用于频率和偏振敏感太赫兹探测与成像的深亚波长等离激元极化激元原子腔探测器

Shaojing Liu[†]、*Hongjia Zhu*[†]、*Ximiao Wang*、*Runli Li*、*Hai Ou*、*Shangdong Li*、*Yanlin Ke*、*Runze Zhan*、*Ningsheng Xu*[*]、*Huanjun Chen*[*]和*Shaozhi Deng*[*]

S. Liu、H. Zhu、X. Wang、R. Li、H. Ou、S. Li、Y. Ke、R. Zhan、N. Xu、H. Chen、S. Deng 光电材料与技术国家重点实验室 广东省显示材料与技术重点实验室 电子与信息技术学院 中山大学 中国广州510275 电子邮箱：chenhj8@mail.sysu.edu.cn；stsxns@mail.sysu.edu.cn；stsdsz@mail.sysu.edu.cn

关键词： 等离激元极化激元原子腔、深亚波长、太赫兹探测器、频率敏感探测、偏振敏感探测、太赫兹成像

室温、高速、微型化的偏振分辨太赫兹（THz）探测对于雷达、遥感和半导体检测中的高分辨率成像至关重要，也是构建大规模太赫兹焦平面阵列的必要条件。然而，由于光与物质相互作用较弱，微型化至深亚波长尺度以下（$< \lambda_0/50$）仍面临挑战，这会降低响应度和偏振灵敏度。在此，我们提出一种石墨烯等离激元极化激元原子腔（PPAC）单片式探测器，通过在仅为2 μm（$\lambda_0/60$）的深亚波长沟道长度下保持甚至增强性能，克服了这一局限。该器件将石墨烯矩形PPAC阵列与不同金属接触电极集成在一起，其中石墨烯兼具吸收体和导体的作用，简化了器件结构。利用等离激元极化激元共振和光热电（PTE）效应，该探测器可实现偏振敏感、频率选择性和快速太赫兹探测，覆盖0.53至4.24 THz，偏振比为93；其响应度（R_V）为1007 V/W，噪声等效功率（NEP）为16 pW/Hz$^{0.5}$，比探测率（D^*）为2.9×10^7 琼斯，响应时间为230 ps。我们进一步展示了其在偏振成像和无损半导体芯片检测中的单片集成应用，推动了室温、紧凑型和偏振敏感太赫兹技术的发展。

1. 引言

太赫兹波（0.1–10 THz）位于红外与微波辐射之间的电磁波谱范围内，可提供丰富的光谱信息，从而实现先进的材料表征、各向异性成像和高对比度目标识别。[1–3] 室温偏振分辨太赫兹探测已成为下一代应用的关键技术，包括高分辨率雷达成像、安全无线通信和无创半导体检测。[4–6] 因此，获取太赫兹辐射偏振态的能力对基础研究和应用型太赫兹系统的发展都至关重要。此外，大规模太赫兹焦平面阵列的快速发展推动了对微型化、高密度集成探测器的需求，凸显了开发具备偏振分辨能力的紧凑型纳米/微型探测器的必要性。

然而，上述先进太赫兹探测技术的需求与现有成熟探测器的能力之间仍存在显著差距。热探测器——如戈莱池、热电堆和辐射热计——通过感知太赫兹辐射引起的加热在室温下工作，但其响应时间通常较慢，处于微秒至毫秒量级。[7–9] 电子探测器，包括高电子迁移率晶体管（HEMTs）和肖特基势垒二极管（SBDs），能够实现快速（纳秒级）且高灵敏度的探测（HEMT 和 SBD 分别为 21 $pW/Hz^{0.5}$ 和 110 $pW/Hz^{0.5}$），但其工作带宽较窄（通常为 ~0.1 THz），且灵敏度在 1 THz 以上会迅速下降。[10,11] 基于窄带隙半导体中带间或带内跃迁的光子探测器具有高速（~μs）和高灵敏度（~1 $pW/Hz^{0.5}$）的特点，但通常需要低温冷却才能工作。[12] 更为关键的是，传统的偏振敏感太赫兹探测通常依赖旋转偏振片或波片等笨重的光学元件，从而导致采集时间较长、对准复杂，并且难以实现片上集成。为克服这些局限，人们提出了将基于超材料和超表面的平面光学元件与太赫兹探测器集成。[13,14] 然而，这些方法面临诸多挑战，包括异质集成过程中的对准困难，以及到达光敏区域的光通量降低。因此，人们迫切需要一种无需额外光学元件的单片式策略，该策略不仅能够实现偏振选择，还能增强探测材料中的光吸收。

以石墨烯为代表的范德华（vdW）二维（2D）材料，凭借其可调带隙、无带隙电子结构以及室温下超高的载流子迁移率，在推动光电探测技术发展方面备受关注。[15,16]

因此，研究人员已利用石墨烯、[17–19]半金属[20–22] 和拓扑绝缘体[23–25] 开发出室温太赫兹探测器。尽管已取得显著进展，但仍存在一个长期挑战：随着器件占用面积缩小，太赫兹探测器的响应度会大幅下降，这主要是因为长波长太赫兹波与原子级薄的有源层之间相互作用较弱。此外，大多数二维材料本征的各向异性太赫兹吸收较弱，因此需要集成额外的偏振选择性元件，例如天线、[26,27] 各向异性吸收体[28] 或超表面[5,29]，这会增加器件的复杂性和横向尺寸。这些限制构成了实现横向微型化的主要障碍。如何在紧凑的占用面积内同时实现高灵敏度和强偏振选择性，仍是太赫兹探测器设计中亟待解决的重要挑战。

近期，我们通过将单层石墨烯图案化为可支持强表面等离激元极化激元共振（SPPR）的周期性纳米结构，提出了**等离激元极化激元原子腔（PPAC）**。在此概念基础上，我们展示了单片式太赫兹探测器，无需额外光学元件即可实现高响应度和显著的偏振灵敏度。[4] 本研究提出了一种紧凑型高性能太赫兹探测器，其非对称石墨烯沟道由石墨烯纳米矩形（用作PPAC）和未图案化石墨烯构成，并由两个不同的金属电极连接。采用石墨烯矩形PPAC对器件微型化尤为有利。与我们此前报道的圆盘不同，圆盘的SPPR频率仅由其直径决定，因此一旦确定目标探测频率，圆盘尺寸也随之固定；而矩形PPAC可通过其长宽比（长度与宽度之比）调节共振频率。这种几何灵活性使两个尺寸能够同时缩小，同时保持所需的共振频率，从而缩短器件沟道。因此，探测器可实现深亚波长尺度的微型化。石墨烯矩形PPAC由此提供强烈且具有频率选择性和偏振选择性的等离激元共振，而功函数不同的非对称电极则通过光热电效应促进定向热载流子输运。关键的是，当沟道长度缩小至10 μm以下时，PPAC与金属接触电极协同增强光电压产生。金属电极将太赫兹电场集中于与有源沟道重叠的局域热点，从而增强太赫兹波吸收和光电流。因此，即使沟道长度减小，太赫兹光电压仍几乎保持不变。这使得探测器能够实现深亚波长尺寸，横向占用尺寸仅为2 μm × 16 μm（~λ_0/60），且具有原子级厚度。该器件可进行宽带（0.53–4.24 THz）偏振敏感探测，偏振比（偏振比）为93，R_V 为1007 V/W（98 V/W），噪声等效功率为

16 pW/Hz$^{0.5}$ （165 pW/Hz$^{0.5}$），分别以吸收的（入射）太赫兹功率为基准。利用这种微型化探测器，我们进一步展示了偏振成像以及对半导体芯片内部结构的无损检测，展现了其在单片集成、高密度太赫兹探测与成像系统中的应用潜力。

2. 设计、制备与表征石墨烯矩形 PPAC

当入射太赫兹波的频率与阵列中表面等离激元极化激元共振的共振频率相匹配时，石墨烯PPAC中的电磁场约束和吸收会显著增强。通过改变长度（L_r）、宽度（W_r）以及相邻PPAC之间的间距（d_w 和d_l），可以调节等离激元响应的吸收强度、共振频率和偏振特性。[4] 为系统研究这些几何参数对SPPR共振行为的影响，我们进行了时域有限差分法（FDTD）仿真。仿真中，太赫兹波垂直入射到阵列上，偏振角（θ）设为0°，即x偏振，使太赫兹电场与PPAC的长轴对齐（**图 1**a）。

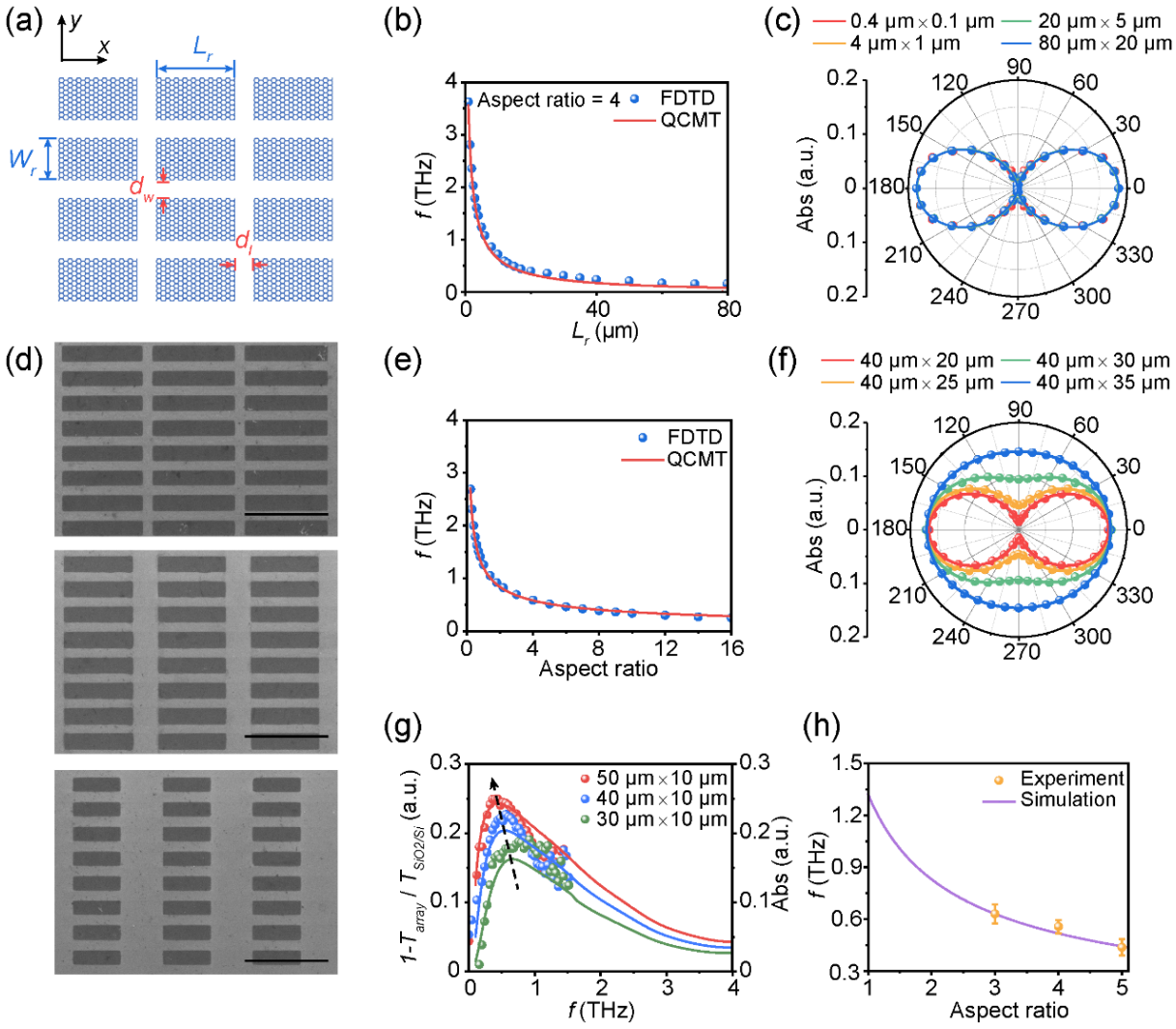

图 1. 石墨烯矩形PPAC及其等离激元共振特性。(a) 石墨烯矩形 PPAC 阵列示意图。L_r 和 [illegible] 分别表示 [illegible] 的长度和宽度。沿 [illegible] 的激励电场偏振角 [illegible]。(b) 长宽比固定为4（L/W）[illegible]，且 L_r 从1 μm变化到30 μm时，PPAC的位直共振频率簇 k 的变化关系。(c) 长宽比固定为4的PPAC共振的位直偏振极坐标图。偏振角 θ 定义为太赫兹偏振方向与PPAC长轴之间的夹角。(d) 尺寸分别为50 μm × 10μm（上图）、40 μm × 10 μm（中图）和30 μm × 10 μm（下图）的矩形 PPAC 阵列扫描电子显微镜图像。比例尺：50 μm。(e) 在所有 [illegible] 固定时，PPAC的共振波长随长宽比从0.22变化到10的关系。(f) 长宽 [illegible] 相对的实验（圆点）和位直（曲线）共振频率随宽度变化的对比

图 1b 和 1c 分别展示了长宽比固定为 4 的石墨烯矩形 PPAC 的模拟共振频率和偏振依赖性（$AR = L_r/W_r$）。每个阵列均呈现出独特的等离激元共振峰，且随着L_r 增大而红移（图 1b 和图 S1a，补充信息）。共振强度也会随L_r变化，这主要归因于阵列占空比的变化。图 1b 中的红色曲线显示了基于准静态耦合模理论（QCMT）模型拟合得到的共振趋势（文本 ST1，补充信息）。[30] 图 1c 为极坐标图，展示了共振强度对偏振角 θ 的依赖关系，清楚表明其具有类偶极共振特性。当 $\theta = 0°$ 时，共振强度达到最大值，随后逐渐减小，并在 θ 趋近 90° 时完全消失。当 $\theta = 90°$ 时，沿 PPAC 长轴方向的电场分量为零，因此等离激元激发受到抑制。为定量比较几何参数不同的 PPAC 的偏振特性，我们将偏振比（PR）定义为，

$$PR = \frac{I_{\max}}{I_{\min}} \tag{1}$$

其中，I_{max} 和I_{min} 分别表示共振频率处吸收强度的最大值和最小值。将四种具有代表性的石墨烯矩形PPAC阵列（尺寸分别为 0.4 μm × 0.1 μm、4 μm ×

1 μm、20 μm × 5 μm 和 80 μm × 20 μm）的吸收强度代入公式（1），计算得出的偏振比分别为 154、217、211 和 127。这些结果表明，长宽比相同的阵列，其偏振依赖性变化不显著。

此外，如图1e所示（另见补充信息中的图S1b），随着L_r从1 μm增至80 μm，长宽比各异（从0.22到16）的石墨烯矩形PPAC的共振频率在0.1–4太赫兹范围内明显红移。值得注意的是，根据其偏振行为，这些PPAC还表现出明显的偶极共振（图1f）。长度固定为L_r = 40 μm、宽度逐渐增大（W_r = 20–35 μm）的矩形PPAC，其偏振比值分别为11.1、3.7、1.8和1.2，表明长宽比越大，偏振灵敏度越强。

此外，尽管与矩形 PPAC 长轴相关的共振频率基本不受入射太赫兹波的 θ 影响，但随着θ 从 0° 增至 90°，相应的共振强度逐渐减弱（补充信息中的图S2）。这种行为是偶极等离激元共振的典型特征：当入射电场与 PPAC 的长轴对齐时，最容易激发此类共振。有趣的是，随着θ 增加，较高频率处逐渐出现第二种共振模式（补充信息中的图S2），使每个矩形 PPAC 的偏振相关吸收光谱中出现明显的鞍点。这种新出现的共振归因于沿 PPAC 宽度（短轴）方向的等离激元激发。时域有限差分法仿真的近场分布进一步证实了这一归因：在较高频率的共振处，可观察到沿宽度方向分布的强局域电场（补充信息中的图S2插图）。这种依赖于激发偏振的双共振行为凸显了矩形平面PPAC的一项关键优势。与以往的石墨烯–超材料集成结构相比，这些结构通常需要复杂的多层架构或各向异性单元设计，才能实现多种依赖于偏振或频率的响应；[5] PPAC 简单的矩形几何结构则实现了相同的功能。凭借单一、紧凑且平面的结构，PPAC 能够在宽频率范围内实现可调谐且对偏振敏感的响应，大幅降低设计复杂度和器件占用面积。总体而言，与正方形、圆形或正六边形等高对称性几何结构相比，矩形 PPAC 可通过调节长宽比实现更大的可调谐性。这一特性使其能够在不增加器件占用面积的情况下，更有效地扩展至低太赫兹频率范围，同时拓宽共振频率和偏振灵敏度的调谐范围。

除了长宽比之外，阵列间距参数 d_w 和 d_l 也会影响共振频率（补充信息中的图S3）。具体而言，随着d_l 减小或d_w 增大，共振频率逐渐红移；与此同时，随着d_l 和d_w 均减小，共振强度会增强。这种行为源于入射太赫兹波的偏振方向与d_l 方向平行。减小d_l 会缩小相邻腔体之间的间距，从而增强电磁耦合。耦合增强会降低腔体内电子集体振荡所对应的库仑恢复力，导致振荡频率降低，进而使共振峰红移。同时，增强的近场耦合会将更多电磁能量限制在 PPAC 阵列内，有效降低辐射损耗，从而提高吸收强度。

为验证上述模拟结果，我们使用太赫兹时域光谱仪（THz-TDS，BATOP TDS–1008）表征了石墨烯矩形PPAC的吸收光谱。为在实验中获得足够强的吸收信号，我们制备了PPAC阵列，以增强整体太赫兹吸收。为此，我们在转移至高电阻率硅O_2/硅衬底上的单层石墨烯上制备了单元尺寸分别为50 μm × 10 μm、40 μm × 10 μm和30 μm × 10 μm的PPAC阵列（见方法），如图1d中的扫描电子显微镜（SEM）图像所示。我们还通过共聚焦拉曼光谱（方法和补充信息图S4a）进一步确认了石墨烯PPAC的质量。拉曼光谱在1580 cm^{-1} 和2700 cm^{-1}处出现两个显著峰，分别对应G带和2D带。未观察到明显的D峰，且2D峰呈对称的单一洛伦兹线形，半峰全宽为32 cm^{-1}，这些特征表明PPAC阵列质量较高。随后，我们测量了三个PPAC阵列的太赫兹吸收光谱，入射偏振平行于P的长轴

PAC。吸收光谱可表示为，

$$Abs = 1 - \frac{T_{\mathrm{PPAC}}}{T_{\mathrm{SiO_2/Si}}} \tag{2}$$

其中，T_{PPAC} 表示石墨烯 PPAC 阵列在高电阻率 SiO_2/Si 衬底上的透射率，而 表示空白 SiO_2/Si 衬底的透射率。所得光谱如图1g所示，清楚地呈现出与仿真预测相符的共振特征。此外，随着长宽比增大，三种矩形 PPAC 阵列的共振频率均发生红移（图1h），这也与模拟结果一致。

3. 制备 偏振敏感型 PPAC 太赫兹纳米探测器的表征 **or**

通过将矩形PPAC及其阵列中的等离激元共振与光热电效应相结合，可以实现对特定频率和偏振态的入射太赫兹波进行灵敏、无偏置探测。[4] 为此，我们设计了一种太赫兹纳米探测器，其源极和漏极电极由非对称石墨烯沟道连接，如**图2**a所示。石墨烯沟道采用化学气相沉积法合成的单层石墨烯制备，将其转移至高电阻率 SiO_2/Si 衬底上，并通过电子束光刻（EBL）进行图案化。沟道左侧包含一个由石墨烯纳米带相互连接的石墨烯矩形 PPAC 阵列，各谐振器尺寸为2.5 μm × 400 nm。相比之下，右侧为未图案化石墨烯区域（10 μm × 16 μm），由此形成总沟道面积为20 μm × 16 μm、沟道长度（L_c）为 20 μm的结构（图2b）。在0.1–5太赫兹范围内，图案化等离激元阵列的吸收光谱在2.52太赫兹处呈现明显共振（图S4b，补充信息），从而能够与入射太赫兹辐射高效耦合。源极和漏极电极通过紫外光刻制备，随后沉积钛/金（10 nm/100 nm）并进行剥离工艺。探测器在暗态条件下的电流–电压（*I–V*）特性（图S4c，补充信息）呈线性关系，表明电极与石墨烯沟道之间具有优异的欧姆接触，测得电阻为3852 Ω——这是通过光热电效应实现高性能太赫兹探测的一项重要条件。

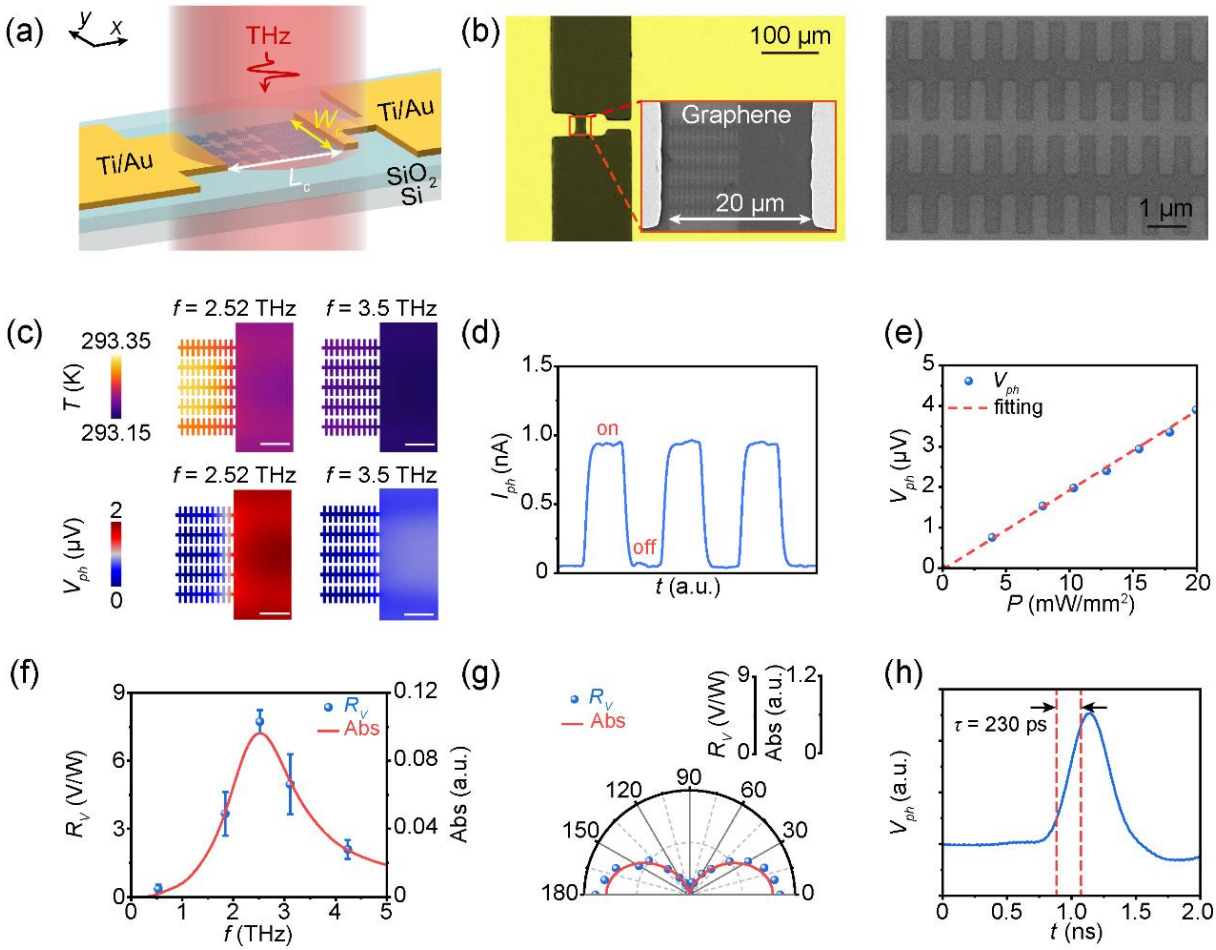

图2. 偏振敏感PPAC太赫兹纳米探测器的制备与表征。(a) 器件示意图，由两个Ti/Au金属电极和连接它们的非对称石墨烯沟道组成。该非对称沟道由石墨烯矩形PPAC阵列构成，一侧通过石墨烯纳米带连接，另一侧连接未图案化石墨烯。L_c 和 W_c 分别表示石墨烯沟道的长度和宽度。(b) 左：制备完成的器件的光学显微镜图像。插图：扫描电子显微镜图像，显示沟道长度为20 μm的非对称石墨烯沟道。右：石墨烯PPAC阵列的扫描电子显微镜图像。(c) 器件在共振频率2.52太赫兹（左图）和非共振频率3.5太赫兹（右图）的太赫兹照射下的模拟温度分布（上图）和电势分布（下图）。比例尺：5 μm。(d) 器件在周期性2.52太赫兹照射下的光电流响应。(e) 光电压随照射功率的变化。点：实验数据；虚线：线性拟合。(f) 器件的频率选择性光响应（点）和模拟太赫兹吸收（实线）。(g) 探测器的偏振依赖光响应（点）和模拟偏振敏感太赫兹吸收（实线）。(h) 器件对太赫兹脉冲（0.1–3太赫兹）照射的光电压响应。

在对器件性能进行实验表征之前，我们首先对若干对探测特性至关重要的关键参数进行了数值模拟，以指导后续实验测量。具体而言，我们采用有限元法（COMSOL Multiphysics）模拟器件在共振和非共振激发条件下的电磁场、温度分布和电势（图S5，补充信息）。在太赫兹波照射下，PPAC纳米探测器的光响应源于两种耦合现象：(i) PPAC介导的场增强和热载流子生成；(ii) 非对称载流子/温度梯度驱动零偏压下的光电压形成。首先，腔阵列中每个PPAC单元的SPPR模式会强烈增强电磁场限制，从而显著提高太赫兹吸收（图S5a，补充信息），并生成高密度热载流子群体。其次，石墨烯沟道上的非对称吸收分布形成了这些热载流子的浓度梯度。此外，即使在均匀照明下，热载流子弛豫也会产生温度梯度（图2c，左上图）。在这些梯度的驱动下，热载流子从PPAC阵列区域向未图案化石墨烯区域扩散，最终由电极收集。这一过程在零偏压（0 V）下产生可测量的光电压V_{ph}，其数值可表示为：

$$V_{\mathrm{ph}} = -\int_0^{L_{\mathrm{c}}} S(x)\nabla T(x)dx \tag{3}$$

$$S(x) = -\frac{\pi^2 k_{\mathrm{B}}^2 T(x)}{3e}\left(\frac{\mathrm{d}\ln\sigma}{\mathrm{d}E}\right)\Bigg|_{E=E_{\mathrm{f}}} \tag{4}$$

其中，L_{c} 是石墨烯沟道的长度，$S(x)$ 是塞贝克系数，$\nabla T(x)$ 是温度梯度，k_{B} 是玻尔兹曼常数，$T(x)$ 是绝对温度，e 是元电荷，σ 是石墨烯的电导率。图2c（左侧面板）所示的模拟温度和电势中可以观察到两个关键现象：（i）石墨烯 PPAC 阵列区域的温度高于未图案化区域；（ii）热梯度和载流子梯度驱动电流自发地从 PPAC 区域流向未图案化区域，无需外加偏置电压。

作为比较，我们还模拟了非共振频率（例如 3.5 THz）下电磁场、温度和电势的分布（图2c，右侧面板；图 S5b，右侧面板，补充信息）。显然，3.5 THz 下石墨烯 PPAC 阵列中较弱的电磁场局域显著降低了太赫兹吸收，导致器件两端的温度梯度减小，进而使光电压降低。这种频率依赖的光电压行为有力地表明，

PPAC纳米探测器中的光电流产生受表面等离激元极化激元共振与光热电效应的共同作用支配，且光电压在等离激元共振频率处达到最大值。值得注意的是，通过调整PPAC单元的尺寸和 PPAC 阵列的周期，可以精确调控共振吸收，从而使探测器呈现出对频率和偏振均敏感的光响应。

在沿矩形PPAC单元长轴方向线偏振的激光所产生的 2.52 太赫兹照射下，对PPAC纳米探测器的太赫兹响应进行了表征。如图2d所示，在器件电极之间施加零偏压时，产生了显著的光电流信号。连续进行三次开/关循环，表明光探测响应具有出色的可重复性。2.52 太赫兹下的功率依赖测量揭示了线性的光电流–功率关系（图2e），从而可以计算$\langle R\rangle_V$ as,

$$R_V = \frac{V_{ph}}{P_{eff}} = \frac{I_{ph} \times R}{P_{eff}} \tag{5}$$

$$I_{ph} = \frac{2\pi\sqrt{2}V_{lock}}{4G} \tag{6}$$

其中，$\langle V\rangle_{ph}$ 和$\langle I\rangle_{ph}$ 分别为特定照射功率下的光电压和光电流，$\langle R\rangle$为石墨烯沟道的电阻，$\langle V\rangle_{lock}$ 为锁相放大器读出的光电压，$\langle G\rangle$为电流前置放大器的增益，单位为V/A。参数$\langle P\rangle_{eff}$ 为有效功率。值得注意的是，太赫兹光束的光斑尺寸（直径为~1 毫米）远大于无天线探测器的有源沟道面积。这与大多数集成天线的传统太赫兹探测器形成对比；在这些探测器中，器件面积通常与光束尺寸相当。[17,26,27] 因此，在我们的情形下，入射功率无法有效集中到有源区域，这凸显了评估响应度时采用有效功率、而非总入射功率的重要性。具体而言，我们采用两种方法计算有效入射功率$\langle P\rangle_{eff}$。[18] 第一种方法将$\langle P\rangle_{eff}$ 定义为器件有源区域内的吸收功率，表示为：[4,18]

$$P_{eff} = \frac{P_0 \times S_{device}}{S_0} \times \Gamma_{abs} \tag{7}$$

其中，S_{device} 是器件的有效面积（即石墨烯沟道面积），Γ_{abs} 是 PPAC 阵列的吸收率（补充信息中的文本 ST1），P_0 和S_0 分别是太赫兹波的功率和光斑尺寸。该定义考虑了实际被有源区域吸收的入射功率比例。第二种方法则考虑投射到有源区域上的总入射功率，因此在公式（7）中实际上去掉了吸收率 Γ_{abs}

。该方法假设有源区域上的所有入射功率均对响应有贡献，而不考虑吸收效率。在我们的研究中，PPAC 探测器利用强烈的等离激元共振，在石墨烯沟道内实现对入射太赫兹波的高效近场局域和局域吸收。这使得相当一部分入射功率得以有效收集，从而证明采用吸收功率作为评估响应度的有效指标是合理的。此外，这种方法强调了 PPAC 架构通过在深亚波长尺度利用共振光物质相互作用，突破太赫兹探测灵敏度传统限制的内在潜力。以吸收功率（入射功率）为基准，R_V 在$L_c = 20$ μm处计算为 7 V/W（0.7 V/W），这表明得益于 PPAC 设计，即使器件面积紧凑，该探测器仍保持较高的响应度（补充信息，表 S1）。

器件的噪声等效功率和 D^* 由电流噪声密度测量得出（图 S4d，补充信息）。在低频（1–1000 Hz）下，噪声谱以 $1/f$ 噪声为主，而在较高频率（>1000 Hz）下，约翰逊-奈奎斯特热噪声占主导。正如一致的光电流响应所示（图 S4e，补充信息），该探测器在调制频率高达 7.8 kHz 时仍能稳定工作。鉴于这一特性，噪声等效功率主要由约翰逊-奈奎斯特热噪声决定，其表达式为：

$$\mathrm{NEP} = \frac{\sqrt{4k_B TR}}{R_V} \tag{8}$$

其中，k_B 为玻尔兹曼常数，T为室温。D^* 可由下式得出：

$$D^* = \frac{\sqrt{A}\sqrt{B}}{\mathrm{NEP}} \tag{9}$$

其中，A表示有效器件面积，B表示测量带宽。在2.52-太赫兹照射下，纳米探测器的噪声等效功率为 [illegible]。[illegible]

[illegible]

为研究光谱响应特性，我们测量了纳米探测器在五种代表性太赫兹频率（0.53、1.84、2.52、3.11和4.24太赫兹）照射下的光电流，并评估了相应的R_V。测得的R_V 表现出明显的频率依赖性，与模拟的太赫兹吸收光谱吻合良好（图2f）。在2.52太赫兹处观察到最强的光响应，这与矩形PPAC阵列的等离激元共振频率一致。该结果表明，该器件在太赫兹频段具有频率分辨光探测特性。此外，通过调整矩形谐振器阵列的尺寸和周期，可在更宽的太赫兹区域内调节器件的光响应频率。为此，我们制备了四种矩形尺寸各异的探测器（图S7，补充信息）。这些器件的I–V特性均呈线性，电阻约为数 kΩ。此外，每种器件均呈现出独特的共振吸收峰（图S8，补充信息），表明等离激元共振可通过几何设计实现高度可调。我们测量了各器件在不同太赫兹频率照射下的响应度。与预期一致，在给定频率下，各器件的光响应有所不同，并在各自的共振条件附近达到最大值。例如，PPAC尺寸为2.5 μm × 400 nm的器件在2.52太赫兹处呈现峰值光电流（蓝色实线），而尺寸更大的器件（其矩形尺寸为30 μm ×20 μm）则在0.5太赫兹处呈现峰值响应（红色实线）。这些结果凸显了石墨烯PPAC支持尺寸依赖型等离激元共振的能力，可在宽广的太赫兹光谱范围内实现频率选择性光探测。PPAC几何结构设计的灵活性，为针对特定太赫兹频率定制器件运行提供了有效策略，使其在多频段和可调谐太赫兹微纳探测应用中极具吸引力。

矩形 PPAC 的偏振依赖共振赋予纳米探测器偏振灵敏度，这是实现多参数光探测的关键特性。为验证这一机制，在器件前方放置半波片，以系统地改变入射太赫兹波的偏振方向。当偏振方向沿 PPAC 的纵轴时，偏振角θ 定义为 0°。如图2g所示，探测器的响应度随偏振角呈偶极型依赖关系，形成倒置的八字形图案。该趋势与矩形 PPAC 阵列的偏振分辨太赫兹吸收仿真结果高度一致，证实纳米探测器的偏振敏感能力源于 PPAC 阵列的 SPPR。探测器的偏振比 PR_{device}可通过以下公式定量表示:

$$PR_{\text{device}} = \frac{V_{\text{phmax}}}{V_{\text{phmin}}} \tag{10}$$

其中，$V_{\max}$ 和$V_{\min}$分别表示不同照射偏振下的最大和最小光电压。在 2.52 太赫兹照明下，PPAC纳米探测器的PR_{device}为 93，在当前基于二维材料的无天线/超材料太赫兹探测器中表现优异（表 S1，补充信息）。为排除源漏电极对偏振灵敏度的潜在影响，我们进一步利用 FDTD 仿真分析了其偏振响应（图 S9a，补充信息）。电极表面的电磁场分布会随入射太赫兹波的偏振方向而变化。值得注意的是，石墨烯–电极界面的电磁场分布呈现规则的“8”字形偏振依赖关系，而矩形 PPAC 单元的吸收行为则呈现倒置的“8”字形图案（图 S9b，补充信息）。光电流偏振依赖性与偏振分辨太赫兹吸收仿真结果之间的一致性证实，所观察到的偏振灵敏度主要源于矩形 PPAC 阵列的 SPPR。

响应时间 τ 是表征 PPAC纳米探测器性能的关键参数。PTE 机制与探测器的短沟道以及石墨烯的高载流子迁移率相结合，使其具备高速探测性能。为表征这一性能，采用频率范围为 0.1 至 3 THz 的超快太赫兹脉冲激发矩形 PPAC 纳米探测器，并同时记录其时间响应（见方法）。值得注意的是，要探测太赫兹频段的超快瞬态信号，探测器必须具有足够强的光电压输出，以克服系统噪声。为此，将多个石墨烯沟道串联，形成一个 3 mm 长的沟道，从而利用现有仪器获得可测量的信号（图 S10，补充信息）。如图2h所示，感应光电压与入射太赫兹脉冲直接相关，响应时间为 230 ps，优于大多数基于二维材料的太赫兹探测器（表 S1，补充信息）。值得注意的是，通过缩短沟道长度、采用非对称电极设计以及提高石墨烯的载流子迁移率等多种策略，可以进一步缩短探测器的响应时间，相关内容将在后文讨论。[31,32]

4. 偏振敏感深亚波长 PPAC 太赫兹纳米探测器的制备与表征

矩形 PPAC 不仅可通过调节长宽比实现光谱可调性，还能支持偏振敏感和多频运行，无需进行额外的结构改造。这些特性使其在多功能、微型化和可集成太赫兹光电器件领域展现出巨大潜力。为展示其多功能性，我们通过实验制备了一系列器件，其石墨烯沟道长度为 2 至 50 μm，约为入射太赫兹波长的 1/60 至 1/2，同时将沟道宽度固定为 16 μm（图 S11a，补充信息）。为补充实验结果并深入了解器件物理，尤其是沟道长度对太赫兹探测性能的影响，我们进行了 COMSOL Multiphysics 仿真。由于太赫兹光束光斑尺寸覆盖两个电极，电极本身也可能参与太赫兹吸收并进一步产生光电流。为考虑这一影响，仿真模拟了金属电极与石墨烯 PPAC 阵列共同作用下器件的太赫兹响应、温度分布和电势分布。

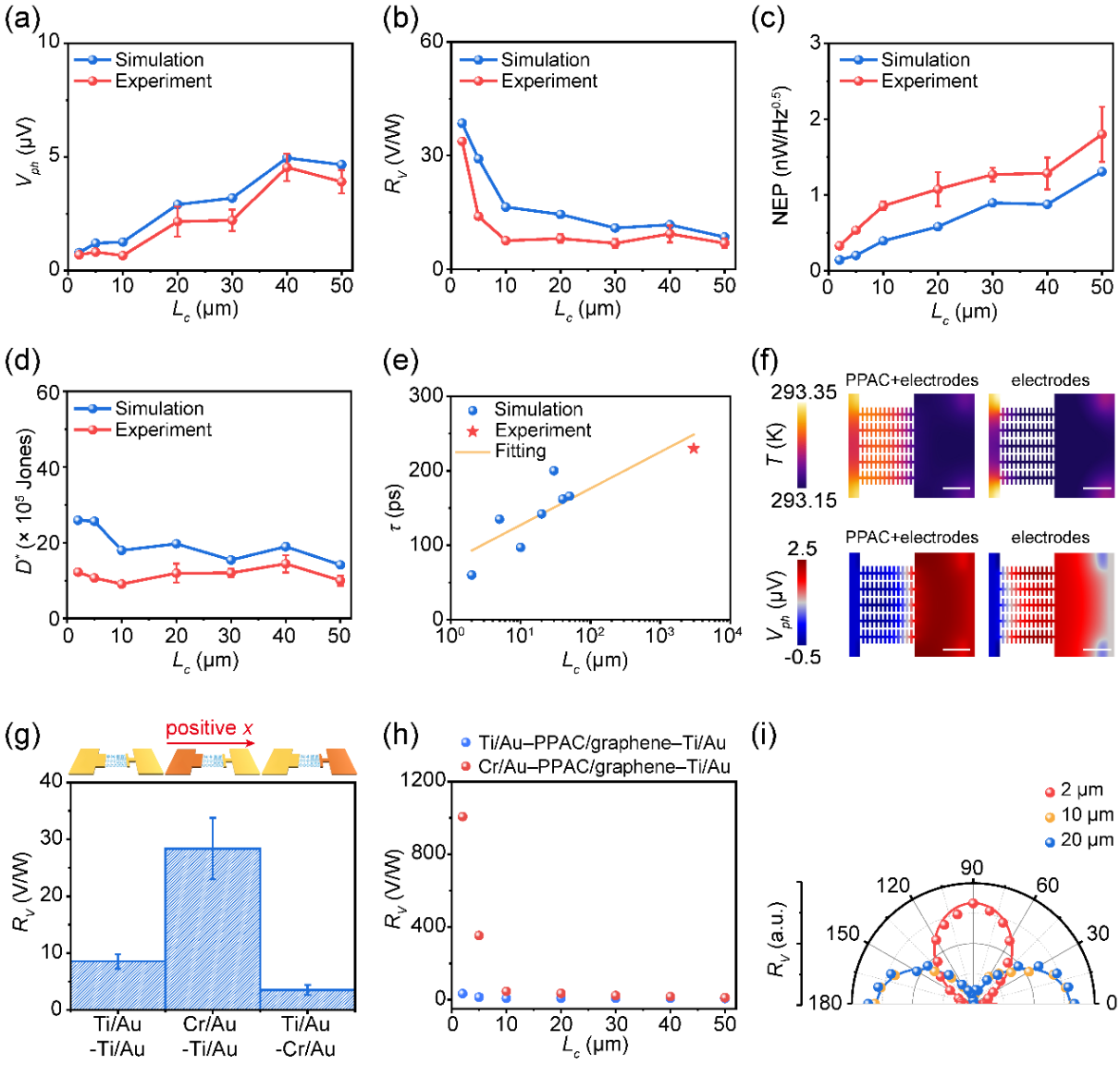

图 3. 具有不同沟道长度的石墨烯 PPAC 亚波长太赫兹探测器。(a–d) 光电压 (a)、R_V (b)、噪声等效功率 (c) 和 D^* (d) 随沟道长度的变化关系。蓝点：模拟结果。红点：实验结果。线条：视线引导线。(e) 响应时间 τ 随沟道长度的变化关系。蓝点为模拟结果。红色星号为沟道长度为 3 mm 的器件的实验测量值。橙线表示模拟响应时间与 L_c对数之间的线性拟合。(f) 两种情形下探测器的模拟温度分布（上图）和电势分布（下图）：电极与石墨烯矩形阵列共同作用（左图），以及仅电极作用（右图）。探测器的沟道长度为 20 μm。比例尺：5μm。(g) 不同电极配置下探测器的响应度（从左到右）：Ti/Au–Ti/Au、Cr/Au–Ti/Au 和 Ti/Au–Cr/Au。(h) 不同沟道下 Ti/Au– PPAC/石墨烯–Ti/Au 和 Cr/Au–PPAC/石墨烯–Ti/Au 器件的响应度变化

长度。（i）沟道长度分别为 2 μ米（红色）、10 μ米（橙色）和 20 μ米（蓝色）的探测器的偏振依赖光响应（散点）和仿真偏振敏感太赫兹吸收（实线）。

随着沟道长度从 2 μm 增加到 50 μm，探测器的实测电阻从 ~1800 Ω 增加到 ~8000 Ω ，这与仿真结果一致：更长的沟道会导致更强的电子散射，从而产生更高的器件电阻（图 S12，补充信息）。在 2.52 太赫兹照明下，实验测量和数值模拟均显示出随沟道长度变化的一致光电压趋势（**图 3**a）。观察到两种明显的行为：（i）在短沟道区间内（L_c < 10 μm），光电压基本保持不变；（ii）当沟道长度超过 10 μm 时，光电压增加，并在 L_c > 20 μm 时逐渐饱和。

为阐明不同沟道长度下的作用机制，我们针对两种配置进行了温度场、电势分布及由此产生的光电压仿真：(i) 仅包含电极；(ii) 电极与 PPAC 阵列组合。在仅包含电极的配置中，热量积聚局限于接触区域附近，电势降则集中在电极周围（图 3f，右图）。相比之下，加入 PPAC 阵列后，腔体区域内的温度升高，电势变化范围延伸至中央沟道，从而使器件整体电势更高（图 3f，左图）。值得注意的是，这两种配置之间的光电压差随沟道长度增加而增大（图 S13a，补充信息），表明在较长沟道中，PPAC 阵列对太赫兹响应的贡献逐渐增大。将仅包含电极时的光电压从组合系统的光电压中扣除，即可分离出 PPAC 诱导的分量（图 S13b，补充信息）；对于短沟道（L_c < 10 μm），该分量可以忽略。在此范围内，主要贡献来自间距较小的电极之间强烈的电磁场限制，这一点得到了近场分布的验证（图 S14，补充信息）。这些结果表明，在短沟道器件中，光响应主要由电极增强的场集中主导，而非 PPAC 阵列中的等离激元共振效应——这解释了当L_c 小于 10 μm 时观察到的光电压平台。随着沟道长度增加，PPAC 阵列的作用愈发显著，并通过局域等离激元极化激元共振诱导的光热电效应，实现高效的光电压产生。

对于沟道长度为 L_c > 10 μm 的器件，光电压响应主要由 PPAC 产生的热能的扩散动力学决定。当

PPAC阵列的累计长度小于热扩散长度（计算值为 15.9 μm，详情见补充信息中的文本 ST2）时，延长阵列即增加 PPAC 数量，会使局部加热效应累积增强，尤其是在最左侧的 PPAC–电极界面处。这种热量累积会增大器件中的横向温度梯度，从而增强热电光电压（图 3f；详细讨论见补充信息中的文本 ST2 和图 S15a）。相反，当 PPAC阵列的长度超过热扩散长度时，新增 PPAC 的增量贡献变得可以忽略。这些新增单元不再影响电极界面的温度，使温度梯度趋于稳定，进而使光电压输出达到饱和（补充信息中的图 S15b 和图 S15c）。因此，光电压随沟道长度单调增加，直至在长沟道器件（$L_c > 20$ μm）中渐近饱和。

这些观察结果表明，沟道长度在$L_c < 50$ μm范围内的 PPAC 纳米探测器，其光电压产生源于两种截然不同的物理机制：（i）金属电极处的局域电磁场增强；（ii）太赫兹激发下石墨烯 PPAC 阵列中的 SPPR 诱导的光热效应。具体而言，在短沟道器件（$L_c < 10$ μm）中，光电压主要由电极边缘强烈的太赫兹近场局域和电容耦合主导；而在长沟道器件（$L_c > 10$ μm）中，光电压则主要来自 PPAC 阵列内部的等离激元共振能量吸收和热扩散过程。这种双机制行为凸显了电极诱导的场集中与 SPPR 促成的 PTE 转换之间的相互作用如何影响纳米探测器的光响应。

在入射太赫兹光束光斑尺寸恒定的情况下，有效吸收功率 P_{eff} 显著降低——当沟道长度从 50 μm 减小至 2 μm 时，降低了 30 倍（图 S11b，补充信息）。相比之下，光电压下降得更为缓慢，仅降低了 6 倍（图 3a）。值得注意的是，对于 $L_c < 10$ μm 的器件，尽管沟道长度不断缩短，光电压仍几乎保持不变。这种差异带来了器件响应度 R_V 的显著提升：当沟道长度从50 μm 缩短至 2 μm 时，响应度提高了 4.9 倍（图 3b）。因此，与R_V成反比的噪声等效功率（NEP）在相同范围内显著降低了 5.5 倍（图 3c）。与此同时，比探测率 D^* 的提升较为有限，仅提高了 1.2 倍（图 3d）。当沟道长度降至 10μm 以下时，这些改善尤为显著。在最小沟道长度 2 μm 时，器件达到其峰值性能，具有

34 V/W 的最大响应度和 0.3 nW/Hz$^{0.5}$ 的最低噪声等效功率，且全部集成于仅 32 μm^2，的紧凑有源区域内，对应于 ~λ_0/60 的深亚波长尺度。

除了灵敏度提升外，随着沟道长度缩短，响应时间也显著降低。然而，沟道长度越短，单个器件产生的电压输出就越小，导致信号幅度过弱，无法利用我们现有的装置进行可靠的时域检测。为此，我们仿真了沟道长度从 50 缩短至 2 μm 的探测器响应时间，发现其与沟道长度的对数近似呈线性关系，L_c（有关响应时间提取的详细信息，请参见图 3e 和补充信息中的文本 ST3）。当沟道长度为 2 μm 时，仿真的响应时间达到 ~60 ps，与50 μm 的情况相比缩短了 2.8 倍。这一趋势可归因于石墨烯中较高的载流子迁移率与 PTE 机制的共同作用。较短的沟道有助于更快达到电子-电子热平衡，并缩短特征载流子散射时间，从而加快器件的动态响应。值得注意的是，实验测得的 3-mm 沟道器件响应时间落在理论模拟曲线的外推线上，进一步验证了该模型，并证实其适用于更短的沟道长度。这些发现表明，缩小器件尺寸不仅能提高响应度和集成密度，还能实现超快检测速度——这对于高性能、微型化的太赫兹光电子系统而言是一项关键优势。

为进一步提高探测器的响应度，我们引入了具有非对称功函数的电极。具体而言，我们制备了Ti/Au−PPAC/石墨烯−Ti/Au、Cr/Au−PPAC/石墨烯−Ti/Au和Ti/Au−PPAC/石墨烯−Cr/Au结构的PPAC纳米探测器，所有器件均在2.52太赫兹处谐振（示意图和扫描电子显微镜图像见图S16，补充信息）。每个器件均具有20 μm × × 16 μm的沟道，单个PPAC的尺寸为400 nm × × 2.5 μm。金属电极由10 nm厚的Ti或Cr以及覆盖其上的100 nm厚Au组成（图3g，上图）。在零偏压下，通过2.52太赫兹激光激发测量光电流，结果显示，Cr/Au−PPAC/石墨烯−Ti/Au 器件表现出最高的响应度，而 Ti/Au− PPAC/石墨烯−Cr/Au结构的响应度最低（图3g）。这种依赖于非对称性的行为凸显了电极功函数工程在优化太赫兹光响应中的关键作用。

我们进一步分析了这三种器件的工作机制，如补充信息图 S16 的下方各图所示。重要的是，要全面理解光电流产生，必须同时考虑石墨烯沟道的不对称性和金属电极的不对称性。一方面，非对称石墨烯沟道，

引入矩形 PPAC 阵列后，可支持 SPPRs，从而提高器件左侧的热载流子温度。这在沟道上形成空间温度分布 T(x)，驱动热载流子从高温区域移动至低温区域。因此，在所有器件中，热电光电流 I_0 均沿正 x 轴方向流动，这与环境条件下石墨烯的 p 型掺杂一致。[33] 另一方面，具有不同功函数的电极（Ti 和 Cr）在两个端子处对石墨烯产生不同程度的金属诱导掺杂，导致局部费米能级 $E_f(x)$ 不均匀。由此产生位置依赖的塞贝克系数 S(x) 和内建电势梯度，其描述见方程（3）和（4）。对于具有正 S(x) 的 p 型石墨烯，功函数差（$W_{Gr} > W_{Cr} > W_{Ti}$）导致电子从 Cr/Au 电极向石墨烯的转移受限，但从 Ti/Au 电极向石墨烯发生大量电子转移。[34–36]因此，在 Cr/Au–PPAC/石墨烯–Ti/Au 器件中，电极诱导光电流 I_e 沿正 x 轴方向流动，增强了 SPPR 诱导的热载流子电流 I_0 （补充信息中的图 S16b，下图）。相比之下，在 Ti/Au–PPAC/石墨烯–Cr/Au 器件中，I_e 沿相反方向流动，部分抵消了 I_0 （补充信息中的图 S16c，下图）。这种相互作用解释了为何在 Cr/Au–PPAC/石墨烯–Ti/Au 器件中观察到更强的光电流，这与实验测量结果一致。

在不同功率的 2.52太赫兹辐照下，进一步研究了沟道长度为20 μm 的 Cr/Au–PPAC/石墨烯–Ti/Au 器件的光电流特性。光电流随入射功率线性增加（图 S17a，补充信息）。频率依赖测量显示，在 2.52 太赫兹处，R_V 峰值为 35 V/W，与 PPAC阵列的吸收峰值一致（图 S17b，补充信息）。与对称的 Ti/Au–PPAC/石墨烯–Ti/Au结构相比，Cr/Au–PPAC/石墨烯– Ti/Au 器件的响应度随沟道长度减小而显著增强；这归因于非对称电极之间的功函数差所产生的更强光热电效应（图 3h）。具体而言，由非对称电极与石墨烯之间的功函数差决定的两个端子处的石墨烯金属诱导掺杂区域保持不变，只有局限在这些区域内的热载流子表现出显著增强的光热电贡献。随着沟道长度从 2 μm 增加到 50 μm，金属诱导掺杂区域占总沟道的比例逐渐减小，因此，在$L_c > 20$ μm 的器件中，这种增强机制的贡献不那么显著。这一结果凸显了引入非对称电极对于增强内建电势梯度并提升光热电驱动的光电流产生的关键作用。值得注意的是，对于面积为2 μm × 16 μm 的探测器，Cr/Au–

PPAC/石墨烯–Ti/Au结构的响应度达到 1007 V/W，噪声等效功率为 16 pW/Hz$^{0.5}$，D^* 为 2.9×10^7 琼斯——比对称器件高一个数量级以上。

为评估探测器的偏振灵敏度，我们测量了不同沟道长度下光电流响应随偏振角的变化（图 3i）。对于 $L_c = 10\ \mu m$ 和 $20\ \mu m$ 的器件，其响应呈现倒置“8”字形偶极极坐标图案，这与 PPAC 阵列的偏振选择性吸收特性一致（图 1c 和补充信息图 S9b）。这两种探测器的偏振比依次为 32 和 93。相比之下，沟道长度为 $L_c = 2\ \mu m$ 的短沟道器件，其偏振响应反转为正向“8”字形偶极分布，偏振比为 9。这种反转源于电极诱导的电磁场局域占据主导地位，其影响超过了较短沟道中 PPAC 阵列的偏振依赖响应（补充信息图 S9b）。这一现象证实，在短沟道器件中，光电压产生主要由电极引入的近场增强和不对称性所支配。相反，在长沟道器件中，响应主要由 PPAC 阵列的 SPPRs 主导。值得注意的是，沟道长度缩短的器件仍保有偏振灵敏度，同时为探测器设计增添了一个自由度，其源于电极诱导效应与 PPAC 介导效应之间可调的竞争关系。

这些结果表明，通过缩短沟道长度并引入非对称电极，可以同时增强局部太赫兹近场强度，并利用源极和漏极之间的功函数差及热导率失配。这种协同效应增大了石墨烯沟道两端的温度梯度，从而显著提高响应度，同时保持单片集成的频率和偏振选择性。

5. PPAC纳米探测器的性能比较与太赫兹成像

与大多数依赖外部天线或超材料进行太赫兹波耦合的二维材料太赫兹探测器不同，PPAC设计无需天线即可工作，实现了 2 μm的极小最小沟道长度——仅为入射太赫兹波长的1/60。与现有无天线二维太赫兹探测器的比较清楚表明，尽管占用面积紧凑，PPAC纳米探测器仍展现出更优异的性能，其响应度为98 V/W，噪声等效功率为165 pW/Hz$^{0.5}$，二者均以入射功率为基准（**图 4**a和4b）。[4,5,17,18,20,25,26,32,37–56] 值得注意的是，与我们此前

报道的圆盘形 PPAC 探测器相比，[4] 矩形 PPAC 纳米探测器的器件面积减少了两个数量级以上，同时响应度提高了一个数量级以上。这种增强源于矩形 PPAC与短沟道器件内非对称金属接触电极的协同作用，二者共同产生了显著强于圆盘形 PPAC的电磁场限制（图 S18，补充信息）。值得注意的是，以吸收功率为基准的PPAC纳米探测器的R_V 和噪声等效功率分别为1007 V/W和16 pW/Hz$^{0.5}$，均可与最先进的室温天线耦合二维太赫兹探测器相媲美，甚至超过其中许多探测器（图4a和4b）。然而，真正使该器件区别于现有太赫兹探测器的，是其深亚波长占用面积、偏振灵敏度和高速性能的独特结合（表 S1，补充信息）。

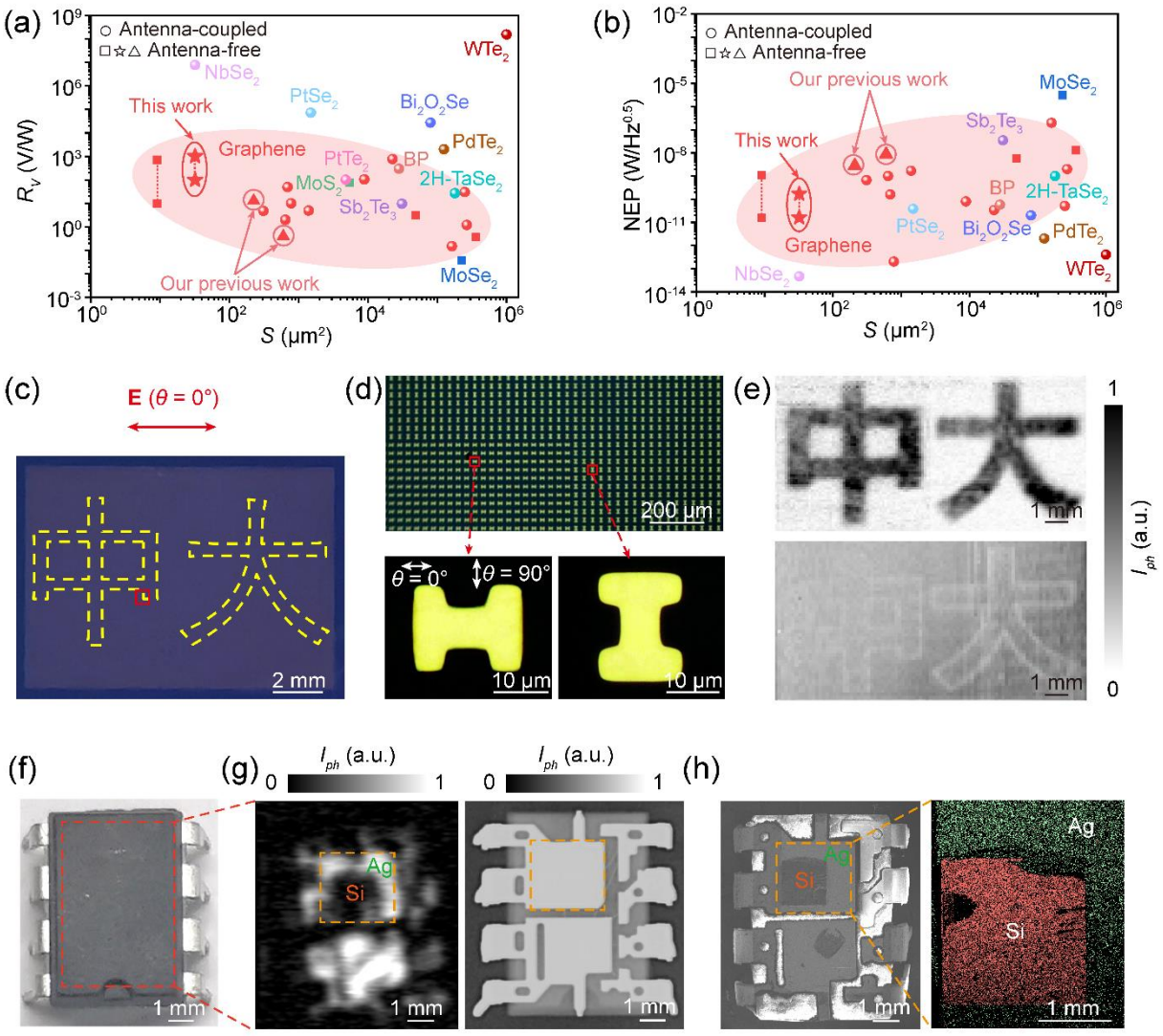

图 4. PPAC纳米探测器的太赫兹探测性能比较与太赫兹成像。(a, b) PPAC纳米探测器与其他室温基于二维材料的太赫兹探测器的R_V (a)和噪声等效功率 (b) 的比较。(c) 成像物体的照片，其中有两个

汉字“中”和“大”，两个汉字的内外区域分别填充了不同的金属微结构阵列。(d) 金属微结构阵列的光学显微镜图像（上图）。(d) 中红框所示区域填充了 H 形（左下图）和倒 H 形（右下图）微结构。(e) 在 2.52太赫兹下，使用 PPAC纳米探测器（上图）和商用探测器（下图）对这两个汉字进行光电流成像。(f) 电源管理集成电路（PMIC）的照片。(g) 使用 PPAC探测器进行隐身太赫兹成像（左图）和传统X射线成像（右图），对盖层覆盖的 PMIC 内部结构进行对比成像。橙色虚线方框标出的太赫兹图像清晰地区分了电导率不同的区域，例如硅和金属，而对应的 X 射线图像无法区分这些区域。(h) 去除顶部盖层后 PMIC 内部结构的扫描电子显微镜图像（左图）和能量色散X射线光谱（EDS）元素 mapping（右图）。EDS 元素 mapping 显示了元素分布，与面板 (g) 太赫兹图像中识别出的电导率对比情况吻合良好。

PPAC纳米探测器的光响应使其能够在太赫兹频段进行无损、非接触成像。特别是，偏振分辨太赫兹成像可为各向异性材料提供重要见解，从而提取仅凭强度测量无法获取的材料特定信息。作为概念验证，我们将该器件用于偏振分辨双焦点扫描成像系统，以观测具有精心设计的内部各向异性取向的样品（图S19，补充信息）。样品置于二维电子控制平移台上，位于第一面抛物面镜的焦平面处；探测器则置于第三面镜的焦平面处。我们采用频率为2.52太赫兹的线偏振激光器作为光源，其输出频率与探测器的峰值响应频率相匹配。在样品前放置一片四分之一波片，将线偏振转换为圆偏振，从而消除激光本身的偏振依赖性。通过对样品进行栅格扫描，并记录太赫兹波透过物体后入射到探测器上所产生的光电流，即可重建隐藏特征的二维图像（详情见方法）。成像目标为两个汉字“中”（意为“中间”）和“大”（意为“大”），它们由几何形状和尺寸相同、但取向互相正交的金属微结构阵列构成（图4c）。两个汉字的内部区域均填充了“H”形微结构阵列，而周围区域则填充了倒置的“H”形

阵列（图4d）。模拟透射光谱显示，“H”形微结构阵列与PPAC纳米探测器具有相同的共振频率和偏振选择性（图S20，补充信息）。具体而言，该微结构阵列在2.52太赫兹下的透射率在偏振角为$\theta = 0°$时接近于零，而在$\theta = 90°$时则达到~70%。因此，圆偏振光透过物体后，汉字区域与周围区域的透射偏振态有所不同，使纳米探测器能够将它们区分开来。使用PPAC纳米探测器在2.52太赫兹下获取的偏振敏感图像（图4e，上图）由90 × 50 个像素组成，步长为0.2毫米× 0.2毫米。图像清晰地分辨出“中”和“大”两个汉字，证实该探测器能够区分正交偏振态并提取嵌入其中的偏振信息，从而提升图像对比度和分辨率。作为对比，我们使用商用偏振不敏感太赫兹探测器（戈莱池，Thomas Keating Instruments，TK100）对同一物体成像，结果如图4e下图所示。戈莱池无法分辨汉字内部区域，只能捕捉到模糊的轮廓，这是由边界散射造成的。该对比证实，偏振不敏感探测器无法捕捉丰富的偏振信息，凸显了PPAC纳米探测器的独特能力。

重要的是，PPAC纳米探测器在太赫兹频段具备偏振分辨能力，因此能够探测并识别隐藏的内部结构，凸显了其用于半导体芯片无损检测的潜力。芯片的内部结构通常由薄盖层保护，包含具有不同载流子浓度的异质材料，例如金属银和半导体硅。这些差异会导致芯片不同区域反射的太赫兹波在强度和偏振态上均有所不同。[57] 当线偏振太赫兹波从载流子浓度不同的表面反射时，其偏振态会发生程度不一的改变，进而导致两个正交电场分量的强度相应变化。在此，我们将平行于矩形PPAC单元长轴的方向定义为水平方向（图S21，补充信息），该方向也是探测器的敏感偏振方向。由于PPAC探测器仅对太赫兹波的水平分量产生响应，因此可直接利用该方向上反射强度的变化来区分材料。为验证这一机制，我们在2.52太赫兹下进行了基于菲涅耳方程的模拟，对比银和硅的反射偏振态（图S21，补充信息）。结果表明，银的行为近似于理想反射体，而载流子较少的硅会引起可测量的偏振变化，导致其水平分量弱于银。此类差异能够被

PPAC偏振分辨探测器灵敏地探测到，从而实现对半导体芯片内部结构的精确无损评估。

作为一项实际演示，我们使用反射式双焦点扫描成像系统（图S22，补充信息）对覆盖有薄盖层的电源管理集成电路（PMIC，F17D39）的内部结构进行了成像（图4f）。一束以45°入射的线偏振2.52太赫兹激光束聚焦于安装在二维电子控制平移台上的PMIC，同时由PPAC纳米探测器记录反射的太赫兹信号。生成的太赫兹图像（图4g，左图）显示芯片内部不同区域之间存在明显对比度，使这些区域得以清晰识别。为进一步验证这些区域，我们移除了保护盖层，并采用光学摄影、扫描电子显微镜和能量色散X射线光谱（EDS）对内部结构进行了表征。结果证实，PMIC由安装在银基底上的硅芯片构成（图4h和图S23，补充信息），这与太赫兹图像中观察到的对比度一致。这表明，太赫兹偏振成像能够有效区分芯片内部载流子浓度不同的银区和硅区。作为对比，我们使用偏振不敏感X射线透射成像系统（VJ Technologies, IXS080BP210P396）对同一芯片进行了分析（图4g，右图）。与太赫兹图像不同，X射线成像结果中银区和硅区的灰度值几乎相同，无法提供足够的对比度来可靠地区分材料。这一对比凸显了PPAC纳米探测器在同时捕获强度和偏振信息方面的独特优势——这些能力是传统X射线成像无法实现的，也彰显了其在无损芯片检测和材料识别方面的应用潜力。

6. 结论

总之，我们实现了一种小型化、偏振敏感且频率选择性的 PPAC纳米探测器，该器件利用集成了非对称金属电极的石墨烯矩形PPAC中的等离激元极化激元共振模式。这种自供电 PPAC纳米探测器无需外部太赫兹天线即可工作，沟道长度仅为 2 μm，达到深亚波长尺度——约为入射波长的 1/60。尽管其结构紧凑且无需天线，一种器件配置仍展现出室温二维太赫兹探测的先进性能：响应度高达 1007 V/W，噪声等效功率低至 16 pW/Hz$^{0.5}$，探测率为 2.9 × 10^7 琼斯，理论上可实现低至 60 ps 的响应时间。互补的偏振取向设计进一步展示了利用矩形PPAC的频率选择性等离激元响应的能力，

从而实现 0.53 至 4.24 THz 的宽带工作，同时偏振比高达 93。这些特性共同使隐藏半导体芯片的无损成像以及各向异性材料的偏振分辨表征成为可能。展望未来，将这一架构扩展为探测器阵列，有望实现更大的光敏面积、更高的灵敏度以及多参数焦平面成像。因此，所展示的 PPAC纳米探测器为高分辨率太赫兹雷达、光谱学和半导体检测建立了强大的平台，推动小型化、偏振与频率敏感型太赫兹纳米光子器件的发展。

7. 方法

石墨烯转移与器件制备：高电阻率硅/SiO_2基底具有高透光性和绝缘性，适用于太赫兹区域；其硅厚度为500 μm，SiO_2 层厚度为300 nm，电阻率大于20000 Ω·cm（Nanjing MKNANO Tech. Co., Ltd.，www.mukenano.com）。将涂有聚甲基丙烯酸甲酯（PMMA）作为保护掩膜的单层石墨烯薄膜（Jiangsu XFNANO Materials Tech. Co., Ltd.）通过湿法转移技术转移到SiO_2/Si基底上。随后，将样品浸入丙酮中一小时，以去除PMMA。采用电子束光刻对单层石墨烯进行图案化，随后用氧等离子体（O_2，400 Pa，功率18 W，刻蚀2 min）刻蚀，形成非对称石墨烯沟道，单个矩形PPAC的尺寸为2.5μm × 400 nm。随后，使用紫外无掩模光刻机（TuoTuo Technology，UV Litho-ACA）定义电极，并通过热蒸发镀覆厚度为10 nm/100 nm的钛/金或铬/金（ZhongNuo Advanced Material (Beijing) Technology Co., Ltd.）。为去除有机残留物，将PPAC纳米探测器置于管式炉中，在450 °C下以150 sccm/350 sccm的Ar/H_2 混合气体流量退火90 min。之后，将器件固定在印刷电路板（PCB）上，并通过铝线键合连接至电路板焊盘，以进行后续光响应表征。

表征：采用扫描电子显微镜（FEI，Quanta 450）和共聚焦拉曼光谱仪（Renishaw，Invia Reflex）分别对石墨烯的形貌和拉曼光谱进行了表征。采用能量色散X射线光谱（Oxford Instruments，51-XMX020）对芯片内部结构的元素进行了表征。采用太赫兹时域光谱（BATOP，TDS-1008）测试了石墨烯矩形PPAC的透射光谱。采用源表（Tektronix，Keithley 2636b）测量了PPAC纳米探测器的电输运特性。采用远红外气体激光器（Edinburgh Instruments，FIRL 100），其输出频率为4.24太赫兹、3.11太赫兹、2.52太赫兹、1.84太赫兹和0.53太赫兹，

用于太赫兹探测。激光的调制频率由光学斩波器（SCITEC，310CD）控制。采用低噪声电流前置放大器（FEMTO，DLPCA-200）放大来自PPAC纳米探测器的信号，随后使用锁相放大器（Stanford，SR830）和数字荧光示波器（Tektronix，DPO7354C）进行处理和读出。为评估PPAC纳米探测器的噪声电流谱，采用半导体参数分析仪（PDA FS-Pro）对器件的噪声电流谱进行了评估。

光响应测量：在光响应测量中，经光学斩波器以225 Hz调制的激光束（~ 1 mm光斑直径）完全照射在器件上。通过精细调节使光电流达到最佳状态。随后，使用电流前置放大器将产生的光电流转换为电压信号，并由锁相放大器记录。对于特定物体的二维成像，由225 Hz调制激光束照明成像物体后产生的透射光被引导至器件上，从而产生光电流。使用二维电控位移台扫描该物体。物体在各位置处产生的光电流由电流前置放大器测量，并由锁相放大器记录。通过将光电流分布与扫描位置相关联，重建出该物体的二维图像。

PPAC探测器的响应时间通过具有峰值功率为2 mW、脉冲能量为1。4 μJ的太赫兹脉冲进行评估。这些太赫兹脉冲通过800纳米飞秒激光器（Spectra-Physics，Solstice Ace）泵浦$LiNbO_3$ 晶体产生，并由离轴抛物面镜引导，照射到PPAC探测器上。探测器产生的光电压信号记为$R(t)$，经低噪声前置放大器（FEMTO，DLPCA-200）以增益G进行放大 = 10^3 ，随后由高带宽示波器（Tektronix DPO7354C，带宽3.5 GHz）采集。电压信号 $V\,t\,R\,t\,M\,t\,t\,dt$

$V(t)$ 表示示波器捕获的放大光电压信号，其中包含前置放大器引入的时间延迟$M(t)$。因此，通过对观测到的电压信号 $R(t$ 与前置放大器的延迟函数 $V(t)$ 进行反卷积，得到真实的光电压 $M(t)$，表达式为 。 为了恢复 PPAC 探测器的真实光电压响应，使用高速近红外探针进行校准并获得，其中 F 表示傅里叶变换。随后，通过对观测到的太赫兹电压信号 $R_{THz}(t)$ 与前置放大器的延迟函数 $V_{THz}(t)$ 进行反卷积，确定 PPAC 探测器对太赫兹辐射的实际太赫兹光电压响应 $M(t)$，定义为 。

红外 红外 F[( )] F[( )]/ F[( )

仿真：使用 COMSOL 计算 PPAC 纳米探测器的电磁场、温度场和电势分布。使用时域有限差分法仿真石墨烯矩形 PPAC 阵列的吸收光谱。首先，使用“电磁波，频域（EWFD）”模块确定电磁场分布。太赫兹区域内石墨烯的光学电导率可定义为：

$$\sigma = \frac{je^2 E_{\mathrm{f}}}{\pi\hbar^2(\omega + j\tau^{-1})} \tag{11}$$

其中，费米能级E_{f} 和散射率（$\hbar\Gamma = \hbar\tau^{-1}/2$）分别设为 -0.3 eV 和 0.003 eV。电流密度可表示为$\boldsymbol{J} = \sigma\boldsymbol{E}$。[58] 硅和 SiO_2 衬底的折射率分别设为 3.42 和 1.955。[59,60] 在温度场分布仿真中，将由 EWFD 模块计算得到的能量耗散（热源）分布$q_{absorbed} = 0.5Re(\boldsymbol{J}\cdot\boldsymbol{E}^*)$输入“固体传热（HT）”接口，以计算温度分布，其中石墨烯的热导率设为 5300 W/(m·K)。[61,62] 石墨烯 PPAC 纳米探测器的温度可通过以下方式获得：

$$C_{\mathrm{p}}\frac{dT}{dt} = -\nabla\cdot q + Q \tag{12}$$

$$q = -\kappa\nabla T \tag{13}$$

其中，C_{p} 和κ 分别为石墨烯的热容和热导率，而Q为热源。对于方程中的 dT/dt项，在稳态条件下其值为零，在瞬态条件下则不为零。由于石墨烯中的热传递过程主要由热载流子介导，因此热容应设为载流子热容，该值远小于晶格热容（~700 J/(kg·K)）。通常，石墨烯中热载流子的热容为晶格热容的10^{-2} 至10^{-4} 倍，[63] 因此将其设为 10 J/(kg·K)。

使用“电流”接口计算PPAC纳米探测器的电势 V，其可表示为：

$$\nabla\cdot\boldsymbol{J} = 0 \tag{14}$$

$$\boldsymbol{J} = \sigma_{\mathrm{d}}\boldsymbol{E}_{\mathbf{d}} \tag{15}$$

$$\boldsymbol{E}_{\mathbf{d}} = -\nabla V \tag{16}$$

其中，$\boldsymbol{J}$为电流密度，σ_{d} 而$\boldsymbol{E}_{\mathbf{d}}$ 分别代表直流电导率和直流电场。通过“热电效应”和“电磁加热”多物理场耦合了“电流”和“固体中的热传递”接口

模块，从而得到最终的温度和电势分布。通过热电耦合模块，方程（13）和（15）可写为：

$$q_T P = -\kappa \nabla + \boldsymbol{J} \tag{17}$$

$$\boldsymbol{J} = \sigma_d \boldsymbol{E_d} + \boldsymbol{J_e} \tag{18}$$

此处，$P = ST$表示珀尔帖系数，即塞贝克系数S与温度T的乘积；而$\boldsymbol{J_e} = -\sigma_d S \nabla T$表示热载流子电流密度。基于塞贝克效应，按照方程（3）和（4）计算电势，其中，在E_f = -0.3 eV时，石墨烯矩形 PPAC 阵列和未图案化石墨烯的塞贝克系数S分别为41.8 μV/K和44.3 μV/K。在 COMSOL 中对由两个金属电极连接、沟道长度各异的 PPAC 纳米探测器进行建模，以计算光电压。其中一个电极接地，另一个电极上的电势即为光电压，$V_{ph} = V(L_c)$，其中L_c 为沟道长度。

致谢

作者感谢国家重点基础研究发展计划（批准号：2024YFA1208500、2024YFA1208501 和 2025YFA1213200）、国家自然科学基金（批准号：92463308）、广东省基础与应用基础研究基金（批准号：2023A1515011876）和中国博士后科学基金（批准号：2025M780806）的资助。

参考文献

[1] L. Viti, C. Schiattarella, L. Sichert, Z. Wang, S. Law, O. Mitrofanov, M. S. Vitiello,*Light-Sci. Appl.* **2025**, *14*, 288.[2] J. Ma, R. Shrestha, J. Adelberg, C. Yeh, Z. Hossain, E. Knightly, J. M. Jornet, D. M. Mittleman, *Nature*, **2018**, *563*, 89.[3] K. P. Soundarapandian, S. Castilla, S. M. Koepfli, S. Marconi, L. Kulmer, I. Vangelidis, R. Bastida, E. Rongione, S. Tongay, K. Watanabe, T. Taniguchi, E. Lidorikis, K. J. Tielrooij, J. Leuthold, F. H. L. Koppens, *arXiv*, **2024**, 2411.02269. [4] H. Chen, X. Wang, S. Liu, Z. Cao, J. Li, H. Zhu, S. Li, N. Xu, S. Deng, *Advanced Materials***2025**, *37*, 2410946.[5] M. Chen, Y. Wang, Z. Zhao, *ACS Nano*, **2022**, *16*, 17263–17273.[6] M. S. Vitiello, L. Viti, *Applied Physics Letters* **2025**, *12*, 011321. .[7] S. Chen, Y. Chang, C. Zhang, J. G. Ok, T. Ling, M. T. Mihnev, T. B. Norris, L. J. Guo,*Nat. Photonics* **2014**, *8*, 537.

[8] D. Wang, L. Yang, Z. Hu, F. Wang, Y. Yang, X. Pan, Z. Dong, S. Tian, L. Zhang, M. Jiang, K. Tang, F. Dai, K. Zhang, W. Lu, X. Chen, L. Wang, W. Hu, Nature Communications 2025, 16, 25.[9] J. Grant, I. Escorcia-Carranza, C. Li, I. J. H. McCrindle, J. Gough, D. R. S. Cumming, 《激光与光子学评论》2013, 7, 1043.[10] M. Bauer, A. Rainer, S. A. Chevtchenko, K. Y. Osipov, D. Čibiraitė, S. Pralgauskaitė, K. Ikamas, A. Lisauskas, W. Heinrich, V. Krozer, H. G. Roskos, 《IEEE太赫兹科学与技术汇刊》2019, 9, 431.[11] Virginia diodes. https://www.vadiodes.com/en/[12] M. Kravtsov, A. L. Shilov, Y. Yang, T. Pryadilin, M. A. Kashchenko, O. Popova, M. Titova, D. Voropaev, Y. Wang, K. Shein, I. Gayduchenko, G. N. Goltsman, M. Lukianov, A. Kudriashov, T. Taniguchi, K. Watanabe, D. A. Svintsov, S. Adam, K. S. Novoselov, A. Principi, D. A. Bandurin, 《自然·纳米技术》2025, 20, 51.[13] T. Siday, P. P. Vabishchevich, L. Hale, C. T. Harris, T. S. Luk, J. L. Reno, I. Brener, O. Mitrofanov, Nano Letters 2019, 19, 2888.[14] O. Mitrofanov, T. Siday, R. J. Thompson, T. S. Luk, I. Brener, J. L. Reno, 《APL光子学》2018, 3, 051703.[15] C. Liu, J. Guo, L. Yu, J. Li, M. Zhang, H. Li, Y. Shi, D. Dai, Light Sci. Appl. 2021, 10, 123.[16] Q. Qiu, Z. Huang, Advanced Materials 2021, 33, 2008126.[17] L. Vicarelli, M. S. Vitiello, D. Coquillat, A. Lombardo, A. C. Ferrari, W. Knap, M. Polini, V. Pellegrini, A. Tredicucci, 《自然·材料》2012, 11, 865.[18] X. Cai, A. B. Sushkov, R. J. Suess, M. M. Jadidi, G. S. Jenkins, L. O. Nyakiti, R. L. Myers-Ward, S. Li, J. Yan, D. K. Gaskill, T. E. Murphy, H. D. Drew, M. S. Fuhrer, 《自然·纳米技术》2014, 9, 814.[19] I. Gayduchenko, S. G. Xu, G. Alymov, M. Moskotin, I. Tretyakov, T. Taniguchi, K. Watanabe, G. Goltsman, A. K. Geim, G. Fedorov, D. Svintsov, D. A. Bandurin, Nature Communications 2021, 12, 543.[20] H. Xu, C. Guo, J. Zhang, W. Guo, C.-N. Kuo, C. S. Lue, W. Hu, L. Wang, G. Chen, A. Politano, X. Chen, W. Lu, 《Small》2019, 15, 1903362.[21] J. Zhang, T. Zhang, L. Yan, C. Zhu, W. Shen, C. Hu, H. Lei, H. Luo, D. Zhang, F. Liu, Z. Liu, J. Tong, L. Zhou, P. Yu, G. Yang, Advanced Materials 2022, 34, 2204621.

[22] H. Xu, F. Fei, Z. Chen, X. Bo, Z. Sun, X. Wan, L. Han, L. Wang, K. Zhang, J. Zhang, G. Chen, C. Liu, W. Guo, L. Yang, D. Wei, F. Song, X. Chen, W. Lu, ACS Nano 2021, 15, 7315.[23] X. Xu, X. Zhang, J. Wu, L. Jiang, C. Wu, H. Yao, Y. Qu, W. Zhou, Y. Yin, Z. Huang, 红外与毫米波学报 2019, 38, 459.[24] W. Tang, A. Politano, C. Guo, W. Guo, C. Liu, L. Wang, X. Chen, W. Lu, Advanced Functional Materials 2018, 28, 1801786.[25] S. Zhang, C. Shi, W. Tang, L. Zhang, L. Han, C. Yang, Z. Zhang, J. Wang, M. Cai, G. Li, C. Liu, L. Wang, X. Chen, W. Lu, Photonics Research 2022, 10, 2302.[26] C. Guo, Y. Hu, G. Chen, D. Wei, L. Zhang, Z. Chen, W. Guo, H. Xu, C.-N. Kuo, C. S. Lue, X. Bo, X. Wan, L. Wang, A. Politano, X. Chen, W. Lu, Science Advances 2020, 6, eabb6500.[27] L. Viti, J. Hu, D. Coquillat, A. Politano, C. Consejo, W. Knap, M. S. Vitiello, Advanced Materials 2016, 28, 7390.[28] S. Tavana, A. Zarifkar, IEEE Photonics Journal 2022, 14, 2232409.[29] S. Duan, X. Su, H. Qiu, Y. Jiang, J. Wu, K. Fan, C. Zhang, X. Jia, G. Zhu, L. Kang, X. Wu, H. Wang, K. Xia, B. Jin, J. Chen, P. Wu, Nature Communications 2024, 15, 1119..[30] H. Zhu, X. Wang, Z. Cao, H. Chen, S. Deng, Frontiers in Materials 2021, 8, 737347.[31] S. M. Koepfli, M. Baumann, Y. Koyaz, R. Gadola, A. Güngör, K. Keller, Y. Horst, S. Nashashibi, R. Schwanninger, M. Doderer, E. Passerini, Y. Fedoryshyn, J. Leuthold, Science 2023, 380, 1169.[32] L. Viti, D. G. Purdie, A. Lombardo, A. C. Ferrari, M. S. Vitiello, Nano Letters 2020, 20, 3169.[33] Z. Cheng, Q. Zhou, C. Wang, Q. Li, C. Wang, Y. Fang, Nano Letters 2011, 11, 767.[34] A. L. F. Cauduro, L. H. Hess, D. F. Ogletree, J. W. Schwede, A. K. Schmid, Applied Physics Letters 2019, 115, 071602.[35] H. Yuan, S. Chang, I. Bargatin, N. C. Wang, D. C. Riley, H. Wang, J. W. Schwede, J. Provine, E. Pop, Z. Shen, P. A. Pianetta, N. A. Melosh, R. T. Howe, Nano Letters 2015, 15, 6475.[36] S. Yang, P. Zhou, L. Chen, Q. Sun, P. Wang, S. Ding, A. Jiang, D. W. Zhang, Journal of Materials Chemistry C 2014, 2, 8042.[37] S. Liu, X. Wang, N. Xu, R. Li, H. Ou, S. Li, Y. Zhu, Y. Ke, R. Zhan, H. Chen, S. Deng, Advanced Science 2024, 11, 2401631.[38] M. Chen, Y. Wang, Z. Zhao, Frontiers in Physics 2020, 8, 216.[39] J. Tong, M. Muthee, S.-Y. Chen, S. K. Yngvesson, J. Yan, Nano Letters 2015, 15, 5295– 5301.

[40] C. Liu, L. Wang, X. Chen, A. Politano, D. Wei, G. Chen, W. Tang, W. Lu, A. Tredicucci, Advanced Optical Materials 2018, 6, 1800836.[41] S. Castilla, B. Terrés, M. Autore, L. Viti, J. Li, A. Y. Nikitin, I. Vangelidis, K. Watanabe, T. Taniguchi, E. Lidorikis, M. S. Vitiello, R. Hillenbrand, K.-J. Tielrooij, F. H. L. Koppens, Nano Letters 2019, 19, 2765.[42] M. Asgari, E. Riccardi, O. Balci, D. De Fazio, S. M. Shinde, J. Zhang, S. Mignuzzi, F. H. L. Koppens, A. C. Ferrari, L. Viti, M. S. Vitiello, ACS Nano 2021, 15, 17966.[43] D. Spirito, D. Coquillat, S. L. De Bonis, A. Lombardo, M. Bruna, A. C. Ferrari, V. Pellegrini, A. Tredicucci, W. Knap, M. S. Vitiello, Applied Physics Letters 2014, 104, 061111.[44] G. Auton, D. B. But, J. Zhang, E. Hill, D. Coquillat, C. Consejo, P. Nouvel, W. Knap, L. Varani, F. Teppe, J. Torres, A. Song, Nano Letters 2017, 17, 7015.[45] H. Qin, J. Sun, S. Liang, X. Li, X. Yang, Z. He, C. Yu, Z. Feng, Carbon 2017, 116, 760.[46] D. A. Bandurin, D. Svintsov, I. Gayduchenko, S. G. Xu, A. Principi, M. Moskotin, I. Tretyakov, D. Yagodkin, S. Zhukov, T. Taniguchi, K. Watanabe, I. V. Grigorieva, M. Polini, G. N. Goltsman, A. K. Gei m, G. Fedorov, Nature Communications 2018, 9, 5392.[47] J. A. Delgado-Notario, W. Knap, V. Clericò, J. Salvador-Sánchez, J. Calvo-Gallego, T. Taniguchi, K. Watanabe, T. Otsuji, V. V. Popov, D. V. Fateev, E. Diez, J. E. Velázquez-Pérez, Y. M. Meziani, 纳米光子学 2022, 11, 519.[48] M. Mittendorff, S. Winnerl, J. Kamann, J. Eroms, D. Weiss, H. Schneider, M. Helm, Applied Physics Letters 2013, 103, 021113.[49] H. Liu, Z. Chen, X. Chen, S. Chu, J. Huang, R. Peng, Journal of Materials Chemistry C 2016, 4, 4478.[50] Y. Xie, F. Liang, S. Chi, D. Wang, K. Zhong, H. Yu, H. Zhang, Y. Chen, J. Wang, ACS Applied Materials & Interfaces 2020, 12, 7351.[51] J. Wang, C. Guo, W. L. Guo, L. Wang, W. Z. Shi, X. S. Chen, Chinese Physics B 2019, 28, 046802.[52] W. Guo, Z. Dong, Y. Xu, C. Liu, D. Wei, L. Zhang, X. Shi, C. Guo, H. Xu, G. Chen, L. Wang, K. Zhang, X. Chen, W. Lu, Advanced Science 2020, 7, 1902699.[53] Q. Song, Y. Zhou, Y. Wang, F. Gao, J. Wang, M. Zhang, Y. Wang, B. Zhang, P. Yan, B. Dong, Advanced Electronic Materials 2023, 9, 2300149.[54] Y. Chen, W. Ma, C. Tan, M. Luo, W. Zhou, N. Yao, H. Wang, L. Zhang, T. Xu, T. Tong, Y. Z hou, Y. Xu, C. Yu, C. Shan, H. Peng, F. Yue, P. Wang, Z. Huang, W. Hu, Advanced Functional Materials 2021, 31, 2009554.[55] J. Li, W. Ma, L. Jiang, N. Yao, J. Deng, Q. Qiu, Y. Shi, W. Zhou, Z. Huang, ACS Applied Materials & Interfaces 2022, 14, 14331.

[56] L. Wang、L. Han、W. Guo、L. Zhang、C. Yao、Z. Chen、Y. Chen、C. Guo、K. Zhang、C.- N. Kuo、C. S. Lue、A. Politano、H. Xing、M. Jiang、X. Yu、X. Chen、W. Lu、*Light Sci. Appl*.**2022**, *11*, 53。[57] T. Nagashima、M. Hangyo、*Appl. Phys. Lett*。**2001**, *79*, 3917。[58] L. A. Falkovsky、*J. Phys. Conf. Ser*。**2008**, *129*, 012004。[59] M. Naftaly、R. E. Miles, J. Non-Cryst. *Solids* **2005**, *351*, 3341-3346。[60] H. Sadeghi、A. Zolanvar、A. Ranjgar、R. Norouzi、*Optik* **2015**, *126*, 1166。[61] A. A. Balandin、S. Ghosh、W. Bao、I. Calizo、D. Teweldebrhan、F. Miao、C. N. Lau、*Nano Lett*。**2008**, *8*, 902。[62] A. Safaei、S. Chandra、M. W. Shabbir、M. N. Leuenberger、D. Chanda、*Nat. Commun*。**2019**, *10*, 3498。[63] J. C. W. Song、M. S. Rudner、C. M. Marcus、L. S. Levitov、*Nano Lett*。**2011**, *11*, 4688。