸收率为 1 – R。根据基尔霍夫热辐射定律，吸收率等于发射率。因此，我们将图 S7a 中的光谱辐亮度与图 S7b 中各载流子浓度对应的 (1 - R) 相乘，从而在图 S7c 中绘出了器件预期的光谱辐亮度。从图中可以更清楚地看到，测得的辐亮度主要由长于 $\lambda = 3\ \mu m$ 波长处的发射贡献。此外，在每种模拟载流子浓度下，辐亮度均有轻微调制，且在长于 $\lambda = 4\ \mu m$ 的波长处最为明显。最后，我们在图 S7d 中绘出了图 S7c 中最大与最小载流子浓度之间的辐亮度绝对变化。从图中可以看到，测得的辐亮度在 $\lambda = 4.5\ \mu m$ 处变化最大，而在所有其他波长处均显著减小。总之，正如预期，正文中观察到的有源辐亮度调制源于设计的磁偶极间隙等离激元模式受到调制。

补充视频

此外还包含三个补充视频。补充视频 S1（“1Dmetasurface_tunableDiffraction_0.5sPerAngle.mp4”）展示了在三个不同角度之间重复进行的可调衍射（如正文图 4b 所示），每个角度保持 0.5 秒。补充视频 S2（“S2_2Dmetasurface_tunableEmissivity_0.5sPerPattern.mp4”）展示了正文图 5f 和 g 所示图案之间的可重构发射率调制。

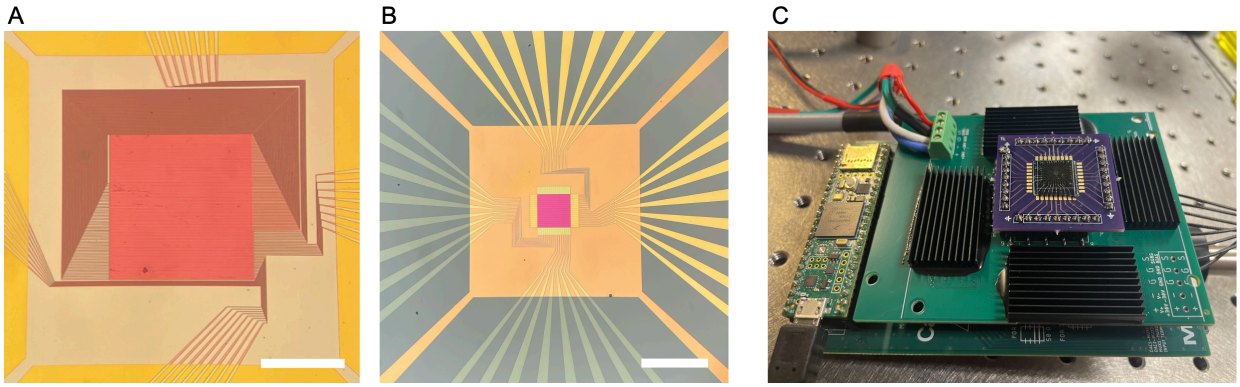


图 S1：有源超表面器件的光学图像。 **（A）**一维器件的光学显微镜图像。比例尺：250 μ 米。 **（B）**2 D 可控器件的光学显微镜图像。比例尺：550 μ 米。 **（C）**连接至通道驱动印刷电路板的超表面器件的光学相机图像。

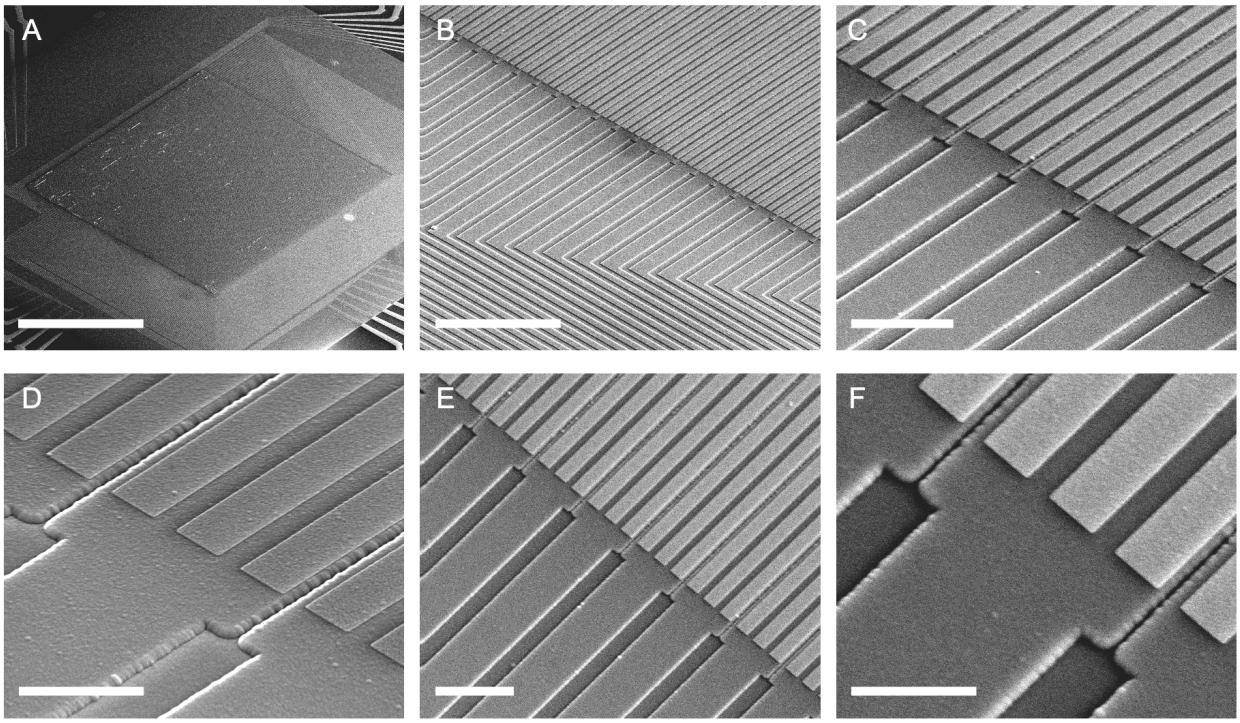


图 S2：一维结构的扫描电子显微镜（SEM）图像。（A-D）图像拍摄时的倾斜角为 52°。**（E 和 F）**图像轴倾斜）条件下拍摄。（A-F）的比例尺分别为：200 μm、20 μm、5 μm、2 μm、5 μm 和 2 μm。

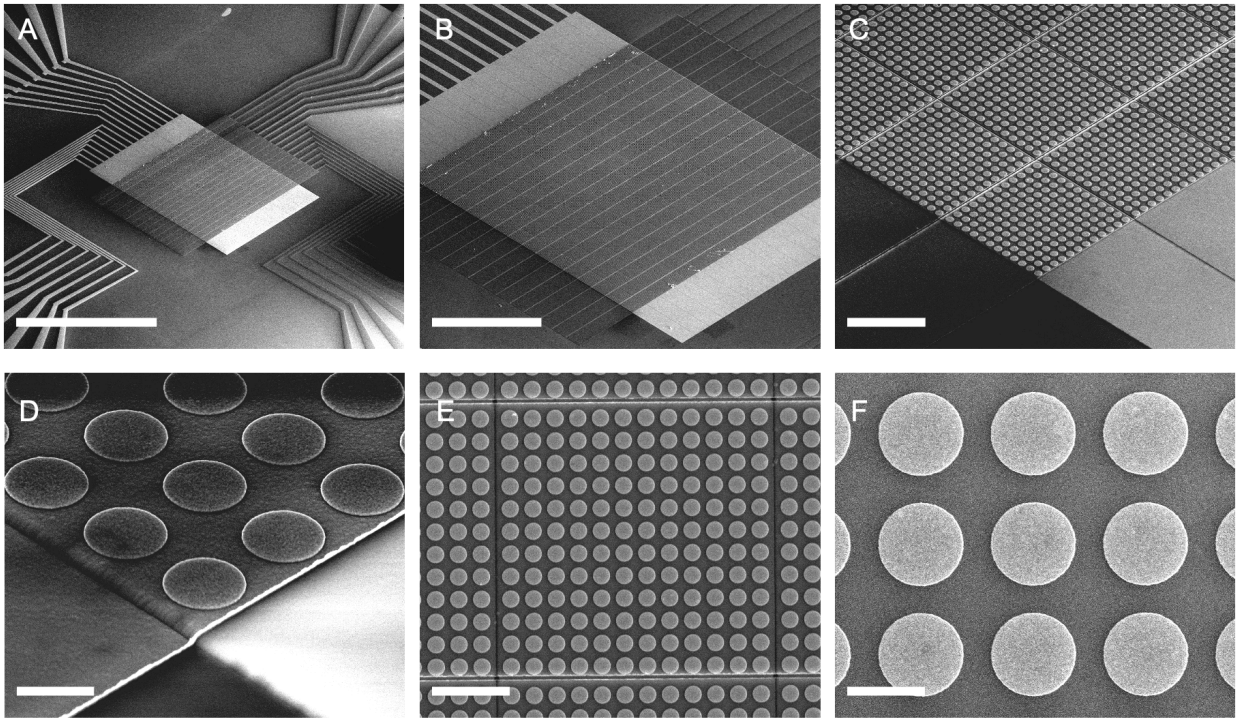
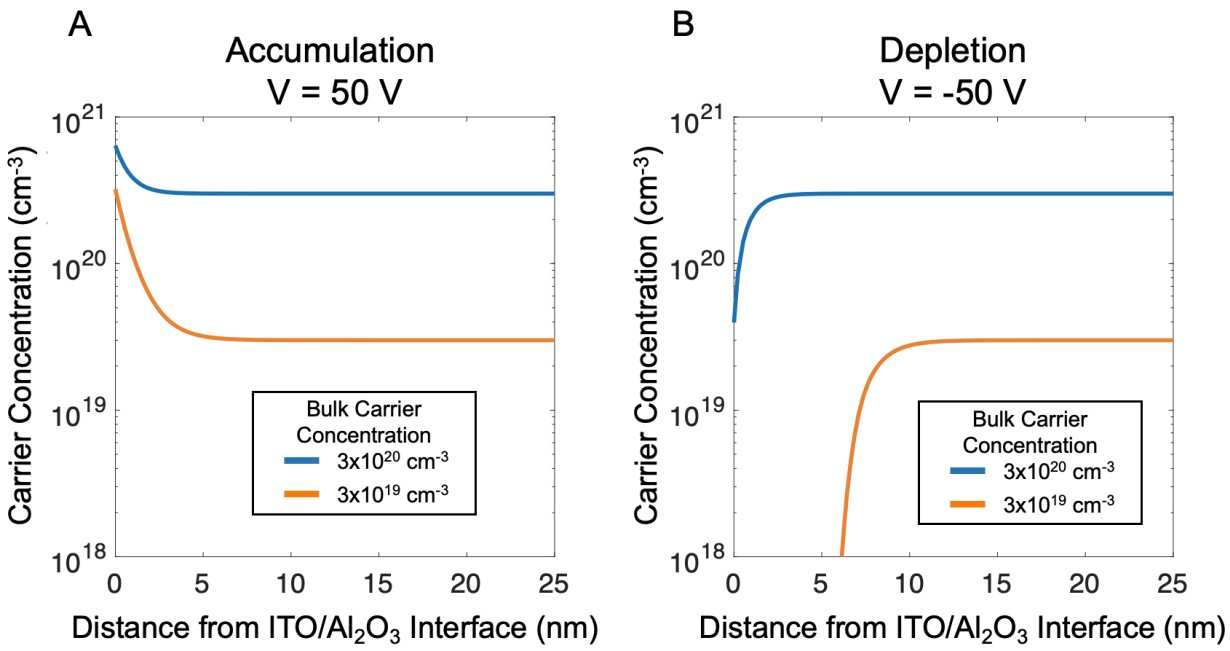


图 S3：二维结构的扫描电子显微镜（SEM）图像。（A-D）图像拍摄时的倾斜角为 52°。**（E 和 F）**图像于正入射（无轴倾斜）条件下拍摄。（A-F）的比例尺分别为：300 μm、100 μm、10 μm、1 μm、5 μm 和 1 μm。



图S4：不同体载流子浓度的ITO薄膜中的电子密度分布。模拟了体载流子浓度分别为3x10^{20} cm^{-3}（蓝线）和3x10^{19} cm^{-3}（橙线）的50 nm ITO薄膜内的载流子浓度分布。当施加50 V（**A**）和-50 V（**B**）偏压时，针对ITO薄膜的前25 nm，将载流子密度绘制为距ITO/Al_2O_3 界面距离的函数。

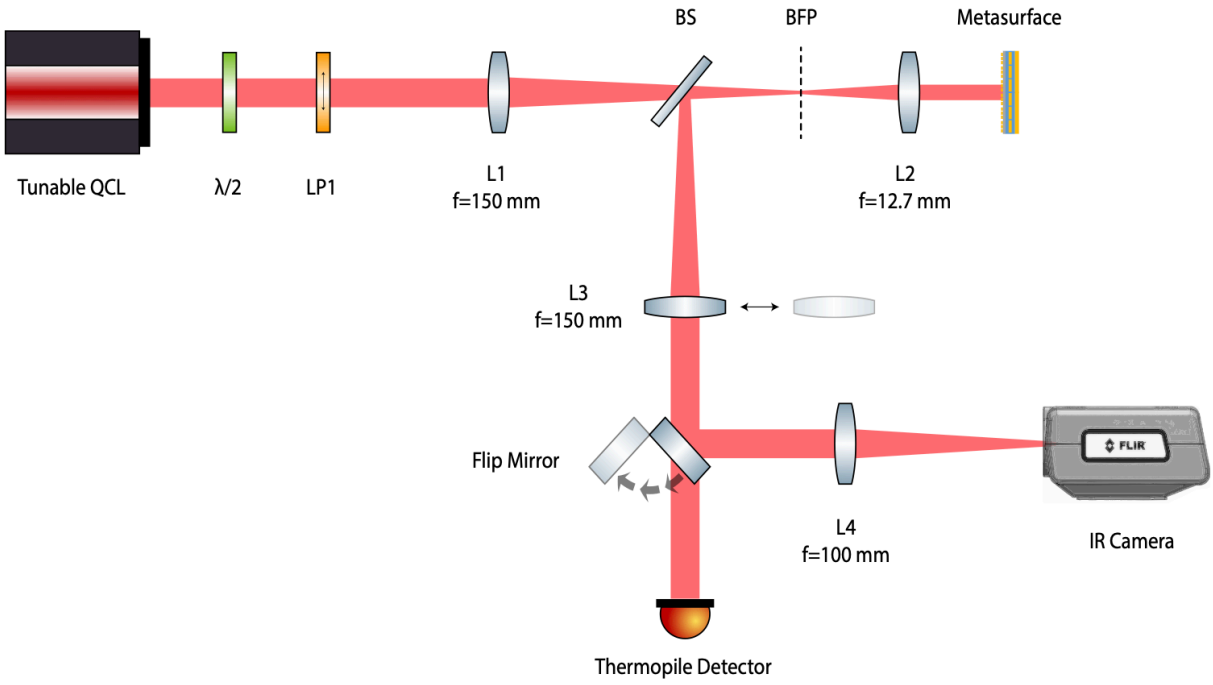


图 S5：有源超表面表征的实验装置。

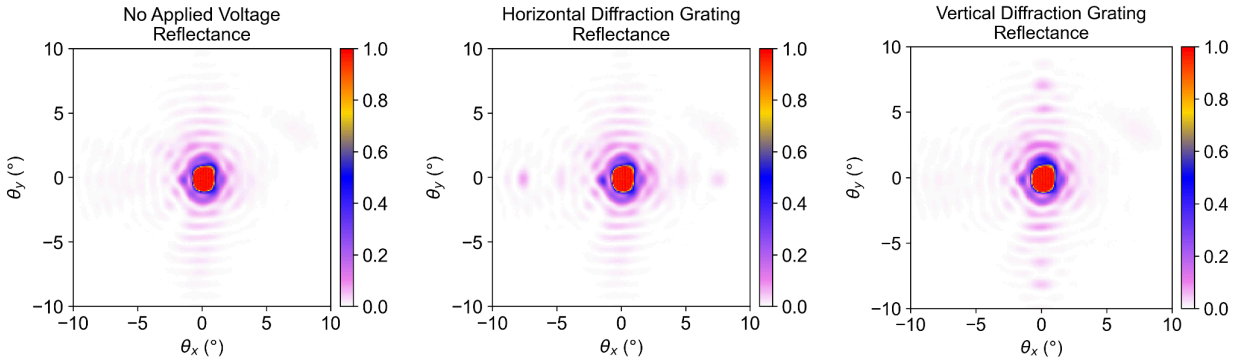


图 S6：测得的傅里叶平面图像（采用 *x*偏振照明）。这是正文中图5所示二维有源超表面衍射结果的*x*-偏振

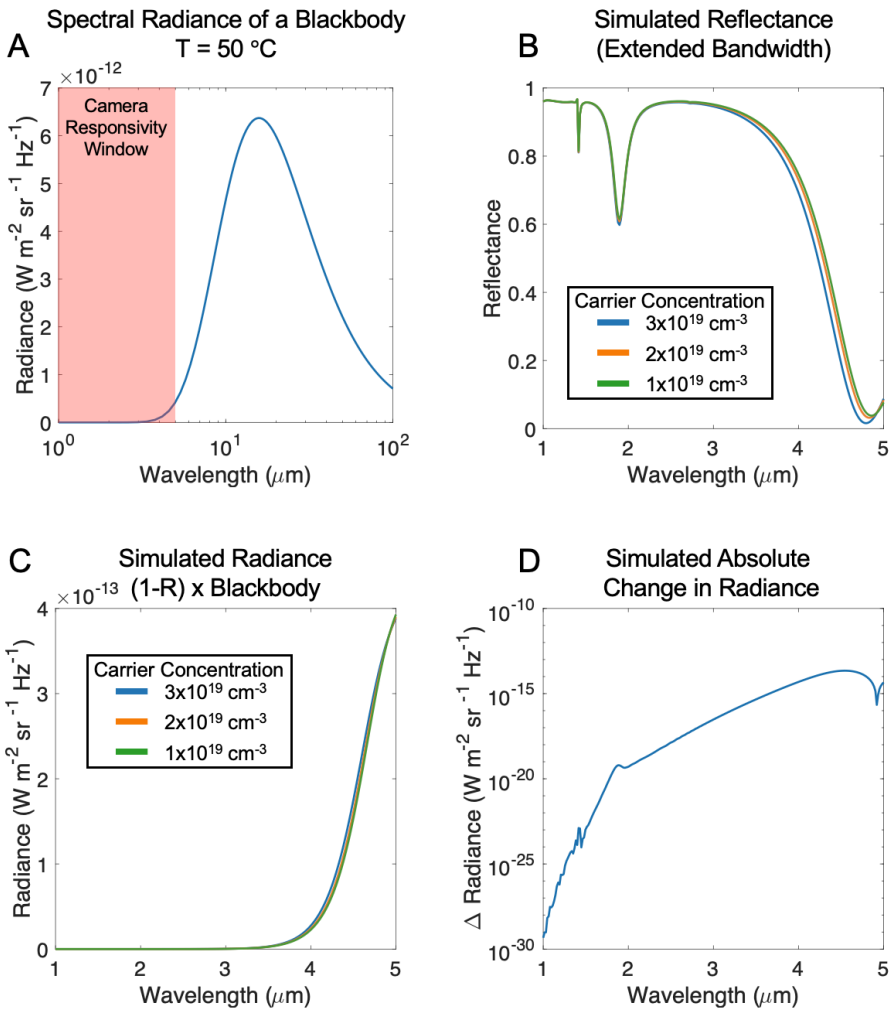


图 S7：有源超表面的光谱辐亮度分析。(A) 根据普朗克定律计算的温度为 T=50 °C 的黑体光谱辐亮度。红色阴影区域表示本研究测量所用相机的响应度窗口。**(B)** 在假设 ITO 耗尽层具有不同载流子浓度的情况下，对有源超表面在更大带宽范围内的反射率调制进行的模拟。**(C)** 有源超表面的总辐亮度调制模拟结果。该图通过从 1 中减去 (B) 中模拟的反射率，得到吸收率/发射率，再将其乘以 (A) 中的辐亮度计算得出。**(D)** 有源超表面的辐亮度绝对变化模拟结果。该结果是通过对 (C) 中每个波长下的最大辐亮度减去最小辐亮度得到的。

参考文献

1. G. K. Shirmanesh, R. Sokhoyan, P. C. Wu, H. A. Atwater, 电光可调多功能超表面。*ACS Nano* **14**, 6912–6920 (2020年)。2. Y.-W. Huang, H. W. H. Lee, R. Sokhoyan, R. A. Pala, K. Thyagarajan, S. Han, D. P. Tsai, H. A. Atwater, 可栅控导电氧化物超表面。*Nano Lett* **16**, 5319–5325 (2016年)。3. M. Shabaninezhad, L. Ramunno, P. Berini, 近零介电常数材料中的可调等离激元：量子载流子模型的应用。*Opt Express* **30**, 46501 (2022年)。