

文章编号: 2095-4980(2025)09-0891-07

双栅调控非对称结构型石墨烯太赫兹探测器

李思佳¹, 陈 猛², 白 净³, 王迎新^{*1}, 赵自然¹

(1.清华大学 工程物理系, 北京 100084; 2.危爆物品探测技术国家工程研究中心, 北京 100084;
3.北京信息科技大学 仪器科学与光电工程学院, 北京 100192)

摘 要: 石墨烯中光热电效应具有响应带宽大、灵敏度高、速度快、集成度高等优点, 利用该效应有望发展高性能的太赫兹探测器。本文将双栅调控与源漏电极结构非对称两种不同类型的光热电探测器构型进行有机融合, 设计了一种新型太赫兹探测器, 有效提升了探测器综合性能。经过测试可得该类型探测器对 0.3 THz 光源的响应度为 50.48 V/W, 响应时间为 25.74 μ s, 噪声等效功率(NEP)为 235.37 pW/Hz^{1/2}。

关键词: 太赫兹波; 石墨烯; 光热电效应; 探测器

中图分类号: TN914.42

文献标志码: A

DOI: 10.11805/TKYDA2025173

Dual-gate-regulated graphene terahertz detector with asymmetric source-drain electrode configuration

LI Sijia¹, CHEN Meng², BAI Jing³, WANG Yingxin^{1*}, ZHAO Ziran¹

(1.Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China;

2.National Engineering Research Center for Detection of Dangerous Articles and Explosives, Beijing 100084, China;

3.School of Instrumentation Science and Optoelectronic Engineering, Beijing Information Science and Technology University, Beijing 100192, China)

Abstract: The photothermal effect in graphene offers advantages such as broad response bandwidth, high sensitivity, rapid response speed, and strong integration capability, making it a promising candidate for developing high-performance terahertz detectors. In this study, a new type of terahertz detector is designed by organically integrating two different types of photothermoelectric detector configurations, namely, dual-gate modulation and asymmetric source-drain electrode structure. This synergistic integration significantly enhances the detector's overall performance. Experimental results demonstrate that the detector achieves a responsivity of 50.48 V/W under 0.3 THz illumination, with a response time of 25.74 μ s and a Noise-Equivalent Power(NEP) of 235.37 pW/Hz^{1/2}.

Keywords: terahertz wave; graphene; photothermoelectric effect; detector

太赫兹波是频率位于 0.1~10 THz(1 THz=10¹² Hz)的电磁波, 其在电磁波谱上位于远红外和微波之间, 同时具有微波和光波的特性。由于长久以来对该波段的研究不充足, 缺乏成熟的发射和探测技术, 所以被称为“太赫兹空隙”。现有的室温太赫兹探测技术主要分为两类, 基于电子学方法的太赫兹探测器和基于光热效应的太赫兹探测器。

收稿日期: 2025-05-22; 修回日期: 2025-07-17

基金项目: 国家自然科学基金面上资助项目(62375149); 北京市科技新星计划资助项目(20240484648; 20240484671)

*通信作者: 王迎新 email:wangyingxin@tsinghua.edu.cn

引用格式: 李思佳,陈猛,白净,等. 双栅调控非对称结构型石墨烯太赫兹探测器[J]. 太赫兹科学与电子信息学报, 2025,23(9):891-897. DOI:10.11805/TKYDA2025173.

Citation format: LI Sijia, CHEN Meng, BAI Jing, et al. Dual-gate-regulated graphene terahertz detector with asymmetric source-drain electrode configuration[J]. Journal of Terahertz Science and Electronic Information Technology, 2025,23(9):891-897. DOI:10.11805/TKYDA2025173.

电子学方法的太赫兹探测通过对太赫兹波进行整流或者混频来达到探测效果,较常见的有:肖特基二极管探测器、场效应管探测器等。电子学方法响应快,灵敏度高,但在太赫兹高频段即大于1 THz时灵敏度不够,从而无法对宽带太赫兹波进行有效探测^[1]。光热方法探测器是基于太赫兹波照射引起沟道材料内部的光热效应,即对太赫兹波照射在探测器上产生的温度变化进行探测。较常见的光热方法探测器有:测热辐射计、高莱管、热释电探测器、光热电探测器等。光热方法虽然较电子学方法响应度慢,灵敏度低,但是能够实现更高带宽的太赫兹探测。

太赫兹探测器不断发展,不断有创新理念出现融合。2006年,Ryzhii提出应用栅控石墨烯异质结构来探测太赫兹波的理论,首次将石墨烯与太赫兹探测联系在一起^[2]。2009年再次提出背栅式结构的石墨烯太赫兹探测器,理论计算最大响应率为4.6 A/W^[3]。2012年Vicarelli设计出源漏极非对称的对数天线结构石墨烯探测器,噪声等效功率为200 nW/Hz^[4]。2019年Castilla等设计了双栅调控的石墨烯太赫兹探测器,提高了响应灵敏度,噪声等效功率达到80 pW/Hz^[5]。2020年Leonardo等提出由氮化硼封装、蝶形天线耦合且电极结构非对称的石墨烯太赫兹探测器,在室温下展现出ns级的响应速度^[6]。2023年杨嘉伟等将蝶形天线设计为两个独立的栅极进行调控,探测器在室温下也实现了较低的噪声等效功率^[7]。

本文将在典型的非对称源漏结构型光热电探测器基础上进行设计,通过增加栅极,实现双栅调控与源漏极非对称结构的融合,提出一种“三叶草”结构天线耦合的石墨烯太赫兹探测器。传统的非对称电极结构型器件仅通过单一栅极对石墨烯沟道进行调控,与此相比,双栅调控可利用两个栅极独立调节沟道不同区域的费米能级,通过协同构建p-n结和增强热载流子梯度优化探测器的光热电响应特性。

1 实验与方法

1.1 探测器设计

目前已有的石墨烯光热电太赫兹探测器通常采用单晶六方氮化硼(hBN)对石墨烯沟道进行封装,以提高石墨烯的载流子输运特性,但是这种构造不利于阵列化制备。本文选用单层化学气相沉积(CVD)石墨烯作为探测器沟道材料^[8]。当器件的特征尺寸远小于光斑直径时,探测器沟道受到近似均匀的光照。此时,可以通过非对称电极天线结构产生非对称的温度分布。传统非对称型器件实现结构由源极和栅极构成扇形天线的两部分^[9],漏极用金属线引出。由于天线耦合效应的影响,均匀光照下源极和栅极之间的材料比栅极和漏极之间吸收更多的能量,产生温度差,从而产生光热电响应。这种结构可调控性更好,集成度也更高。以此结构为基础,本文开展了进一步的优化设计。

对源漏栅电极结构和耦合天线分别进行设计。在源漏电极和栅极方面,首先采用背栅结构以降低后续工艺步骤对石墨烯质量的影响,提升器件的稳定性。其次,将源漏极与双栅极分离排布,尽量保持两者的距离,以减少器件漏电流。源极和栅极采用扇形天线,漏极采用常规电极,这样能在确保源漏结构非对称的同时增强对入射太赫兹波的耦合效果。最终设计的器件具有类似于“三叶草”的结构,如图1(a)所示。三叶草结构中3个天线均为等半径扇形,双栅天线扇形圆心角为90°且方位相对。双栅与源极夹角均为15°,源极扇形圆心角为60°,方位与漏极相对。

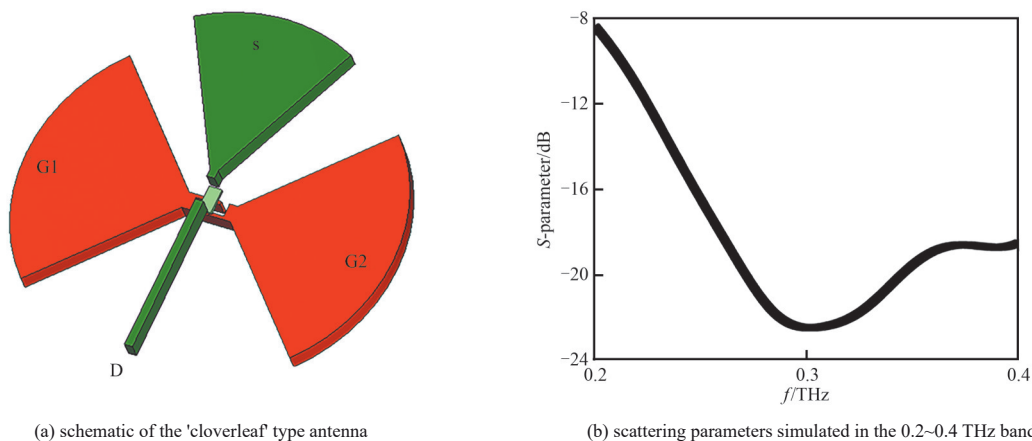


Fig.1 Design of the detector electrode structure

图1 探测器电极结构设计

基于时域有限积分法, 采用三维电磁场仿真软件 CST 对该结构进行仿真, 其中对于各扇形天线的尺寸设计, 考虑 3 个初始条件: 1) 衬底为长有 300 nm 厚 SiO₂ 的高阻硅; 2) 仿真频率范围为 0.2~0.4 THz; 3) 天线材料为铬/金。仿真结果显示探测器天线尺寸 103 μm 为佳, 其对应的散射参数如图 1(b) 所示, 共振频率位于 0.3 THz 附近。

1.2 探测器制备

采用单面抛光的高阻硅作为衬底, 电阻率 >10 kΩ·cm。如图 2(a) 所示, 首先清洗硅片并使用六甲基二硅氮烷 (HMDS) 对其表面进行预处理, 以增强其对光刻胶的附着能力。在硅片衬底上旋涂 ROL-7133 负性光刻胶, 通过栅极掩模版进行紫外曝光及显影, 然后采用反应离子刻蚀 (Reactive Ion Etching, RIE) 工艺制备深度为 70 nm 的凹槽, 如图 2(b) 所示。在完成衬底刻蚀后, 采用电子束蒸镀沉积金属栅极, 依次沉积 10 nm 的 Cr 和 60 nm 的 Au, 最后去胶剥离得到图案化的栅极, 如图 2(c) 所示。采用等离子体增强原子层沉积工艺, 在整个样品上生长 50 nm 厚的氧化铝层作为栅介质层, 如图 2(d) 所示。准备好大面积的单层 CVD 石墨烯, 通过湿法将其从铜箔转移到硅片上, 如图 2(e) 所示。在转移好的石墨烯表面进行涂胶、光刻及显影, 通过氧等离子体刻蚀得到石墨烯沟道, 如图 2(f) 所示。最后, 采用紫外曝光及电子束蒸镀工艺生长 10 nm Cr/60 nm Au 作为源漏电极, 如图 2(g) 所示。

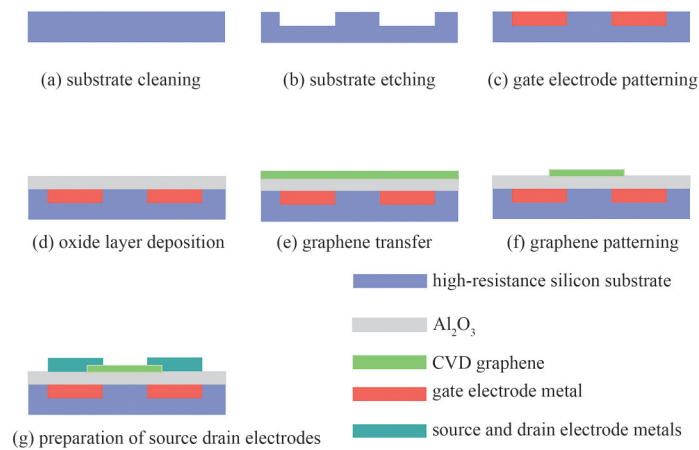


Fig.2 Flow of detector preparation process

图2 探测器制备工艺流程

本文采用的是 CVD 石墨烯, 在其制作和转移的过程中均可能受到外部因素破坏, 导致其质量不如机械剥离石墨烯。因此, 为了表征所制备探测器中石墨烯沟道的质量, 对其进行扫描电子显微镜和拉曼光谱表征。图 3(a) 为器件的光学显微镜照片, 图 3(b) 为沟道区域的场发射扫描电子显微镜图像, 可以观察到, 石墨烯无褶皱、缺失等明显结构缺陷。拉曼光谱分析可判断石墨烯的层数与质量, 如图 4 所示, 器件中石墨烯的拉曼光谱在 1 580 cm⁻¹、2 700 cm⁻¹ 位置附近有明显的特征峰, 分别为 G 峰和 G' 峰, 以此推定石墨烯为单层, 同时在光谱中未发现明显的缺陷引入的 D 峰和 D' 峰, 说明该 CVD 石墨烯质量较好, 符合预期要求。

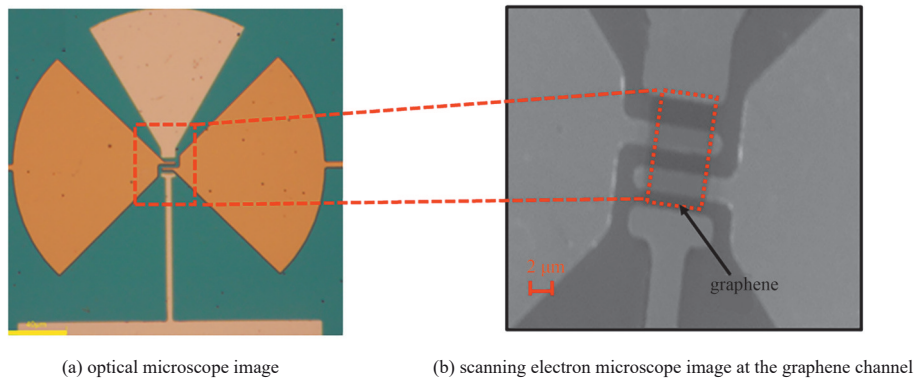


Fig.3 Detector prototype

图3 探测器实物图

2 结果与讨论

2.1 探测原理

光热电效应探测太赫兹波可以分为两个阶段：第一阶段太赫兹波照射后产生光热转换，太赫兹波导致探测器产生温度梯度；第二阶段是热电转换，温度梯度驱使载流子由高温区向低温区运动产生温差电动势。温差电动势的主要影响因素包含：沟道内的温度梯度和塞贝克系数分布，其中温度梯度可以由不对称的光照、不对称的电极结构产生，塞贝克系数分布取决于电极材料的非对称性或沟道的 p-n 型结构(即对沟道材料的掺杂水平)。温差电动势可以归纳为如下公式^[9]：

$$\Delta V = - \int_{x_L}^{x_R} S(T; E_F) \nabla T dx = (S_R - S_L) \times \Delta T \quad (1)$$

式中： ΔV 为温差电动势； x_R 和 x_L 代表沟道两端的坐标； ΔT 为温度梯度； S 是塞贝克系数； E_F 为费米能级； S_R 与 S_L 为沟道两端的塞贝克系数。

通过构建温度梯度产生温差电动势的方式有：非对称(局部)光照或电极结构非对称，其中前者适用于沟道尺度比光斑大的情况；通过改变塞贝克系数分布产生温差电动势的方式有：源漏电极材料不同以对沟道形成不同掺杂或栅控形成 p-n 结^[9]。本文所设计的“三叶草”型探测器既可以通过源漏电极之间的温度梯度产生温差电动势，也可以通过双栅调控塞贝克系数分布而产生温差电动势。相比单纯的双栅结构，这种设计即使在没有栅控的情况下也有基础的光响应，双栅调控后预期光响应可得到进一步增强，同时可利用两个栅极独立调节石墨烯沟道不同区域的载流子分布，从而更灵活地优化器件响应特性。

2.2 探测器的电学特性

为测试探测器的电学性能，将器件放入真空探针台，真空环境可减少空气中水蒸气等对器件稳定性的影响。测试温度为室温。

用数字源表给探测器源漏间提供-50~50 mV 的扫描电压并测量沟道电流，得到伏安特性曲线如图 5(a)所示。可以看到伏安特性曲线线性良好，说明石墨烯与源漏电极之间形成了良好的欧姆接触，通过线性拟合得到该器件的沟道阻值 R_{ds} 约为 2 836.05 Ω 。

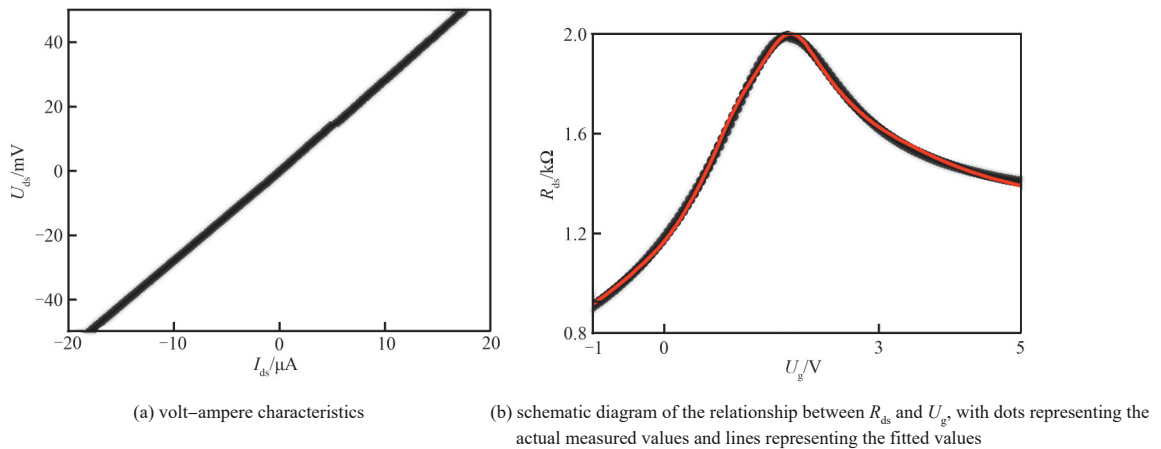


Fig.5 Electrical characterization of the detector

图 5 探测器电学表征

用数字源表对探测器单侧栅极提供-1~5 V 扫描栅压，得到 R_{ds} 与栅压 U_g 关系如图 5(b)所示。图中探测器沟道电阻随栅压改变而变化，这体现出石墨烯的栅控特性。利用石墨烯该特性结合式(2)可拟合得出该器件接触电阻 758.02 Ω ，本征载流子浓度为 $2.03 \times 10^{12}/\text{cm}^2$ ，载流子迁移率为 1 231.37 $\text{cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ 。考虑到金属接触的掺杂和 CVD 石墨烯本身缺陷，该数值符合实验预期。

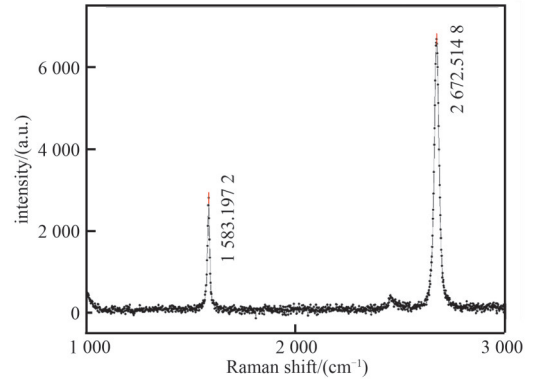


Fig.4 Raman spectroscopy of the graphene channel

图 4 石墨烯沟道的拉曼光谱

$$R = R_c + \frac{L}{\sqrt{n_0^2 + \left(\frac{C^2}{e}\right)(U_g - U_{Dirac})^2 W \mu e}} \quad (2)$$

式中: R 为沟道电阻; L 为沟道长度; W 为沟道宽度; U_g 为栅压; U_{Dirac} 为狄拉克点; R_c 为接触电阻; μ 为迁移率; n_0 为本征载流子浓度^[10]; e 为电子电荷量。

通过稳压电流源和数字源表分别给两侧栅极提供栅压, 手动调节稳压电流源和数字源表自动扫描电压测得双栅施加不同栅压时阻值变化, 结果如图 6 所示。一般而言, 常规的双栅调控探测器由于双栅对称, 栅控性质基本相同, 其双栅施加不同栅压时沟道电阻呈现出十字形。然而, 本文器件由于源漏极非对称导致双栅的栅控效果略有不同, 栅 1 对应的狄拉克点比栅 2 对应的狄拉克点更远离零栅压点。实验测得靠近源极的栅 1 对应狄拉克点位于 4.64 V, 靠近漏极的栅 2 狄拉克点位于 3.76 V。源极金属对石墨烯的掺杂提升了源极附近石墨烯内的载流子浓度, 间接提升了栅 1 栅控能力, 因此栅 1 栅压方向上阻值范围比栅 2 有更大的变化, 体现在图中所呈现的十字横向比纵向更有层次。

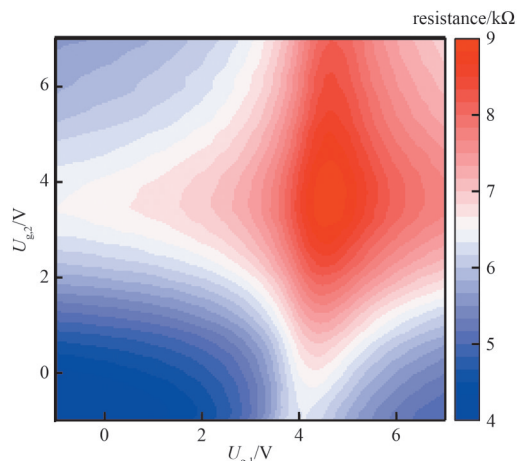
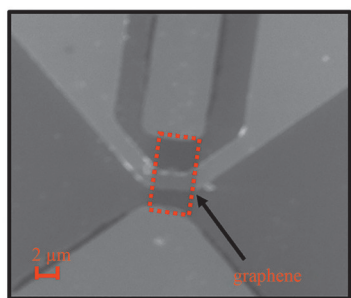


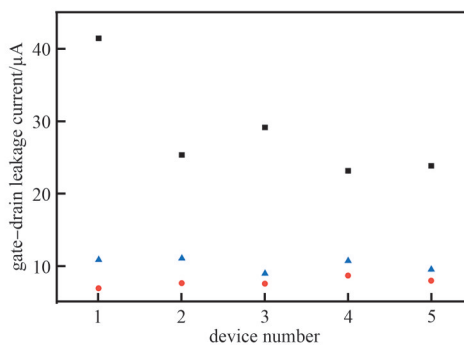
Fig.6 Channel resistance values under different gate voltages applied to Gate 1 and Gate 2

图6 栅 1 和栅 2 施加不同栅压下的沟道电阻值

为了评估器件漏电流, 同步制备了传统源漏极非对称结构探测器(源漏极与栅极天线结构参照文献[6]和文献[8]), 将所设计的三叶草结构与其进行对比。两种类型器件各选取 5 个进行测量, 如图 7 所示, 图 7(a)为源漏电极非对称结构沟道, 图 7(b)为漏电流对比示意图, 红色圆点为三叶草型探测器栅 1 漏电流, 蓝色三角为三叶草型探测器栅 2 漏电流, 黑色方块为传统源漏极非对称结构探测器漏电流。三叶草型探测器栅极漏电流平均值为 8.89 nA, 小于传统类型栅极漏电流的平均值, 即 25.2 nA, 该结果验证了三叶草结构在一定程度上可以减少栅极漏电流。值得一提的是, 由于三叶草型探测器的栅 1 相比于栅 2 较漏极距离更远, 漏电流值更小。



(a) source leakage electrode asymmetric type detector channel



(b) current leakage comparison diagram

Fig.7 Source leakage electrode asymmetric type detector channel and current leakage comparison diagram

图7 源漏电极非对称结构沟道和漏电流对比示意图

2.3 太赫兹响应特性测试

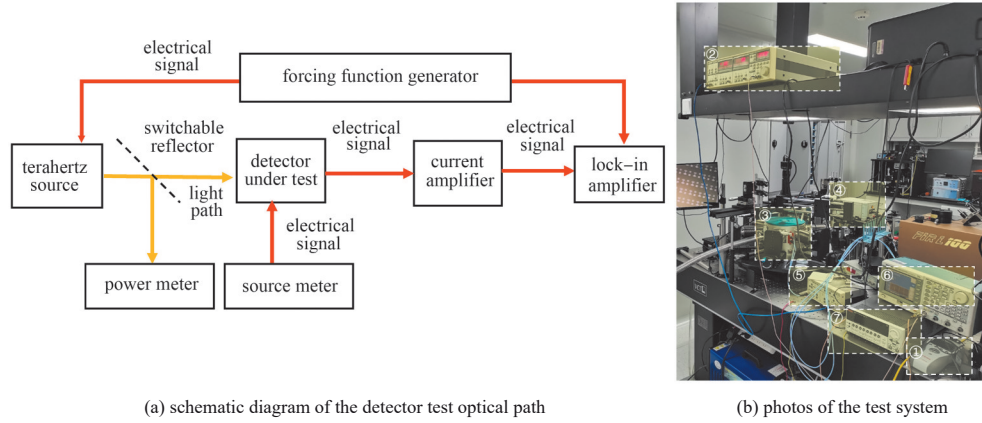
太赫兹响应特性测试仪器包括: 太赫兹源、数字源表、稳压电源、信号发生器、锁相放大器和电流放大器, 测试光路示意图及系统照片如图 8 所示。太赫兹源输出频率为 0.3 THz, 用数字源表和稳压电流源为器件提供栅压, 信号发生器为太赫兹源提供调制频率同时为锁相放大器提供参考信号, 用于抑制噪声提取微弱信号, 电流放大器可以将源漏之间的光响应电压放大。

响应度(R_V)反应了探测器光电转换效率, 为光响应电压(U_{ph})与有效入射光功率(P_{eff})的比值:

$$R_V = \frac{U_{ph}}{P_{eff}} \quad (3)$$

“三叶草”结构探测器的有效光敏面积为 0.023 1 mm^2 , 而测试系统中太赫兹波的衍射极限光斑面积为

0.27 mm²，远大于有效光敏面积，所以采用衍射极限面积计算出 $P_{\text{eff}}=6.52 \mu\text{W}$ 。输出光电压为 329.13 μV ，计算出响应度为 50.48 V/W。



(a) schematic diagram of the detector test optical path
Fig.8 Schematic diagram of the detector test optical path and photos of the test system
图8 探测器测试光路示意图和测试系统照片

探测器的响应度并非一成不变，而是随着信号发生器调制频率的升高而降低。描述响应度随调制频率变化情况即为探测器的时间响应特性，可以用如下公式表达：

$$\tilde{R}_v(f) = \frac{1}{\sqrt{(2\pi f\tau)^2 + 1}} \quad (4)$$

式中： \tilde{R}_v 为归一化的响应度； f 为调制频率； τ 为响应时间。当 \tilde{R}_v 值等于最大响应度的 $\sqrt{2}/2$ 时所对应的调制频率为截止频率。通过拟合可得探测器截止频率为6 182 Hz，截止频率所对应的响应时间为25.74 μs ，如图9所示。

由于探测过程存在噪声，将检测信号从噪声中区别出来的能力为探测器的灵敏度，可以用噪声等效功率(NEP)来表征，其本质为探测器可以区别噪声与探测信号的最小入射光功率，理论计算公式如下：

$$P_{\text{NEP}} = \sqrt{\frac{4k_B TR}{R_v^2}} \quad (5)$$

式中： P_{NEP} 为噪声等效功率； k_B 为玻尔兹曼常数； T 为温度(室温为300 K)。计算出噪声等效功率为235.37 pW/Hz^{1/2}。

“三叶草”结构型太赫兹探测器可以通过调节栅压在石墨烯沟道处形成p-n结，在电学测试时，测量了在栅1和栅2施加不同栅压下的沟道电阻。通过调节两个栅极的栅压，沟道石墨烯的费米能级也因此改变，费米能级改变会导致塞贝克系数变化。

在太赫兹波照射下，器件的两个栅极调控部分可以等效为两个热电偶，其产生的温差电动势分别随栅压的变化而改变。通过在栅1和栅2施加不同栅压下的沟道电阻计算出沟道两侧的塞贝克系数差值。由于器件足够小，在忽略器件沟道温度分布梯度影响下可以由式(1)、式(6)和式(7)近似得到器件整体的温差电动势^[11]。

$$E_F = \hbar v_F \sqrt{\pi n} \quad (6)$$

式中： E_F 为费米能级； \hbar 为约化普朗克常量； v_F 为费米速度； n 是载流子浓度。

$$S = -\frac{\pi^2 k_B T}{3e} \frac{\partial \sigma}{\partial E_F} \quad (7)$$

式中： S 为塞贝克系数； k_B 为玻尔兹曼常数； T 为探测器工作温度； σ 为沟道材料面电导率。

在栅极调控下，探测器石墨烯沟道中的载流子类型可以分为p型和n型，根据载流子浓度高低再相应标记为p'和n'类型。如图10所示，随着栅压改变，器件塞贝克系数差值与器件实测光响应均呈现出六瓣样式，这是典型

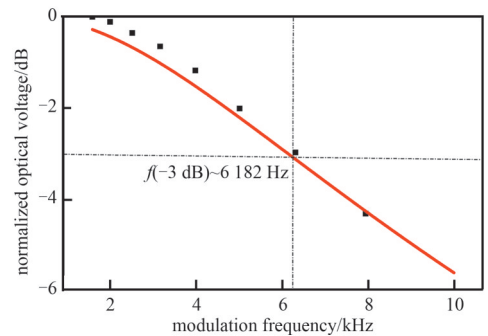


Fig.9 Diagram of detector -3 dB bandwidth
图9 探测器-3 dB带宽示意图

的光热电响应特征。然而通过对该器件光热电效应计算值与光响应实测值进行对比发现两者并不完全相同。这说明该类型器件在光热电效应之外可能存在其他效应的贡献, 比如阻性自混频, 这一效应也存在于单栅非对称源漏结构的太赫兹探测器中^[9]。

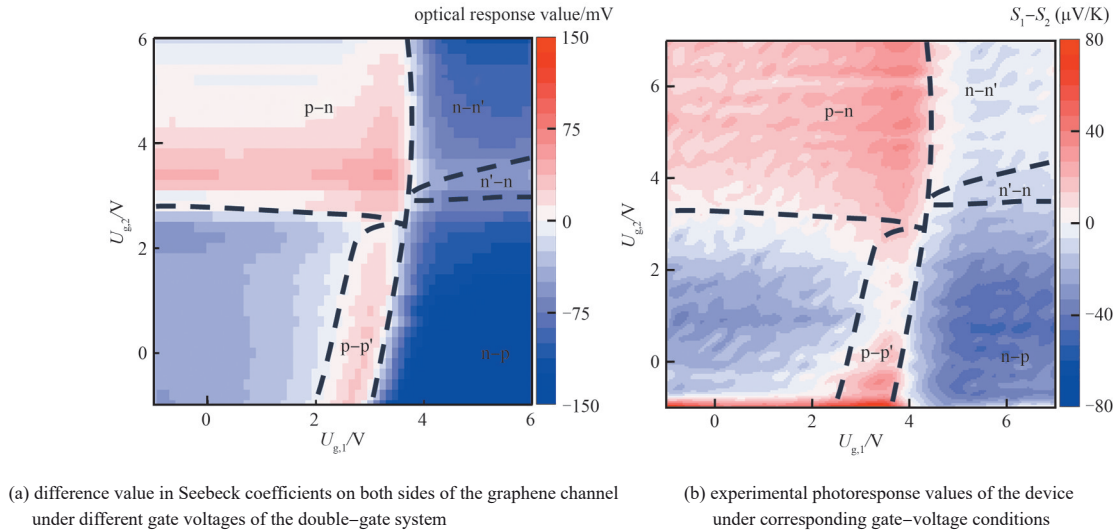


Fig.10 Light response under different gate voltage regulations

图10 不同栅压调控下的光响应

3 结论

本文将传统的非对称电极结构与双栅调控光热电探测相结合, 设计了一种“三叶草”结构石墨烯太赫兹探测器, 经过测试该探测器在室温下表现出良好的响应性能, 对 0.3 THz 光源的响应度为 50.48 V/W, 响应时间为 25.74 μs , 噪声等效功率为 235.37 $\text{pW}/\text{Hz}^{1/2}$ 。该器件相比传统双栅太赫兹探测器, 栅极与源漏极不重叠, 相比传统单栅调控的源漏电极非对称探测器, 漏极与栅极距离增加, 有利于降低漏电流, 提高抗击穿能力, 保障了器件的可靠性, 预期可在石墨烯太赫兹阵列探测器中得以应用。

参考文献:

- [1] WANG Yingxin, NIU Yingying, CHEN Meng, et al. Ultrabroadband, sensitive, and fast photodetection with Needle-Like EuBiSe3 single crystal[J]. ACS Photonics, 2019,6(4):895–903. DOI:10.1021/acsp Photonics.8b01527.
- [2] RYZHII V. Terahertz plasma waves in gated graphene heterostructures[J]. Japanese Journal of Applied Physics, 2006(45):L923.
- [3] RYZHII V, RYZHII M. Graphene bilayer field-effect phototransistor for terahertz and infrared detection[J]. Physical Review B, 2009,79(24):245311.
- [4] VICARELLI L, VITIELLO M S, COQUILLAT D, et al. Graphene field-effect transistors as room-temperature terahertz detectors[J]. Nature Materials, 2012,11(10):865–871. DOI:10.1038/nmat3417.
- [5] CASTILLA S, TERRÉS B, AUTORE M, et al. Fast and sensitive terahertz detection using an antenna-integrated graphene p-n junction[J]. Nano Letters, 2019,19(5):2765–2773. DOI:10.1021/acs.nanolett.8b04171.
- [6] VITI L, PURDIE D G, LOMBARDO A, et al. HBN-encapsulated, graphene-based, room-temperature terahertz receivers, with high speed and low noise[J]. Nano Letters, 2020,20(5):3169–3177. DOI:10.1021/acs.nanolett.9b05207.
- [7] 杨嘉炜, 郑春阳, 庞亚会, 等. 耦合蝶形天线的石墨烯室温太赫兹探测器[J]. 物理化学学报, 2023,39(10):128–136. (YANG Jiawei, ZHENG Chunyang, PANG Yahui, et al. Graphene based room-temperature terahertz detector with integrated bow-tie antenna[J]. Acta Physico-Chimica Sinica, 2023,39(10):128–136. DOI:10.3866/PKU.WHXB202307012.)
- [8] LUDWIG F, GENERALOV A, HOLSTEIN J, et al. Graphene field-effect transistors as room-temperature terahertz detectors[J]. ACS Applied Electronic Materials, 2024,6(4):865–871.
- [9] 吴炜东, 王迎新, 赵自然. 太赫兹光热电探测方法研究进展[J]. 科学通报, 2022,67(8):714–727. (WU Weidong, WANG Yingxin, ZHAO Ziran. Recent progress of terahertz detectors based on photothermoelectric effect[J]. Chinese Science Bulletin, 2022,67(8):714–727.) DOI:10.1360/TB-2021-0730.