



中国科学院大学
University of Chinese Academy of Sciences

硕士学位论文

硅基太赫兹与红外探测器研究

作者姓名: 吴彩阳

指导教师: 褚君浩 院士

黄志明 研究员

中国科学院上海技术物理研究所

学位类别: 工学硕士

学科专业: 微电子学与固体电子学

培养单位: 中国科学院上海技术物理研究所

2019 年 06 月

Investigation on Si-based terahertz and infrared detectors

thesis submitted to

University of Chinese Academy of Sciences

in partial fulfillment of the requirement

for the degree of

Master of Science in Engineering

in Microelectronics and Solid State Electronics

By

Wu Caiyang

Supervisor: Professor Chu Junhao and Huang Zhiming

Shanghai Institute of Technical Physics,

Chinese Academy of Sciences

June 2019

中国科学院大学

研究生学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文是本人在导师的指导下独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的研究成果。对论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明或致谢。

作者签名：

日 期：

中国科学院大学

学位论文授权使用声明

本人完全了解并同意遵守中国科学院有关保存和使用学位论文的规定，即中国科学院有权保留送交学位论文的副本，允许该论文被查阅，可以按照学术研究公开原则和保护知识产权的原则公布该论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存、汇编本学位论文。

涉密及延迟公开的学位论文在解密或延迟期后适用本声明。

作者签名：

日 期：

导师签名：

日 期：

摘要

探测器的研究是红外 (IR) 与太赫兹 (THz) 领域的一个重要基础内容, 红外与太赫兹探测技术在成像, 生物医疗, 大气遥感等领域的快速发展对探测器件提出了更高的要求, 室温工作、响应速度快, 灵敏度高, 便于集成的红外与太赫兹探测器件是目前亟需发展的方向。本文围绕课题组提出的新型太赫兹探测机理-电磁诱导势阱 (EIW) 机理, 基于硅基材料制备了金属-半导体-金属 (MSM) 结构的太赫兹光电探测器件, 室温下实现了对微波以及太赫兹波段的宽波段快速响应, 并展现了优异的器件性能。此外, 首次提出了一种基于锰钴镍氧 (MCNO) 热敏材料和能够增强器件吸收效率的介质-金属-介质吸收结构的室温宽波段红外热探测器。主要的内容和创新点如下:

(1) 为进一步发展电磁诱导势阱探测机理的普适性以及实现太赫兹器件的光电集成, 本文首次考虑将硅基材料应用于电磁诱导势阱理论。器件结构简单, 易于 COMS 工艺兼容, 这为实现高灵敏、可室温探测太赫兹阵列器件提供了新的方向和研究方法。

(2) 基于具有 SOI 结构的 P 型硅材料, 通过半导体工艺制备了尺寸较小的具有金属-半导体-金属结构的硅基探测器, 并搭建了太赫兹测试系统对器件的响应率、等效噪声功率和时间常数等性能参数进行表征。硅基探测器实现了宽波段探测以及展现了优异的器件性能, 在微波波段(20-40 GHz)器件的响应率为 49.3 kV/W 的响应率和 0.38 pW/ $\sqrt{\text{Hz}}$ 的等效噪声功率 (NEP), 在亚太赫兹波段 (0.165-0.173 THz) 实现了 3.3 kV/W 的响应率以及 5.7 pW/ $\sqrt{\text{Hz}}$ 的 NEP 值, 器件的响应快速, 时间常数为 810 ns.

(3) 锰钴镍氧材料对入射红外窗口波段的吸收率不高, 在宽波段范围内具有选择性。因此, 基于 MCNO 热敏材料, 本文首次设计并制备了介质-金属-介质 ($\text{Si}_3\text{N}_4/\text{NiCr}/\text{SiO}_2$) 吸收层结构, 增强了 MCNO 薄膜 3-14 μm 红外透明范围内的光吸收, 提高 MCNO 红外器件的性能。

(4) 通过磁控溅射法和化学溶液法制备得到性能较好的 MCNO 薄膜, 首先进行薄膜的结晶性以及形貌的 XRD 和 SEM 测试分析, MCNO 薄膜具有良好的结晶性以及负温度系数; 然后再制备成具有吸收结构和无吸收结构的探测器, 通过对 MCNO 薄膜器件进行响应率、噪声、时间常数以及探测率的性能测试实验

可以发现,与无吸收结构的探测器相比,有吸收结构的探测器的黑体响应率、探测率性能都有明显的提升。

关键词: 太赫兹 光电 探测器 锰钴镍氧 吸收

Abstract

The research of detectors is an important and basic content in the field of infrared (IR) and terahertz (THz). The rapid development of IR and THz detection technology to meet the requirements in the area of imaging, atmospheric remote sensing, biomedicine imaging put forward to higher requirements of the performance on detectors. It is urgent need to achieve IR and THz detection with the directions of room temperature, fast response, high sensitivity and easy to array integration. Based on the novel THz detection mechanism proposed by the research group, a Si-based THz photoelectric detector with metal-semiconductor-metal (MSM) structure was successfully fabricated and showed broadband and fast response from the microwave to the THz radiation at room temperature. In addition, Room temperature, broadband IR thermal detection was investigated for the first time by using $\text{Mn}_{1.56}\text{Co}_{0.96}\text{Ni}_{0.48}\text{O}_4$ (MCNO) thin film with dielectric-metal-dielectric absorptive layers, which was constructed to improve the light absorption. The main content and innovations are as follows:

(1) To further demonstrate its generality of our proposed electromagnetic induced wells (EIW) mechanism and achieve the optoelectronic integration of terahertz detectors, silicon-based materials are applied to the EIW mechanism for the first time in this paper. The simple structure and easy integration of the Si-based detector, which provides an avenue to the optoelectronic integration of sensitive room-temperature terahertz focal-plane arrays.

(2) A small-sized Si-based detector with the MSM structure was fabricated by semiconductor technology based on the P-type silicon material with SOI structure, and the performance parameters such as responsivity, equivalent noise power time constants were characterized by a microwave and THz measure system. The Si-based detector achieved broadband detection and showed excellent performance. It achieved a maximal responsivity of 49.3 kV/W and noise-equivalent power (NEP) of 0.38 pW/ $\sqrt{\text{Hz}}$ at 20-40 GHz, and achieved a responsivity of 3.3 kV/W and NEP of 5.7 pW/ $\sqrt{\text{Hz}}$ at 0.165-0.173 THz; Moreover, a short response time ~ 810 ns was realized for the detector.

(3) The MCNO material has a low absorption for incident light and is selective

over a broadband range. Therefore, we designed and fabricated a dielectric-metal-dielectric ($\text{Si}_3\text{N}_4/\text{NiCr}/\text{SiO}_2$) structured absorptive layer for MCNO film detector for the first time, which enhanced the absorption in the 3-14 μm IR transparent range of MCNO film.

(4) The MCNO films with good performance were prepared by magnetron sputtering deposition and chemical solution deposition method. Firstly, the film crystallinity and morphological properties were measured by XRD and SEM, MCNO film has good crystallinity and negative temperature coefficient; Then it was prepared to have absorption structure and no absorption structure. The detectors with absorptive layers and no-absorption layers were prepared for contrast experiments. Through the measure of the responsivity, noise, time constant and detectivity of the MCNO thin film devices, it was found that responsivity and detectivity of the detectors with the absorptive layers for the blackbody radiation improved significantly compared with the detector without the absorptive layers.

Key Words: terahertz, optoelectronic, detector, $\text{Mn}_{1.56}\text{Co}_{0.96}\text{Ni}_{0.48}\text{O}_4$, absorption

目 录

第 1 章 引言	1
1.1 太赫兹探测研究背景	1
1.2 太赫兹波特性及其应用	3
1.3 太赫兹探测技术	4
1.3.1 直接探测	5
1.3.2 相干探测（外差探测）	5
1.4 太赫兹探测器	6
1.4.1 测热辐射计	7
1.4.2 肖特基势垒二极管探测器	10
1.4.3 太赫兹场效应晶体管探测器	11
1.5 本文的研究内容与意义	12
第 2 章 太赫兹辐射探测机理	14
2.1 基于光子效应的太赫兹探测	14
2.1.1 光电导效应	15
2.1.2 光伏效应	16
2.2 基于光热效应的太赫兹探测	17
2.3 基于等离子体波的太赫兹探测	19
2.4 基于光电导性的电磁诱导势阱探测机理	21
2.5 本章小结	24
第 3 章 基于 SOI 材料的 MSM 结构探测器件	26
3.1 绝缘层上硅（SOI）材料及器件结构	26
3.2 基于 EIW 机理的响应率理论计算	27
3.3 器件制备	28
3.4 SOI 探测器件的性能表征	31
3.4.1 光电器件的性能参数	31
3.4.2 SOI 器件的 I-V 特性	32
3.4.3 SOI 器件测试系统	32
3.4.4 SOI 器件电压响应特性	33

3.4.5 时间常数测试.....	36
3.4.6 等效噪声功率测试.....	37
3.5 本章小结.....	39
第 4 章 基于锰钴镍薄膜的吸收结构红外探测器	40
4.1 锰钴镍氧(MN-Co-Ni-O)材料.....	40
4.2 $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{NiCr}/\text{SiO}_2$ 吸收结构及器件制备	41
4.3 MCNO 薄膜性质分析.....	45
4.3.1 MCNO 薄膜结构形貌分析.....	45
4.3.2 MCNO 薄膜透反射分析.....	46
4.4 MCNO 探测器性能表征.....	48
4.4.1 MCNO 敏感元电学性质.....	48
4.4.2 MCNO 探测器频率响应特性.....	48
4.5 本章小结.....	53
第 5 章 总结与展望	54
5.1 总结.....	54
5.2 展望.....	55
参考文献.....	56
致 谢.....	61
作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果	63

第1章 引言

由于半导体技术的发展和进步,太赫兹波越来越受到人们的关注。太赫兹波是介于红外和微波之间的电磁波,在电磁波谱中的位置如图 1.1 所示,其频率范围通常被认为是在 0.1-10 THz (3 mm-30 μm) 之间,还有的通常认为是在 0.1 THz-30 THz (3 mm-10 μm) 之间^[1, 2]。1 THz 的电磁波辐射对应的能量约为 0.4 meV,与之对应的黑体温度约为 10 K。这意味着任何物体在高于 10 K 的温度下将辐射太赫兹,这使得太赫兹波在探测领域具有广阔的应用前景。

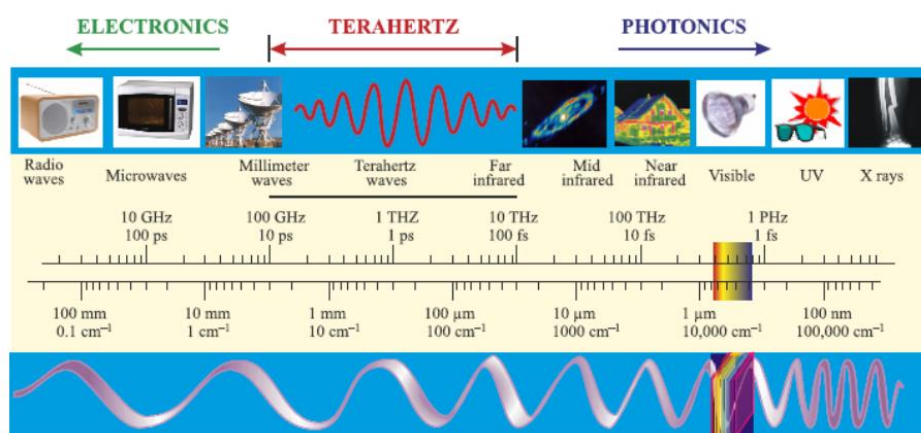


图 1.1 电磁波光谱^[1]

Figure 1.1 Image of the Electromagnetic spectrum

1.1 太赫兹探测研究背景

近年来 THz 波段在半导体和材料加工以及 THz 源等方面取得快速的研究进展,这使得它拥有许多独特的应用。目前太赫兹已经进入了一个新的研究阶段,但太赫兹的实际研究可以追溯到 20 世纪初,太赫兹领域(当时称为远红外区域或 FIR)是由柏林工业大学的 Heinrich Rubens 教授开创的。甚至在 20 世纪初, Rubens 创造了第一个太赫兹源,用来监测水蒸气的光谱^[3]。然而,到了二十世纪 70 年代, Fleming 才第一次提出太赫兹 (Terahertz, 简称为 THz) 这一概念用来描述 0.1-30 THz 波段,大概又过了十年后,国内外才真正意义上的开始对太赫兹的研究。近三十年来,由于超快光子学和激光技术,半导体微纳加工技术和电子学的蓬勃发展,极大促进了太赫兹科学技术的发展,尤其是在太赫兹时域光谱和太

赫兹成像技术领域取得了令人瞩目的成果,同时也加快了太赫兹探测技术的研究进展。

太赫兹探测技术是太赫兹科学技术的延伸,在太赫兹技术刚刚兴起的时候,由于其独特的性质,国外很多国家投入了大量的人力物力进行太赫兹相关领域的研究。1995年,美国贝尔实验室的 B.B.Hu 和 M.C.Nuss 建立了第一套太赫兹时域光谱成像装置,并对含水分和含水分较少的树叶进行成像,观测到树叶中含水量的分布情况^[4]。2002年,英国剑桥大学成功研制出太赫兹量子级联激光器(Quantum cascade laser, QCL),为太赫兹探测提供稳定的辐射源;同年,英国牛津大学利用太赫兹成像技术实现对人体中隐藏匕首的检测^[5]。2006年,英国剑桥大学在会议上公布了用于太赫兹物质特性研究的 TSP Spectra 3000 型远红外傅里叶光谱仪^[6]。2009年,欧洲宇航局(ESA)和美国国家航天局(NASA)发射了太空望远镜 Herschel,在探测系统的运用上要比哈勃望远镜的探测效果更进一步^[7]。这些里程碑式的研究成果激起了世界对太赫兹探测技术的研究热潮。在太赫兹探测器方面,2005年,美国 MIT 的 Alan W. M. Lee 等利用 BAE 公司生产的氧化钒(VOx)焦平面探测器 SCC 500L 实现 2.52 THz 辐射下的连续波太赫兹透射成像^[8]。2008年,俄罗斯科学家实现了 VOx 太赫兹探测器室温探测与成像。

国内在太赫兹领域的起步比较晚,但太赫兹技术仍然备受国家机关,高等院校,科研机构和高科技企业的关注,投入了许多人力物力。在 2005 年的“香山科学会议”上,国内多位在太赫兹领域有显著影响力的科学家院士共同商讨我国 THz 技术领域的发展方向,制定了 THz 发展规划,极大地推动了我国 THz 技术的前进脚步^[9]。针对国际上在太赫兹领域所遇到的瓶颈问题,我国在太赫兹成像,太赫兹源,太赫兹探测器等理论和实验方面提出了自己的研究特色。目前,我国在太赫兹源方面取得了比较显著的科研成果。1996年,中科院上海微系统研究所和上海交通大学开始在太赫兹辐射与半导体微结构领域投入精力,研究其两者之间的相互作用规律,率先发现了 THz 辐照下的半导体输运平衡方程方法^[10,11]。中科院半导体所半导体材料科学重点实验室在量子级联激光器(QCL)上进行了大量的研究并成功研制出第一个室温以上激射 $3.5 \sim 3.7 \mu\text{m}$ 的应变补偿 InGaAs/InAlAs-QCL。中科院西安光学精密机械研究所利用光参量差频技术产生大功率的 THz 辐射。我国在 THz 应用也进行了相关研究,例如首都师范大学在基于飞

秒激光脉冲的 THz 波产生与探测、THz 光谱与成像系统技术上建成了专门用于 THz 波谱与成像研究的平台，并且随着 THz 科学技术的快速发展，THz 源、探测器和传输器件的成功研发，THz 技术将在各个领域得到广泛应用^[12]。

1.2 太赫兹波特性及其应用

太赫兹波处于电磁波谱中的特殊位置，它的长波段与毫米波（亚毫米波）相交叠，其发展主要依靠电子学科学技术，而它的短波段与红外线（远红外）相重合，其发展主要依靠光子学科学技术，所以太赫兹波处于电子学与光子学研究的过渡区域，经典理论与量子理论的交界处，是电磁波谱中认识相对不成熟的一个波段，因此也被称之为太赫兹空隙（THz Gap）^[13]。而与可见光，红外线，微波等电磁波相比，太赫兹电磁波具有许多独特的性质，包括：

- （1）瞬态性：0.1 THz-10 THz 的典型脉宽在 ps 量级，1 THz 对应脉宽为 1 ps；
- （2）低能性：太赫兹波光子能量只有 meV 量级，1 THz 的光子能量约为 0.4 meV，其辐射对生物无害，不会产生电离，使用比较安全；
- （3）相干性：THz 电磁波具有较高的时间和空间相干性，应用于 THz 时域光谱技术的相干测量技术；
- （4）穿透性：THz 波对例如陶瓷、脂肪、布料、木材、纸张等许多介电材料和具有良好的高穿透性，可以对可见光不透明物体进行 THz 成像；
- （5）惧水性：水分子等多数极性分子强烈吸收 THz 辐射；
- （6）光谱的特征吸收：大多极性大分子物质的振动和转动能级多位于 THz 频段；可用于研究物质成分，结构及其相互作用等特性。

太赫兹所具有的不同于其他波段的独特性质，使得 THz 技术在材料物理，生命科学，信息通信、天文探测、卫星遥感、安保、医疗成像等方面具有广阔的应用前景^[14-17]，成为目前科学界研究的热点^[18-20]。例如，如图 1.2 所示，美国、日本和欧洲各国均推出天文计划，其中比较出名的有 ALMA, Herschel 以及 SMA 等计划^[21]；又由于太赫兹波的穿透性和低能性，英美等国家已经研发出实用化的太赫兹成像设备，并开始在机场，地铁站等公共安全场合发挥作用，用于旅客和行李的安全检测。例如，美国的 Safeview 公司研制的 provision 有源主动太赫兹

成像系统和英国 Thurvision 公司研制的 T4000/T5000 的无源太赫兹成像系统已经实际应用到许多机场和地铁站等场合；太赫兹波段的频率比较高，其通信具有方向性好，安全性高，携带信息量大等特点，日本的 NTT 公司研制的 0.12 THz 无线通信技术，其传输速率达到了 10 G bit/s^[22]；太赫兹波段是许多生物大分子如 DNA、RNA 分子振动和转动能级的特征频谱波段，因此可以利用太赫兹频谱来研究这些生物大分子内部的分子作用来获取物质内部的复杂结构^[23, 24]。

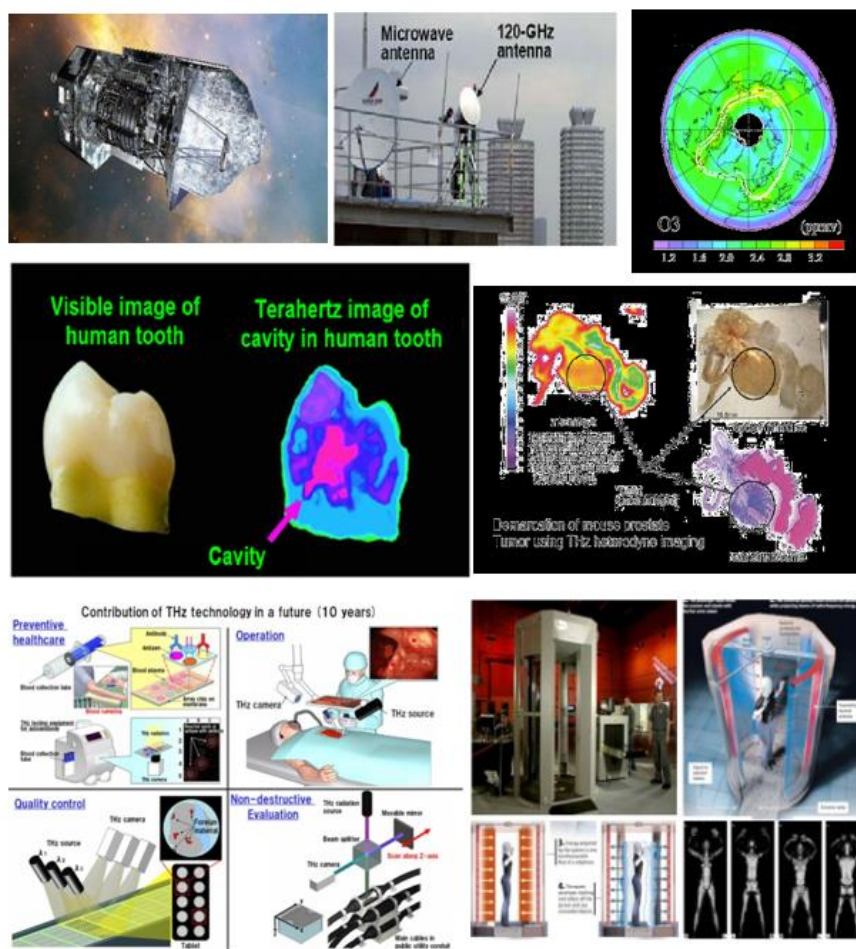


图 1.2 太赫兹天文、安保、通信以及生物医学等领域的应用^[21-24]

Figure 1.2 The applications of terahertz in astronomy, security, communications and biomedical

1.3 太赫兹探测技术

太赫兹探测是太赫兹科学技术中的基础研究之一，是太赫兹科学技术发展的重要环节。随着太赫兹科学技术的快速发展，太赫兹探测方法也取得了长足的进步。当前，太赫兹波谱范围内的所有辐射探测技术大致可以分为两类：非相干探

测(具有直接探测信号)和相干探测^[25]。非相干探测系统其仅允许信号幅度检测,并且通常是宽带探测系统;相干探测系统它不仅可以检测信号的幅度,还可以检测其相位^[26]。相干信号探测系统使用外差电路设计,因为到目前为止,对于高频辐射,还没有合适的放大器,所以探测到的信号被传输到更低的频率(1-30 GHz),在那里信号被低噪声放大器放大。基本上,这些系统是选择性的(窄带)探测系统。

1.3.1 直接探测

具有直接探测信号的探测器基本上用于紫外,可见,红外,亚毫米和毫米波段的光谱和技术视觉系统。太赫兹直接探测的原理如图 1.3 所示,探测器同时探测到信号功率 W_s 的和背景辐射功率 W_B ,同时使用具有聚焦作用的光学器件(透镜,反射镜,喇叭等)收集大面积的辐射信号,将信号聚焦到探测器上。通常在探测器之前放置一个光学滤波器,用来去除所需的信号波长之外的背景辐射信号。探测器探测到的小信号经过前置放大器放大,并且进一步处理生成的信号 I_s 。直接探测系统的优点是结构设计相对简单,易于器件阵列集成。大多数成像系统使用被动直接检测。

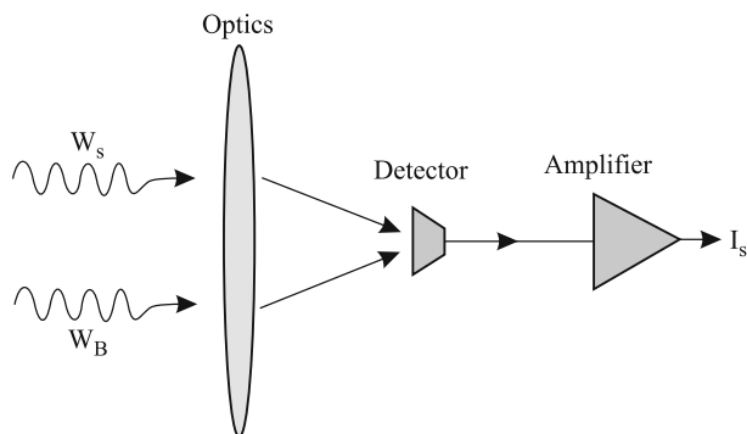


图 1.3 非相干探测(直接探测)原理示意图^[1]

Figure 1.3 Schematic diagram of non-coherent detection (direct detection)

1.3.2 相干探测(外差探测)

在外差探测器中通常利用外差混频系统将具有 THz 频率的信号变频到中频,入射辐射的幅度和相位不发生改变,从而对转变后得到的中频信号进行处理分析。外差探测系统的示意图如图 1.4 所示,信号功率 W_s ,背景 W_B 辐射功率和来自本

地振荡器产生的辐射功率 W_{LO} 一起被混频器接收, 经过混频处理信号变为中频信号($\nu_{IF} = \nu_s - \nu_{LO}$), 然后将信号进行探测分析处理。毫米或亚毫米外差探测器的核心元器件是混频器, 在这里任何非线性电子元器件都可以当作混频器使用, 但要考虑其噪声和器件的转换效率, 目前常用的混频器主要有肖特基混频器, 热电子测热辐射计及超导-绝缘-超导混频器等。同时还要根据实际情况选择合适的本地振荡器。

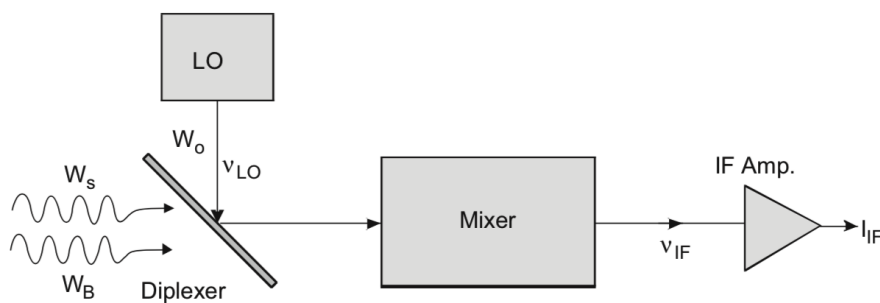


图 1.4 外差混频探测器的简化示意图^[27]

Figure 1.4 Simplified schematic diagram of a heterodyne mixing detector

由于本地振荡器可以加强中频信号功率, 所以外差探测可以检测到相对比较弱的 THz 信号, 所能探测的最小功率为 $W_{min} = \frac{h\nu}{\eta} \Delta f$, 单位为 W, 背景极限情况下的最优等效噪声功率 (NEP) 为 $NEP = \frac{W_{min}}{\Delta f} = \frac{h\nu}{\eta} (W/\sqrt{Hz})$ ^[28]。外差检测系统的主要优点是高频信号 ν_s 的频率和相位信息被转换为中频信号频率 ν_{IF} , 频率 ν_{IF} 处于比电子响应时间低得多的频段。如果信号 ν_s 和 LO 产生的频率相等, 则 $\nu_{IF} = 0$ 并且差拍音调退化为 DC, 这种检测过程称为零差转换。

1.4 太赫兹探测器

随着对太赫兹相关领域的不断深入研究, 包括太赫兹辐射源, 太赫兹探测器件和材料, 器件结构和制备工艺, 成像技术, 信号传输与处理技术等方面, 人们提出了更高的要求。由于太赫兹能量比较微弱, 太赫兹探测器不能收到太大噪声的干扰, 所以传统的太赫兹探测器需要在低温下工作, 这些不利因素导致了传统的太赫兹探测器存在着结构复杂、体积大、加工难度大、高成本等缺点, 限制了探测器件研究的深入开展。所以, 寻找高效的探测材料, 研制简易的器件结构、减小器件体积、降低加工成本, 是太赫兹探测器发展的重要趋势。不需要超低温

冷却的室温太赫兹探测器已成为太赫兹技术领域的研究热点。

太赫兹探测器是太赫兹应用的一种关键部件,其中电信号的产生是由入射的弱太赫兹电磁波引起的。不需要处理高电功率的太赫兹探测器相对容易制备。然而,在太赫兹探测器研究中也遇到了与类似于太赫兹发射器中发现的物理限制现象。所以仍然需要开发具有高频灵敏度的太赫兹探测器,尤其是室温应用的太赫兹探测器。根据不同的探测机制,可以将太赫兹探测器分为几类。

1.4.1 测热辐射计

测辐射热计 (Bolometers) 通过随温度变化的电阻器来探测辐射信号,其阻值可以通过入射电磁波 (THz) 的微小功率敏感地改变。^[29]作为一个例子,在这里给出一个液氦制冷硅基测辐射热计的器件实物和传感机理,分别如图 1.5 (a)和 (b)所示,其中关键元件是硅桥,其阻值是温度的敏感函数。而为了将入射电磁波的能量转换成能被硅桥感测的热量,通常将薄金属层制成的吸收器连接到硅桥。任何辐射到吸收器上的能量都会使硅桥的温度升高到高于热储的温度 (液氦温度)。温度变化与入射功率成正比例关系,并且与硅桥 (包括吸收器) 的热容量以及桥和热储之间的热导率成反比。通过测量电阻器阻值的变化可以检测到微小的温度变化,在这里测辐射热计固有热时间常数等于热容与热导的比值。

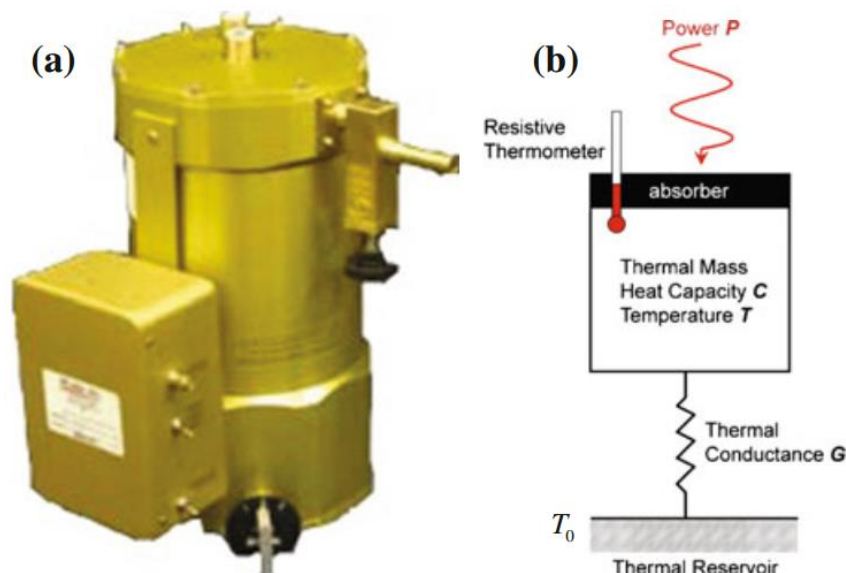


图 1.5 测热辐射计 (a) 液氦制冷硅基测辐射热计实物图; (b) 传感机理示意图^[30]

Figure 1.5 The Bolometers (a) The photo of Liquid helium-cooled silicon-based bolometer;
(b) Schematic diagram of sensing mechanism

测辐射热计通常在低温 ($<10\text{ K}$) 下运行工作, 所以它们可以实现高灵敏度和整个太赫兹频率范围 ($0.1\text{-}30\text{ THz}$) 的宽带探测。经过 70 多年的研究, 探测器件的性能得到了显著的改善, 噪声等效功率 (NEP) 从 $10^{-11}\text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ 降至 $10^{-20}\text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$, 响应度通常高于 $1\times 10^7\text{ V/W}$, 而阵列器件比原来制造的阵列大 4 倍。^[1]但是这种热敏感探测器的缺点是它的响应速度比较慢, 复位时间和响应时间大约为几十毫秒, 并不利于高速成像和通信。测辐射热计使用半导体或超导体元件, 可显着提高灵敏度, 截至目前, 已经制备出了临边探测器 (TES) 测辐射热计, 比普通测辐射热计更快的响应时间^[31]。然而测辐射热计 (甚至 TES) 都还有一个缺点, 即它们的体积比较大, 因为它们包含必要的低温冷却系统, 这不利于集成化应用。

并非所有测辐射热计都需要低温下工作, 有些测辐射热计即使在室温下也能高灵敏度工作。比如微测辐射热计 (microbolometer) 就是其中一种, 其器件结构如图 1.6 所示, 微测辐射热计由若干元件制成, 包括吸收材料, 处于吸收薄膜和衬底上的反射镜子之间的谐振腔, 两个电极, 反射镜和读出电路 (ROIC) 基板。

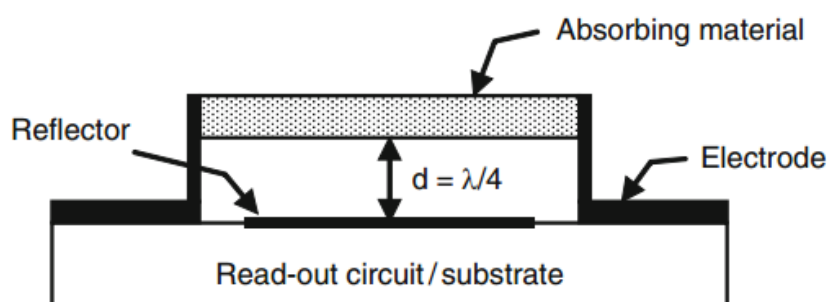


图 1.6 微测辐射热计结构示意图^[3]

Figure 1.6 Concept image of a microbolometer

吸收材料通常是由非晶 Si 或氧化钒 (VO_x) 制成的薄膜, 其厚度为数十至数百纳米。吸收薄膜仅吸收一部分入射光, 而在膜的下侧和位于衬底顶部的反射镜能够形成共振腔, 这样可以增强对入射光的吸收^[3]。共振腔的尺寸取决于将微测辐射热计所需探测的入射光频率, 谐振腔的厚度 d 一般设置为 $\lambda/4$ 和 $\lambda/2$ 的大小, 具有对光的选择性, 并且有时用介电材料填充以提高器件的响应^[32]。微测辐射热计是一种理想的技术, 由于它结构简单, 易于操作, 稳定可靠, 在室温下具有高灵敏度, 制备成本低, 并且易于与硅基集成电路兼容, 有利于制备高质量太赫兹焦平面阵列器件^[33]。

微测辐射热计在商业化的 THz 高密度焦平面阵列探测器中得到了广泛的应用，日本的 NEC，加拿大的 INO 和法国 CEALETI 公司利用微测辐射热计的特性来设计的高性能阵列探测器已经得到商业化的使用，器件的 NEP 值从 10 pW 到数百 pW，而 NEC 器件的 NEP 值最低^[34]。NEC 是第一家通过改变吸收层薄层电阻，优化器件对不同 THz 频率的吸收。CEALETI 通过在其微测辐射热计上添加天线来优化技术，以进一步增强对太赫兹信号的检测。通过天线集成设计，LETI 的响应率达到了 5-14 MV/W；虽然微测辐射热计通常设计用于 8-14 微米的红外探测，但 NEC，INO 和 CEALETI 公司已经实现了从 1 到 7 THz 之间的太赫兹频率探测^[34]。

另外两种室温测辐射热计分别是 Golay 探测器和热释电探测器。Golay 探测器由用于接收辐射的入射窗口，充满气体的腔体，能够随温度改变形状的柔性薄膜等传感元件和电路部分组成，其商用器件的实物图和器件结构示意图如图 1.7 所示。Golay 探测器是通过光声效应实现对太赫兹光的探测的，当调制过的太赫兹光通过窗口进入腔体时，膜吸收的能量加热腔体中气体，气体膨胀并且使膜变形，膜的变形可以作为气体腔吸收的太赫兹入射光的能量直接度量；然后，离开腔体后的光的偏振是与进入腔体的入射功率相关联的；所以可以通过检测来自膜的偏转光来探测入射的太赫兹光^[30]。Golay 探测器在室温下具有相对高的灵敏度，并且在 0.1-30 THz 的宽频范围内具有非常平坦的响应，响应率和 NEP 分别约为 10^5 V/W 和 10^{-10} W/ $\sqrt{\text{Hz}}$ 。Golay 探测器的响应速度取决于腔体的热容量和热传导率，Golay 探测器属于热敏慢速探测器，响应时间约为几十毫秒。

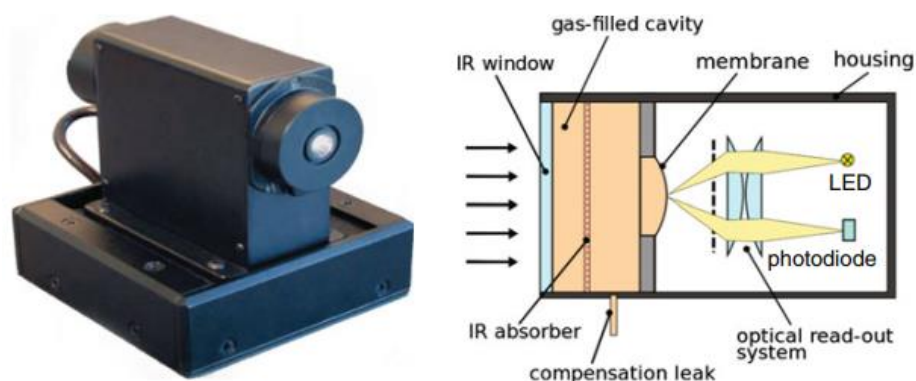


图 1.7 Golay 探测器实物以及器件结构示意图^[30]

Figure 1.7 The photo and the schematic diagram of the Golay cell detector

热释电探测器是一种依赖于热释电效应的热电传感器，主要利用了热释电体的自发极化随温度变化而变化的特性制备而成^[30]。热释电探测器的实物和结构示意图如图 1.8 所示，探测器的关键元件是电容器形式的热电薄膜，为了接收入射的太赫兹电磁波，在电容器的一个板上沉积吸收膜。在太赫兹波入射时，温度的升高引起极化并因此产生新的感应电容。通过在恒定偏置电压的条件下测量电容或感应充/放电流，可以推导出入射光功率。必须注意的是，只有调制过的辐射能产生信号，因此需要使用脉冲或机械斩波的太赫兹源并滤除背景辐射。热释电的响应时间慢于 10 ms，因此调制频率应低于 100 Hz。由于热释电探测器对热现象起作用，因此它们同样具有 0.1-30 THz 的非常宽的光谱响应，也并不像半导体探测器那样需要制冷。300 K 温度下响应度通常高于 10^5 V/W，NEP 可低至 4×10^{-10} W/ $\sqrt{\text{Hz}}$ 。

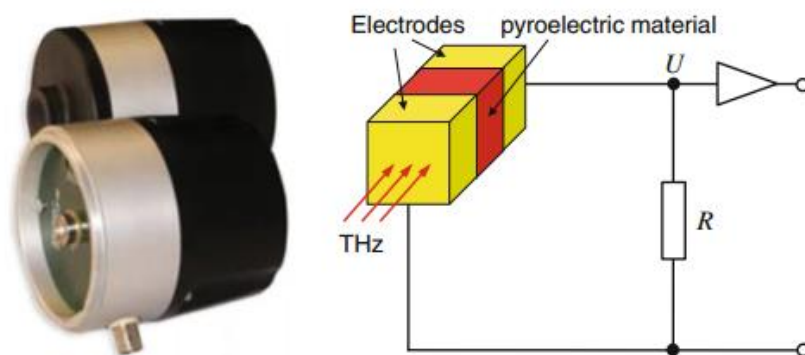


图 1.8 热释电探测器实物以及器件结构示意图^[30]

Figure 1.8 The photo and the schematic diagram of the pyroelectric detector

1.4.2 肖特基势垒二极管探测器

肖特基势垒二极管 (Schottky barrier diodes, SBD) 是太赫兹探测技术的基本组成要素之一，它们既可用于直接探测，也可用作外差接收器混频器中的非线性元件，工作温度范围为 4-300 K。肖特基势垒二极管探测器依靠其自身的非线性 I-V 特性（电流随偏置电压呈指数增加）对入射的太赫兹电磁波进行整流^[35]。如图 1.9 所示的是由 Virginia Diode Inc. 生产的 GaAs 肖特基势垒二极管的实物图和原理示意图，SBD 具有 p-n 结，其中肖特基结由阳极（金属）和阴极（通常是 n 型半导体）构成。其中金属与 n 型 GaAs 接触的位置称为肖特基结。在这种肖特基接触中，最终会得到一个肖特基势垒，这是一种电子被限制的势垒，除非在足

够高的能量状态下才能够逃逸。电子通过热电子发射传输方式从一个区域穿过一个区域到另一个区域，已发现这种方法比通过势垒扩散更有效^[1]。如图 1.8(c) 所示，零偏置电压下 SBD 能够灵敏地探测到太赫兹波，SBD 具有相对简单的制造工艺，通常具有高响应速度，并且是唯一可以在零偏置下工作的二极管。正是这种零偏置使得 SBD 对 THz 波能够灵敏探测。SBD 的截止频率由其结电阻和电容决定。为了减小电容，通过制造金属阳极以及采用诸如石英等低介电衬底来薄化或者替换 GaAs 衬底，使高介电常数的 GaAs 的影响最小化，还可以通过改善肖特基势垒使二极管的电阻最小化。典型 GaAs SBD 探测器的截止频率大于 1 THz，SBD 探测器在 0.7 THz 以下的频率下提供 10 pW/√Hz 的 NEP；相应的响应率约为 10³ V/W。在太赫兹波的频率高于 0.7 THz 时，SBD 的响应率下降到 10² V/W 的量级，NEP 约为 40 pW/√Hz^[30]。

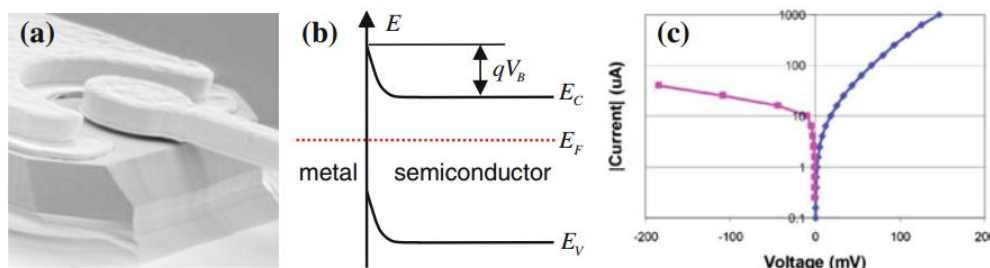


图 1.9 (a) SBD 探测器实物图 (b) 器件机理示意图 (c) 零偏压 I-V 特性^[30]

Figure 1.9 (a) Schottky diode detector; (b) The energy band structure of the Schottky barrier; (c) Typical I – V characteristics.

1.4.3 太赫兹场效应晶体管探测器

太赫兹场效应晶体管探测器是一种新型的固态电子/等离子体太赫兹探测器。基于等离子体波的探测机理，M.I. Dyakonov 和 M.S. Shur 第一次提出了太赫兹 FET 探测器^[36]。等离子体波为实现室温太赫兹探测提供了一种新方法。太赫兹场效应晶体管探测器的器件结构和原理如图 1.10 所示。等离子体基频 ω_0 为：

$$\omega_0 = \frac{\pi}{2L} \sqrt{\frac{e(V_g - V_{th})}{m^*}} \quad (1.1)$$

其中 L 是栅极长度， V_g 是栅极电压， V_{th} 是阈值电压， m^* 是有效电子质量。当太赫兹辐射被注入栅极和源极之间的电子沟道时，载流子密度和栅极下的载流子漂移速度同时被入射的太赫兹电场调制。结果，门控电子通道中的太赫兹场的零差混合（自混合）引起直流光电流。当等离子体波在门控通道中共振或

非共振激发时，会发生零差混合效应。对于具有高电子迁移率的场效应通道，例如在 III-V 异质结构中或在低温温度下，被激发的等离子体波可以从源极传输到漏极，导致等离子体波的共振探测。通过称为互补金属氧化物半导体（CMOS）的工艺，场效应晶体管（FET）很有希望实现在焦平面阵列上的 THz 成像，预计响应率和 NEP 将超过 SBD。响应速度受 FET 截止频率的限制，可以达到 GHz 级。而与辐射热测量计相比，CMOS FETS 具有更高的 NEP；然而，它们在室温下操作，制造简单，并且具有更快的响应时间。

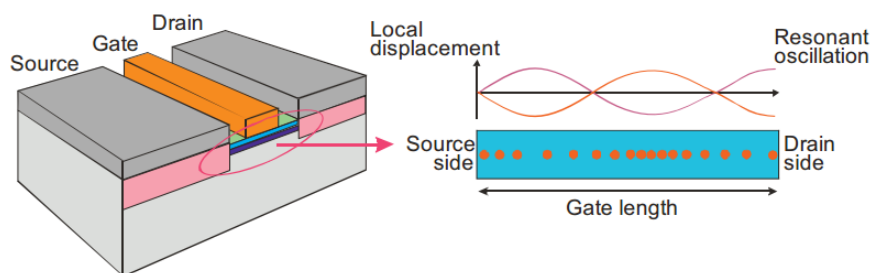


图 1.10 场效应太赫兹器件结构与原理示意图^[30]

Fig. 1.10 The schematic diagram and the principle diagram of the field-effect terahertz detector

1.5 本文的研究内容与意义

近年来，THz 由于其波段的特殊性质已经成为国内外的研究热点，而 THz 探测是太赫兹物理及其应用领域的重要基础研究内容，THz 探测技术在成像、遥感、安检、生物医学和通信等领域的日益发展对太赫兹探测器性能提出了更高要求。室温工作、快速响应、灵敏度高，便于大规模阵列集成的太赫兹探测器是目前太赫兹领域亟需发展的方向。本文围绕课题组提出的新型能量诱导势阱（EIW）光电导机制以及绝缘层上硅（Silicon-on-insulator, SOI）材料，对硅基可室温工作的高灵敏太赫兹探测器进行了实验探究。本论文的主要结构安排如下：

首先第一章的绪论中介绍了太赫兹波的独特性质以及在天文，安保，通信以及生物医疗等领域的应用，接着我们还介绍几种常见太赫兹波探测器以及直接探测和外差探测技术。

第二章主要对目前发展起来的太赫兹探测机理和研究现状做了简单总结，讨论了基于光电导效应和光伏效应的两种主要类型的光子探测机制，热辐射效应以及等离子体波探测机理，在此基础之上解释了课题组之前提出的电磁诱导势阱探测

机理，并对机理产生器件的响应率做了相关理论推导。

第三章主要是基于 EIW 探测机理的高灵敏度硅基探测器的研究，包括响应率理论值的推算，器件制备的工艺研究，器件测试系统的搭建，器件响应率，等效噪声功率以及响应时间等相关性能的特征，并进行了机理的分析等几个方面。

第四章主要是基于锰钴镍氧(MCNO)材料提出了一种增强器件光吸收的介质-金属-介质吸收结构，并完成红外热敏器件的制备，对材料的特性和器件的相关性能进行表征，对有吸收结构和无吸收结构的器件进行对比分析。

第五章总结了本论文的主要研究内容和研究结果，以及一些本文未能解决的潜在问题，同时在潜在的问题前提下规划了未来的研究方向，并展望了未来应用前景。

第2章 太赫兹辐射探测机理

探测器主要用来探测微弱光信号的存在以及测量信号的强弱,而将光信号转换电信号的方式主要有光子探测和热探测两种^[37]。光电探测器作为光电子技术的核心元器件之一,由于其高度灵敏、探测率高、体积小功耗低等优点,被广泛应用于安防检测^[14],生物医学成像^[38],光通信^[16,39],遥感成像^[40-42]等方方面面,随着高性能材料的更多发现、集成技术和大规模生产的快速进步,光电探测不断向高性能化,多功能化,集成化的方向发展^[43,44]。所以,许多的科研工作者不断提出新的概念,发现新材料,摸索新的器件结构和制备工艺来促进光电器件的进步与发展。以下将介绍到目前的太赫兹探测机理以及引出课题组提出的新型电磁诱导势阱探测机理。

2.1 基于光子效应的太赫兹探测

半导体光电探测是探测器中比较灵敏的一类,探测率很高,一个能量足够的光子被光电探测器材料吸收后引起电子跃迁,从而引起材料的电导的变化或产生电压,通常,在这里的光子能量 E 必须大于某一个阈值。光激发可以导致电子的跃迁,主要有如图 2.1 所示的三种跃迁方式,分别为本征激发(带间跃迁),非本征激发(杂质带跃迁)以及自由载流子吸收(带内跃迁)。半导体材料吸收光子能量转化为电子空穴对,实现对入射光的探测,由于涉及到光子的能量与半导体的能量带隙,入射光的波长需要小于探测器件的截止频率,这使得光电探测具有较强的频率选择性^[45]。这里主要介绍光电导型和光生伏特型两种光电探测机理。

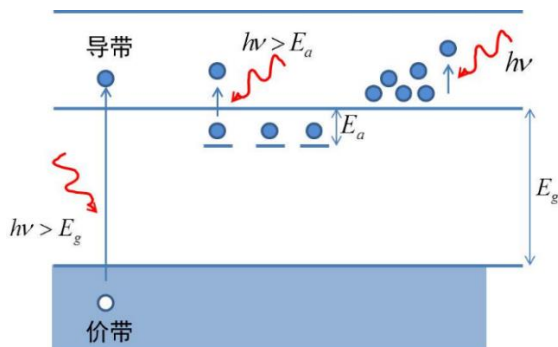


图 2.1 半导体材料的电子跃迁方式

Figure 2.1 Electronic transition mode of semiconductor materials

2.1.1 光电导效应

光电导型探测器是光电探测器中最简单的一类,其基本原理基于半导体材料的本征激发过程,能量高于半导体材料的禁带宽度的光子被材料吸收后产生非平衡电子-空穴对,载流子浓度的增大从而导致材料的电导发生变化,光信号转变为了电信号,通过检测电极两端的电信号可以实现对入射光的探测。其探测原理如图 2.2 所示,一个长为 L , 宽为 W , 厚度为 t 的半导体样品,样品本身的电阻为 R ,串联一个负载电阻 R_L 以及电压源 V_0 , 假设功率为 ϕ 的光均匀垂直照射到半导体材料上,样品的电导率增大,其电阻也会减小为 $R+\Delta R$ (ΔR 为负值),则半导体两端的电势差为: $V = -\frac{V_0 R_L R}{(R+R_L)^2} \frac{\Delta R}{R}$, 在实验测量中通常把入射光调制成正弦波, V 就是测量得到的交变电压值, 由于 $R = -\frac{1}{R_0} \frac{1}{W}$, 如果我们令 $R_L=R$, 上式则变为^[45]:

$$V = -\frac{V_0}{4} \frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} \quad (2.1)$$

因此,在光电导探测中,往往需要考虑的不是光照引起的电导率变化 $\Delta\sigma$, 而是考虑电导率的增加 $\Delta\sigma$ 与无光照时的电导率 σ_0 之比。

半导体导带中的电子和价带中的空穴在无光照时的载流子浓度分别为 n_0 和 p_0 , 其在电场作用下的迁移分别为 μ_n 和 μ_p , 则无光照时的电导率为:

$$\sigma_0 = e(n_0\mu_n + p_0\mu_p) \quad (2.2)$$

在均匀的光照下, 半导体内部将产生一均匀的稳定的电子浓度 Δn 和空穴浓度 Δp , 对于本征光电导来说, $\Delta n = \Delta p$, 则光照引起的光电导率变化为:

$$\Delta\sigma = e(\mu_n + \mu_p) \Delta p \quad (2.3)$$

光在进入半导体表面后, 由于存在吸收的过程, 其功率按照指数衰减, 光照使得不断产生光生载流子, 在载流子寿命 τ 内参与导电, 假设进入样品的光子数均匀分配在体内的浓度为 ϕ , 一个光子激发后产生一个电子和一个空穴, 则电子和空穴的产生率也为 ϕ 此时有:

$$\Delta p = \phi\tau \text{ 或者 } \Delta n = \phi\tau \quad (2.4)$$

而假设量子效率 η 为 1 的情况下, 光生载流子的产生率为:

$$\phi = \frac{\eta\phi(1-\gamma)}{h\nu L W t} \quad (2.5)$$

其中, ν 为入射光的频率, ϕ 为入射光功率, γ 为样品表面的反射率, 则有:

$$\Delta p = \Delta n = \frac{\eta \phi (1-\gamma) \tau}{h \nu L W t} \quad (2.6)$$

$$\Delta \sigma = e (\mu_n + \mu_p) \frac{\eta \phi (1-\gamma) \tau}{h \nu L W t} \quad (2.7)$$

所以通过以上的式子可以得到光电导的输出信号为:

$$V = -\frac{V_0}{4} \frac{1}{W L t} \frac{\eta \phi (1-\gamma) \tau}{h \nu} \frac{\mu_n + \mu_p}{n_0 \mu_n + p_0 \mu_p} \quad (2.8)$$

上式中的各量都是材料的参量, 通常我们把输出电压与输入光功率的比值作为光电导的响应率。目前基于光电导效应的有本征光电导探测器, 非本征光电导探测器以及自由载流子光电导探测器。非本征和本征探测器的区别在于前者的吸收系数较低, 并且需要在低温工作; 而自由载流子光电导探测器与一般光电导探测器的不同在于它吸收光子后并不引起载流子数目的变化, 而是导致了载流子迁移率的变化^[46]。

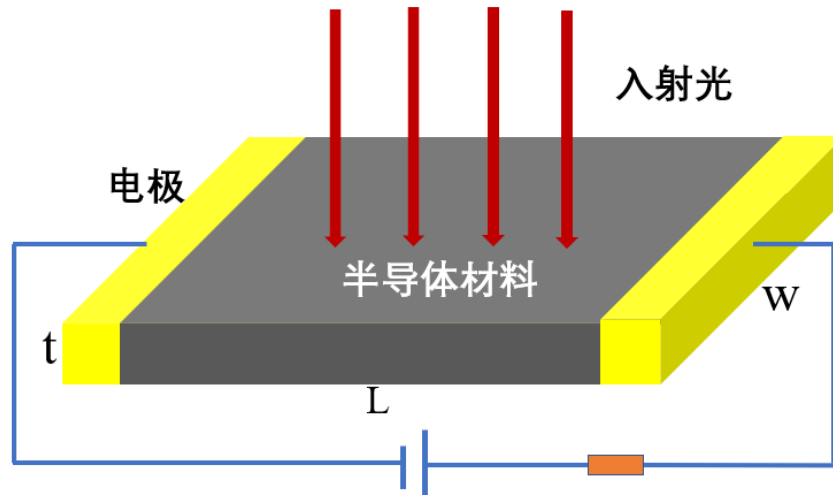


图 2.2 光电导器件探测原理

Figure 2.2 Photoconductive device detection principle

2.1.2 光伏效应

光伏型探测器比一般的光电导探测器具有更快的响应速度, 有利于高速检测以及有利于排成二维面阵, 不仅可以用于直接探测, 还可以适用于外差接收。其主要部分为一个 P-N 结二极管, 如图 2.3 所示, 在接受波长比截止波长短的光辐射时产生电子-空穴对, 这里可以分为两种情况: 一是当光吸收发生在空间电荷区, 电子-空穴对立刻会被强电场分离到电极两端并将在外电路中产生光电流; 二

是当吸收发生在 N 型区或者 P 型区到结的扩散长度内, 则电子-空穴对首先扩散到空间电荷区, 然后才被电场分离并产生光电流^[45]。如图 b 所示为二极管在有光照和无光照情况下器件的 I-V 特性, 假设信号辐射通量为 ϕ_s , 则光电流为:

$$I = \eta q \phi_s, \quad (2.9)$$

其中 η 为量子效率, 由于器件表面反射和表面复合损失, 以及在扩散过程中发生的载流子复合损失, 器件的量子效率 η 通常小于 1。对于入射光子产生的过剩少数载流子浓度远小于多数载流子浓度的情况, 量子效率 η 通常与信号辐射通量 ϕ 无关, 则光电流与 ϕ 成一个线性关系。

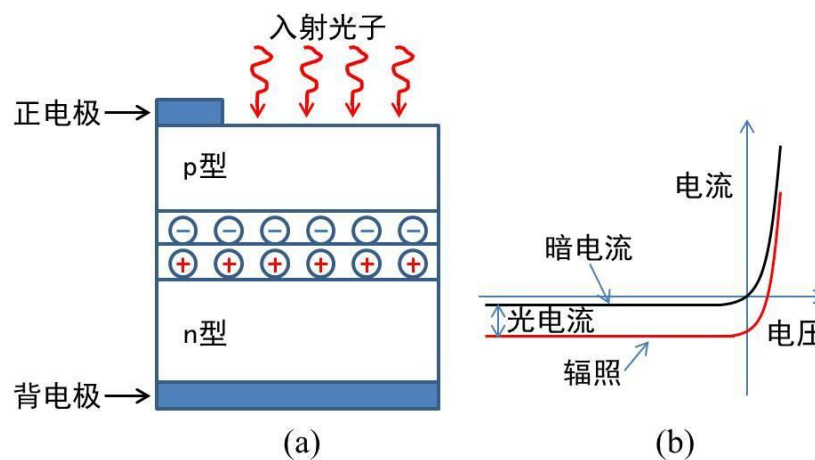


图 2.3 (a) P-N 结光伏器件结构示意图 (b) P-N 结在有无光照下的 I-V

Figure 2.3 (a) Schematic diagram of P-N junction photovoltaic device (b) I-V of P-N junction in the presence or absence of illumination

2.2 基于光热效应的太赫兹探测

自然界中的物体无时无刻不在产生红外辐射, 因此人们就考虑测量红外辐射来实现对辐射源的探测。与基于光子效应的探测不同的是, 热探测器一般是基于红外辐射的热效应实现对目标物体的探测, 而且很多工作在红外波段的热探测器也可以应用于太赫兹波段。其基本工作原理为入射辐射被热敏材料吸收后导致材料温度发生改变, 进而改变热敏材料的某些物理特性(例如阻值、介电常数等), 可以通过测量这些物理特性的变化来探测入射辐射源^[47]。热探测工作在室温条件下, 虽然灵敏度低, 响应一般比较慢(响应时间为毫秒级别), 但使用方便, 简单操作。根据器件的工作方式可以将热探测器分为几类: 例如测辐射热计、热释

电探测器、温差热电堆以及高莱管等。

热探测器的器件结构如图 2.4 所示, 传感元器件由吸收层和热敏材料组成, 绝热支撑柱将其与衬底隔开, 绝热支撑柱一方面可以杜绝传感器部分的热传导, 另一方面可以实现必要的支撑和电学连接; 影响热探测器的性能的主要参数是传感器的热容 C_{th} , 绝热支撑柱的热传导 G_{th} 以及热敏材料的温度系数, 其中温度系数表示热敏感材料温度变化时导致的物理特性的变化率, 这个值越大越好; 热探测器的响应率与温度系数成正比, 与 G_{th} 成反比, 因此 G_{th} 越小, 响应率越高, 然而热探测的响应时间 $\tau = C_{th}/G_{th}$, 如果过分降低了 G_{th} 的值, 可能会导致热响应时间过长^[47]。因此对于热探测的设计要综合考虑 C_{th} 和 G_{th} 。下面简单介绍几种典型太赫兹热探测器的基本特性。热释电探测器: 太赫兹辐射到热敏材料上被吸收后引起的温度变化导致了材料的介电常数发生改变, 在器件的上下电极之间产生堆积电荷, 形成电势差, 通过测量电势差获得辐射信息。一般用作热释电探测器的热敏材料有 LiNbO_3 、 LiTaO_3 、DLARGS 等, 是红外波段常见的非制冷探测器, 可在室温工作, 具有宽波段探测性, 虽然时间常数大, 但实用廉价; 半导体测热辐射计: 太赫兹辐射在热敏材料上, 温度变化引起材料阻值的变化, 通过测量材料阻值的变化实现对辐射信息的探测, 常用的测热辐射计常用的热敏材料为 VOx 、Bi、Nb、Ti、Si 等, 工作波段可覆盖 40-3000 μm , Si 材料的测热辐射计需要制冷, 性能比较优异, 其他几种材料的可以常温工作, 性能上要差一些; 热电子辐射热计: 与其它测辐射热计不同, 热电子辐射热计中, 光子是被自由载流子吸收而不是被晶格吸收, 导致电子迁移率发生改变从而进一步引起材料的电导率发生改变, 所以热电子辐射热计的响应速度很快, 其主要基于 InSb 半导体材料以及 YBCuO 超导材料, 由于其非线性的 I-V 特性和响应速度快的特点, 热电子辐射热计常被用于外差探测; 高莱管: 是一种利用气体膨胀原理制冷的气动型探测器, 可室温工作但是响应速度较慢, 在实际中应用较少, 但其波段响应比较平滑稳定, 也常常被用来功率定标。

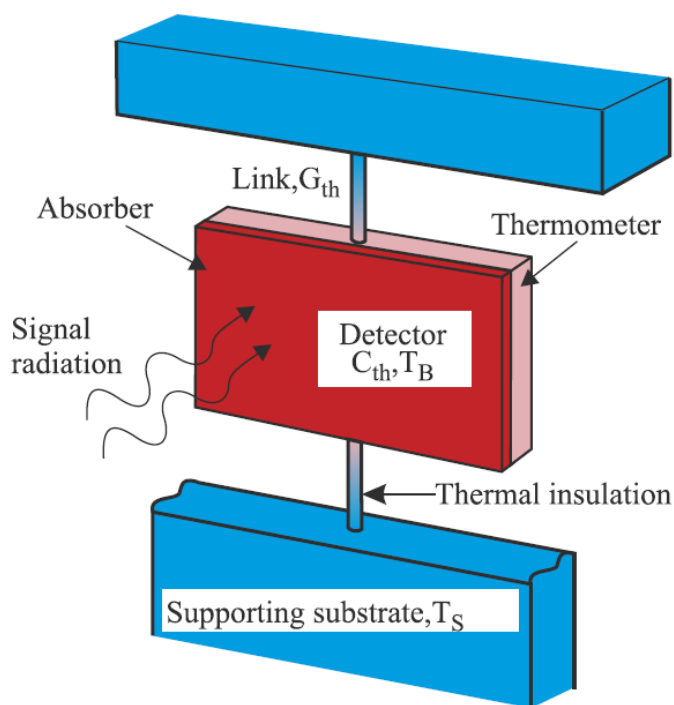


图 2.4 热探测器的基本原理示意图

Figure 2.4 Schematic diagram of thermal detector

2.3 基于等离子体波的太赫兹探测

物质存在固、液、气三种状态，而等离子体可以称之为物质的第四态，是由大量的带电粒子组成，这些带电粒子既相互独立又作为基本粒子组成等离子体。等离子体中存在着振荡行为，而等离子体的波动行为则被称之为等离子体波。

等离子体波是电子密度在时间和空间上的振荡，在纳米级场效应管(FET)中,典型的等离子体频率正好位于太赫兹频率范围内，且不包括任何量子跃迁。因此，可以利用等离子体波激发来探测太赫兹波^[34]。20 世纪 90 年代早期开始利用 FET 进行太赫兹探测，Dyakonov 和 Shur 的研究表明，具有电子浓度高的不对称 FET 沟道中的稳定电流会导致不稳定的等离子体波产生^[36]。

在等离子体波物理理论模型中,纳米尺度 FET(通常为 MOSFET 和 HEMT)沟道中的电子被认为是二维电子气体，使得可以在行为本质上将等离子体视为流体，由于泡利原理，即使没有外部摩擦，电子对碰撞不会使二维电子气降解^[36]。通过将 2D 电子气被视为流体，Dyakonov 和 Shur 用欧拉公式定义了电

子运动方程:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{q}{m} \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{v}{\tau} = 0 \quad (2.10)$$

其中 U 是沟道中的纵向电场, 单位为 V , v 是局部电子速度, 单位为 m/s , m 是电子质量, 约为 $9.11 \times 10^{-31} \text{ kg}$, x 是 FET 沟道中的位置, 单位为 m , τ 是弛豫时间, 单位为 s 。在求解该等式时, Dyakonov 和 Shur 使用渐进通道近似作为边界条件, 沟道内电势的变化远大于栅区到沟道的距离时, 其连续性方程可以写成:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial(Uv)}{\partial x} = 0 \quad (2.11)$$

为了进一步评估等离子体流体关系, 确定电子碰撞之间的平均自由时间:

$$T_r = \frac{\mu_e m_e^*}{q} \quad (2.12)$$

其中 m_e^* 是硅中的有效电子质量, 大约为 0.19 个电子质量 ($0.19 \times 9.11 \times 10^{-31} \text{ kg}$)。

通过对 Dyakonov 和 Shur 模型的求解, 可以发现等离子体波在其中是以线性色散关系存在的:

$$\text{在栅区有: } \omega_p = sk = k \left[\frac{q(V_g - V_{th})}{m^*} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.13)$$

$$\text{在本征区有: } \omega_p = \left[\frac{qN}{m^*} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.14)$$

$$\text{在无栅区, } \omega_p = \left[\frac{q^2 N k}{2m^*} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.15)$$

$$s \text{ 是等离子体的波速, } s = \sqrt{n_0 e^2 h / m \epsilon} \quad (2.16)$$

等离子体波速以远大于二维电子在场效应管中的漂移速度运动, 这就是为什么等离子体波的传播开辟了场效应管应用的一个新的领域, 它比传统的渡越时间受限的应用具有更高的频率响应, 可用于共振 (固定探测波长) 和非共振 (宽带) THz 波探测, 并可通过改变栅压来直接调节。在某个条件下, 场效应管中的等离子体波能被直流电流所激发, 且场效应管可被用作范围的振荡器, 所以非线性的等离子体波可被用作探测器, 混频器以及倍频器。现用多种材料 Si, GaAs/AlGaAs, InGaP/InGaAs/GaAs, GaN/AlGaN 以及石墨烯等新型材料来制造场效应晶体管 (包括 HEMT, MOSFET)^[48-50]。

2.4 基于光电导性的电磁诱导势阱探测机理

作为在电磁波谱中处于微波和红外之间的波段，太赫兹波的低光子能量特性导致其难以被探测，在微波波段，人们通常利用电偶极矩震荡等电子学方式对信号进行探测；而在红外波段，基于光电效应的光电子学方式则较为常见。目前来看，传统的光子探测和热探测难以高效扩展到远红外以及太赫兹波段，为此课题组提出了新型电磁诱导势阱（EIW）理论模型，其原理是当光子能量远小于半导体禁带宽度的入射辐射到 MSM 结构上的敏感元区时，半导体材料会诱导产生势阱，在施加偏置电场的情况下，金属电极中的电子被扫进并束缚在势阱中，金属电极中的电子将被交换到半导体材料中并被捕获在诱导势阱（EIW）中，半导体中载流子浓度的变化会使得材料的电导率随之发生变化，此时通过检测器件两端的电压信号实现在光子能量远小于半导体禁带宽度情况下的光信号到电信号的转换^[51,52]。下面将对这一模型的理论公式进行推导，并基于这些公式，推导器件的理论响应率表达式。

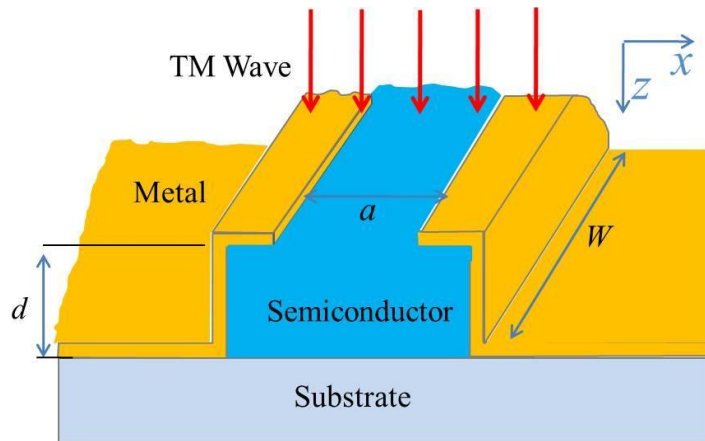


图 2.5 金属-半导体-金属结构示意图^[51]

Figure 2.5 Schematic picture of the Metal-Semiconductor-Metal structure.

考虑如 2.5 所示的金属-半导体-金属(MSM)结构，其中器件敏感元的长度为 a ，宽度为 w ；半导体材料的厚度为 d ；入射辐射为 TM 模式的电磁波。从电场理论出发，在电场作用下 TM 电磁波的表现形式为：

$$E(x, y, t) = (E_x \hat{x} + E_y \hat{y} + E_z \hat{z}) e^{i(kz - \omega t)} \quad (2.17)$$

$$B(x, y, t) = (B_x \hat{x} + B_y \hat{y} + B_z \hat{z}) e^{i(kz - \omega t)} \quad (2.18)$$

对于 TM 偏振的电磁波， E_x 、 B_x 和 B_z 均为零，当其照射在如上所示的 MSM 结构上时，半导体材料中将会产生对称和反对称两种模式的电场分布，根据 EIW

模型，其中只有反对称模式将会对半导体材料中电荷密度的改变产生贡献。反对称电场在 x 方向的分量可以表示为如下形式：

$$E_x = E_1 \sin(k_x x) \quad (2.19)$$

根据电场 E 与电势 φ 的关系 $E = -\nabla\varphi$ 可知，上述 x 方向的反对称电场将导致产生一个对称的电势分布：

$$\varphi = \varphi_1 \cos(k_x x) e^{i(k_z z - \omega t)} + C \quad (2.20)$$

在本文中，只考虑 x 方向的一阶倒格矢：

$$k_x = \frac{\pi}{a}$$

于是上式可以表示为：

$$\varphi = \varphi_1 \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right) e^{i(k_z z - \omega t)} + C \quad (2.21)$$

根据达朗贝尔方程：

$$\nabla^2 \varphi - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (2.22)$$

其中 ε_0 和 μ_0 分别是真空介电常数和真空磁导率。利用这一方程，我们可以通过电势分布求解电荷密度分布：

$$\rho = \varphi_1 \varepsilon_0 \left[\left(\frac{\pi}{a} \right)^2 - k_0^2 \right] \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right) \exp\left(-z\sqrt{\varepsilon_r} \sqrt{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 - k_0^2}\right) \exp(-i\omega t) \quad (2.23)$$

将上式在时间 t ，坐标 x 和 z 上积分可得：

$$\bar{\rho} = -\frac{4\varphi_1 \varepsilon_0}{\pi^3 a \sqrt{\varepsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 - k_0^2} \left[1 - \exp\left(-d\sqrt{\varepsilon_r} \sqrt{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 - k_0^2}\right) \right] \quad (2.24)$$

又因为：

$$\bar{\rho}_e = \Delta n \cdot (-q) \quad (2.25)$$

可以得知，半导体材料中由于过剩电子被诱导产生的势阱束缚而导致的电子浓度改变为：

$$\Delta n = \frac{4\varepsilon_0 a E_1}{\pi^3 q d \sqrt{\varepsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 - k_0^2} \left[1 - \exp\left(-d\sqrt{\varepsilon_r} \sqrt{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 - k_0^2}\right) \right] \quad (2.26)$$

对于被金属-半导体-金属结构接收的一束电子流辐射 ϕ_s ，其电场强度 E_0 和功率 P 可以分别表示为：

$$E_0 = \frac{\phi_s h c_0}{q \lambda^2} \quad (2.27)$$

$$P = \phi_s h c_0^2 / \lambda^2 \quad (2.28)$$

其中 h 是普朗克常数， λ 是入射电磁波的波长。又由于：

$$E_1 = \eta E_0, \eta = \frac{\varepsilon(\omega) \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 k_0^2 - (\pi/a)^2}}{\sqrt{\varepsilon(\omega) \varepsilon_0 \mu_0 k_0^2 - (\pi/a)^2}} \quad (2.29)$$

η 是电场增强因子，由边界条件决定； $\varepsilon(\omega)$ 是金属在特定频率下的相对介电常数，可由 Drude 模型计算得到。因而可得到半导体材料中电子浓度的改变为：

$$\Delta n = \frac{4\varepsilon_0 a \eta P}{\pi^3 q^2 c_0 d \sqrt{\varepsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 - k_0^2} \left[1 - \exp\left(-d \sqrt{\varepsilon_r} \sqrt{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 - k_0^2}\right) \right] \quad (2.30)$$

考虑经典的光电导探测器模型，对于具有如图 2.2 所示的 MSM 结构的经典光电导器件而言，其过剩载流子的产生率可定义为*：

$$G = \frac{\bar{\rho}}{q \times \tau_d} = \frac{\Delta n}{\tau_d} \quad (2.31)$$

其中 $\tau_d = \tau_d / \mu_e E_b$ 为过剩载流子在偏置电场作用下的渡越时间， μ_e 是多数载流子的迁移率，在 EIW 理论模型中即电子迁移率； E_b 是偏置电场强度。因此，产生的过剩载流子数量可以表示为：

$$G_e = G \times \tau_e = \frac{\Gamma_e \times \bar{\rho}}{q} \quad (2.32)$$

其中 τ_e 为半导体材料中的少子寿命。在上式中，可定义光电增益参量为：

$$\Gamma_e = \tau_e / \tau_d \quad (2.33)$$

光电导器件的光电增益是光电导器件的一个重要参量，这一参量来源于光生电子和空穴在半导体材料中漂移速度的差异。以本征光电导器件为例，当一个外界光子被半导体材料吸收时，半导体材料中将产生一个电子空穴对；在偏置电场的驱动下，光生电子和空穴将分别向两端电极移动；由于电子的迁移率较高，有效质量较小，在半导体中的漂移速度远高于空穴，故电极收集光生电子的效率亦将远高于收集光生空穴的效率；在一个光生空穴到达电极的时间里，将有若干电子已被另一端的电极收集完成^[45]。这一效应表现为器件的量子效率远大于 1。

光电导增益取决于光电导器件的少子寿命与渡越时间之比，是光电导器件的一个关键参数。对于我们提出的 EIW 理论模型，借鉴经典光电导器件理论，直接引入这一参数，可以推导得到器件中半导体材料的电子浓度改变量应为：

$$\Delta n = \frac{4\varepsilon_0 a \eta P \Gamma_e}{\pi^3 q^2 c_0 d \sqrt{\varepsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 - k_0^2} \left[1 - \exp\left(-d \sqrt{\varepsilon_r} \sqrt{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 - k_0^2}\right) \right] \quad (2.34)$$

一般地，对于半导体材料，当载流子迁移率变化不大时，其电阻的改变量可以表示为：

$$\Delta R = \frac{-q(\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p)}{(nq\mu_e + pq\mu_p)^2} \cdot \frac{a}{wd} \quad (2.35)$$

其中 μ_n 和 μ_p 分别为电子和空穴的迁移率， n 和 p 分别是电子和空穴的浓度， Δn 和 Δp 分别是电子和空穴浓度的改变量。器件工作在偏置电场的作用下时，偏置电流可以表示为：

其中 E_b 为偏置电场的强度。器件两端收集到的信号电压可以表示为：

$$V_{signal} = I_b \cdot \Delta R \quad (2.36)$$

在课题组之前的理论模型基于本征 n 型碲镉汞（MCT）薄膜材料，因此有：

$$\mu_n \gg \mu_p, n \gg p$$

在 2.35 式中可以忽略 Δp 以及 p ，因此可以得到：

$$V_{signal} = -\frac{\Delta n}{n} \cdot V_b$$

其中 $V_b = a \cdot E_b$ 是偏置电压。最终，器件的信号电压应为：

$$V_{signal} = -\frac{4\varepsilon_0 a \eta V_b \Gamma_e P}{\pi^3 q^2 d c_0 n \sqrt{\varepsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 - k_0^2} \left[1 - \exp\left(-d\sqrt{\varepsilon_r} \sqrt{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 - k_0^2}\right) \right] \quad (2.37)$$

因此，根据我们的 EIW 理论模型，器件的理论响应率公式应为

$$R_v = \frac{|V_{signal}|}{P} = \frac{4\varepsilon_0 a \eta I_b R_a \Gamma_e}{\pi^3 q^2 d c_0 n \sqrt{\varepsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 - k_0^2} \left[1 - \exp\left(-d\sqrt{\varepsilon_r} \sqrt{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 - k_0^2}\right) \right] \quad (2.38)$$

其中 R_a 为探测器件的电阻值。

根据上面的公式，在其它条件不变的情况下，器件响应随着器件两端所加偏置电场强度的增大而线性增大，这也和常见的光电导器件一致。

2.5 本章小结

光电技术是日常生活与科技进步的核心技术，而探测器作为光电技术的核心元器件之一，我们有必要研究清楚其探测机理，本章主要阐述了几种常见的太赫兹探测机理，基于光电导效应、光伏效应的光子探测，基于热敏材料光热转换的热辐射效应，以及基于场效应管的等离子波探测机理等。

在这基础上解释了课题组提出的新型电磁诱导势阱光电导性探测机理，该机理表示：假设 TM 模式的 THz 波垂直入射到金属-半导体-金属（MSM）器件表

面的半导体敏感元区，器件两端的电极加上电压，这时候半导体中的反对称电场会产生对称分布的电磁能量势阱，金属中的电子受到洛伦兹力的作用会流向半导体，被势阱束缚在半导体中，从而改变半导体中载流子的浓度，半导体材料的电导率发生改变，通过检测器件的电压信号可以实现对入射光的探测。

该探测机理基于器件的欧姆接触行为，突破了太赫兹光电探测的能带跃迁的限制，为发展太赫兹探测器件提供了新的研究思路和方法。同时我们基于电磁场理论推导了金属-半导体-金属结构探测器件的响应率，并在后续章节基于硅材料开展器件制备以及性能表征等工作。

第3章 基于 SOI 材料的 MSM 结构探测器件

上一章,我们提出了一种室温下入射光子能量远小于半导体材料禁带宽度的光电导探测机制。在该物理机制之中,当外界低量子能量光子入射到金属-半导体-金属结构上时,外界电磁波诱导电势能势阱将会束缚来自于金属电极中的载流子,从而使得半导体材料中的载流子浓度发生改变,继而材料电导率发生变化。本章我们将利用这一机理模型来推导出器件响应率的物理表达式。并基于绝缘层上的硅(SOI)材料,通过探索工艺条件,制作出了室温太赫兹探测器件,并搭建了太赫兹器件多个表征测试平台,并对该器件进行了大量的表征测试,该器件具备探测灵敏度高、室温工作、宽波段等优点。

3.1 绝缘层上硅(SOI)材料及器件结构

硅不仅仅只是一种成熟的电子学体材料,已广泛应用于芯片内电路的大规模集成;还是一种理想的光学材料^[50,53]。SOI与硅相比,具有迁移率高,响应速度快,功耗低,集成密度高的优势,由于SOI材料有效的克服了体硅材料的不足之处,充分发挥了硅集成的潜力,现在已经被广泛应用于制造高功率IC、高压器件、MEMS传感器和红外光学器件、高速微处理器,存储器及MOSFET等^[54-57]。

自从通过等离子体波检测理论首次展示了硅基CMOS场效应晶体管(FET)可用于太赫兹探测之后,Si基FET太赫兹探测器成为一个热门话题,并且进行了很多研究工作^[58-62]。Tauk等人的实验证明这些金属氧化物半导体场效应晶体管(MOSFET)可以达到200 V/W的响应率和100 pW/ $\sqrt{\text{Hz}}$ 的NEP值^[50]。具有天线的集成阵列MOSFET探测器性能明显提高达到约5 kV/W的响应率和10 pW/ $\sqrt{\text{Hz}}$ 的NEP值^[63]。另一方面,绝缘体上硅(SOI)材料具有独特的Si/SiO₂/Si三层结构,具有响应速度快,功耗低,易于集成的优点,Ojefors和Pfeiffer等人进一步展示了由SOI材料制造的用于成像的CMOS THz探测器的焦平面阵列,响应度高达1.1 KV/W,NEP为50 pW/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ^[64,65]。为了解决太赫兹探测器件集成度低的问题,我们考虑采用三层结构的SOI材料制备高灵敏度的室温太赫兹探测器件。

Si/SiO₂/Si三层结构的SOI材料中,底硅层(Handle layer)硅的厚度为510 μm ,

电阻率为 $1000 \Omega \cdot \text{cm}$, SiO_2 氧化层的厚度为 $1 \mu\text{m}$, 顶硅层(Device layer)硅的厚度为 $2.4 \mu\text{m}$, 电阻率为 $0.01\text{-}0.02 \Omega \cdot \text{cm}$, Si 材料的杂质浓度在 10^{18}cm^{-3} 左右, 通过扫描电子显微镜(SEM)扫描的 SOI 截面如图 3.1 (a)所示。然后, 通过标准的 UV 光刻和等离子体刻蚀等工艺形成了间距为 $5 \mu\text{m}$, $10 \mu\text{m}$ 的金属-半导体-金属结构, 其器件的结构如图 3.1 (b)所示, 中心敏感元台阶的厚度为 $2.4 \mu\text{m}$, 宽度为 $50 \mu\text{m}$ 。

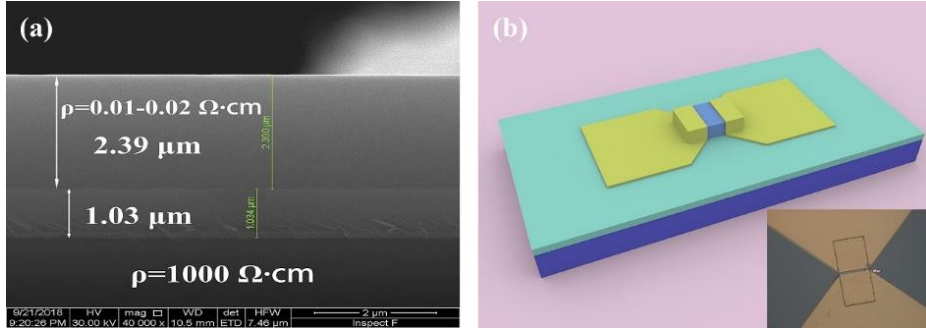


图 3.1 (a) SOI 材料的 SEM 截面图 (b) SOI 探测器的结构示意图

Figure 3.1 (a) Cross-section of SOI material by SEM (b) Schematic diagram of SOI detectors

3.2 基于 EIW 机理的响应率理论计算

当光电导探测器两端所加偏置电场的场强较高时, 光生过剩载流子漂移到电极的时间 $\tau_d = a/\mu_e E_b$ 和载流子在半导体内的复合时间(即少数寿命 τ_e)可相比拟或更短, 被引入的光生过剩载流子尚未完全复合就被电场扫出到电极上, 这种现象被称为“扫出效应”^[45]。当器件在扫出效应状态下工作时, 载流子寿命 τ_e 将被降低为有效载流子寿命 τ_{eff} , 其表达式为:

$$\tau_{eff} = \left\{ 1 - \frac{\tau_e}{\tau_d} \left[1 - \exp\left(-\frac{\tau_d}{\tau_e}\right) \right] \right\} \quad (3.1)$$

当场强极高, 导致 $\tau_d \ll \tau_e$ 时, 有:

$$\tau_{eff} \cong \frac{1}{2} \tau_d \quad (3.2)$$

故, 此时有:

$$\Gamma_e = \Gamma_{ph} = \tau_{eff} / \tau_d = \frac{1}{2} \quad (3.3)$$

此外, 对于本课题采用的具有 SOI 结构的 P 型硅材料, 掺杂浓度在 $3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 左右, 根据图 3.2 中所示, 材料中电子和空穴的迁移率和浓度有如下关系: ^[66]

$$\mu_e \approx 16 \mu_p, p \gg n,$$

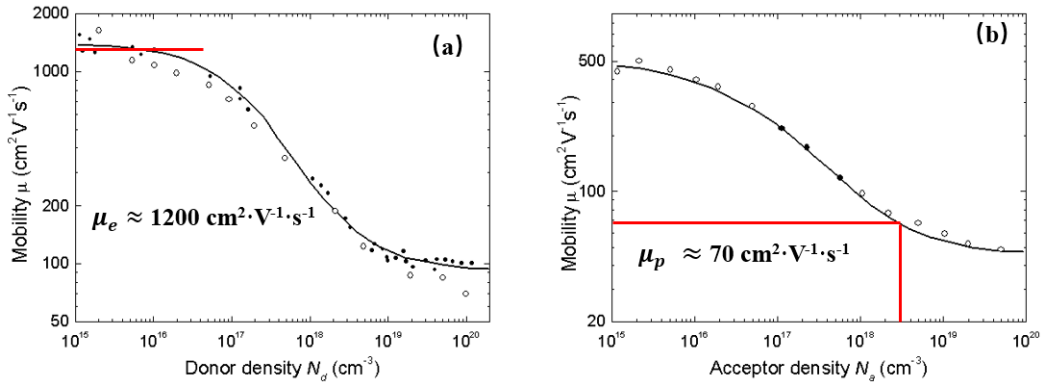


图 3.2 (a) 电子迁移率与施主密度的关系; (b) 空穴迁移率与受体密度的关系, 300 K^[66]

Figure 3.2 (a) Electron drift mobility versus donor density; (b) Hole drift mobility versus acceptor density, 300 K.

则器件的理论响应率公式可最终表示为:

$$R_v = \frac{64\varepsilon_0 a \eta I_b R_a \Gamma_e}{\pi^3 q^2 d c_0 p \sqrt{\varepsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 - k_0^2} \left[1 - \exp\left(-d\sqrt{\varepsilon_r} \sqrt{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 - k_0^2}\right) \right] \quad (3.4)$$

另外, 值得注意的是电场的增强因子 η , $\eta = \frac{\varepsilon(\omega) \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 k_0^2 - (\pi/a)^2}}{\sqrt{\varepsilon(\omega) \varepsilon_0 \mu_0 k_0^2 - (\pi/a)^2}}$ 由边界条件

决定在这里, 其中 $\varepsilon(\omega)$ 是相对介电常数, 对于 $a=5 \mu\text{m}$, 源频率为 0.1671 THz 的条件下, $\eta \approx 1.1 \times 10^5$, 代入上式可得探测器在 0.167 THz 频率辐射下的理论响应率约为 3.8 kV/W。后文将根据实验的具体情况计算实际的响应率。

3.3 器件制备

基于 SOI 材料, 通过漂洗, 台阶光刻, 等离子刻蚀, 电极套刻, 电极溅射, 金丝点焊等半导体工艺, 制备出不同电极间距的微波与太赫兹探测器件。具体的工艺步骤如下图 3.3 所示:

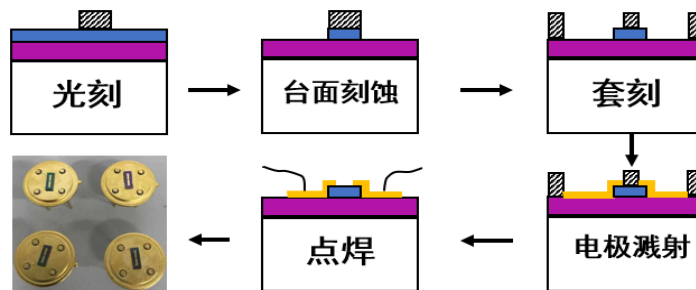


图 3.3 器件的工艺流程

Figure 3.3 Fabrication process of devices

1 漂洗：为了方便器件的制备，我们把四英寸的 SOI 晶片切割成 $2 \times 2\text{cm}$ 的 SOI 小晶片，切割前会涂有光刻胶作为顶硅层的保护膜，所以切割好的晶片需要仔细清洗干净。首先把 SOI 晶片放入装有丙酮溶液的培养皿中浸泡 30 分钟，然后再放入盛有酒精溶液的烧杯中超声清洗 10 分钟，接着在酒精溶液中涮洗三遍，再用去离子水冲洗干净，最后氮气吹干。

2 台阶光刻：将清洗好的 SOI 晶片用 AK-4000 匀胶机均匀旋涂一层 4330 光刻胶，厚度大概在 $2\text{-}3\ \mu\text{m}$ ，匀胶之后放置 65°C 的烘箱中进行前烘半个小时。取出后使用如图 3.4 所示光刻版进行光刻，显影，再放入 65°C 的烘箱中进行后烘半个小时，得到台面刻蚀的图案。其中光刻版中的十字是为了下面的电极套刻时对准图形的标记图案。



图 3.4 器件台面刻蚀光刻版

Figure 3.4 Lithography of mesa etching

3 台面刻蚀：对硅材料的刻蚀方法有湿法刻蚀和干法刻蚀两种，为了避免湿法刻蚀中产生的侧蚀，在这里我们利用等离子体干法刻蚀，将顶硅层刻完，厚度大约为 $2.4\ \mu\text{m}$ ，稍微多刻蚀一会，保证顶硅层刻蚀完。

4 电极套刻：经过台面光刻和等离子体刻蚀后的 SOI 晶片表面残留着光刻胶以及刻后的粉尘，所以在进行套刻之前应进行片子的清洗，过程与第一步的漂洗相同，清洗完用氮气吹干，放干燥柜干燥。然后尽快进行套刻，因为硅片表面十分容易被氧化。套刻的过程与台面光刻基本相同，需要注意的是：光刻过程中要找准十字标记，确保各个方向标记对准好之后才开始进行曝光及后续流程；光刻完之后，要先用显微镜观察，看看图形是否光刻好，如果已经套刻好，则可以进行下一步工艺，如果没有，则需用丙酮、酒精清洗掉光刻胶，进而重新套刻。这

一步所用到的套刻光刻版图如图 3.5 所示。平面金属天线结构为近似偶极子结构，双边总长度为 4 mm，宽度为 0.5 mm。十字标记图形是套刻对准标记图形

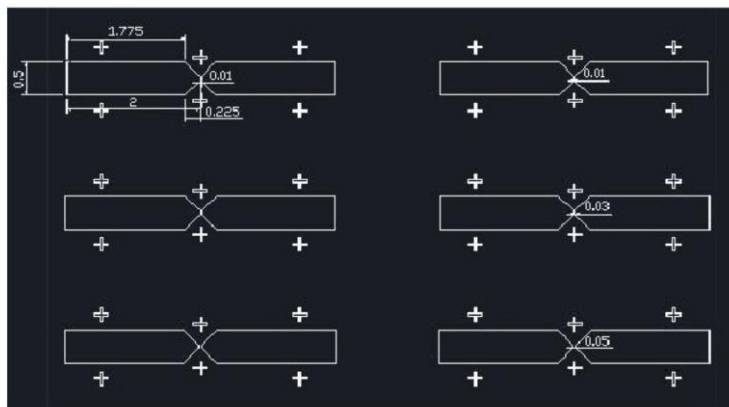


图 3.5 电极套刻光刻版图

Figure 3.5 Lithography of electrode engraving

5 电极溅射：实验中我们采用了双离子束溅射方法蒸镀电极，电极金属为铬金，先镀一层 30 nm 的铬，再镀一层 300 nm 的金。铬处于硅和金之间主要起粘附作用，金电极厚度在 300 nm 这个厚度，主要是为了方便金丝点焊。在进行电极溅射时要保证均匀性，一次性溅射完毕。

6 剥离去胶：将电极溅射后的 SOI 器件样品先置于丙酮中浸泡，浸泡时间为一个小时，这时非电极部分金属会皱起并脱落下来，形成耦合天线形状。

7 拉丝切割：实验中，我们是在一块 2×2 cm 的 SOI 材料上设计了多个元器件，为了方便器件的性能测试，我们通过拉丝切割方法将其分离成单个元器件。在拉丝切割之前，需要先在 SOI 样品表面匀一层薄的光刻胶以保护样品。同时，拉丝切割前，先在样品表面涂上一层石蜡以方便切割。

8 清洗：切割出来的 SOI 单元器件样品依次经三氯乙烯、乙醚、丙酮、酒精溶液清洗，其中，三氯乙烯和乙醚主要用来去除石蜡，而丙酮主要用来去除光刻胶，一般来说丙酮浸泡的时间应该稍微长些，这样便于光刻胶充分的溶解在其中，而将光刻胶去除干净。这一步对所蒸镀电极有很大的影响，在用棉球擦拭时，应该特别注意不要损伤电极，轻轻擦拭就好。其具体步骤为：1，三氯乙烯浸泡二十分钟，然后棉球擦拭 2，三氯乙烯浸泡二十分钟 3，乙醚 5 分钟浸泡，盖住 4，丙酮漂洗两次，第一次二十分钟，第二次漂洗（第一次盖住，因为其会挥发）5，酒精漂洗，氮气吹干。

清洗完之后我们在光学显微镜下观察单元器件的形貌，我们挑选电极形貌干净良好的器件进行点焊。在点焊之前我们需要将单元器件进行退火处理，由于硅表面非常容易氧化，在空气中实验的 SOI 晶片的表面存在一层薄薄的二氧化硅氧化层，在 300℃ 的温度下慢速退火一个小时，可以使得氧化层与铬相互渗透，使得金属与硅表面接触，从而形成欧姆接触。为了方便测试，我们将制备好的单元探测器件点焊在铜管座上，其实物如图 3.3 工艺流程中所示。

3.4 SOI 探测器件的性能表征

3.4.1 光电器件的性能参数

光电探测即将光学信号转化为电学信号，其性能参数以光学参数和电学参数来表述。作为探测器，其响应率，探测率和时间常数是其重要的性能参数。

响应率：响应率是对探测器上的入射功率能够产生多少信号的测量，定义为单位面积功率光照射下器件的响应电压或电流，器件的响应率如下：

$$R_v = \frac{I_{ph}}{P_0 \times S_0} \text{ 或 } R_v = \frac{V_{ph}}{P_0 \times S_0} \quad (3.5)$$

其中 R_v 代表相应率， $I_{ph}(V_{ph})$ 表示光照下产生的响应电流（电压）， P_0 表示入射功率。 S_0 表示器件的敏感元面积。

噪声等效功率（NEP）：在探测器的电输出信号中与入射信号统计无关的那部分输出称为噪声，是一个连续的频谱，噪声的大小与电子学带宽有关，也可能受到外界电路或者电磁波的影响。NEP 是噪声特性的重要参数之一，当辐射信号入射到探测器的表面时，如果这一辐射所产生的电输出信号的均方根值等于探测器本身在单位带宽内的噪声均方根值，则这一辐射功率均方根值就叫做等效噪声功率；NEP 是用来表征探测器优劣的一种优值因子，其值越小性能越优^[46]。噪声是限制探测器性能的重要参数，因为噪声是所需探测信号必须克服的所有不需要的信号。

$$NEP = \frac{N_v}{R_v \times \sqrt{\Delta v}} \quad (3.6)$$

其中 N_v 是探测器的记录噪声水平， Δv 是噪声水平测量期间的带宽。

探测率：探测率是表征检测器的归一化信噪比性能的主要参数，一般来说探测器的 NEP 与敏感元面积的平方成正比，这个时候为了比较不同探测器的性能指标，用 NEP 的倒数并用平方根面积折算到探测器的单位面积的值来表示探测器的优劣，这称为探测率，可以表示为公式：

$$D^* = \frac{\sqrt{A_d}}{NEP} \quad (3.7)$$

时间常数：时间常数是器件响应入射功率发生变化需要的时间，对视频探测和快速成像非常重要。在相同的机制下，探测器的时间常数被认为是一致的。这里，时间常数被认为是电路中电流或电压以指数方式上升或下降约为其振幅的 63% 所需的时间。通常我们采用信号上升(下降)至 63% 的稳定值时，其需要的时间为时间常数。

响应时间如下：

$$i_s(t) = i_{\infty}[1 - \exp(-t/\tau)] \quad (3.8)$$

当 $i_s(t) = 0.63i_{\infty}$ 时， $t = \tau$ ； τ 就是响应时间。

3.4.2 SOI 器件的 I-V 特性

金属和半导体的欧姆接触无论在半导体的器件制造还是半导体物理和材料的性能研究方面都是极其重要的。接触性能的好坏直接影响着器件的质量和材料、物理的研究。为了验证 SOI 探测器的性能，我们关心它们的 I-V 特性，用 Keithley (Model 2612) 测试的器件的 I-V 特性曲线，如图 3.6 所示，我们挑选的五个测量的探测器都显示线性 I-V 特性，表明在 Si 和 Cr/Au 之间形成欧姆接触，因为它们在测量过程中都表现出相似的性能。器件的阻值在 $100\ \Omega$ 之内，阻值分别为 $35\ \Omega$, $46\ \Omega$, $55\ \Omega$, $70\ \Omega$, $82\ \Omega$ ，从而可知器件的热噪声比较小。

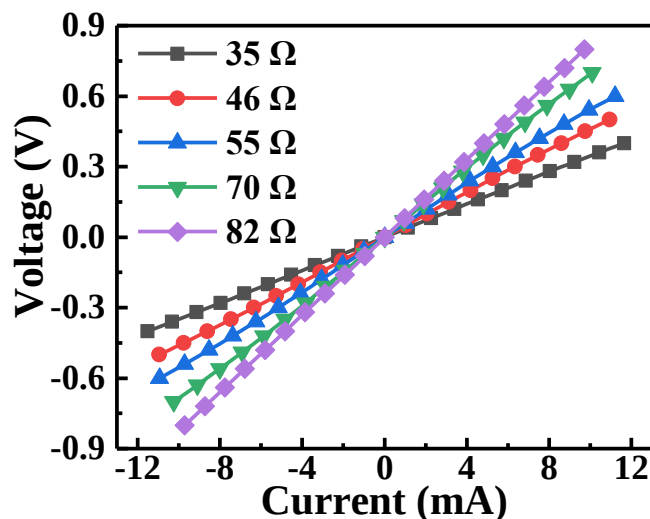


图 3.6 不同阻值的 SOI 探测器 I-V 特性曲线

Figure 3.6 The I-V curves of the Si detectors with deferent resistance

3.4.3 SOI 器件测试系统

为了测量室温下 SOI 探测器对微波和亚太赫兹波的响应，我们搭建了如图

3.7 所示的微波与太赫兹探测系统，其中微波源采用的是 E8257D，太赫兹源采用的是信号发生器（14 GHz）与倍频器的组合，可以经过 12 倍频和 24 倍频，可以获得 170 GHz 以及 340 GHz 的源频率，微波源和太赫兹源能够发射连续的太赫兹波。根据系统原理图所示，在测量过程中，探测器与太赫兹源之间的距离为 30cm，SOI 探测器安置在低噪声测试盒上，经过调制的微波或亚太赫兹波通常垂直入射到 SOI 探测器表面。此时用锁相放大器（Stanford Research Systems SR 830）记录电压响应信号，该信号由前置放大器放大一定的倍数。由于该电路串联有 $1000\ \Omega$ 电阻，所以我们可以向探测器施加大约 8 V 的偏置电压，其中实际施加在探测器上的电压只有 0.42 V。同时我们利用 Golay 探测器和光功率计标定源的入射功率，响应波形由示波器（Teledyne LeCroy 62Xi-A）记录。

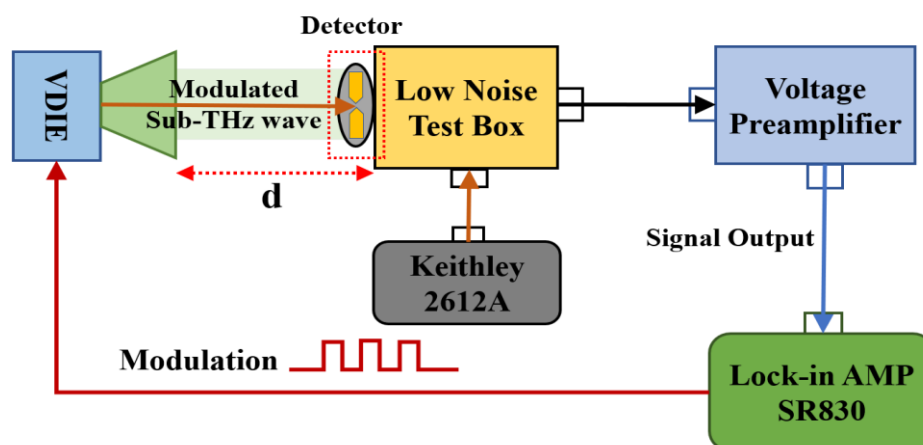


图 3.7 微波与太赫兹响应测试系统

Figure 3.7 Schematic diagram of the measurement system for the microwave and THz detection

3.4.4 SOI 器件电压响应特性

响应率是对探测器上的入射功率产生多少信号的测量，我们使用锁相放大器记录 1 kHz 的调制频率下，源频率为 20-40 GHz 和 0.165-0.173 THz 的电压响应信号，并用光功率计在完全相同的条件下位于探测器的位置记录微波源与太赫兹源的入射光功率。然后我们根据公式（3.5）计算探测器的响应率。微波（20-40 GHz）入射光的功率密度为 0.5 mW/cm^2 ，太赫兹入射光（0.165-0.173 THz）的入射光的功率密度为 $150\ \mu\text{W/cm}^2$ ，探测器的有效区域的面积为 $S_0=250\ \mu\text{m}^2$ （ $50\ \mu\text{m}\times 5\ \mu\text{m}$ ）。器件在 20-40 GHz，0.165-0.173 THz 的响应率如图 3.8(a) 和图 3.8(b) 所示，20-40 GHz 的响应度的最大值是位于 23.5 GHz 附近的 49.3 kV/W 。0.165-0.173 THz 的响应波段在 0.165-0.168 THz 处达到峰值，并且在 0.1671 THz 附近实现最

大响应度值 3.3 kV/W, 与理论计算值相符。同时可以看出, 当频率接近 0.173 THz 时, 探测器的响应信号基本消失, 这是因为亚太赫兹光源的功率跟不上调制频率。

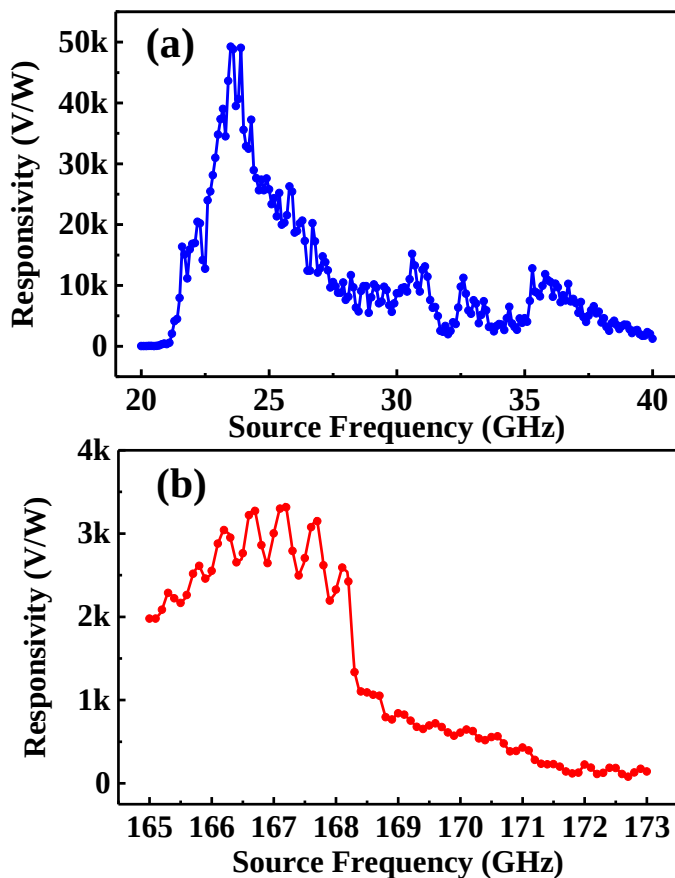


图 3.8 (a) 20-40 GHz 微波频率的响应率 (b) 0.165-0.173 THz 太赫兹频率的响应率

Figure 3.8 Responsivity of the detector (a) at microwave Frequency of 20-40 GHz (b) at sub-THz region of 0.165-0.173 THz

此外, 我们测量响应信号的变化趋势, 调制频率从 100 Hz 增加到 50 kHz, 施加的偏置电压从 1 V 增加到 8 V, 依次递增 1 V。图 3.9 给出了电压响应信号在 23.5 GHz 源辐射下与不同调制频率和不同偏置电压的关系, 从图中可以看出电压响应信号随着调制频率的增加而缓慢减小, 但随着调制频率(100 Hz-50 kHz)的增加不会发生显著变化, 这表明探测器响应速度快。它与具有较长响应时间的常规热探测器不同, 例如, 随着调制频率的增加, Golay 探测器的电压响应迅速下降。

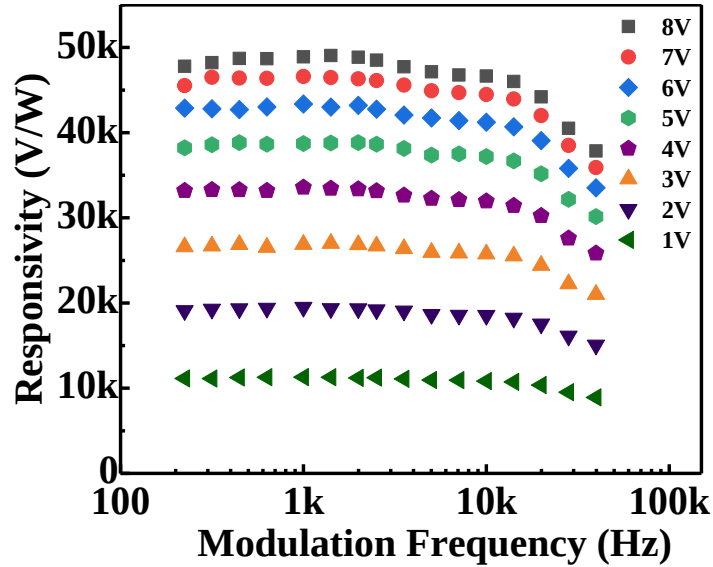


图 3.9 器件响应在 1-8V 偏压下随调制频率的变化关系

Figure 3.9 Frequency dependent responses biased from 1 V to 8 V

调制频率固定在 1 kHz、10 kHz 和 20 kHz 的不同偏置电压下的响应信号如图 3.10 所示。结果表明，随着偏置电压的增加，探测器的响应逐渐增大。达到一定偏置电压后，响应没有显示出线性关系，原因是硅的载流子迁移率相对较低，并且在逐渐增加的电场作用下容易达到饱和。此外，我们在实验中观察到响应信号随载波功率增加的趋势。从图 3.11 图中可以看出，具有欧姆接触的检测器的响应信号随着辐射的载波功率增加而增加，结果显示响应信号和载波功率之间的良好线性关系。

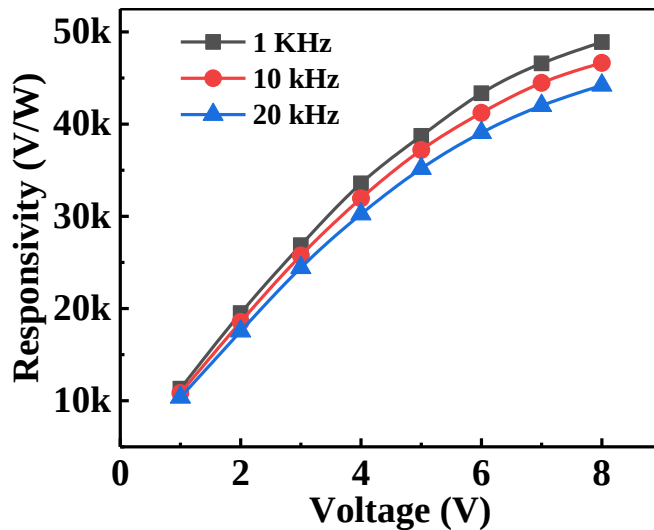


图 3.10 调制频率为 1 kHz 和 10 kHz 时响应率随不同的偏压的变化

Fig. 3.10 Responsivity under different bias voltage with modulation frequency fixed at 1 kHz and 10 kHz

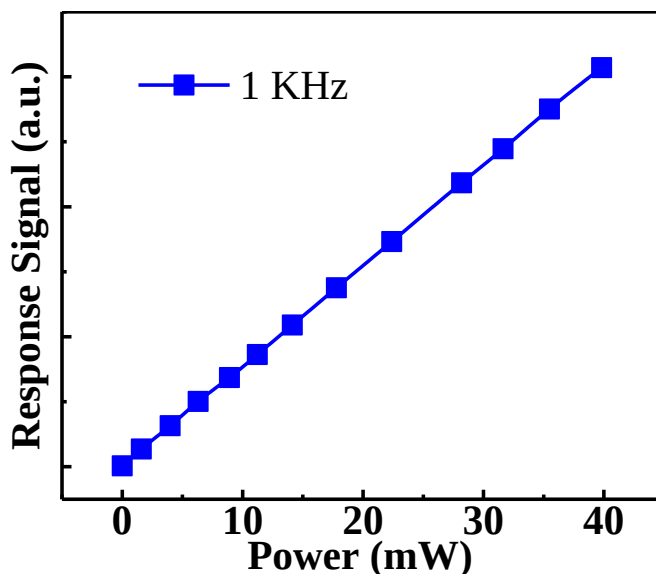


图 3.11 载波功率从 0.01 到 40 mW 的响应

Figure 3.11 Response signal under different carrier power from 0.01 to 40 mW

3.4.5 时间常数测试

响应时间是器件响应入射功率的速度,对视频检测和快速成像非常重要。在相同的机制下,探测器的时间常数被认为是一致的。这里,时间常数被认为是电路中的电流或电压以其幅度的大约 63%指数地上升或下降所需的时间。因此,我们只记录了 23.5 GHz 的波形,因为它具有更好的信噪比。我们在频率为 1 kHz 的方波调制中记录响应波形。图 3.12 显示了五个周期的响应波形,图 3.13 显示了波形的时间常数推导。通过脉冲响应方法估算探测器的时间常数约为 810 ns。

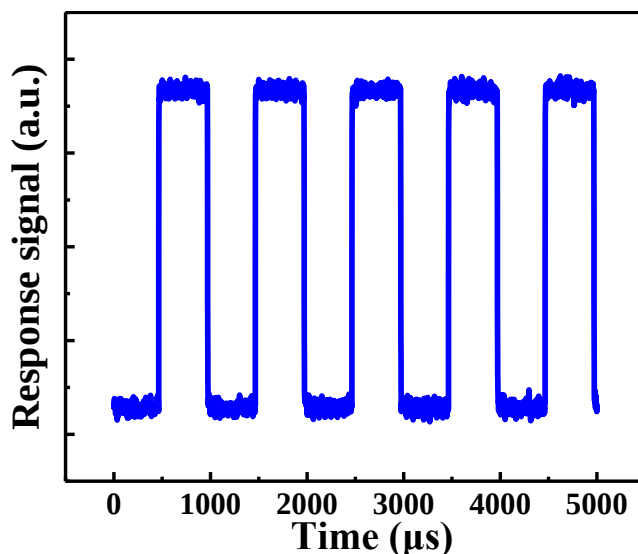


图 3.12 1 kHz 方波调制下的响应波形

Figure 3.12 Response waveform under 1 kHz modulation

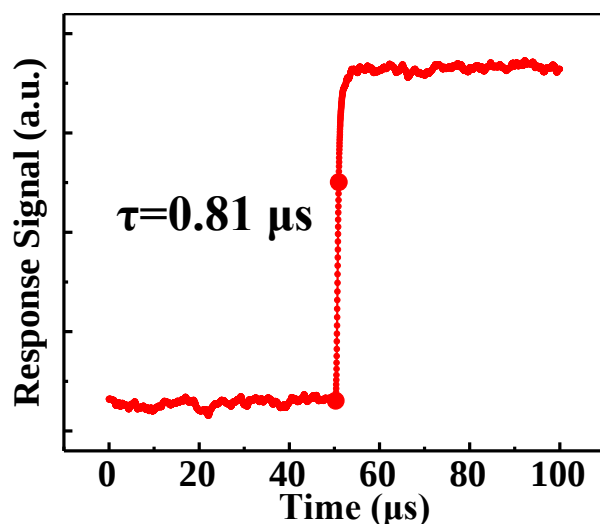


图 3.13 脉冲法测器件时间常数的响应波形

Figure 3.13 Time constant derivation from the waveform by impulse method

基于硅的探测器实现了上述优异的性能，目前解释实验结果的典型探测机制可能为热效应，FET 的等离子体效应和课题组提出的 EIW 理论的其中一个。为此，我们首先估算了探测器的温升，并计算了探测器在热辐射下的响应率，以排除热辐射的吸收的可能性。估算可得热效应的电压响应率仅约为 0.52 V/W ，比实验结果小 4-5 个数量级。然后，也可以排除等离子体效应，因为我们的探测器的响应频率远高于基于等离子体效应的 3.2 GHz 的截止频率。最后，根据 EIW 机制，探测器的理论响应度在 0.167 THz 时约为 3.8 kV/W ，响应度值接近实验值 (3.3 kV/W)。因此，我们认为 EIW 理论可以合理地解释我们的实验数据。

3.4.6 等效噪声功率测试

NEP 是噪声特性的重要参数之一，噪声特性是探测器的限制因素，因为噪声是所需检测信号必须克服的所有不需要的信号。测试的过程中噪声的来源有许多因素，通常器件本身由于电阻的存在产生热噪声 (Johnson 噪声)，这种类型噪声是由于材料中载流子的随机热运动造成的存在。还有 $1/f$ 噪声，该噪声通常出现在热探测之中。另外由于晶格振动所导致的载流子的随机产生和复合会造成产生-复合噪声。测试时电路中也会存在响应的额外噪声，比如线路和放大器的噪声。为了获得器件较准确的 NEP，实验中，我们对器件进行了实际的噪声测量。在噪声测试中，探测器件置于屏蔽盒中，并给探测器件一稳定的直流偏置。器件我们通过频谱分析仪 (MODEL SR 770) 以 650 Hz 至 100 kHz 的调制频率和 250 Hz 的带宽记录探测器的噪声。当电路首先短路时测量短噪声 (N_i)，然后用我们的

探测器替换它并测量总检测器噪声 (N_a)，最后我们用简单的均方根 (rms) 公式计算探测器噪声 (N_v)，噪声频谱如图 3.14 所示。

$$N_v = \sqrt{N_a^2 - N_i^2} \quad (3.9)$$

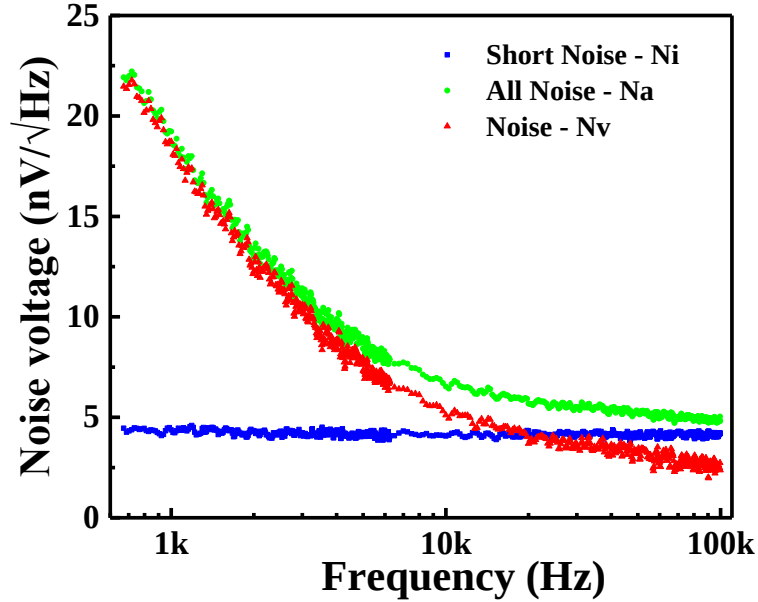


图 3.14 器件在 650 Hz-100 kHz 频率下的噪声谱

Figure 3.14 Noise spectrum of the detector at the modulation frequency from 650 Hz to 100 kHz

由于器件的电压响应是在 1 kHz 的调制频率下测量得到，所以器件的噪声取 1 kHz 频率下的值，然后我们根据公式 3.10 计算 NEP 如下：

$$NEP = \frac{N_v}{R_v}, \quad (3.10)$$

其中 N_v 是以 1 kHz 的调制频率记录的探测器的噪声电平。响应率在 23.5 GHz 时为 49.3 kV/W，在 0.1671 THz 时为 3.3 kV/W。在 1 kHz 的相同调制频率下， $N_a = 19.2 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ ， $N_i = 4.4 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ ，则探测器的均方根噪声值为 $18.7 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ ，因此 NEP 的最小值为 $0.38 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ (20-40 GHz) 和 $5.7 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ (0.165-173 THz)。NEP 的值优于在室温下操作的商业检测器，例如 Golay 管，热释电探测器，测辐射热计和微测辐射热计。这些非制冷探测器的 NEP 值通常为 10^{-10} 至 $10^{-9} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ 。

根据公式我们可以计算得到器件的探测率，在微波波段器件的 $D^* = 4.2 \times 10^9 \text{ cm} \cdot \sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$ (20-40 GHz)，在太赫兹波段，器件的 $D^* = 2.8 \times 10^8 \text{ cm} \cdot \sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$ (0.165-0.173 THz)。

3.5 本章小结

基于第 2 章中提到的新型电磁诱导势阱探测机理, 我们首次提出了将 EIW 探测机理应用到硅基材料上, 在本章中首先根据 SOI 硅材料材料参数推导了 SOI 探测器件的在亚太赫兹波段的响应率理论表达式, 并摸索 SOI 探测器的制备工艺, 制备出了基于 EIW 理论的性能优越的微波与太赫兹器件。

搭建了器件性能表征系统, 在微波波段(20-40 GHz)以及亚太赫兹波段(165-173 GHz)对器件进行响应率、噪声、探测率以及时间常数等性能表征, 实验结果表明, 室温条件下, 该硅基探测器在微波波段可达到 49.3 kV/W 的响应率和 0.38 pW/ $\sqrt{\text{Hz}}$ 的等效噪声功率, 在亚太赫兹波段(165-173 GHz)可实现 3.3 kV/W 的响应率以及 5.7 pW/ $\sqrt{\text{Hz}}$ 的 NEP, 器件的响应快速, 时间常数为 810 ns, 而一般的热探测器的响应时间一般在毫秒级别。

总体来说, 基于 EIW 机理的 SOI 探测器表现了优异的器件性能, 可在室温实现宽波段探测, 性能优于现有的室温硅基场效应晶体管探测器, 而且硅基器件易于 CMOS 集成工艺兼容, 我们的器件有望发展可室温工作的高灵敏度光电集成阵列探测器件。

第4章 基于锰钴镍薄膜的吸收结构红外探测器

红外辐射(infrared radiation)位于电磁波谱的中间,处于可见光的外端,电磁波段波长覆盖四个数量级,在自然界中的物体能自发发射红外辐射,红外探测器可以通过检测红外辐射信号来检测辐射源自身的特性,红外探测的波段范围在 $0.76\text{-}1000\text{ }\mu\text{m}$ 之间^[67]。近年来,红外探测技术已经十分成熟,其中包括光电红外探测器以及热红外探测器^[68-70]。热红外探测器通常依赖于由光子-热转换过程引起的电阻变化,吸引了广泛的研究兴趣,主要是由于其在许多领域的实际应用,包括夜视、传感、火灾报警、远程大气传感、安全检测、卫星遥感等领域^[71-73]。在本章中,我们提出了一种基于谐振吸收的锰钴镍红外探测器,基于金属或半导体的薄膜吸收结构实现宽波段红外吸收和探测器件制备。

4.1 锰钴镍氧(Mn-Co-Ni-O)材料

热敏红外探测器设计的两个主要目的可归纳为:(1) 红外范围内的高吸收,从而提高灵敏度,而不需要其他性能如响应速度;(2) 工作温度范围宽,以提高探测器件的适应性。所以金属氧化物材料成为热敏红外探测器的重要敏感元材料,比如 VOx ^[74, 75], $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ ($\text{A}=\text{Ca}, \text{Sr}, \text{Ba}, \text{Pb}$)和 Mn-Co-Ni-O 材料^[76, 77]。在这些材料当中,尖晶石结构(如图 4.1 所示)的 Mn-Co-Ni-O 材料中的小极化子跃迁(small polaron hopping)电导的机制,因强烈的电子-晶格作用,而具有较高的负电阻温度系数特性^[78, 79]。相比传统非晶硅和氧化钒而言,该材料电阻率适中^[71],电阻温度系数高^[80],并具有较好的长期稳定性^[81],在空间遥感、卫星姿态控制等领域获得了重要的应用。其中,组分比 $\text{Mn:Co:Ni:O}=1.56:0.96:0.48:4$ 的薄膜接近此类组分氧化物材料的最小值,并且在 $14\text{-}25\text{ }\mu\text{m}$ 的远红外范围内表现出强吸收带^[82],被广泛研究并广泛应用于地球辐射预算测量,测温和非制冷红外探测^[83]。

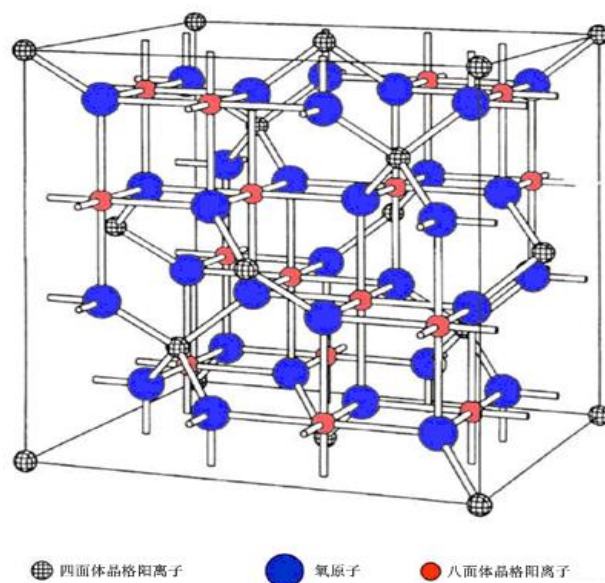
图 4.1 立方尖晶石结构示意图^[78]

Figure 4.1 Schematic diagram of cubic spinel structure

Mn-Co-Ni-O 材料的热膨胀系数与氧化铝衬底相近, 两者具有较好的匹配性, 因而基于氧化铝衬底的锰钴镍氧薄膜具有结晶质量高, 电学性能优良等优点, 适用于发展热敏薄膜探测器件。8-14 μm 是一个重要的红外大气窗口段, 然而, 由于 MCNO 材料存在 0.5-0.6 eV 的带隙, 因而其在大气红外窗口波段(8-14 μm)吸收率较低, 消光系数 k 一般为 0.01 量级, 因此不能直接实现对此波段范围红外光的直接探测^[84, 85]。一般而言, 氧化物热敏薄膜探测器件需要制作附加的吸收层结构才能实现中红外波段的探测。在之前的科研工作中, 黑漆或金黑吸收层可以提高器件在中红外波段的吸收率^[86]。而另一种重要的增加材料吸收的途径则为制作基于金属或半导体的薄膜吸收结构。本文将讨论使用后一种方法实现宽波段红外吸收和探测器件设计。

4.2 $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{NiCr}/\text{SiO}_2$ 吸收结构及器件制备

在这项研究中, 我们设计了一种基于 MCNO 薄膜的自加热补偿宽带红外热探测器, 不使用金黑色或有机黑色作为吸收层, 而是构建 $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{NiCr}/\text{SiO}_2$ 三层结构的吸收结构以改善 MCNO 薄膜在中波红外范围内的吸收, 并制备出响应光谱覆盖 1.33-25 μm 的宽波段长范围的探测器件。

我们通过在蓝宝石/高阻硅衬底上生长的 $\text{Mn}_{1.56}\text{Co}_{0.96}\text{Ni}_{0.48}\text{O}_4$ 材料上实现复合金属吸收结构, 以达到提高材料在中红外波段吸收率的目的。其结构如图 4.2

所示, 该 $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{NiCr}/\text{SiO}_2$ 吸收结构位于探测器的热敏感薄膜上, 自上而下分别为 Si_3N_4 介质层、NiCr 金属层、 SiO_2 绝缘层。该结构的特征优势在于: Si_3N_4 介质具有导热性好、抗腐蚀性强的特点, 可以作为减反层和器件保护层, 膜厚为 1000 nm; 第二层是膜厚为 8 nm -12 nm 的 NiCr 合金层, NiCr 在中红外波段具有较大的 n , k 值, 可以作为红外波段的吸收层; 第三层是 100 nm 的厚 SiO_2 薄膜, 作为 MCNO 薄膜与 NiCr 之间的绝缘层。

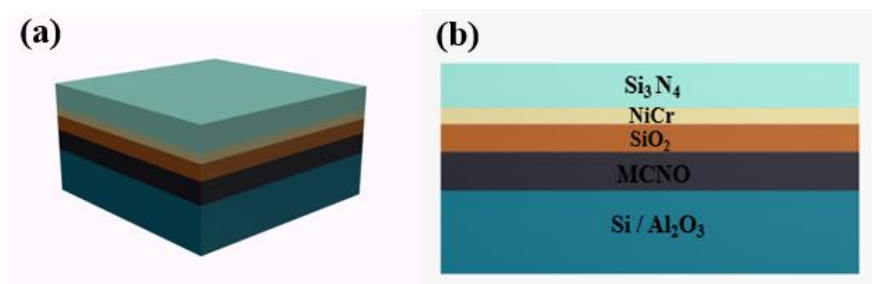


图 4.2 (a) 吸收层结构示意图 (b) 吸收层截面图

Figure 4.2 (a) Schematic diagram of the absorptive layer; (b) Cross section of the absorptive layer

我们通过使用磁控溅射法 (RF) 和化学溶液沉积法 (CSD) 在宝石衬底上制备不同厚度的 MCNO 薄膜, 首先我们通过 RF 溅射 10 μm 厚度的 MCNO 薄膜, 生长工艺参数如图表 1 所示。生长的基板温度设定为 750 $^{\circ}\text{C}$, 沉积持续时间设定为 140 小时, 以获得所需的 10 微米的膜厚度。

表 4-1 RF 制备 MCNO 薄膜工艺参数

溅射参数	数值
衬底温度 ($^{\circ}\text{C}$)	750
溅射功率 (W)	50
腔室真空 (Torr)	9×10^{-8}
溅射气压 (mTorr)	3
溅射气体	纯氩(>99.99 %)
溅射时间 (h)	140 (10 μm)
溅射速率	1.2 nm/min

然后又使用 CSD 方法在蓝宝石衬底上制备不同厚度的锰钴镍氧薄膜，具体的工艺过程如图 4.3 所示：选择乙酸锰，乙酸钴和乙酸镍作为原始材料，将这些按照原子比列为 $\text{Mn:Co:Ni} = 52:32:16$ 的乙酸盐溶解在冰醋酸中，然后将混合溶液通过 $0.2\ \mu\text{m}$ 注射器过滤器过滤以除去灰尘和杂质，这样得到呈红葡萄酒状，透明原液。接着就是通过 AK-4 匀胶机在 $4000\ \text{r/min}$ 的转速下持续 $20\ \text{s}$ 将膜旋涂到蓝宝石衬底上，在涂覆每层之后，将湿膜放入快速退火炉中，首先在 250°C 下干燥 $1\ \text{min}$ 以除去残留的有机物，然后在 750°C 的温度下进行退火 $5\ \text{min}$ ，重复旋涂沉积和热退火处理可以获得所需的膜厚度。在这里我们准备了旋涂 25 层，50 层，75 层厚度的 MCNO 薄膜，每层的厚度约为 $200\ \text{nm}$ 。

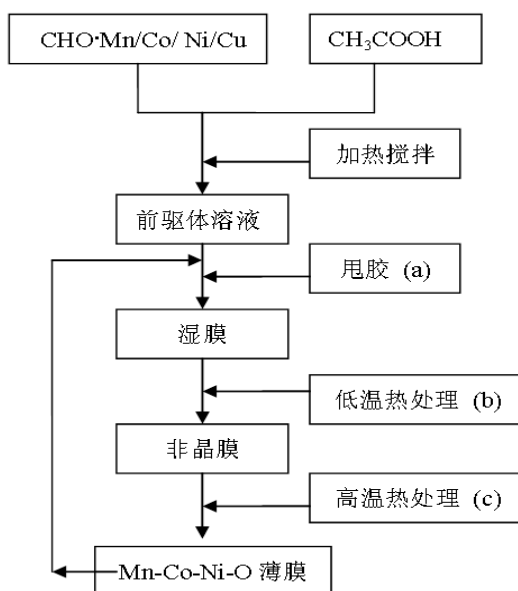


图 4.3 CSD 法制备 Mn-Co-Ni-O 薄膜流程图

Figure 4.3 Mn-Co-Ni-O film fabrication process by CSD method

将三明治结构的 $\text{Si}_3\text{N}_4 / \text{NiCr} / \text{SiO}_2$ 吸收层沉积在 MCNO 薄膜上，以改善中红外吸收范围内的光吸收。通过电子束蒸发镀膜的方法在 200°C 下将二氧化硅 (SiO_2) 膜沉积在 MCNO 膜上，厚度为 $100\ \text{nm}$ 。然后，通过使用双离子束溅射系统 (LDJ-2A-150F) 沉积 NiCr 吸收层。使用金属比为 $\text{Ni:Cr} = 80:20$ 的 NiCr 的金属合金靶，其中沉积厚度为约 $10\ \text{nm}$ 的 NiCr 薄膜作为吸收层。在膜沉积之前，将基础压力抽真空至约 $5 \times 10^{-3}\ \text{Pa}$ ，并且工作压力为 $0.02\ \text{Pa}$ 。施加高纯度 ($> 99.99\%$) 的氩气以提供等离子体。离子能量设定为 $500\ \text{eV}$ ，离子束电流设定为 $70\ \text{mA}$ ，溅射速率约为 $9\ \text{nm/min}$ ，溅射时间设定为 $100\ \text{s}$ 。采用等离子体增强化学气相沉积

(PECVD) 的方法, 通过牛津 PECVD 80PLUS 在顶部生长厚度为 $1\ \mu\text{m}$ 的 Si_3N_4 保护层。氮气、硅烷 (5%) 和氨的反应气体的流速分别设定为 600 sccm, 450 sccm 和 20 sccm, 腔室压力为 650 mTorr。此外, 溅射温度为 350°C , 溅射速率为约 $15\ \text{nm}/\text{min}$ 。

这里我们选择了将磁控溅射法制备的 $10\ \mu\text{m}$ 厚度的 MCNO 薄膜制备成有吸收层和没有吸收层的器件, 其器件结构分别如图 4.4 所示, 通过标准的紫外光刻工艺和湿法腐蚀技术在 MCNO 膜上光刻出间隔 $0.6\ \text{mm}$, 面积约 $400\ \mu\text{m}\times 10\ \text{mm}$ 的条纹台面, 接着还是通过 UV 光刻和双离子束溅射在 MCNO 膜上沉积 Ti/Au ($30\ \text{nm}/150\ \text{nm}$) 作为器件的金属电极。然后将 MCNO 器件切割分离分离成尺寸为约 $800\ \mu\text{m}\times 400\ \mu\text{m}$ 的小片, 其中敏感区域为约 $400\ \mu\text{m}\times 400\ \mu\text{m}$ 。后文将以该器件进行性能测试。

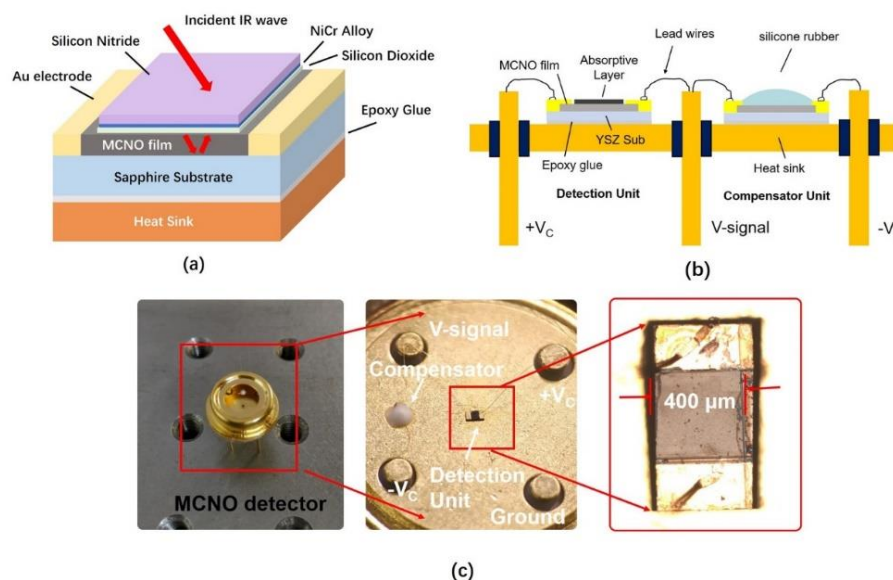


图 4.4 (a) MCNO 探测器的吸收结构示意图 (b) 具有吸收层的 MCNO 检测器的示意图。
(c) 封装的 MCNO 探测器的照片和 MCNO 敏感元件的光学显微镜图像。

Figure 4.4 (a) Sectional diagram of absorption structure for the MCNO detector. (b) The schematic diagram of MCNO detector with the absorption layer; (c) A photo of the packaged MCNO detector and optical images of MCNO sensitive element.

跟上面的工艺相似, 我们将化学溶液沉积法制备的 $2\ \mu\text{m}$ 厚度的 MCNO 薄膜制备成有吸收和无吸收结构的探测器, 其器件如图 4.5 所示, 其中吸收层面积为 $300\ \mu\text{m}\times 150\ \mu\text{m}$ 。

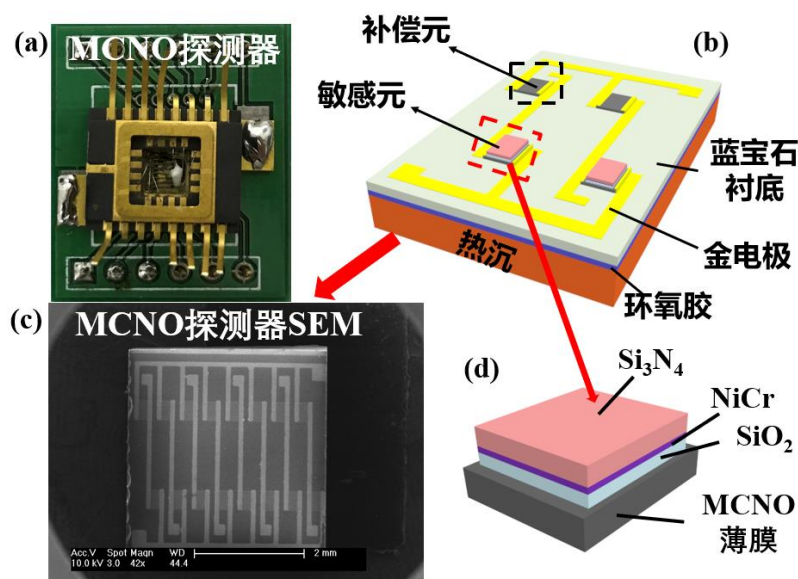


图 4.5 (a) MCNO 探测器封装图 (b) 器件结构示意图 (c) SEM 图 (d) 吸收结构示意图

Figure 4.5 (a) A photo of the packaged MCNO detector (b) Diagram structure of the MCNO detector (c) SEM surface structure of MCNO detector (d) Diagram of absorption structure.

使用具有 $\text{CuK}\alpha$ 辐射 ($\lambda = 1.5418$) 的 RigaKu D/MAX-2550 x 射线衍射仪, 通过 X 射线衍射 (XRD) 在 $(\theta, 2\theta)$ 构型中研究相识别。通过使用扫描电子显微镜 (SEM) 鉴定膜的表面形态和厚度。通过使用傅立叶光谱仪 (Bruker 80V, Germany) 在 400 cm^{-1} 至 7500 cm^{-1} 的范围内测量在蓝宝石衬底上生长的 MCNO 样品的透射 (T) 和反射 (R) 光谱。研究并比较了在具有或不具有吸收层的蓝宝石衬底上生长的 MCNO 膜的吸收率 (A) 光谱, 以评估具有吸收层的 MCNO 检测器的性能。

4.3 MCNO 薄膜性质分析

4.3.1 MCNO 薄膜结构形貌分析

对制备好的 MCNO 薄膜进行 X 射线衍射 (XRD) 和扫描电子显微镜 (SEM) 表征, 使用具有 $\text{CuK}\alpha$ 辐射 ($\lambda = 1.5418$) 的 RigaKu D/MAX-2550 x 射线衍射仪, 通过 X 射线衍射 (XRD) 在 $(\theta, 2\theta)$ 构型中研究晶体的相位。通过使用扫描电子显微镜 (SEM) 鉴定膜的表面形态和厚度。如图 4.6 所示为薄膜材料的 XRD 测试结果和截面 SEM 图的测试结果。结果表明, 样品具有多个峰, 具有主要对应于 (311) 和 (533) 面的取向的立方尖晶石相, MCNO 膜致密地形成而没有裂缝或缺陷, 厚度为约 $10\text{ }\mu\text{m}$ 。

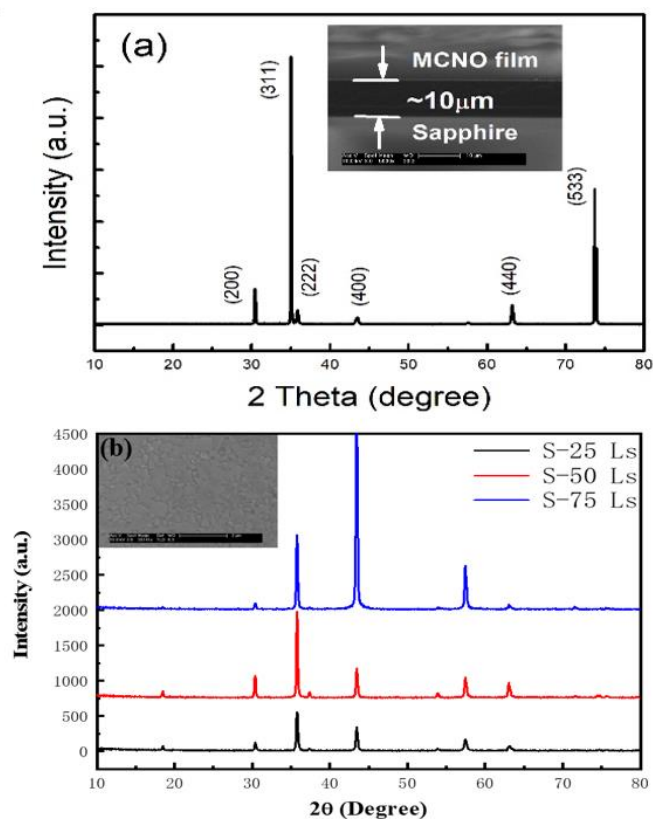


图 4.6 MCNO 薄膜的 XRD 和 SEM 分析

Figure 4.6 XRD and SEM analysis of MCNO films

4.3.2 MCNO 薄膜透反射分析

通过使用傅立叶光谱仪 (Bruker 80V, Germany) 在 400 cm^{-1} 至 7500 cm^{-1} 的范围内测量在蓝宝石衬底上生长的 MCNO 样品的透射 (T) 和反射 (R) 光谱。研究并比较了在具有或不具有吸收层的蓝宝石衬底上生长的 $10\text{ }\mu\text{m}$ 厚度的 MCNO 膜的吸收率 (A) 光谱, 以评估具有吸收层的 MCNO 检测器的性能。MCNO 薄膜的红外吸收特性是设计 MCNO 红外热探测器的关键参数。根据公式:

$$\text{Abs} = 1 - R - T \quad (4.1)$$

我们可以计算出两个样品的总吸收率, 如图 4.7(a) 所示, 其中 R 是反射率, T 是透射率, Abs 是吸收率。如图 4.7 所示, 具有或不具有夹层吸收结构的蓝宝石-MCNO 膜样品的反射率和透射率在 $400\text{--}7500\text{ cm}^{-1}$ 的范围内测量。正如前作所报道的那样, RF 溅射多晶 MCNO 薄膜在 $3\text{--}14\text{ }\mu\text{m}$ ($k \sim 0$) 的范围内几乎是透明的, 折射率 n 约为 $2.2\text{--}2.4$, 这反映了反射的多个条纹, 光谱如图 4.7(a) 所示^[84]。MCNO 薄膜的红外吸收机制复杂, 可以解释如下: 在 $1.33\text{--}2.5\text{ }\mu\text{m}$ ($4000\text{--}7500\text{ cm}^{-1}$) 的范

围内, 入射波主要被 MCNO 薄膜吸收, 其中带宽高于 0.5 eV ($<2.5 \mu\text{m}$) [87, 88]。其次, 在 $2.5\text{-}7.5 \mu\text{m}$ ($1300\text{-}4000 \text{ cm}^{-1}$) 的范围内, MCNO 薄膜和蓝宝石衬底都是透明的, 因此其吸收达到最小, 而有吸收结构的 MCNO 薄膜的 50% 吸收应归因于 NiCr 金属膜中的自由载流子吸收。第三, 在 $7.5\text{-}10 \mu\text{m}$ ($1000\text{-}1300 \text{ cm}^{-1}$) 的范围内, 蓝宝石衬底中 Al-O 键的 IR 振动有助于部分吸收^[89]。第四, 在 $10\text{-}14 \mu\text{m}$ ($700\text{-}1000 \text{ cm}^{-1}$) 的范围内, MCNO 薄膜几乎是透明间隔物, 而蓝宝石衬底用作高反射镜。因此, 透射的 IR 波将在 MCNO-蓝宝石界面处反射并被 NiCr 层吸收两次。最后, MCNO 薄膜中的红外振动模式有助于 $14\text{-}25 \mu\text{m}$ ($400\text{-}700 \text{ cm}^{-1}$) 范围内的声子吸收^[84], 其中消光系数 k 排在 1 以上, 导致 50% 至 60% 的反射在无吸收结构薄膜中, 相比之下, 减反膜 Si_3N_4 在该波长范围内工作并且将反射降低至小于 20%。总之, 受益于夹层结构吸收层, MCNO 薄膜在 $1.33\text{-}25 \mu\text{m}$ 的波长范围内实现了约 50% 至 90% 的平均吸收。

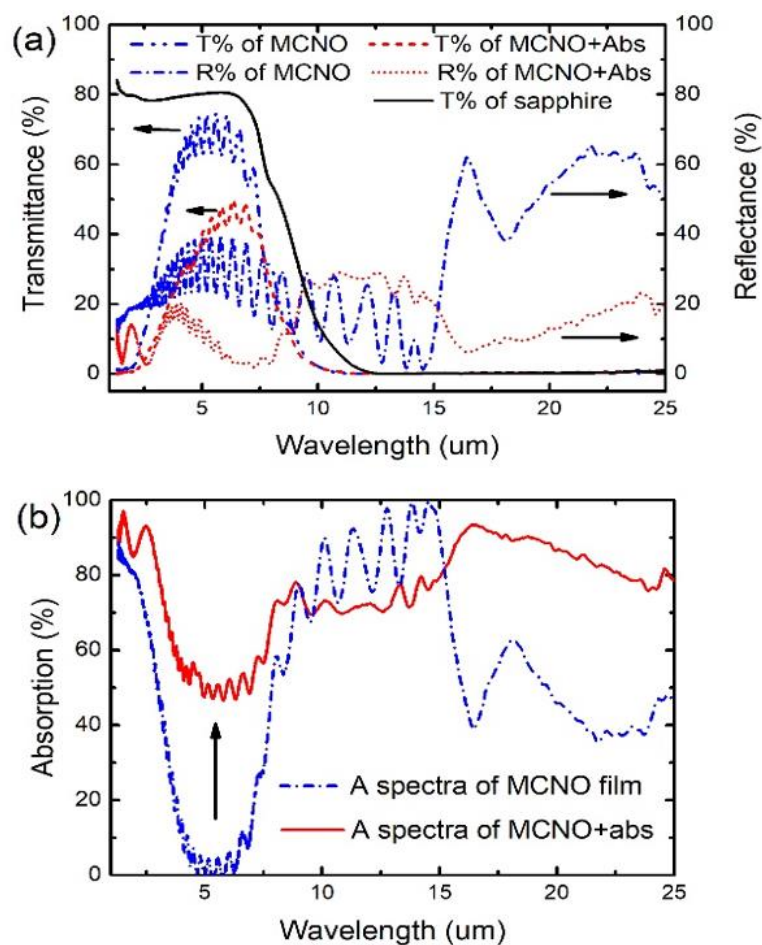


图 4.7 有无吸收结构的 MCNO 薄膜的透反射谱(a)及吸收谱(b)

Fig. 4.7 Comparison of T/R (a), and Absorption (b) spectra of detectors A and B

4.4 MCNO 探测器性能表征

为了评估 MCNO 探测器的性能,我们测量了有吸收结构的 MCNO 探测器和无吸收结构 MCNO 探测器的变温特性,响应特性,并比较了两种探测器的波形,频率相关响应以及相对响应光谱,表征两者的器件性能。

4.4.1 MCNO 敏感元电学性质

在实验中,我们通过在 DC 模式下使用 Keithley 2400 源表测量了两个 MCNO 探测器(有吸收层和无吸收层)样品在 220-310 K 温度之间的电流-电压特性,通过使用最小二乘拟合方法拟合实验数据得到每个样品的温度依赖性电阻。图中所示为 MCNO 薄膜敏感元变温电学 TCR 曲线和电阻温度系数的测试结果(R-T 和 TCR-T),如图 4.8 所示,MCNO 敏感元在 295 K (RT) 时的电阻约为 298 k Ω ,TCR 在 230 K-310 K 的范围内约为-5.8%K⁻¹至-3.6%K⁻¹。在图 2 (b) 的插图中示出了 MCNO 敏感元的 I-V 特性曲线,其中电流线性地取决于电压的大小,在相应电压范围内表示良好的欧姆接触。这些结果表明 MCNO 薄膜适用于开发热敏 IR 探测器。

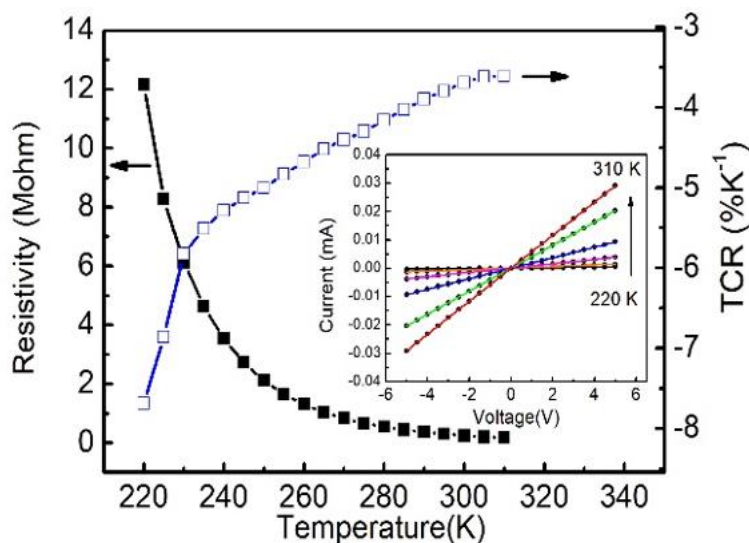


图 4.8 MCNO 探测器的电阻和 TCR 系数随温度变化;插图: 温度为 220 K, 240 K, 260 K, 280 K, 300 K 和 310 K 时的 IV 曲线

Figure 4.8 Temperature dependent resistivity and TCR coefficient of MCNO detector.
Inset: IV curves at the temperatures of 220 K, 240 K, 260 K, 280 K, 300 K and 310 K

4.4.2 MCNO 探测器频率响应特性

红外探测器性能表征系包括: 标准黑体源、斩波器、前置放大器、直流偏置电

源、锁相放大器、示波器、频谱分析仪等，实验室所用测试系统的实物图和示意图如图 4.9 所示。在这里我们令无吸收结构的 MCNO 探测器为探测器 A，有吸收结构的 MCNO 探测器为探测器 B。为了研究 MCNO 探测器的热传感能力，我们通过黑体源（Electro Optical Industries, Inc. CS1050）进行黑体测试时，黑体温度选为 700 K，出射孔直径为 7 mm，可以根据 Stefan 定律计算入射到探测器上的入射功率：

$$\varphi_s = \frac{\varepsilon \sigma (T_b^4 - T_0^4) A_b A_d}{2\sqrt{2}\pi L^2} \quad (4.2)$$

黑体发射率 $\varepsilon=1$ ， σ 为斯特潘-玻尔兹曼常数， T_b 、 T_0 分别为黑体温度和环境温度， A_b 、 A_d 分别为出射孔面积和探测器面积， $L=12$ cm 为探测器与出射孔之间的距离。

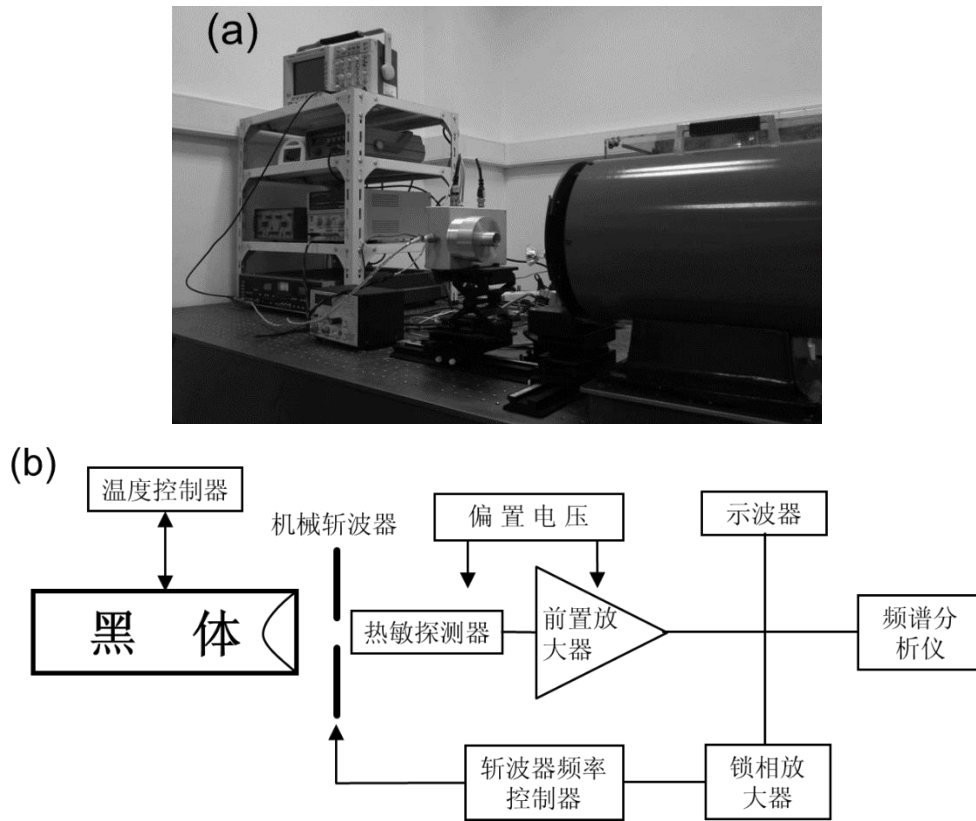


图 4.9 黑体探测测试系统：(a) 实物图；(b) 示意图。

Figure 4.9 Detection measure system for blackbody radiation: (a) practicality photo; (b) Schematic diagram.

图 4.10 显示了 MCNO 薄膜探测器对 700 K 黑体的频率依赖性响应，其中时间常数可以根据频率下降法公式计算：

$$R_V = \sum_{i=1}^2 R_{Vi} = \frac{V \cdot |\text{TCR}|}{2} \sum_{i=1}^2 \frac{A_i}{\sqrt{1 + (2\pi f \tau_i)^2}} \quad (4.3)$$

$A_i = \eta / G_i$ 为拟合参数, τ_i 为器件响应率时间。根据拟合结果, 其响应率计算可以简化为:

$$R_V = \frac{|TCR| \cdot V_b \cdot \eta}{2G\sqrt{1+\omega^2\tau^2}} \quad (4.4)$$

其中因子 η 代表探测器的吸收率, V_b 代表探测器的偏置电压, ω 代表圆频率, τ 代表时间常数, G 代表热导率。根据公式(4.3), 时间常数分别拟合为 26.7 ms (有吸收结构探测器) 和 22.4 ms (无吸收结构探测器), 如图 4.10 所示。为了进行噪声频谱和频率相关的响应测量, 我们使用低噪声前置放大器 ($\times 360$) 和电压放大器 ($\times 5$, SR 560), 提供 15 V 的偏置电压, 总增益为 1800 倍。在噪声谱测量中, 探测器被铜板阻挡后, 通过 SR770 (Stanford, USA) 动态信号分析仪测量探测器的噪声电压信号。结果表明有吸收结构的 MCNO 探测器在 700 K 温度下黑体的响应率为 38.0 V/W@20Hz, 探测率 D^* 为 $0.81 \times 10^7 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{0.5} / \text{W} @ 20\text{Hz}$, 与无吸收结构的探测器的响应率 (22.2 V/W@20Hz) 相比, 提高了约 70%。

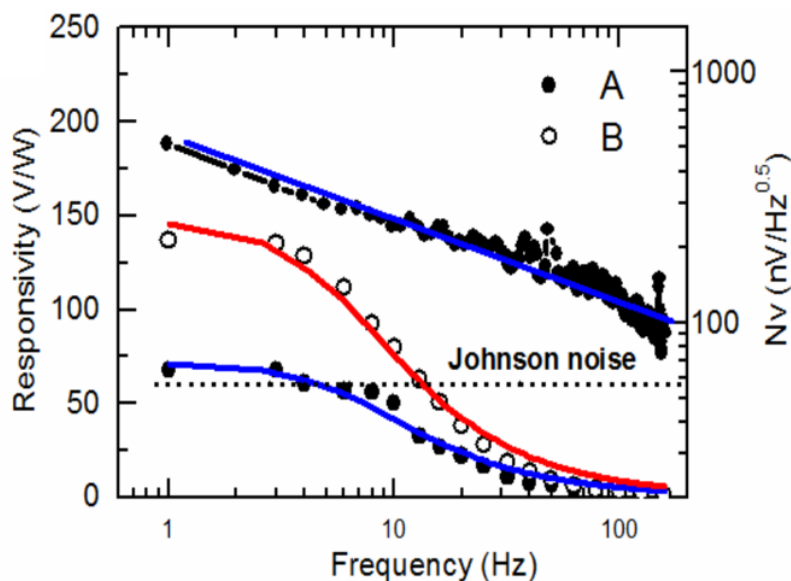


图 4.10 MCNO 薄膜探测器对 700 K 黑体的频率噪声和响应率。

Figure 4.10 Frequency dependent noise and responsivity of MCNO thin film detector to a 700 K blackbody.

我们利用 1550 激光器 (MW-IR-1550) 辐射光照进行 MCNO 探测器的时间常数测量, 由于激光器的高功率密度, 不需要放大器。通过使用 OPHIR 功率计和公式 P_T / S_T 可以计算 1550 nm 激光源的入射功率密度, 其中 S_T 是辐射束的面积, A_d 是敏感元的有效面积, 因此入射功率 $\varphi_s = A_d \cdot P_T / S_T$ 。在该研究中, 1550 nm

的入射功率 φ_s 计算约为 3.36 mW，入射功率密度估计约为 2.1 W/cm²。通过使用 600 MHz 示波器（62Xi-A, Lecroy, USA），我们记录了探测器在斩波频率为 5 Hz 和 10 Hz 下的响应信号波形，其中 5 Hz 的波形用于确定探测器的时间常数，时间常数取上升沿最大电压值的 0.1-0.9 的测量时间。根据图 4.11 所示，无吸收结构探测器的响应时间约为 13.0 ms，有吸收结构探测器的响应时间约为 14.5 ms。

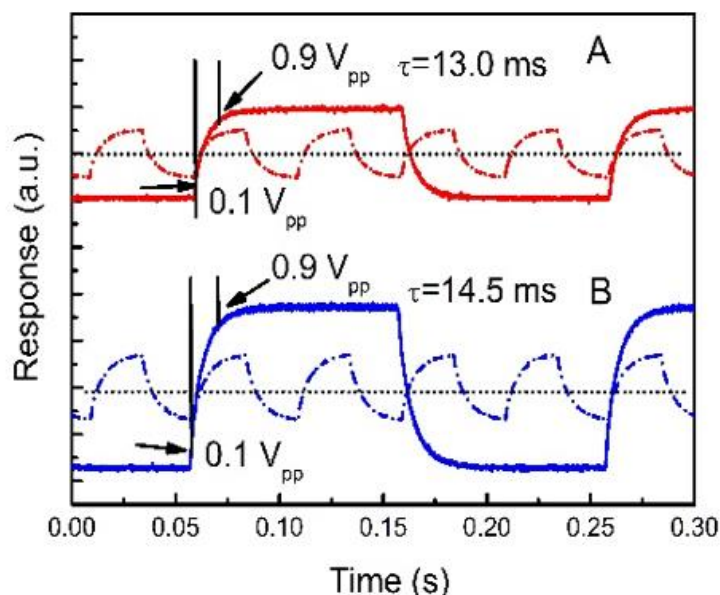


图 4.11 MCNO 探测器 A 和 B 对 1550nm 激光器的响应波形，调制频率为 5Hz, 20Hz。

Figure 4.11 Response waveforms of MCNO detectors A and B to the 1550 nm laser (@5 Hz, 20 Hz).

作为一种热探测器，MCNO 检测器的，响应率 R_v 和检测率 D^* 可通过以下两个式子估算：

$$R_v = V_s / \varphi_s \quad (4.5)$$

$$D^* = \frac{R_v}{N_v \sqrt{A_d}} \quad (4.6)$$

其中 V_s 是从锁定放大器读取， φ_s 是检测器接收的入射功率， A_d 是探测器的有效面积， N_v 是电压波动噪声功率。这里，对于 1550nm 激光测量，有吸收结构探测器和无吸收结构的探测器在 1550 nm 激光辐照下的响应率 R_v 计算分别为 98.6 V/W@20Hz 和 70.4 V/W@20Hz。

此外对 MCNO 探测器进行相对响应光谱测量，我们使用 Bruker 80V 傅立叶变换光谱仪，扫描范围为 400 到 7500 cm⁻¹，扫描速率为 1.6 kHz，其中采用光谱仪自带的商用 DTGS 热释电探测器 (如图 4.12(a) 所示) 作为参考探测器进行测量响应谱，实验装置如图 4.12(c) 所示。

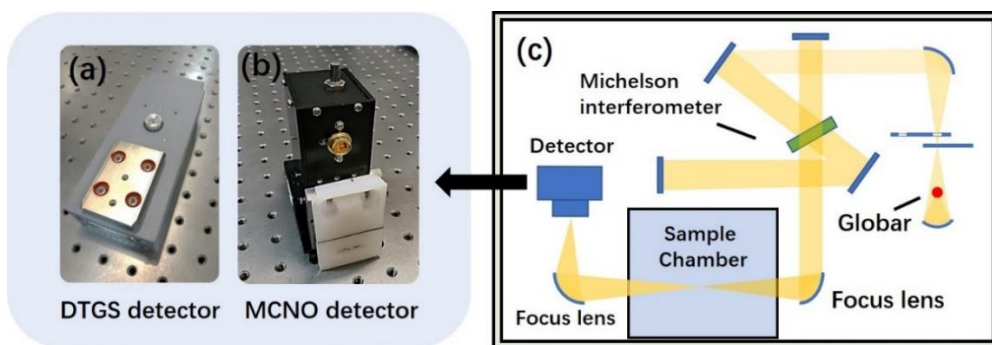


图 4.12 (a) 商业 DTGS 探测器 (b) MCNO 薄膜探测器 (c) 相对响应光谱测量实验装置

Figure 4.12 (a) The photo of a commercial DTGS detector, (b) the MCNO film detector, (c) the experimental setup for responsivity spectra measurement.

探测器 A 和 B 对 Globar IR 源的响应谱如图 4.13(a)所示, 可以通过使用商业 DTGS 的响应谱作为参考探测器来确定相对响应。根据在 1550 nm 处测量的 R_v 值, 还可以计算出探测器 A 和 B 在整个波段范围内的响应率谱, 如图 4.13(b)所示, 探测器 A 和 B 的响应光谱覆盖 1.33 至 25 μm 的宽范围。

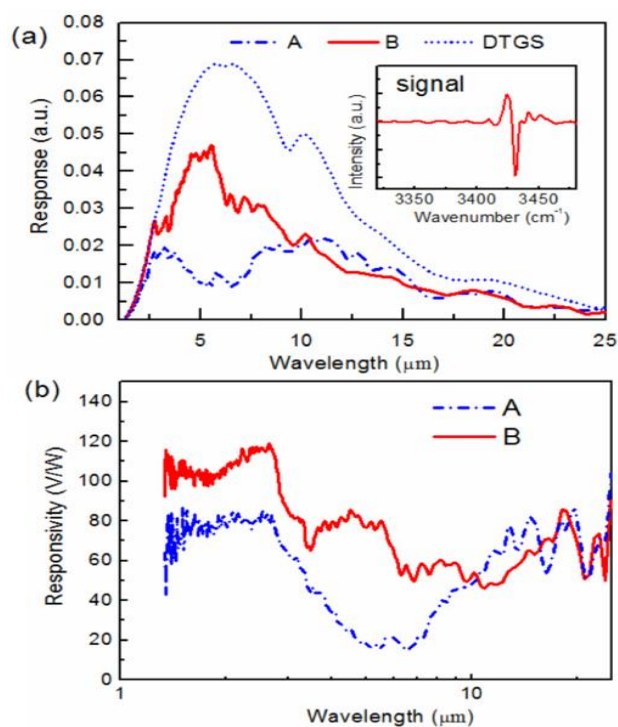


图 4.13 (a) 探测器 A 和 B 对 Globar IR 源的响应谱; 插图: IR 源的探测器 B 的干扰信号

(b) A 和 B 的相对反应光谱在 1.33 至 25 μm 范围内的比较

Figure 4.13 (a) Response spectra of the detectors A and B to a Globar IR source. Inset: interference signal of the detector B for the IR source. (b) Comparison of the relative response spectra of A and B in the range of 1.33 to 25 μm

在波长为 $5\text{ }\mu\text{m}$ 处, 探测器 B 对 700 K 温度下黑体的响应率达到 80 V/W@20Hz , 而此时探测器 A 的响应率 17 V/W@20Hz , 由此可见, 具有吸收结构比没有吸收结构的 MCNO 探测器在波长为 $5\text{ }\mu\text{m}$ 处增强了 400%, 在整个光谱来看, 吸收结构明显改善器件的性能, 此外探测器 B 的 D^* 值达到 $1.7\times 10^7\text{ cm}\cdot\text{Hz}^{0.5}/\text{W}\cdot 20\text{Hz}$ 。

4.5 本章小结

锰钴镍是一种具有尖晶石结构的热敏材料, 适合用于发展红外阵列探测器件, 在本章中我们首次为 MCNO 薄膜探测器设计并制备了复合金属-介质结构 ($\text{Si}_3\text{N}_4/\text{NiCr}/\text{SiO}_2$) 吸收层, 增强了 MCNO 薄膜 $3\text{--}14\text{ }\mu\text{m}$ 红外透明范围内的光吸收。

通过磁控溅射法和化学溶液法制备得到性能较好的 MCNO 薄膜, 首先进行薄膜性质的测试分析, 然后再制备成具有吸收结构和无吸收结构的探测器。通过对薄膜的 XRD、SEM 以及透反射等性质分析可以发现, $3\text{--}7.5\text{ }\mu\text{m}$ 红外波的吸收可归因于 NiCr 吸收层, 宝石衬底和 NiCr 层均应吸收 $7.5\text{--}10\text{ }\mu\text{m}$ 的红外波, 然后 $10\text{--}14\text{ }\mu\text{m}$ 的吸收主要被宝石-MCNO-NiCr 腔吸收。

通过对有无吸收结构的 MCNO 薄膜器件进行响应率、噪声、时间常数以及探测率的性能测试实验可以发现, 与无吸收结构的探测器相比, 有吸收结构的探测器的黑体响应率在 700 K 温度下提高了 70%, 并且在 $5\text{ }\mu\text{m}$ 波长处探测率 D^* 达到 $1.7\times 10^7\text{ cm}\cdot\text{Hz}^{0.5}/\text{W@20Hz}$ 。器件的响应光谱覆盖了 1.33 至 $25\text{ }\mu\text{m}$ 的宽波段范围。我们的实验结果表明, 可以用吸收结构取代传统的黑漆等吸收层, 对于宽波段非制冷红外阵列 MCNO 探测器的未来发展具有重要意义。

第5章 总结与展望

5.1 总结

红外与 THz 技术是当今科学技术的重要研究领域，而探测技术则是其研究领域内的重要基础之一，红外与 THz 探测技术是红外与太赫兹领域未来发展的关键技术。THz 主要介于微波与可见光之间，有一部分与红外相交叉，目前，太赫兹两端的微波与红外技术已经发展得极为成熟，THz 技术也从开始的“THz 间隙”得到了长足的发展，作为未来的十大科学技术之一，其技术理论不能完全用电学或光学理论来解释，THz 探测技术理论还未成熟，还需不断探索。在本论文中课题组提出了新型的电磁诱导势阱探测机理，有助于 THz 探测技术以及光电子学的发展。本论文着眼于红外与 THz 探测器件领域，通过探索和实验研究，主要取得以下一些成果：

(1) 验证了硅材料在 EIW 探测机理上的可行性，我们采用具有 SOI 结构的重掺杂 P 型硅材料，在实验上制备出了具有 MSM 结构的器件，假设 TM 模式的 THz 波垂直入射到金属-半导体-金属 (MSM) 器件表面的硅材料敏感元区，器件两端的电极加上电压，这时候半导体中的反对称电场会产生对称分布的电磁能量势阱，金属中的电子受到洛伦兹力的作用会流向半导体，被势阱束缚在半导体中，从而改变半导体中载流子的浓度，半导体材料的电导率发生改变，通过检测器件的电压信号可以实现对入射光的探测。在 EIW 机理中，器件的响应率与所加偏压是成正比的，偏压越大，器件的响应率就越高。

(2) 基于 EIW 探测机理，通过理论计算和实验探索的方式验证器件的性能。基于光刻，刻蚀等在硅材料上实现了 MSM 结构的探测器件，搭建测试平台，对硅材料形貌结构和对硅基探测器响应率、噪声、探测率以及时间常数等性能进行表征。相对于硅基场效应管，SOI 探测器的性能有极大的提高，实验结果表明，室温条件下，该 SOI 硅基探测器在微波波段可达到 49.3 kV/W 的响应率和 0.38 pW/√Hz 的等效噪声功率，在亚太赫兹波段 (165-173 GHz) 可实现 3.3 kV/W 的响应率以及 5.7 pW/√Hz 的 NEP，器件的响应快速，时间常数为 810 ns，而一般的热探测器的响应时间一般在毫秒级别。

(3) 基于 MCNO 热敏材料，本文首次设计并制备了复合金属-介质

(Si₃N₄/NiCr/SiO₂) 吸收层结构, 增强了 MCNO 薄膜 3-14 μm 红外透明范围内的光吸收, 提高 MCNO 红外器件的性能。实验结果表明, 与无吸收结构的探测器相比, 有吸收结构的探测器的黑体响应率在 700 K 温度下提高了 70%, 且在 5 μm 波长的响应率相对提高了 400%。并且探测率 D^* 达到 $1.7 \times 10^7 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{0.5} / \text{W} @ 20 \text{ Hz}$ 。器件的响应光谱能够覆盖了 1.33 至 25 μm 的宽波段范围。

5.2 展望

基于课题组之前提出的 EIW 机理, 本论文采用新材料制备出相应的太赫兹器件进行机理的验证, 并对器件性能进行了初步探索, 得到了较为优异的性能结果。但硅基器件在这方面还有一些值得深入研究的内容:

(1) 现阶段, 我们得到的只是单一尺寸的探测器件性能, 单一的掺杂类型, 载流子浓度, 单一厚度以及单一的电极间距。因此, 在未来可以进一步基于不同尺寸掺杂类型以及不同尺寸制备相关器件, 并探究其器件性能。

(2) 现阶段的器件性能都是在室温下进行表征, 因此, 进一步可以搭建变温测试系统, 探究器件性能随温度的变化。

(3) 现阶段制备出来的都是单元器件, 而硅基器件与 CMOS 工艺有着良好的兼容性, 进一步可以考虑硅基线列及阵列器件的集成, 拓展其应用范围。

(4) MCNO 材料是一种良好的热敏材料, 结合本论文中提出的吸收结构, 进一步可尝试探测器的阵列集成, 而且 MCNO 材料具有宽波带探测的特性, 可设计具有谐振腔结构的吸收层, 提高其吸收效率, 改善器件的性能。

参考文献

- [1] ROGALSKIA, SIZOV F 2011. Terahertz detectors and focal plane arrays [M], Opto-Electronics Review: 346.
- [2] TONOUCHI M 2007. Cutting-edge terahertz technology. Nature Photonics [J], 1: 97.
- [3] BRÜNDERMANN E H H W, KIMMITT M F G. 2012. Terahertz Techniques [M].
- [4] HU B B, NUSS M C 1995. Imaging with terahertz waves. Optics Letters [J], 20: 1716-1718.
- [5] CLERY D 2002. Terahertz on a Chip. Science [J], 297: 763.
- [6] KEMP M C, GLAUSER A, BAKER C 2006. Recent developments in people screening using terahertz technology: seeing the world through terahertz eyes [C] //, SPIE; City. 10.
- [7] NEGRELLO M, HOPWOOD R, DE ZOTTI G, et al. 2010. The Detection of a Population of Submillimeter-Bright, Strongly Lensed Galaxies. Science [J], 330: 800.
- [8] LEE A W, HU Q 2005. Real-time, continuous-wave terahertz imaging by use of a microbolometer focal-plane array. Optics Letters [J], 30: 2563-2565.
- [9] 刘盛纲, 钟任斌 2009. 太赫兹科学技术及其应用的新发展. 电子科技大学学报 [J], 38: 481-486.
- [10] CAO J C 2003. Interband Impact Ionization and Nonlinear Absorption of Terahertz Radiation in Semiconductor Heterostructures. Physical Review Letters [J], 91: 237401.
- [11] LEI X L, LIU S Y 2003. Radiation-Induced Magnetoresistance Oscillation in a Two-Dimensional Electron Gas in Faraday Geometry. Physical Review Letters [J], 91: 226805.
- [12] 张怀武 2008. 我国太赫兹基础研究. 中国基础科学 [J]: 15-20.
- [13] 赵国忠 2014. 太赫兹科学技术研究的新进展. 国外电子测量技术 [J], 33: 1-6+20.
- [14] APPLEBY R, WALLACE H B 2007. Standoff Detection of Weapons and Contraband in the 100 GHz to 1 THz Region. IEEE Transactions on Antennas and Propagation [J], 55: 2944-2956.
- [15] FERGUSON B, ZHANG X-C 2002. Materials for terahertz science and technology. Nature Materials [J], 1: 26.
- [16] KOENIG S, LOPEZ-DIAZ D, ANTES J, et al. 2013. Wireless sub-THz communication system with high data rate. Nature Photonics [J], 7: 977.
- [17] PAWAR A Y, SONAWANE D D, ERANDE K B, et al. 2013. Terahertz technology and its applications. Drug Invention Today [J], 5: 157-163.
- [18] RICE P J, BLACK M, MCNICOL J, et al. 2008. Development of a low cost 94GHz imaging receiver using multi-layer liquid crystal polymer technology [C] //, SPIE; City. 11.
- [19] CHEN H-T, O'HARA J F, AZAD A K, et al. 2008. Experimental demonstration of frequency-agile terahertz metamaterials. Nature Photonics [J], 2: 295.
- [20] WILLIAMS C R, ANDREWS S R, MAIER S A, et al. 2008. Highly confined guiding of terahertz surface plasmon polaritons on structured metal surfaces. Nature Photonics [J], 2: 175.

- [21] MULLANEY J, ALEXANDER D, GOULDING A, et al. 2011. Defining the intrinsic AGN infrared spectral energy distribution and measuring its contribution to the infrared output of composite galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* [J], 414: 1082-1110.
- [22] HIRATA A, KOSUGI T, TAKAHASHI H, et al. 2006. 120-GHz-band millimeter-wave photonic wireless link for 10-Gb/s data transmission. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* [J], 54: 1937-1944.
- [23] LIU L, HESLER J L, XU H, et al. 2010. A Broadband Quasi-Optical Terahertz Detector Utilizing a Zero Bias Schottky Diode. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* [J], 20: 504-506.
- [24] 王卫宁, 岳伟伟, 闫海涛, et al. 2005. 氨基酸分子的太赫兹时域光谱. *科学通报* [J], 50: 2348-2351.
- [25] SIZOV F, ROGALSKI A 2010. THz detectors. *Progress in Quantum Electronics* [J], 34: 278-347.
- [26] BRADFORD C M, NAYLOR B J, ZMUIDZINAS J, et al. 2003. WaFIRS: a waveguide far-IR spectrometer enabling spectroscopy of high-z galaxies in the far-IR and submillimeter [M]. SPIE.
- [27] CROWE T W, MATTAUCH R J, ROSER H P, et al. 1992. GaAs Schottky diodes for THz mixing applications. *Proceedings of the IEEE* [J], 80: 1827-1841.
- [28] KOPEIKA N S, DROR I, SADOT D 1998. Causes of atmospheric blur: comment on Atmospheric scattering effect on spatial resolution of imaging systems. *Journal of the Optical Society of America A* [J], 15: 3097-3106.
- [29] JUN-WEI Z, FAROOQUI K, TIMBIE P T, et al. 1995. Monolithic silicon bolometers as sensitive MM-wave detectors [C] //; City. 1347-1350 vol.1343.
- [30] SUN J 2016. Field-effect Self-mixing Terahertz Detectors [M].
- [31] BENFORD D J, VOELLMER G M, CHERVENAK J A, et al. 2003. Design and fabrication of two-dimensional superconducting bolometer arrays [M]. SPIE.
- [32] PAUL D J 2014. Quantum Cascade Lasers [M] //M. PERENZONI, D. J. PAUL, *Physics and Applications of Terahertz Radiation*. Springer Netherlands; Dordrecht: 103-121.
- [33] SIZOV C C F 2014. THz and security applications: detectors, sources and associated electronics for THz applications. Springer [J].
- [34] MATTEO PERENZONI D J P 2014. *Physics and Applications of Terahertz Radiation* [M]. Springer.
- [35] PLETERŠEK A, TRONTELJ J 2012. A Self-Mixing NMOS Channel-Detector Optimized for mm-Wave and THz Signals. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* [J], 33: 615-626.
- [36] DYAKONOV M, SHUR M 1993. Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor: New mechanism of plasma wave generation by dc current. *Physical Review Letters* [J], 71: 2465-2468.

-
- [37] POSPISCHIL A, HUMER M, FURCHI M M, et al. 2013. CMOS-compatible graphene photodetector covering all optical communication bands. *Nature Photonics* [J], 7: 892.
 - [38] SIEGEL P H 2004. Terahertz technology in biology and medicine. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* [J], 52: 2438-2447.
 - [39] FEDERICI J, MOELLER L 2010. Review of terahertz and subterahertz wireless communications. *Journal of Applied Physics* [J], 107: 111101.
 - [40] LIU J, DAI J, CHIN S L, et al. 2010. Broadband terahertz wave remote sensing using coherent manipulation of fluorescence from asymmetrically ionized gases. *Nature Photonics* [J], 4: 627.
 - [41] SHERRY H, HADI R A, GRZYB J, et al. 2011. Lens-integrated THz imaging arrays in 65nm CMOS technologies [C] //; City. 1-4.
 - [42] RICHARDS J A 1999. *Remote Sensing Digital Image Analysis* [M]; Springer.
 - [43] XIE C, MAK C, TAO X, et al. 2017. Photodetectors Based on Two-Dimensional Layered Materials Beyond Graphene. *Advanced Functional Materials* [J], 27: 1603886.
 - [44] LOU Z, SHEN G 2016. Flexible Photodetectors Based on 1D Inorganic Nanostructures. *Advanced Science* [J], 3: 1500287.
 - [45] 汤定元 糜 1989. *光电器件概论* [M]. 上海科学技术文献出版社.
 - [46] 邹异松 2003. *光电成像原理* [M]. 北京理工大学出版社.
 - [47] 胡小燕 2015. 从光子学角度看太赫兹技术的现状和发展趋势. *激光与红外* [J], 45: 740-748.
 - [48] KNAP W, DENG Y, RUMYANTSEV S, et al. 2002. Resonant detection of subterahertz radiation by plasma waves in a submicron field-effect transistor. *Applied Physics Letters* [J], 80: 3433-3435.
 - [49] KNAP W, TEPPE F, MEZIANI Y, et al. 2004. Plasma wave detection of sub-terahertz and terahertz radiation by silicon field-effect transistors. *Applied Physics Letters* [J], 85: 675-677.
 - [50] TAUKE R, TEPPE F, BOUBANGA S, et al. 2006. Plasma wave detection of terahertz radiation by silicon field effects transistors: Responsivity and noise equivalent power. *Applied Physics Letters* [J], 89: 253511.
 - [51] HUANG Z, TONG J, HUANG J, et al. 2014. Room-temperature photoconductivity far below the semiconductor bandgap. *Advanced Materials* [J], 26: 6594-6598.
 - [52] HUANG Z, ZHOU W, TONG J, et al. 2016. Extreme Sensitivity of Room-Temperature Photoelectric Effect for Terahertz Detection. *Advanced Materials* [J], 28: 112-117.
 - [53] DENG Y, SHUR M S 2003. Electron mobility and terahertz detection using silicon MOSFETs. *Solid-State Electronics* [J], 47: 1559-1563.
 - [54] ANTONIADIS D A, WEI A, LOCHTEFELD A 1999. *SOI Devices and Technology* [C] //; City. 81-87.
 - [55] BRUEL M 1996. Application of hydrogen ion beams to Silicon On Insulator material technology. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* [J], 108: 313-319.

- [56] COLINGE J-P 2004. Multiple-gate SOI MOSFETs. Solid-State Electronics [J], 48: 897-905.
- [57] STORK J M C, HOSEY G P 2017. SOI technology for power management in automotive and industrial applications. Solid-State Electronics [J], 128: 3-9.
- [58] PALA N, TEPPE F, VEKSLER D, et al. 2005. Nonresonant detection of terahertz radiation by silicon-on-insulator MOSFETs. Electronics Letters [J], 41: 447-449.
- [59] TEPPE F, KNAP W, VEKSLER D, et al. 2005. Room-temperature plasma waves resonant detection of sub-terahertz radiation by nanometer field-effect transistor. Applied Physics Letters [J], 87: 052107.
- [60] LISAUSKAS A, PFEIFFER U, ÖJEFORS E, et al. 2009. Rational design of high-responsivity detectors of terahertz radiation based on distributed self-mixing in silicon field-effect transistors. Journal of Applied Physics [J], 105: 114511.
- [61] VIDELIER H, NADAR S, DYAKONOVA N, et al. 2009. Silicon MOSFETs as room temperature terahertz detectors. Journal of Physics: Conference Series [J], 193: 012095.
- [62] MARCZEWSKI J, KNAP W, TOMASZEWSKI D, et al. 2015. Silicon junctionless field effect transistors as room temperature terahertz detectors. Journal of Applied Physics [J], 118: 104502.
- [63] SCHUSTER F, COQUILLAT D, VIDELIER H, et al. 2011. Broadband terahertz imaging with highly sensitive silicon CMOS detectors. Optics Express [J], 19: 7827-7832.
- [64] ÖJEFORS E, PFEIFFER U R, LISAUSKAS A, et al. 2009. A 0.65 THz Focal-Plane Array in a Quarter-Micron CMOS Process Technology. IEEE Journal of Solid-State Circuits [J], 44: 1968-1976.
- [65] ÖJEFORS E, BAKTASH N, ZHAO Y, et al. 2010. Terahertz imaging detectors in a 65-nm CMOS SOI technology [C] //; City. 486-489.
- [66] JACOBONI C, CANALI C, OTTAVIANI G, et al. 1977. A review of some charge transport properties of silicon. Solid-State Electronics [J], 20: 77-89.
- [67] NAHUM M, MARTINIS J M 1993. Ultrasensitive-hot-electron microbolometer. Applied Physics Letters [J], 63: 3075-3077.
- [68] ROGALSKI A 2009. New material systems for third generation infrared detectors [M]. SPIE.
- [69] SARUSI G 2003. QWIP or other alternative for third generation infrared systems. Infrared Physics & Technology [J], 44: 439-444.
- [70] CABANSKI W A, EBERHARDT K, RODE W, et al. 2004. Third-generation focal plane array IR detection modules and applications [M]. SPIE.
- [71] ZEROV V Y, MALYAROV V G 2001. Heat-sensitive materials for uncooled microbolometer arrays. Journal of Optical Technology [J], 68: 939.
- [72] CHONG X, LI E, SQUIRE K, et al. 2016. On-chip near-infrared spectroscopy of CO₂ using high resolution plasmonic filter array. Applied Physics Letters [J], 108: 221106.
- [73] PAHLEVAN N, ROGER J-C, AHMAD Z 2017. Revisiting short-wave-infrared (SWIR) bands for atmospheric correction in coastal waters. Optics Express [J], 25: 6015-6035.
- [74] CHEN C, YI X, ZHAO X, et al. 2001. Characterizations of VO₂-based uncooled

- microbolometer linear array. Sensors and Actuators A: Physical [J], 90: 212-214.
- [75] LI C, SKIDMORE G D, HAN C J 2011. Uncooled VOx infrared sensor development and application [M]. SPIE.
- [76] LISAUSKAS A, KHARTSEV S I, GRISHIN A 2000. Tailoring the colossal magnetoresistivity: La_{0.7}(Pb_{0.63}Sr_{0.37})_{0.3}MnO₃ thin-film uncooled bolometer. Applied Physics Letters [J], 77: 756-758.
- [77] KIM J H, KHARTSEV S I, GRISHIN A M 2003. Epitaxial colossal magnetoresistive La_{0.67}(Sr,Ca)_{0.33}MnO₃ films on Si. Applied Physics Letters [J], 82: 4295-4297.
- [78] SCHMIDT R, BASU A, BRINKMAN A W 2005. Small polaron hopping in spinel manganates. Physical Review B [J], 72: 115101.
- [79] OUYANG C, ZHOU W, WU J, et al. 2014. Uncooled bolometer based on Mn_{1.56}Co_{0.96}Ni_{0.48}O₄ thin films for infrared detection and thermal imaging. Applied Physics Letters [J], 105: 022105.
- [80] HOU Y, HUANG Z, GAO Y, et al. 2008. Characterization of Mn_{1.56}Co_{0.96}Ni_{0.48}O₄ films for infrared detection. Applied Physics Letters [J], 92: 202115.
- [81] SCHMIDT R, BRINKMAN A W 2007. Studies of the Temperature and Frequency Dependent Impedance of an Electroceramic Functional Oxide NTC Thermistor. Advanced Functional Materials [J], 17: 3170-3174.
- [82] 陈长虹, 易新建, 熊笔锋 2001. 基于 VO₂ 薄膜非致冷红外探测器光电响应研究. 物理学报 [J]: 450-452.
- [83] BALIGA S, JAIN A L, ZACHOFSKY W 1990. Sputter deposition and characterization of Ni-Mn-O and Ni-Co-Mn-O spinels on polyimide and glass substrates. Applied Physics A [J], 50: 473-477.
- [84] DANNENBERG R, BALIGA S, GAMBINO R J, et al. 1999. Infrared optical properties of Mn_{1.56}Co_{0.96}Ni_{0.48}O₄ spinel films sputter deposited in an oxygen partial pressure series. Journal of Applied Physics [J], 86: 2590-2601.
- [85] ZHOU W, WU J, OUYANG C, et al. 2014. Optical properties of Mn-Co-Ni-O thin films prepared by radio frequency sputtering deposition. Journal of Applied Physics [J], 115: 093512.
- [86] WANG B, LAI J, CHEN S, et al. 2012. Vanadium oxide microbolometer with gold black absorbing layer [M]. SPIE.
- [87] ZHOU W, ZHANG L, OUYANG C, et al. 2014. Micro structural, electrical and optical properties of highly (220) oriented spinel Mn-Co-Ni-O film grown by radio frequency magnetron sputtering. Applied Surface Science [J], 311: 443-447.
- [88] WU J O C, ZHOU W, ET AL 2015. Optical properties of small polaron in Mn_{1.56}Co_{0.96}Ni_{0.48}O₄ films investigated by temperature-dependent transmission spectra. Materials Research Express [J], 2.
- [89] PALIK E D, ED. 1998. Handbook of optical constants of solids. [M]. Academic press.

致 谢

白驹过隙 日光荏苒，三年的时间如流水般转眼流逝，我的研究生生活也即将结束。细细回味，感触颇多，在上海技术物理研究所和课题组一起走过的岁月，将铭记于心，受益无穷。值此论文即将完成之日，首先以最诚挚的心意感谢我的两位导师褚君浩院士和黄志明研究员对我的谆谆教诲和亲切关怀。他们给予了我开启研究生涯的宝贵机会，而且在整个硕士生涯的学习过程中，我要感谢褚老师和黄老师从研究课题的选题，到实验设计和数据分析，再到文章与论文的撰写和修改，百忙之中的他们付出的极大心血；感谢两位师长勤奋严谨的治学风格、宽厚仁慈的导师胸怀、渊博的学术造诣、教给了我许多做人做事的道理；感谢两位师长为学生树立起了榜样，这将一直深刻地影响着以后的工作和生活。

感谢课题组的吴敬副研究员、周炜师兄以及姚娟娟师姐在实验上的指导和生活中的关心。在课题研究期间，指导我解决许多实验上的问题，带我熟悉各种实验手段和研究方法，在文章和论文的写作和内容上也提供了诸多建设性的意见和指导。感谢他们在课题研究过程中对我的耐心指导和帮助，感谢他们的细心与耐心；谨向他们表示衷心的感谢和美好的祝福。

感谢红外物理国家重点实验室的柏玲仙老师，感谢柏老师为我提供解决实验问题的途径，感谢她为我们实验研究和生活创造了良好的条件。感谢课题组高艳卿副研究员，马建华老师，胡菊芳老师，黄敬国师兄，江林师姐，李高芳师姐，曲越师兄在学习上的探讨和生活上的关心。感谢徐新月，尹一鸣，胡涛，刘清权等同学对课题实验的大力支持。感谢与马万里师弟，张志博师弟，李敬波师弟，阎蒋伟师弟，李洋师妹，邱琴茜师妹在课题组共同奋斗过的日子。谨祝愿课题组未来的发展会更加辉煌。

感谢感谢红外物理国家重点实验室陈效双研究员，孟祥建研究员，王少伟研究员等的诸多帮助和指导。感谢材器中心马伟平老师在实验上的帮助。感谢研究生部汪骏发，李淑薇，朱晓琳，黄曦等老师在学习和生活上的指引。

另外我要感谢我的父母还有家人对我的支持和鼓励，一个温暖的家给了我给了我努力求学的动力，感谢他们多年来对我的支持和理解，感谢他们在背后默默的付出，在此祝愿他们平安健康幸福长久。

三年的学习生活如流水般飞逝，在中科院上海技术物理研究所的三年里，获得了宝贵的学习机会，得到了很好的锻炼，提高了自我的道德修养，并且有幸得到诸多老师和同学的帮助，在此再一次向他们表达衷心的感谢和诚挚的谢意。

最后，向百忙中参加论文评审和答辩的各位老师和专家学者致以崇高的敬意，感谢各位老师和专家对我课题论文的指导以及建议。

谨以此论文献给所有关怀、支持、鼓励我的亲人、师长、学友和朋友们，你们的爱和鼓励是我不断前行的动力！

吴彩阳

2019年6月于上海

作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果

作者简历:

2012 年 09 月——2016 年 06 月,在吉林大学电子科学与工程院(微电子系)获得学士学位。

2016 年 09 月——2019 年 06 月,在中国科学院上海技术物理研究所(红外物理国家重点研究室)攻读硕士学位。

已发表(或正式接受)的学术论文:

1. **Caiyang Wu**, Wei Zhou, Niangjuan Yao, Xinyue Xu, Yue Qu, Zhibo Zhang, Jing Wu, Lin Jiang, Zhiming Huang, Junhao Chu 2019. Silicon-based high sensitivity of room-temperature microwave and sub-terahertz detector. Applied Physics Express [J], 12. DOI: 10.7567/1882-0786/ab14fc
2. Wei Zhou, **C. Y. Wu**, Y. M. Yin, Y. Liu, Z. M. Huang 2019. Thickness dependence of structural, morphological and optical properties of MnCoNiO thin films grown by chemical solution deposition on SiO₂/Si(100) substrate. Applied Surface Science [J], 476: 369-373. DOI: 10.1016/j.apsusc.2019.01.127
3. Wei Zhou, **C. Y. Wu**, Y. M. Yin, W. L. Ma, Z. M. Huang 2019. Crystallization-dependent structural and optical properties of Mn_{1.56}Co_{0.96}Ni_{0.48}O₄ thin films grown by chemical solution deposition on Si (100). Applied Physics A 125(1). DOI: 10.1007/s00339-018-2242-9
4. Wei Zhou, Yiming Yin, **Caiyang Wu**, Wanli Ma, Niangjuan Yao, Jing Wu, Zhiming Huang 2019. Broadband infrared thermal detection using manganese cobalt nickel oxide thin film. Optics Express [J], 27: 15726-15734.
5. 徐新月, 张晓东, 吴敬, 江林, **吴彩阳**, 姚娘娟, 曲越, 周炜, 尹一鸣, 黄志明 2019. 基于金属-半导体-金属(MSM)结构的 Bi₂Te₃ 室温高响应率太赫兹探测器研究. 红外毫米波学报.

参加的研究项目：

1. 国家杰出青年科学基金(61625505)：红外与太赫兹
2. 国家自然科学基金项目(61604160)：基于铟砷锑窄禁带半导体器件的太赫兹探测机理研究
3. 中国科学院上海技术物理研究所创新专项(CX-197)：基于锰钴镍氧薄膜的 Sandwich 结构非制冷红外探测器研究
4. 上海市自然科学基金项目(17ZR1444100)：光调控钴镍氧化物薄膜载流子输运特性研究