



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

博士学位论文

新型红外光电探测器局域电场表征与暗电流抑制机理分析

作者姓名: _____ 李庆 _____

指导教师: _____ 胡伟达 研究员 _____

_____ 中国科学院上海技术物理研究所 _____

学位类别: _____ 工学博士 _____

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 _____

2020年6月

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內容，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：

Characterization and analysis of local electric field and dark current mechanism of new concept infrared photodetectors

**A dissertation submitted to
University of Chinese Academy of Sciences
in partial fulfillment of the requirement
for the degree of
Doctor of Philosophy
in Microelectronics and Solid-state Electronics**

By

Qing Li

Supervisor: Professor Weida Hu

Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences

June 2020

摘 要

红外光电探测技术发展至今已有近九十年历史。当前,红外探测系统的发展方向是更小尺寸(Size)、更低重量(Weight)、更小功耗(Power)、更低价格(Price)和更高性能(Performance),常被称为SWAP3。在这个背景下,新一代高灵敏度红外雪崩光电探测器和高工作温度红外光电探测器迎来快速发展。HgCdTe材料具有极高的光电转化效率、载流子输运特性好、响应范围随组分可调等优势,更为重要的是它在中长波红外波段,材料的电子空穴离化系数比非常大,是制备高性能电子注入型雪崩光电探测器的最理想材料之一。但是国内对于HgCdTe雪崩光电探测器的研究还处于起步阶段,存在材料生长和器件制备工艺仍在完善、暗电流及关联噪声大、雪崩电离机理不清晰、器件评估仍未形成标准等问题。为此,本论文建立了HgCdTe雪崩红外探测器的优化设计和性能评估方法,系统研究了HgCdTe雪崩光电探测器的暗电流抑制机理及关联噪声的起源。进一步的,面向未来SWAP3应用,初步研究了基于新型二维材料和非本征硅基红外光电探测器在高工作温度下的探测机理。

本课题具体的研究内容和主要研究成果如下:

1. 平面结和台面结中波雪崩光电探测器暗电流雪崩机理研究。离子注入和原位掺杂技术是制备HgCdTe台面结和平面结雪崩光电探测器的两种掺杂工艺。本研究通过建立二维仿真模型,与实验测试结果对比得到了碰撞离化的唯象模型,澄清了在制备平面结与台面结中波HgCdTe雪崩光电探测器过程中出现的性能差异源于倍增区的掺杂及结构设计不一致。器件工作时倍增区电场强度会大大影响带间隧穿产生率和碰撞离化率,峰值电场强度在增大1.5倍的情况下,会导致碰撞离化率有4个量级以上的差异。本研究提出了优化HgCdTe雪崩光电探测器设计方案即要避免局域电场,使电场完全作用于光生载流子的碰撞离化才会获得高增益、低暗电流及关联噪声器件。

2. 非均匀局域场对雪崩光电探测器影响机理研究。非均匀局域场是影响雪崩光电探测器性能的主要原因之一。本研究通过激光束诱导光电流测试平台,表征了多次低温退火处理的离子束刻蚀HgCdTe线列样品结区横向电场以及InGaAs/InP雪崩光电探测器在保护环作用下的横向及纵向电场,研究发现80°C 96h的低温退火处理可以提高中波红外HgCdTe材料刻蚀区少子寿命;保护环可

以有效抑制扩散工艺引入的横向电场，并且能够显著的抑制 InGaAs/InP 雪崩光电探测器线性工作模式下的非均匀尖峰电场。非均匀局域场表征和抑制可以为有效降低雪崩光电探测器暗电流增益和防止预击穿提供研究思路。

3. 离子注入型中波雪崩光电探测器的保护环研究。离子注入型 HgCdTe 雪崩光电探测器工艺更加简单，制备周期更短。本研究通过建立离子注入型 HgCdTe 雪崩光电探测器退火关联的缓变结模型，发现器件带宽主要受吸收区内载流子输运速度地限制，器件带宽理论上可以达到 3 GHz；另外本研究通过在离子注入型中波 HgCdTe 雪崩光电探测器中引入浅、中和深保护环结构设计，发现中和深保护环可以有效地降低暗电流、减小器件过剩噪声因子和提高器件的增益噪声比，相比于没有保护环设计的器件，暗电流在 -8 V 的偏压下分别降低了 1.6 倍和 2 倍，增益噪声比也有近 1 个量级的提升。此项工作可以为制备高信噪比中长波红外 HgCdTe 雪崩光电探测器提供基础理论指导。

4. 高工作温度二维红外探测器的建模和光电探测机理研究。基于对传统材料暗电流及关联噪声的分析机理，本课题对新型二维材料红外探测器进行了基础研究。通过对二维材料吸收特性的计算，结果表明当二维材料的吸收系数大于 10^5 cm^{-1} 时，可以用于制备高性能红外光电探测器。并以黑磷 (BP) 为例，计算了 100 nm 厚度的 BP 器件的中红外峰值探测率可以达到 6.3×10^{10} Jones。另外，通过 TCAD 建模，得到了由于二维材料非对称特征制备台面结与平面结器件的优缺点，解释了二维材料易调控及显双极性的原因，设计了面内调控 pn 结的方法，并解释了一些实验观测现象。

5. 高工作温度非本征 Si 红外探测器的光电探测机理初探。硅芯片代表当前最成熟半导体产业。然而受限于 Si 的本征能带，制备基于光电效应的 Si 基超带隙红外探测器是一项有意义的工作。本课题通过在 Si 中引入深能级杂质带，设计了阻挡杂质带器件结构，制备了常温工作具有超带隙探测能力的非本征 Si 红外探测器。通过测试及分析表明，器件 1000 K 黑体探测率 ($1.1 \mu\text{m}$ 滤光) 为 4.5×10^8 Jones，1550 nm 量子效率可以达到 6%，探测波长可达中红外波段。最后利用器件实现了红外吸收谱的微区表征、反射谱二维绘制和实物样品的成像。

关键词： 红外探测器，雪崩光电探测器，HgCdTe，二维材料，非本征硅，高工作温度

Abstract

Infrared photon detection technology has been developed for nearly ninety years. At present, the development directions of infrared detection system are smaller size, lower weight, smaller power consumption, lower price and higher performance, which is often called SWAP3. In this context, the new generation of infrared detection technology will focus on preparation of high sensitivity and high operating temperature infrared photodetectors. And it has ushered in an era of rapid development. The synthetization and fabrication of mercury cadmium telluride has significant influence on infrared detection technology, for HgCdTe has extremely high photoelectric conversion efficiency, excellent carrier transport properties and advantages of the tunable response wavelength range along with the Cd component. Another more important thing is that HgCdTe owns large electron-hole ionization coefficient ratio in the mid and long-wavelength infrared range. For this reason it can be used as one of the most ideal materials for high-performance electron avalanche photodetectors. However, the researches on HgCdTe avalanche photodetectors in our country are still in its infancy: the material growth and device preparation technology are under development; the dark current and associated noise are very large; the avalanche ionization mechanism is still unclear; and the device evaluation has not yet formed one standard. Therefore, the research content of this topic is to study the influencing source of dark current and associated noise of HgCdTe avalanche photodetector, the optimal design of devices and the method of device evaluation by experimental measurements. In addition, for the future applications of SWAP3, the detection mechanism of novel two-dimensional materials and extrinsic silicon-based infrared photodetectors operating at room temperature is preliminarily discussed.

The specific research contents and main research results of this topic are as follows:

1. Researches on the dark current avalanche mechanism of planar and mesa avalanche photodetectors. Ion implantation and in situ doping are two important doping techniques for preparing plane and mesa HgCdTe electron avalanche photodetectors. Through the establishment of two-dimensional simulation model and compared with experimental results, the impact ionization phenomenon model was precisely proposed. The results show that different performances between planar and mesa HgCdTe avalanche photodetector should attributed to the doping and structure design of

multiplication layer. The electric field intensity in the multiplication layer shows significantly effect on the generation rate of inter-band tunneling and impact ionization at -8 V bias. The results show that when the electric field intensity is 1.5 times larger, impact ionization rate could be more than 4 orders of magnitude different. In order to optimize the design of HgCdTe avalanche photodetector, it is necessary to avoid the local electric field. Only if the electric field is totally acting on the transport of photo generated carriers, the high performance and low noise devices could be obtained.

2. Researches on the influence of non-uniform local field on avalanche photodetectors. Non-uniform local field is one of the main reasons affecting the performance of avalanche photodetector. We set up a laser beam induced current characterization platform, and measured the electric field of HgCdTe devices and InGaAs/InP avalanche photodetector with guard ring. The measured results show that 80 °C 96 h annealing treatment can improve the carrier life in the etching area of HgCdTe material. It also shows that the guard ring can effectively suppress the transverse electric field introduced in the diffusion area and significantly inhibit the non-uniform peak electric field under the linear operation mode of InGaAs/InP avalanche photodetector. The characterization and suppression of non-uniform local fields can provide one effective way of reducing the dark current gain and preventing the pre-breakdown of avalanche photodetectors.

3. Researches on the guard ring designs of mid-wavelength infrared avalanche photodetector. Ion-implanted HgCdTe avalanche photodetector has simpler process and shorter preparation cycle. In this work, one anneal-related graded junction model of mid-wavelength ion-implanted HgCdTe avalanche photodetector is proposed. The results show that the device bandwidth is mainly limited by carrier transport speed in the absorption layer, and the device bandwidth can theoretically reach 3 GHz. Additionally, we designed HgCdTe avalanche photodetector with shallow, medium and deep guard ring structure. The simulated results show that medium and deep guard ring can effectively reduce the dark current, reducing excess noise factor and improve gain to noise ratio. Compared with the device with no guard ring, dark current under the bias of -8 V decreased 1.6 times and 2 times, respectively. And gain to noise ratio is also nearly one order of magnitude higher than the device without guard ring. This work can provide basic theoretical guidance for the preparation of mid or even long-wavelength infrared HgCdTe avalanche photodetectors with the high signal-to-noise ratio.

4. Study on the modeling and mechanism of high operating temperature two-

dimensional material infrared photodetector. Based on basic analysis mechanism of the dark current and associated noise of traditional infrared detectors, the new concept two-dimensional material infrared detector is theoretically researched. In this work, absorption characteristics of two-dimensional materials were calculated. The results show that high-performance infrared photodetectors can be fabricated when the absorption coefficient of two-dimensional materials is larger than 10^5 cm^{-1} . Taking BP with 100 nm thickness as an example, the calculated results show that the peak detectivity in mid-wavelength infrared range of BP devices could reach 6.3×10^{10} Jones. In addition, through TCAD modeling we obtained the advantages and disadvantages of mesa and plane two-dimensional materials devices with asymmetric characteristics. The reasons for two-dimensional materials devices with easy regulation and bipolarity characteristics were made clear, and at last some experimental observation phenomena was explained by proposed models.

5. Preliminarily studies of high operating temperature extrinsic Si-based infrared photodetectors. Si chips represent the most mature semiconductor industry at present. However, limited by the intrinsic energy band of Si, it is not allowed to be used as an infrared ($>1100 \text{ nm}$) photodetector. Therefore, Si based ultra-bandgap infrared detector based on the photoelectric effect is a significant work. In this work, the deep level defect band was introduced into Si, and then the limitation of Si intrinsic energy band was broken. Though the designed block impurity band structure, the extrinsic Si infrared detector with the ability of ultra-bandgap infrared detection was fabricated. The room temperature experiment results show that the 1000 K blackbody specific detectivity of fabricated device can achieve 4.5×10^8 Jones with $1.1 \mu\text{m}$ filter, the 1550 nm quantum efficiency can reach 6%, and the cutoff wavelength can reach mid-wavelength infrared. Furthermore, the microregion characterization of absorption spectrum, reflectance spectrum mapping and infrared imaging were obtained by the fabricated devices.

Key Words: Infrared detectors, avalanche photodetectors, HgCdTe, 2D materials, extrinsic Si, high operating temperature

目 录

摘 要.....	I
Abstract.....	III
第 1 章 引言.....	1
1.1 红外光电探测器简述.....	1
1.1.1 红外光电探测器发展历史.....	1
1.1.2 红外光电探测器发展概况.....	3
1.1.3 红外光电探测器分类.....	3
1.2 HgCdTe 红外雪崩光电探测器.....	4
1.2.1 HgCdTe 雪崩光电探测工作原理.....	4
1.2.2 HgCdTe APD 国内外研究进展.....	6
1.3 高工作温度红外光电探测器.....	10
1.3.1 室温工作低维材料红外探测器.....	11
1.3.2 高温工作非本征硅基红外探测器.....	13
1.4 本论文主要工作.....	14
1.4.1 本论文研究目的.....	14
1.4.2 本论文研究内容.....	14
第 2 章 红外光电探测器性能评价及分析方法.....	17
2.1 评估器件性能的重要指标.....	17
2.2 仪器及测试平台搭建.....	21
2.2.1 黑体及光谱测试系统.....	21
2.2.2 噪声测试系统.....	21
2.2.3 单点成像系统.....	23
2.3 器件仿真及原理介绍.....	24
2.4 本章小结.....	29
第 3 章 中波红外 HgCdTe APD 暗电流分析及优化设计.....	31
3.1 平面结/台面结 HgCdTe APD 制备与器件性能分析.....	31
3.1.1 器件制备.....	31
3.1.2 器件电流特性及仿真模拟.....	32
3.1.3 平面结与台面结 HgCdTe APD 小结.....	36
3.2 APD 器件内电场的表征方法.....	36
3.2.1 高精度二维扫描 LBIC 表征平台.....	37
3.2.2 低温退火工艺对 HgCdTe 材料的影响.....	38

3.2.3 激光束诱导光电流法表征 InGaAs APD 局域电场	42
3.3 离子注入型中波红外 HgCdTe APD 优化设计	47
3.4 本章小结	55
第 4 章 二维材料红外光电探测器光电特性分析及性能模拟	57
4.1 基于二维材料的高性能红外光电探测器的定性分析	57
4.2 外场调控下新型二维材料器件性能模拟	61
4.3 本章小结	66
第 5 章 室温工作非本征硅基红外探测器表征及性能测试	67
5.1 非本征硅基红外探测器研究背景	67
5.2 室温工作 BIB 红外探测器制备及性能测试	68
5.3 器件成像实验	75
5.4 本章小结	77
第 6 章 总结与展望	79
6.1 主要研究成果	79
6.2 存在的问题与后期工作展望	80
参考文献	83
致 谢	89
作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果	91

第 1 章 引言

1.1 红外光电探测器简述

1.1.1 红外光电探测器发展历史

红外与可见光相似，也是一种电磁辐射，但它的波长比人眼可见的红光（~730 nm）更长，因此被称为红外（Infrared）。人们对可见光的观测已有上千年历史，但是对红外的研究历史却比较短。1800 年，英国天文学家赫舍尔在研究太阳色散光对温度上升快慢时发现，当光经过分光镜后，在出现可见光波段以外的区域（接近红色光），会存在使涂黑的水银温度计温度升高的辐射，这就是红外辐射¹。在那之后的近一百年里，尽管人们发现了红外光的热电效应、光伏现象、光电导现象²⁻⁴等，但人们对光本质属性的认识并不完善，对红外的研究也非常缓慢。1887 年，德国物理学家赫兹发现了光电效应，这对发展光量子理论起到了重要的推动作用；二十世纪前后，德国物理学家普朗克经过多年对黑体辐射理论的研究，提出了能量的量子化假说，黑体辐射的普朗克公式完美的解释了当时的实验现象；1905 年，爱因斯坦提出了光量子理论，形成了光电效应的理论框架。他们的研究使人们更清楚地认识到光的本质属性，这对现代光电探测器的发展起到了决定性作用。根据黑体辐射的普朗克公式，任何有温度的物体都会产生自发辐射，而对于室温环境的物体，会产生峰值恰好在红外波段的电磁波，这对室温或不同于室温目标的观测非常重要。二十世纪的世界大战期间，红外在军事上产生了重要的作用。1917 年，美国军方资助了第一个红外探测器项目，成功制备了 Ti_2S 红外探测器，但是器件非常不稳定、信噪比差，项目在第二年就不再进行⁵。红外探测器第一次成功应用是基于二十世纪 30 年代德国军方研制出了峰值探测波长在 $3\ \mu\text{m}$ 附近的 PbS 器件，且在第二次世界大战期间，德国将 PbS 红外探测器作为重要设施装备于战舰和坦克上， PbS 红外探测器至今也是重要的常温工作中红外探测器⁶。1945 年后，才有更多人知道了红外探测器的在军事上的重要作用，自此红外探测器技术成为了各国军方重要的研究领域。当二战结束后，人们发现红外探测器不仅在军事上有较大用途，在消防、通信和遥感领域红外探测器也展现出重要的应用价值。同时，各种窄带隙材料也相继被发现、合成与设计。例如铅盐化合物、 Ge 及非本征 Ge 、 InSb 等相继被发现，这些材料直到现在也仍

被使用⁷⁻¹⁰。1959年，英国人 Lawson 及其同事合成了 HgCdTe 材料，其红外探测性能非常优越，对整个红外探测技术的发展起到了重要的作用¹¹。另外，由于硅工艺的逐渐发展，非本征 Si 材料也吸引了较多人的研究并迅速走向应用¹²⁻¹³。进入二十世纪 80 年代后，随着材料生长工艺的发展（分子束外延、金属有机气相外延），可以非常精密地控制材料生长，一系列基于能带工程的材料如超晶格、量子阱和一些当时的新材料如 InGaAs 等相继研发成功，进一步拓展了红外探测材料的选择¹⁴⁻¹⁷。进入 21 世纪，材料生长工艺更加成熟，出现了一些基于超晶格、量子阱的新型结构如量子级联探测器、带间级联探测器¹⁸⁻²⁰。近些年来，以石墨烯、黑磷为代表的低维材料红外探测器在室温下展现出了优异的红外探测能力，有望实现进一步的应用²¹⁻²²。在这些红外光电探测器快速发展的期间，以较好的室温工作能力氧化钒²³、非晶硅²⁴为代表的基于光热电效应的红外探测器也发展迅猛²⁵，在诸多民用领域以其低廉的价格、小型化体积占据了较大市场，在具有发烧症状的疫情防治中起到了重要作用。相比于热电探测器，基于光电效应的红外探测器热关联噪声较低，因此背景限探测率较高，响应速度不受热传导速率的影响从而响应速度较快，因此对于可靠性、灵敏性更高的红外探测系统更偏向使用红外光电探测器。本文的主要研究对象是基于光电效应的红外探测器，红外及其探测材料发展历程及材料的探测波段如图 1.1 所示，红外光电探测器已经可以覆盖从近红外至 200 μm 附近²⁶⁻²⁷。

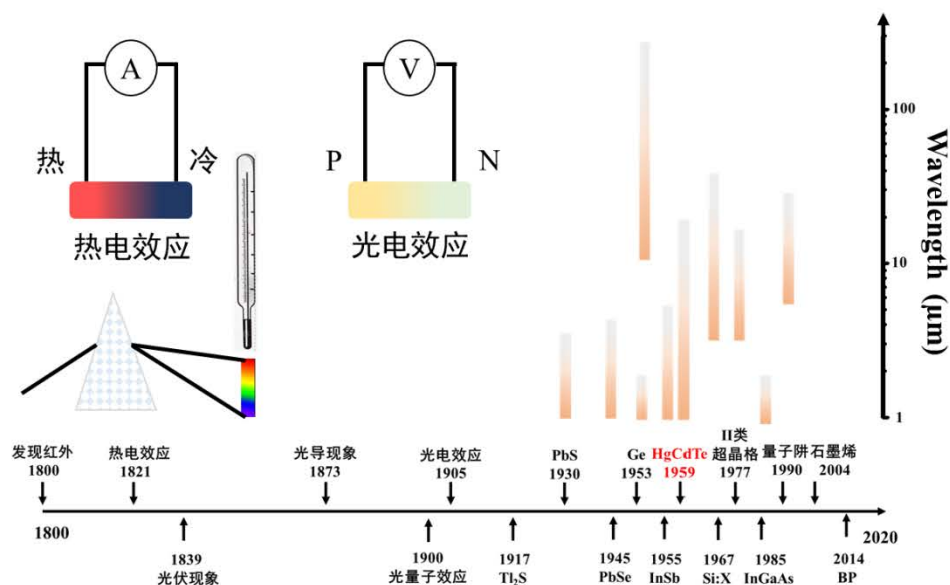


图 1.1 红外及其探测材料的发展历程

Figure 1.1 The history development of infrared and its detection materials

1.1.2 红外光电探测器发展概况

现代红外光电探测技术已经发展了几十年,红外探测系统从发展初期的单元探测器到现在超大规模红外焦平面探测器,单一谱段探测到双色、多色探测,探测波段更长,功耗更小,探测能力更强,价格更便宜,系统更智能,发展目标围绕着 SWAP3。在这众多红外探测材料体系中, HgCdTe 红外探测器可以体现整个红外探测器的发展。HgCdTe 红外探测器已经经历了三代:第一代 HgCdTe 红外探测器是单元型器件,材料生长工艺限制了它的发展;随着外延技术进一步发展,材料均匀生长可以满足具有一定规模的焦平面器件的制备, HgCdTe 红外探测器进入了第二个发展时代;二十世纪 90 年代后,大规模焦平面、多色探测、高工作温度及单光子探测等探测器是新一代 HgCdTe 红外探测器发展的重要方向²⁸⁻²⁹。当前, HgCdTe 材料生长可达 8 英寸,器件规模可达 4 K×4 K,中、长波双色探测器已有报道,具备高工作温度 (>150 K) 的 HgCdTe 焦平面器件已有设计,具有高增益的 HgCdTe 雪崩光电探测器也具备了光子数可分辨能力³⁰⁻³³。不过 HgCdTe 材料虽然有较高的性能,但材料本身也存在一些问题,这给予其它窄禁带材料的发展空间。HgCdTe 材料制备价格昂贵,因此各红外波段具有不低于 HgCdTe 性能的铟镓砷、铟化铟和二类超晶格等也被广泛应用; HgCdTe 材料高温工作温度能力差,铅盐化合物可以实现中波红外探测的室温工作;甚长波 HgCdTe 红外探测器极难制备,采用量子阱、非本征硅和非本征锗可以实现甚长波甚至太赫兹波段的探测。

1.1.3 红外光电探测器分类

红外光电探测器按是否需要外加电源驱动才能实现光生载流子的收集从而分为光伏型和光导型器件,这种类型的划分与其他波段光电探测器是一致的。光伏型红外探测器需要有内建电场,光生载流子可以在内建电场的作用下实现分离,在结区两端形成电势差,通常光伏型器件是 pn 结实现的,也有一些如肖特基结、pin、P⁺i 和 N⁺i 等其他结构也是自驱动的光伏探测器。光导型红外探测器结构比较简单,在探测器吸收区两端需要有外加电源对光生载流子输运到达两端电极,才能实现对红外光信号的探测与收集。红外光电探测器按电子能级跃迁类型可以分为带间跃迁、子带间跃迁、微带跃迁和杂质带跃迁红外探测器,通常的窄带隙半导体材料如 HgCdTe、铟镓砷是依靠带间跃迁实现的光吸收,而基于能带工程的超晶格、量子阱和量子级联探测器是依靠子带或微带跃迁。另外,还有一些常

见的半导体如镓砷、硅、锗等材料，其材料本征探测波段较短，但通过一些特殊元素对它们进行掺杂，形成杂质带能级，就能远远突破其本征能带限制，实现更长波段红外的探测，这种类型被称为非本征红外探测器，常见红外光电探测器分类如图 1.2 所示。

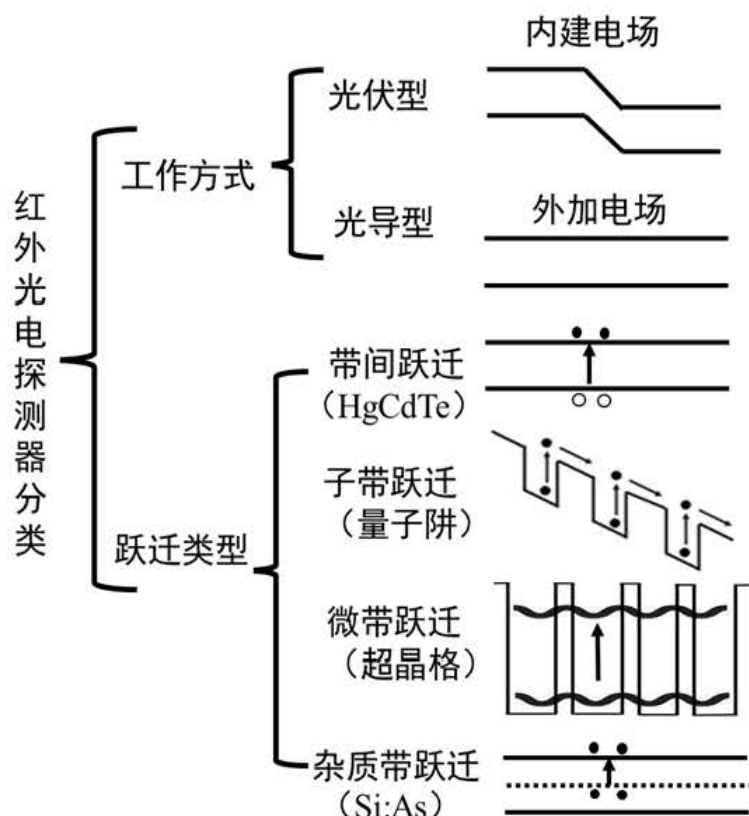


图 1.2 红外光电探测器分类

Figure 1.2 Classification of infrared photodetectors.

1.2 HgCdTe 红外雪崩光电探测器

具备光子数分辨能力的红外探测器是新一代红外探测系统的重要研究内容之一。对于红外光，单个光子的能量比可见光更低，例如 $5\ \mu\text{m}$ 波段的红外光，单个光子能量约为 $3.98 \times 10^{-20}\text{J}$ ，比可见光波段小近一个量级，对于实现这种极低能量、光子数可分辨的探测器来说，这更是一个巨大的挑战。不论从材料生长控制、器件设计方法、读出电路设计、系统组装等都需要更加精密。HgCdTe 雪崩光电探测器是探测极弱红外光信号的可行性方法。

1.2.1 HgCdTe 雪崩光电探测工作原理

对于极弱的光信号，或者没有内增益的光致电信号，必须采用信号放大的方

法才能有效地收集到。通常的外电路放大如前置放大器、锁相放大器等往往牺牲了带宽，这对于高速探测系统是一个难以解决的问题。因此，需要有器件具有较高的内增益，器件本身能够使信号放大而不损失带宽，成为了探测极弱信号的关键。通常的具有内增益器件有光电倍增管（Photo multiplier tube, PMT）³⁴、高载流子寿命的光导型器件³⁵、量子点共振隧穿探测器（Quantum dot resonance tunneling detector, QD-RTD）³⁶和雪崩光电探测器（Avalanche photodiode, APD）等。PMT 有较高增益，但工作偏压较高，探测效率非常低，暗计数也比较大；高增益光导型器件是牺牲了响应时间获取了较高的增益，这就导致了带宽非常低；QD-RTD 是一种新型的光子数可分辨的探测器，但其工作点对光照较为敏感，需要进行对结果的长时间统计确认，这也导致了其应用受限；相比于其他高增益器件，APD 是可以同时具备高带宽、高增益的特点，器件制备容易、量子效率又可以保证，虽然暗电流及过剩噪声等问题仍待解决，但从对于极弱光探测的应用性来说，APD 具有较大的优势。

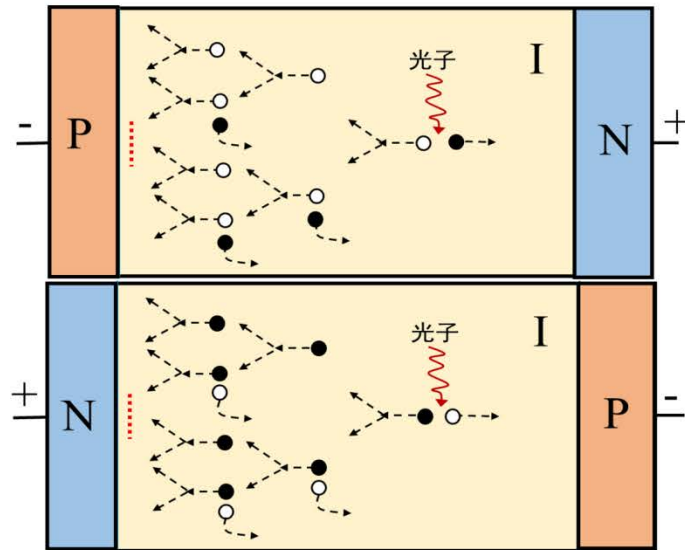


图 1.3 电子注入型与空穴注入型雪崩光电探测器工作原理示意图

Figure 1.3 Schematic diagram of electron or hole injection type avalanche photodiodes.

雪崩光电探测器是利用雪崩效应实现载流子数目增多从而产生巨大的增益。它的工作原理是当光伏型器件在较大的反偏电压下，器件内形成较大的电场，在这个电场作用下，载流子会获取较大的动能，成为热载流子。当热载流子能量较低时，会与杂质、声子等发生相互作用，将能量传递给了声子等而不会有新的自由载流子产生，失去了增益效果；当热载流子能量超过其碰撞离化阈值能量时，

它会与晶格发生碰撞，形成电子-空穴对，新产生的电子-空穴对会在外电场作用下继续进行下一次碰撞，这个过程持续发生将会产生大量的自由载流子，如图 1.3 所示；但当电场过大时，热载流子与晶格碰撞更加无序，器件的热效应也会更加明显，此时器件会有较大的过剩噪声，也就不能用于红外光的探测。雪崩光电探测器在合适的电压下，发生载流子的雪崩效应产生巨大增益，另外较大的外加电场使器件自由载流子迁移率能够达到饱和，当载流子的饱和迁移率足够大，它就同时拥有了高增益、高带宽的特点³⁷。这就可以满足需要极高灵敏度探测器的整机系统，例如量子通信、激光雷达和极弱光成像系统。CMOS 集成的硅基雪崩光电探测器已经较为成熟，“墨子”号量子通信卫星以及车载、机载激光雷达都已实现硅基雪崩光电探测器的市场应用。但是用于硅激光雷达的 905 nm 等波段对人眼可能会有伤害³⁸，对于更低能量的红外光子，硅雪崩光电探测器无法探测，例如通信波段 1310、1550 nm，导弹、航天飞行器尾焰等中波红外波段，室温目标自发辐射的长波红外波段，因此如何实现中长波红外弱信号的高速探测，是第三代红外探测系统的重要研究方向之一。

Hg_{1-x}Cd_xTe 材料是由半金属材料 HgTe ($E_g = -0.3 \text{ eV}$) 和半导体材料 CdTe ($E_g = 1.5 \text{ eV}$) 混合制备具有闪锌矿结构的直接带隙二元材料 ((HgCd)_{1-x}(CdTe)_x)，通过调节 Cd 组分，HgCdTe 带隙可以覆盖整个红外波段；它是直接带隙半导体，对应红外波段的吸收系数非常高，制备 5~10 μm 吸收层厚度的器件就可以在中长波段拥有极高的量子效率 (>90%)；其热膨胀系数与硅材料相当，可以与硅读出电路集成制备大规模焦平面器件；材料的介电常数高，电子饱和迁移率高，响应速度快³⁹⁻⁴¹；而且更为可贵的是，HgCdTe 材料在短波红外 (1-3 μm)、中波红外 (3-5 μm) 及长波红外 (8-14 μm) 三个大气窗口，其电子空穴的离化系数比均远离 1，按照经典的雪崩倍增噪声机理，这将是制备低噪声 APD 绝佳的材料，人们在之后的实验中也证明了这一点。

1.2.2 HgCdTe APD 国内外研究进展

HgCdTe APD 的制备得益于材料外延及掺杂技术的提高。1977 年，美国研究人员 Tredwell 第一次在实验上发现了短波红外 HgCdTe (1.5~2.3 μm) 雪崩现象，室温条件下，有许多器件在超过 2 V 的反偏电压下发生雪崩，器件增益达到了 30⁴⁵。1983 年，美国研究人员 Shin 报道了他们利用液相外延技术制备的短波红外

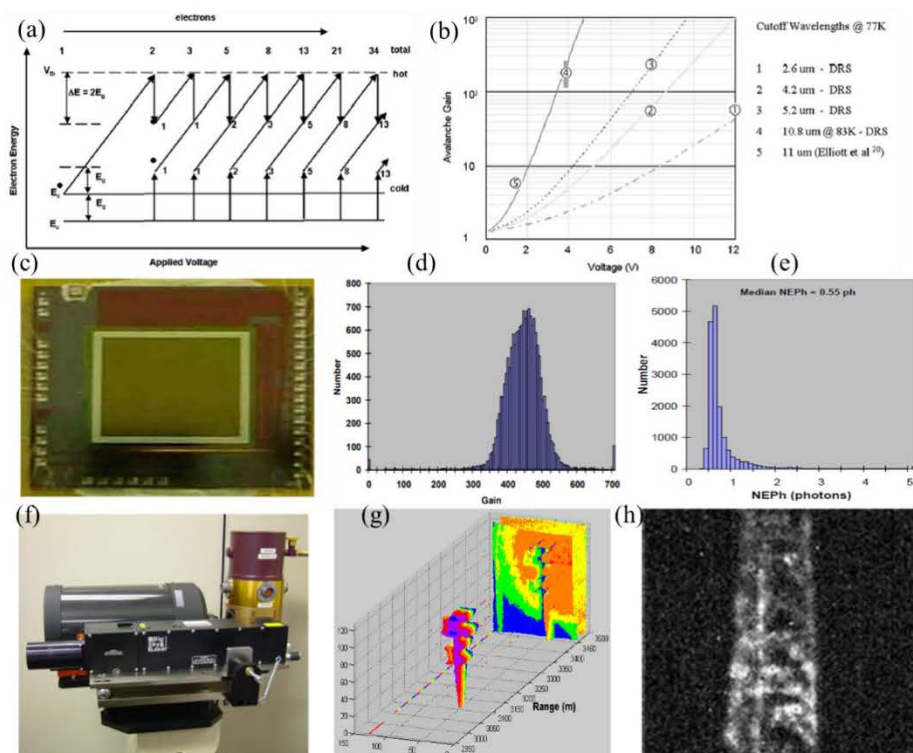


图 1.4: (a) 电子碰撞离化示意图; (b) DRS 公司制备短波、中波 HgCdTe APD 增益; (c) DRS 公司制备的 128×128 焦平面芯片; (d-e) 阵列中像元的增益分布和噪声等效光子数; (h-k) HgCdTe APD 制备的 3-D 雷达成像系统及远距离 (8.9 km) 主动成像效果⁴²⁻⁴⁴
 Figure 1.4 (a) Schematic diagram of electron impact ionization; (b) Gain of near infrared and mid-wavelength infrared HgCdTe APDs in DRS; (c) 128×128 HgCdTe APD focal plane arrays in DRS; (d-e) Distribution of gain and noise equivalent photons in the arrays; (h-k) 3D Lidar systems based on HgCdTe APD and the active imaging target at 8.9 km.

HgCdTe (1-1.7 μm) APD, 器件暗电流水平为 10^{-4} A/cm² (偏压为 $0.5V_b$), 增益达到了 15⁴⁶。1993 年, 法国 Leveque 研究了 HgCdTe 材料电子空穴离化系数, 对 HgCdTe 雪崩探测机理有了初步研究, 得到了 HgCdTe 随 Cd 组分变化离化系数比的改变趋势⁴⁷。前期对 HgCdTe APD 的研究主要是短波红外波段, 可能原因是当时的中长波红外 HgCdTe 材料制备和掺杂技术并不是很先进, 中长波红外 HgCdTe 材料生长质量导致大偏压下漏电流非常大。但是在二十世纪八九十年代, 具有更高离化系数比、更容易制备和异质外延的 InGaAs/InP APD 的制备成功, InGaAs/InP APD 的发展更为迅速⁴⁸⁻⁵¹。进入二十一世纪后, 中波红外、长波红外 HgCdTe APD 制备成功, 开启了中/长波红外 HgCdTe APD 迅速发展的时代。

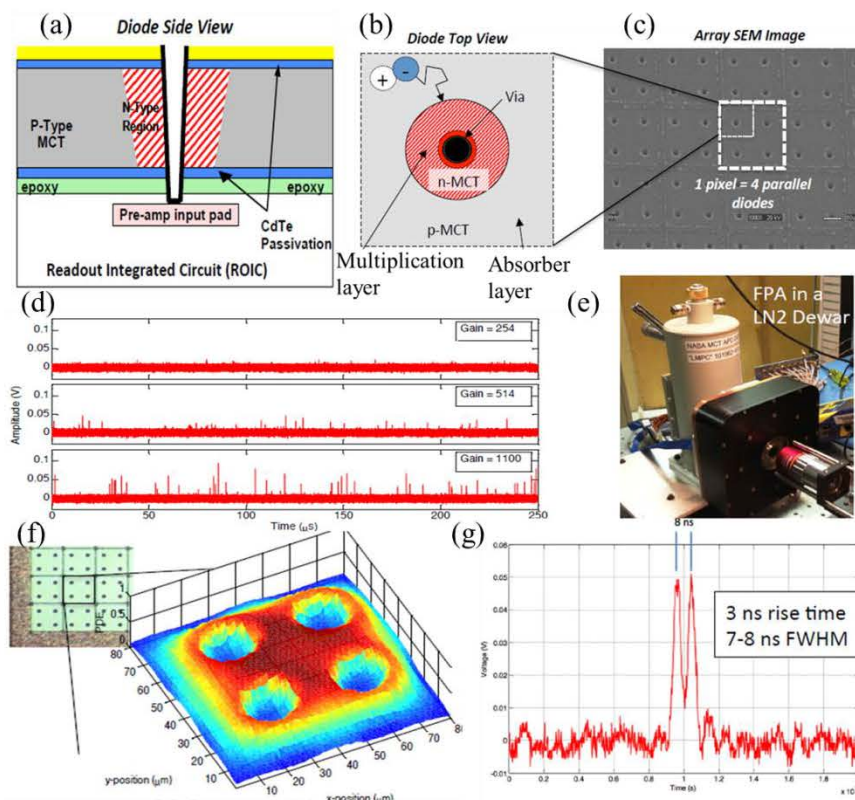


图 1.5: 美国 NASA 戈达德太空飞行中心测试及评估中波 HgCdTe APD 应用性能: (a) 环孔结构器件剖面图; (b) 环孔结构器件俯视图; (c) 焦平面器件 SEM 图像; (d) 单光子性能测试; (e) 封装在杜瓦里的 HgCdTe APD 器件; (f) 器件光响应分布图; (g) 器件带宽测试⁵²⁻⁵³

Figure 1.5 NASA Goddard Space Flight Center evaluates the mid-wavelength infrared HgCdTe APDs: (a) Profile of HDVIP APD; (b) Top view of HDVIP APD; (c) SEM of HgCdTe APDs focal plane device; (d) Measurement of single photon detective ability; (e) Packaged HgCdTe APDs in Dewar; (f) Response mapping; (g) Measurement of the bandwidth.

美国 DRS 公司 Beck 等人在 2001 年首次报道了他们成功采用高密度垂直集成型光电二极管 (High density vertically integrated photodiode, HDVIP) 的结构制备了电子注入型中波红外 $\text{Hg}_{0.7}\text{Cd}_{0.3}\text{Te}$ APD, 他们的采用的这种结构使焦平面器件具有非常高的占空比, 器件增益能达到 100, 均匀性也较好, 同时也从实验上证实了 HgCdTe APD 的过剩噪声因子可以做到非常接近于 1, HgCdTe 的确是制备低噪声高增益的中红外 APD 合适的材料⁴²; 2004 年, 他们发表了基于实验的理论分析结果, 提出器件拥有极低的过剩噪声是因为中波红外 HgCdTe APD 是电子参与的单载流子雪崩⁴³; 2007 年, 他们制备了中波红外 HgCdTe APD 3D 雷达成像系统, 探测芯片规格为 128×128 , 单元器件增益大于 1000, 过剩噪声因子小

于 1.3, 在 $1\ \mu\text{s}$ 的门控下噪声等效输出光子数为 0.4 个, 并且实现了 8.9 km 外目标的 3D 成像, 他们研制的整套系统已经被美国国家航空航天局 (NASA) 进一步应用, DRS 公司研发的 HgCdTe APD 及相关系统应用如图 1.4 所示⁴⁴。2014 年, 美国 NASA 戈达德太空飞行中心对 DRS 交付的中波红外 HgCdTe APD 进行了性能测试和应用评估, 结果表明系统的探测效率可以达到 50%, 暗计数率小于 200 kHz, 响应时间可以达到 8 ns, 具有单光子分辨能力, NASA 用于评估单光子探测能力 HgCdTe APD 器件及系统如图 1.5 所示⁵²⁻⁵³。美国 Raytheon 公司也研发了多款 HgCdTe APD, 不过主要为短波红外波段, 应用在了诸多激光雷达成像系统和通信领域, 探测系统主要应用于侦察和监视。美国 BAE 公司采用了液相外延的方法制备了 pin 结构的中波红外 HgCdTe APD, 并研究了其高温工作特性, 在 160K 的工作温度下, 器件增益达到了 648⁵⁴。法国 CEA-Leti 和 Sofradir 公司也致力于 HgCdTe APD 及相关系统的研发, 2007 年, Perrais 等人报道了 CEA-Leti 公司采用 pin 结构制备的中波红外 HgCdTe APD 性能, 在 77K 的工作温度下, 单元器件增益达到了 5300, 过剩噪声因子在 1-1.5 之间; 2009 年之后, 他们陆续报道了已研制的 320×256 中波红外 HgCdTe APD 焦平面, 器件采用可以进行主被动双模探测, 读出电路可以控制工作模式以及增益区间, 焦平面在 9 V 偏置下平均增益为 174, 过剩噪声因子在整个工作电压下都小于 1.5, 他们也制备了 3D 雷达成像系统, 实现了对人的热成像及 3D 雷达动态成像; 2011 年针对中波红外 HgCdTe APD 过剩噪声因子较低的现象, Rothman 建立了历史相关的 (History-dependent) 过剩噪声因子模型, 他们采用蒙特卡洛的模拟方法, 对碰撞离化概率进行了统计方法的建模, 预言了倍增区宽度对增益、过剩噪声因子的影响, 并且实验结果验证了相关模型的准确性, 相关理论与实验结果如图 1.6 所示⁵⁵⁻⁶⁰。国际上对中长波 HgCdTe APD 的研究最为先进的国家是美国和法国, 他们从理论分析模型的建立到器件制备然后再到系统测试均领先于其他国家。近些年来, 英国、波兰、印度等国家也开始了 HgCdTe APD 的基础理论及相关实验的研究工作, 英国与美国公司和科研机构合作紧密发展较为迅速, 其他国家研究内容还尚处于起步阶段^{32, 61-62}。

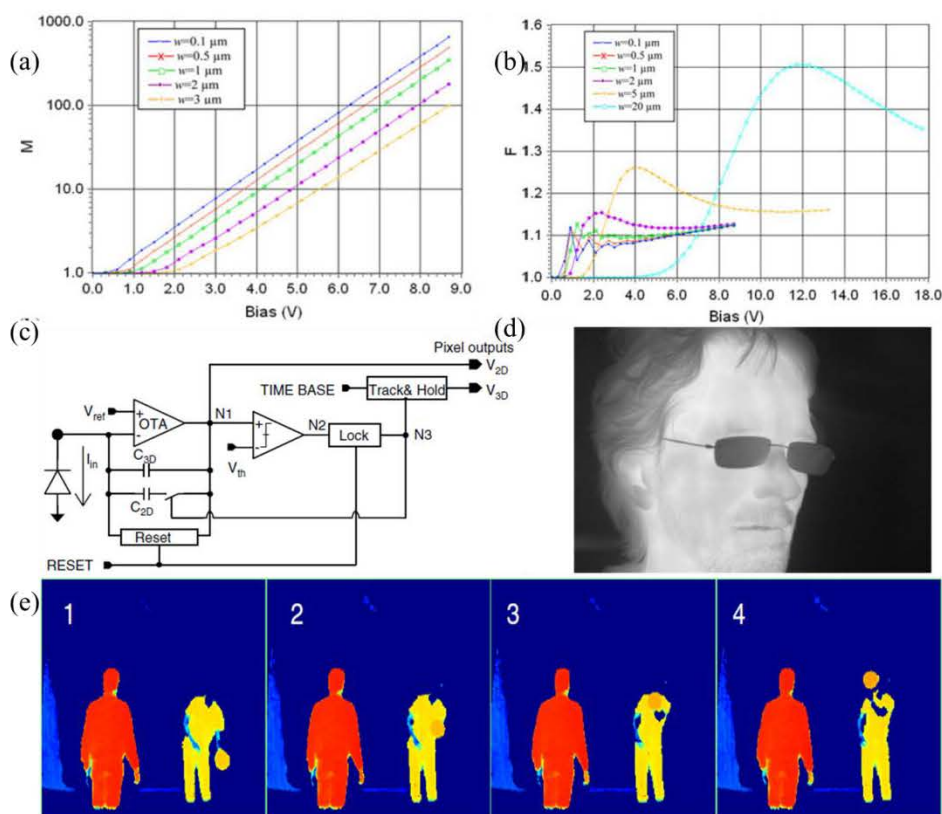


图 1.6 (a) Rothman 等人基于 History-dependent 雪崩电离模型计算的 (a) 增益和 (b) 过剩噪声因子; (c-e) Sofradir 公司利用 HgCdTe APD 实现了主/被动成像, 图 e 为基于 3D 激光雷达成像系统拍摄视频截图 56, 58-59

Figure 1.6 Calculated (a)Gain and (b) excess noise factor based on history-dependent avalanche impact ionization; (c-e) Active and passive imaging used HgCdTe APDs in Sofradir, (e) is the video capture based on the 3D Lidar systems.

国内针对中红外 HgCdTe APD 也进行了一系列研究。中国科学院上海技术物理研究所分别采用液相外延和分子束外延成功制备了具有较高增益的中波 HgCdTe APD 器件, 并且在 HgCdTe APD 局域场的操控机理方面也取得了一些成果⁶³⁻⁶⁴。昆明物理研究所也通过液相外延方法制备了增益超过 1000 的单元器件⁶⁵。但是, 国内对于中波红外 HgCdTe APD 的研究尚处于起步阶段, 实验测试结果均一性较差, 而分析模型仍是唯象模型, 无法清楚认识电子雪崩微观过程和输运机理, 雪崩电离理论框架不完善, 反偏下隧穿电流对雪崩影响机理不清晰, 对于 HgCdTe APD 制备和进一步的应用缺乏基础理论支撑。

1.3 高工作温度红外光电探测器

高工作温度红外光电探测器具有更低能耗、更好的续航能力, 开机速度、稳

定性及系统价格等也更适应多种应用场景,是新一代红外探测系统的另一个重要的研究方向⁶⁶⁻⁶⁷。对于红外探测器高温工作的限制因素主要是暗电流及关联噪声随温度升高会迅速提升:随着温度的升高,材料本身的本征载流子更高,这就会使器件本身的暗电流增大;另外在高温时,尤其在室温条件下电子的能量为 0.026 eV,这对于红外探测半导体材料的带隙是可比拟的,因此高温对窄带隙材料载流子的激发难以避免。

对于红外光电探测器,其工作温度随着探测波长的增大会有逐渐降低的趋势,配套的制冷设施也会逐渐使系统庞大,如图 1.7 所示。对于短波红外和中波红外波段,制备高质量室温工作的红外探测器是具有可行性的,例如 InGaAs 和 PbS、PbSe 等铅盐化合物,但是 InGaAs 响应波长截止波长在 1.7 μm 附近,铅盐化合物的热膨胀系数与硅差异巨大,无法制备焦平面器件,因此在这中短波红外波段,制备可用于大规模集成的室温工作的红外探测器是非常有必要的。

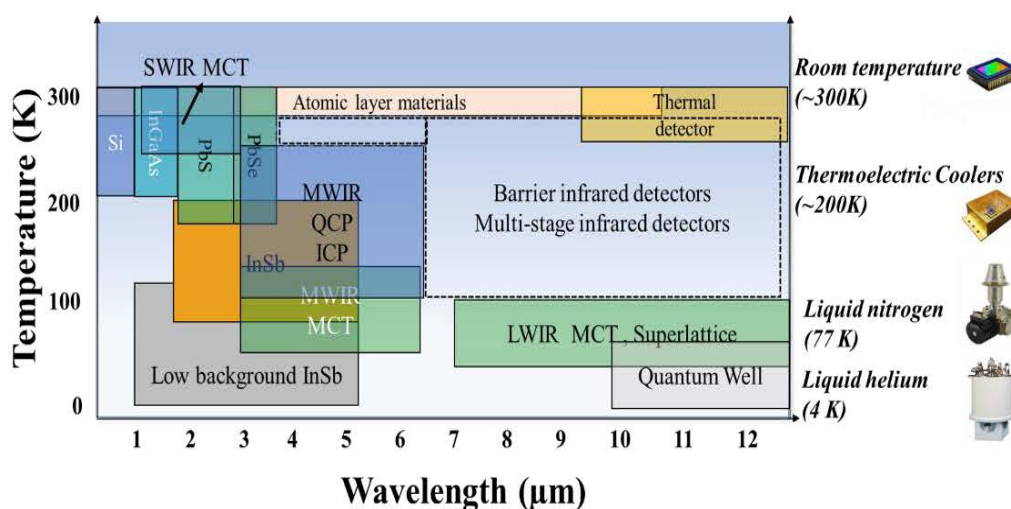


图 1.7 常见红外探测器工作温度随波长变化关系

Figure 1.7 The operating temperature of common infrared detectors at different wavelength.

1.3.1 室温工作低维材料红外探测器

近些年来,以石墨烯、 MoS_2 、黑磷为代表的低维材料吸引了许多人的注意,这些低维材料在空间尺度上具有原子级纵向尺度,其电子态表现出明显区别于经典体系的限制特征,载流子运输、光学跃迁等物理行为具有可控的量子特性,产生许多新颖的物理性质和效应⁶⁸⁻⁷¹。低维材料制备新型红外探测器,也展现出了一些吸引人的成果⁷²。低维材料红外探测器与体材料红外光电探测器的性能对比如图 1.8 所示。可以看到,在中长波红外波段,低维材料制备的红外探测器展现

出了一定的高温工作能力⁷³。究其原因，可能是低维材料较小的体积将大大降低器件本征暗电流；另外二维材料层间是范德华力结合，没有悬挂键，这会大大降低层间缺陷的作用⁷⁴⁻⁷⁵。

基于低维材料新奇的物性，一系列局域场调控型新型红外光电探测器和基于范德-瓦尔斯结型红外光电探测器被设计和研究。已有大量实验结果证实，局域场调控可以产生巨大的光电导增益，例如西班牙 Koppens 等人采用石墨烯、PbS 量子点，制备了增益高达 10^7 的器件，并将器件集成于 Si 读出电路上，实现了物体的宽谱成像⁷⁶；对于范德-瓦尔斯异质结，也有研究人员制备了高性能光电探测器件，如美国加利福尼亚大学 Bullock 等人制备了 BP/MoS₂ 异质结，采用 1000 K 黑体光源，黑体探测率达到了 $1.1 \times 10^{10} \text{ cmHz}^{1/2} \text{ W}^{-1}$ ，这比很多商用的室温红外探测器性能还要高⁷⁷。低维材料红外探测器可能会给室温工作红外探测器提供新思路。

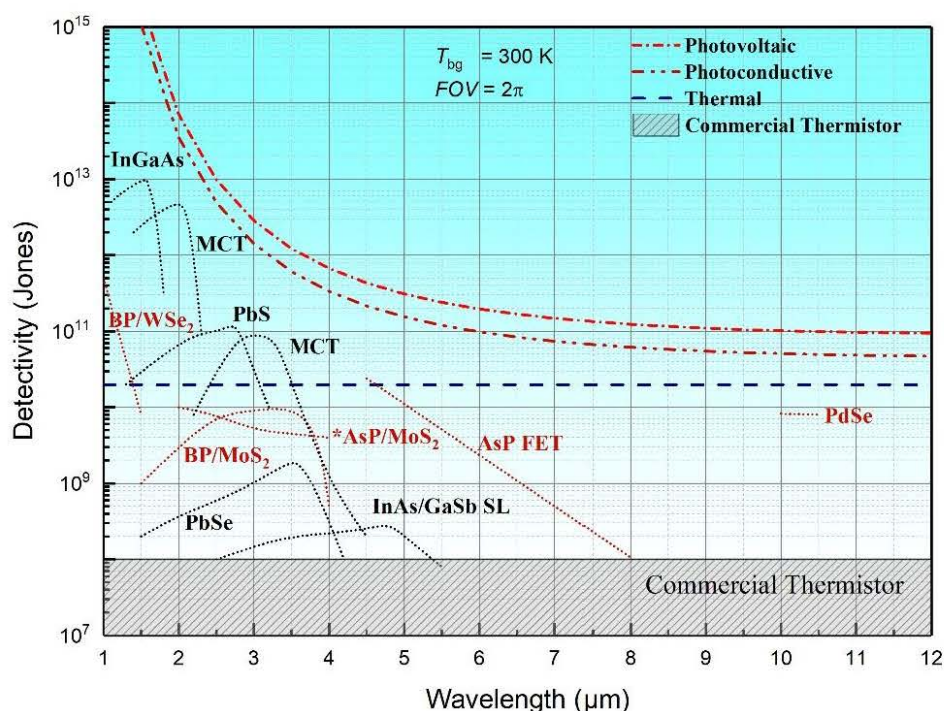


图 1.8 常见室温工作红外探测器探测率随波长变化关系：黑色虚线为体材料，红色虚线为低维材料，图例为 300K 室温环境下视场角为 2π 的背景限

Figure 1.8 The specific detectivity of common room temperature operating infrared detectors at different wavelength: black dotted line represents the bulk materials, red dotted line represents the low-dimension materials, the legend means the 300K background limited performance with 2π field of view.

1.3.2 高温工作非本征硅基红外探测器

非本征红外探测器的研究与开发已经持续了六十多年,对于高性能非本征硅基红外探测器的研发与制造主要集中于美国。在二十世纪五六十年代, Ge 及其掺杂是主要的研究对象,原因是当时 Ge 的提纯工艺更加成熟。Ge 的本征探测截止波长在 $1.8\ \mu\text{m}$ 附近,通过掺杂 Ga、Be、Zn 等元素,可以制备利用浅能级激发的非本征 Ge 探测器,探测波长达到 $200\ \mu\text{m}$ ⁷⁸。随着 Si 提纯工艺的逐渐成熟, Si 及其掺杂工艺越来越被重视,在二十世纪七八十年代,人们相继研究了 As、P、Ga 等掺杂下非本征红外探测器的甚长波红外探测能力,通过改变掺杂元素,已有实验证实非本征 Si 探测器可以实现 $40\ \mu\text{m}$ 甚长波光红外的探测⁷⁸。随着硅工艺的逐渐成熟,高质量 Si 大面积生长、掺杂工艺、光刻技术、刻蚀工艺、电极及读出电路的设计均代表了世界半导体工艺的发展水平。美国则实现了采用阻挡杂质带 (Blocked impurity band, BIB) 结构大规模焦平面的设计,尽管他们器件制备工艺、相关制冷设施等不对任何其他国家公开,仅给欧洲、日本等国家提供芯片⁷⁹⁻⁸⁰。但能够看到美国 NASA 和美国国家科学基金会支持了多项研究项目,美国雷神公司, DRS 公司和 Teledyne 公司研制的非本征硅基红外探测器已在多个空间天文望远镜实现应用,例如 1996 年欧洲发射 ISO 天文望远镜,2003 年美国发射的红外天文望远镜 Spitzer 和即将 2020 年发射的最先进的天文望远镜 James Webb,日本也用美国提供的探测器发射了 AKARI 和即将发射 SPICA。这些空间天文望远镜里所用芯片均有 Si: X、Ge: X 等非本征红外探测芯片,器件规模已达到 $1\ \text{K}\times 1\ \text{K}$,绝大多数是极低温的工作环境 ($<10\ \text{K}$),单元器件的探测性能能够接近背景限 $\sim 1\times 10^{12}$ Jones。

在研究极低温甚长波红外探测的非本征探测器之外,有一些科研单位研究了具有室温工作能力的非本征硅基红外探测器,并且国际上对此突破硅本征能带限制的硅光子学有着非常大的期待⁸¹⁻⁸²。2014 年,美国麻省理工学院 Mailoa 等人在自然通讯上发表了基于脉冲激光退火处理的 Si: Au 非本征红外探测器,器件在室温工作的条件下可以实现 $1550\ \text{nm}$ 波段具有 9.3×10^{-5} 的外量子效率,这实现了 Si 材料室温探测波长的延展,对 Si 基红外探测器的发展有重要的意义⁸³。同样地,采用类似工艺,美国哈佛大学、德国德累斯顿研究所、国内浙江大学等制备了 Si: Ag⁸⁴、Si: S⁸⁵、Si: He⁸⁶、Si: Te⁸⁷ 等非本征硅基红外探测器,探测波段均突破了 Si 本征能带的限制,但性能距离进一步应用仍有比较大的差距。

1.4 本论文主要工作

1.4.1 本论文研究目的

新一代红外探测器的重点研究内容包含两个重要研究方向：高灵敏高红外探测系统和高温工作红外探测系统。本论文将针对这两个重点研究方向做以下研究：

(1) 具有超高灵敏度的中波红外 HgCdTe APD 暗电流及关联噪声研究，目标实现器件暗电流及噪声起源的分析，提出降低暗电流和关联噪声的设计方法，提高 HgCdTe APD 性能；

(2) 室温工作红外光电探测器的设计与机理分析，目标实现短/中波红外光电器件的非本征硅基器件的设计和对新型低维材料红外光电探测器新奇物性理论分析。

1.4.2 本论文研究内容

针对以上研究目的，本论文研究内容主要分为以下几个方面：

第一章：主要讲课题研究背景、意义及相关国内外进展。简单概述了红外及其探测材料的发展历史、发展现状和红外探测器分类；简单介绍了 HgCdTe APD 国内外进展及面临问题；简单介绍了高温工作红外探测器的两种不同材料体系的发展情况。

第二章：主要描述了红外光电探测器性能评价及分析方法。从光电探测基本原理出发，讲了评估器件性能的重要指标及相关测试方法，理清了影响红外探测器性能的重要参数，澄清了红外光电探测器性能极限；实现了黑体、光谱响应测试、噪声测试及成像演示等系统的搭建或改进；对器件模拟软件的工作原理等相关内容进行了介绍。

第三章：主要分析了中波红外 HgCdTe APD 器件表征及优化方法。首先通过分析器件影响器件暗电流特性的主要因素，提出了已制备器件性能差异主要源于掺杂工艺的不一致使倍增区不同引其的倍增区内电场差异；通过建立激光束诱导光电流测试平台，表征了离子束刻蚀器件的横向电场和带有保护环结构的 InGaAs/InP APD 的内部电场分布；并据此设计了带保护环结构的中波红外 HgCdTe APD，显著的提高了器件光电探测性能。

第四章：主要研究了可用于室温工作的二维材料红外探测器。从材料的吸收率出发，并以黑磷为例，澄清了限制二维材料红外光电探测器性能的厚度与吸收系数之间的关系，并通过仿真模拟软件，解释了一些二维材料奇特的物理特性和

观测到的特殊实验现象。

第五章：主要研究了可用于室温工作的深能级掺杂非本征硅基探测器。基于引入的深能级杂质带，制备了硅基阻挡杂质带红外探测器，突破了硅材料深能带限制，使探测波长达到了中红外，在 1550 nm 的通信波段量子效率可以达到 6%，并利用制备的红外探测器实现对材料微区原位反射谱的表征、对陶瓷杯、烧杯等进行了红外成像和进行了吸收测试的表征，证明了制备器件的可应用性。

第六章：总结本论文的主要研究成果和后续发展工作

第2章 红外光电探测器性能评价及分析方法

本章主要讲红外探测器性能评价指标、测试和一些计算机辅助分析方法。本章中所列出的器件性能测试仪器及分析软件等均为在完成课题研究内容时搭建、改进或应用的。

2.1 评估器件性能的重要指标

红外器件主要的评价指标为响应率和比探测率。响应率是表示器件光电转化能力的物理量，响应率计算公式为：

$$R = \frac{I_{light}}{P} = \frac{q\eta(\lambda)}{h\nu} \quad (2.1)$$

上式中， I_{light} 为器件的光电流， P 为光功率， q 为元电荷， $\eta(\lambda)$ 为量子效率， h 为普朗克常数， ν 为光频率。式中光电流和光功率是可以通过测试仪器定量得到的，这也是宏观得到响应率的方法。通过上式右端可以看到决定器件响应率的参数为量子效率 η 。量子效率的大小是光转化为自由载流子的效率 $\beta(\lambda)$ 与光生载流子被收集到的效率 $\gamma(\lambda)$ 的乘积⁸⁸。 $\beta(\lambda)$ 与材料的吸收特性相关联， $\gamma(\lambda)$ 与材料载流子的扩散长度 L 相关联。常用于表征材料吸收特性的是材料吸收系数 $\alpha(\lambda)$ ，又由于质量较好的晶体载流子扩散长度往往是大于器件设计宽度，所以表征材料吸收系数 $\alpha(\lambda)$ 是研究红外探测器的基础。吸收系数大小非常复杂，从半导体跃迁的基本理论可以了解到，光激发电子从价带跃迁致导带，这是材料的本征吸收区，吸收系数在中短波红外波段可以达到 $10^4 \sim 10^5 \text{ cm}^{-1}$ ，吸收系数与材料是否为直接带隙相关联，一般情况下，直接带隙材料吸收系数要大于间接带隙。对于非本征红外探测材料，吸收系数相对较小，通过改善形成杂质带掺杂元素在探测材料中的固溶度和光子俘获结面积可以增大其吸收系数。当假设材料的光电转化效率仅与吸收系数相关，可以得到器件量子效率与吸收系数的关系：

$$\eta = (1 - r)(1 - e^{-\alpha l}) \quad (2.2)$$

式中， r 表示为材料反射率， l 表示为材料厚度。可以看到当材料的吸收系数越大，材料吸收区越厚时，制备的器件量子效率也就越大，在没有增益的情况下，器件量子效率不会大于1。但对于光导型器件或者雪崩增益型光电探测器件，电流随外加偏压的增大会导致增益(Gain, G)，这时候通常采用外量子效率(External Quantum Efficiency, EQE)来计算器件的响应率：

$$R = \frac{q}{h\nu} EQE = \frac{q}{h\nu} G \cdot \eta \quad (2.3)$$

探测率 (Detectivity, D) 是表示器件产生信号恰好等于器件本底噪声时光入射功率的倒数, 即噪声等效功率 (NEP) 的倒数, 探测率计算公式为:

$$D = \frac{R}{I_n} \quad (2.4)$$

上式中 I_n 为器件的噪声, 对于增益型器件上式还需除以增益。美国研究人员 Jones 将探测率评价指标进一步改进为比探测率 (Specific detectivity, D^*)

$$D^* = D\sqrt{A\Delta f} \quad (2.5)$$

上式中, A 为探测器面积, Δf 为测试系统带宽。这样 D^* 就消除了探测器面积的变量, 因此可以用于所有探测器的性能对比, 比探测率的单位为 $\text{cm} \cdot \text{Hz}^{0.5} \text{W}^{-1}$, 也常被称为 Jones⁸⁹。

器件噪声 I_n 是表示器件电学噪声, 噪声表示的是电流信号的波动值, 对于红外探测器是一个非常重要的指标。对于半导体光电探测器, 需要考虑的噪声包含热噪声 (Thermal/Johnson noise)、散粒噪声 (Shot noise)、产生-复合噪声 (Generation-recombination noise)、 $1/f$ 噪声及光学噪声等。噪声是一个统计量, 但测试过程相对其电流-电压特性测试较为复杂, 噪声通常可以用宏观电学特性来表示⁹⁰:

$$\text{热噪声: } I_{nJ} = \sqrt{4kT\Delta f/R}$$

$$\text{散粒噪声: } I_{ns} = \sqrt{2qI\Delta f}$$

$$\text{产生复合噪声: } I_{ng-r} = \sqrt{c\Delta f/(1+(f/f_0))^2}$$

$$1/f \text{ 噪声: } I_{n1/f} = a/f^b$$

上式中, R 表示为器件的电阻, I 为器件电流, a 、 b 和 c 分别为 $1/f$ 噪声和产生复合噪声的系数, 通过以上公式可以看到, 热噪声的大小仅与器件电阻相关, 零偏下工作的光伏型器件需要重点考虑; 散粒噪声仅与器件电流相关, 对于光导型或在一定的偏压下工作的器件需要重点考虑; 产生复合噪声与材料缺陷、载流子浓度等相关, c 表示为关联系数, 从测试结果上看, 产生复合噪声与频率也有一定关联, 其中 f_0 表示为转折频率; $1/f$ 噪声相对复杂, 与电极、表面钝化等都有联系, 当探测器工作在低频时, $1/f$ 是必须要考虑的一个因素。雪崩光电探测器还要考虑过剩噪声, 它是由载流子碰撞电离过程中具有随机性而引起的, 属于器件的一种新的噪声源。雪崩光电探测器在较理想情况下, 器件噪声为:

$$I_{ng} = FG\sqrt{2qI\Delta f} \quad (2.6)$$

F 是为过剩噪声因子，它的物理意义表示器件增益的随机涨落的大小，对于雪崩光电探测器，F 是非常重要的一个指标，当器件增益非常大时，F 仍接近于 1，表示其越适合制备雪崩光电探测器，过剩噪声因子的数学表达式为：

$$F = \frac{\langle G^2 \rangle}{G^2} \quad (2.7)$$

红外光电探测器有相应的背景限，是环境辐射对器件的影响，相当于光学噪声。从微观角度分析，所有带电粒子的振动都会产生电磁波，振动频率与温度相关，即温度越高，粒子震振动频率越快，发射的电磁波能量越高。宏观上看，任何有温度的物体都会发出电磁波，普朗克总结了黑体光谱出射度随温度及辐射波长的变化关系⁹¹：

$$M(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (2.8)$$

对于固定温度黑体源，即可得到出射度随波长变化关系，如图 2.1 所示，可以看到太阳表面出射光峰值对应是可见光部分，恰好是人眼最敏感的波段，对于自发辐射的室温物体、导弹及飞行器尾焰等目标，红外波段出射度会更高一些。

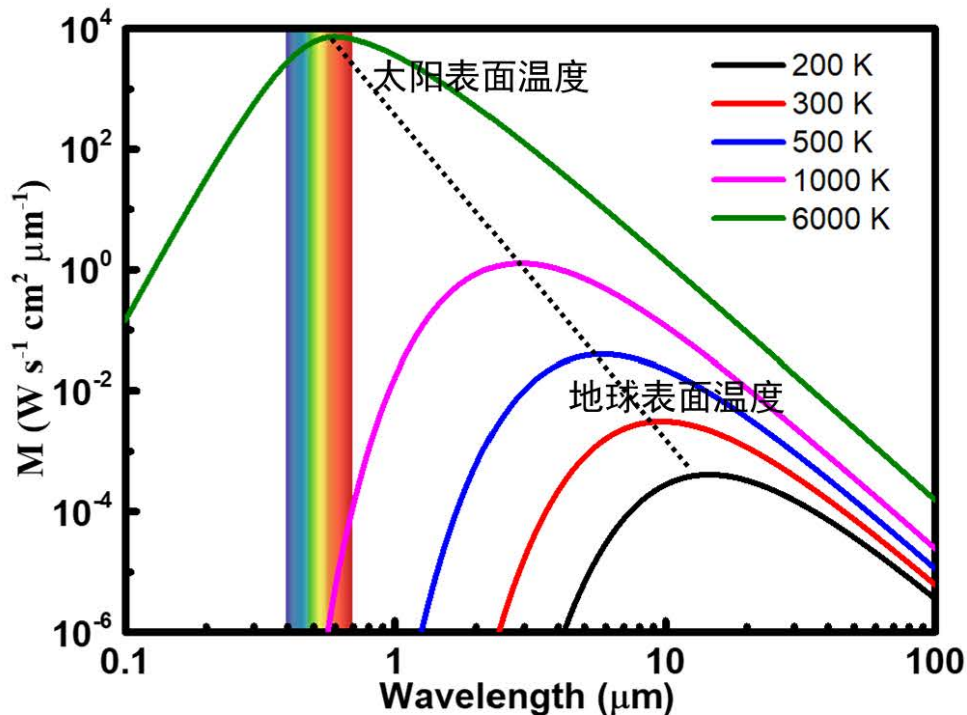


图 2.1 不同温度黑体出射度随波长的变化关系

Figure 2.1 The spectral radiant exitance with variable blackbody temperature.

红外探测器系统所处环境温度相当于背景辐射，这会产生光学生成噪声。对于红外探测器，室温环境可以假设为一个黑体源辐照在器件上，在绝对理想条件下，黑体出射光全部可以被探测器收集时，就达到了所有红外探测器的背景限性能，如图 2.2 所示。红外探测器的背景限实际与较多的因素相关，最直接的因素是背景温度下辐照在器件上光通量的大小。通过改变背景光的光通量大小，即可以改变器件的背景限探测率。例如改变背景温度，从 400 K 到 77 K，会使器件在长波红外内背景探测率有几个量级的改变，低温工作环境可以显著提高器件探测率水平。还有对于红外成像系统，其视场 (Field of view, FOV) 也能够影响器件入射光通量，较小的视场角可以获得较大背景限，但是对于成像系统又需要更大的视场来拓展观测目标的范围，所以在这方面红外成像系统需要有一些取舍⁹²。图 2.2 所示为 FOV 为 2π 时的背景限，在室温背景时， $5\ \mu\text{m}$ 的背景限探测率约为 3.10×10^{11} Jones， $10\ \mu\text{m}$ 的背景限探测率约为 1.01×10^{11} Jones，均大于受热关联噪声限制的热电探测器极限探测率 1.98×10^{10} Jones。

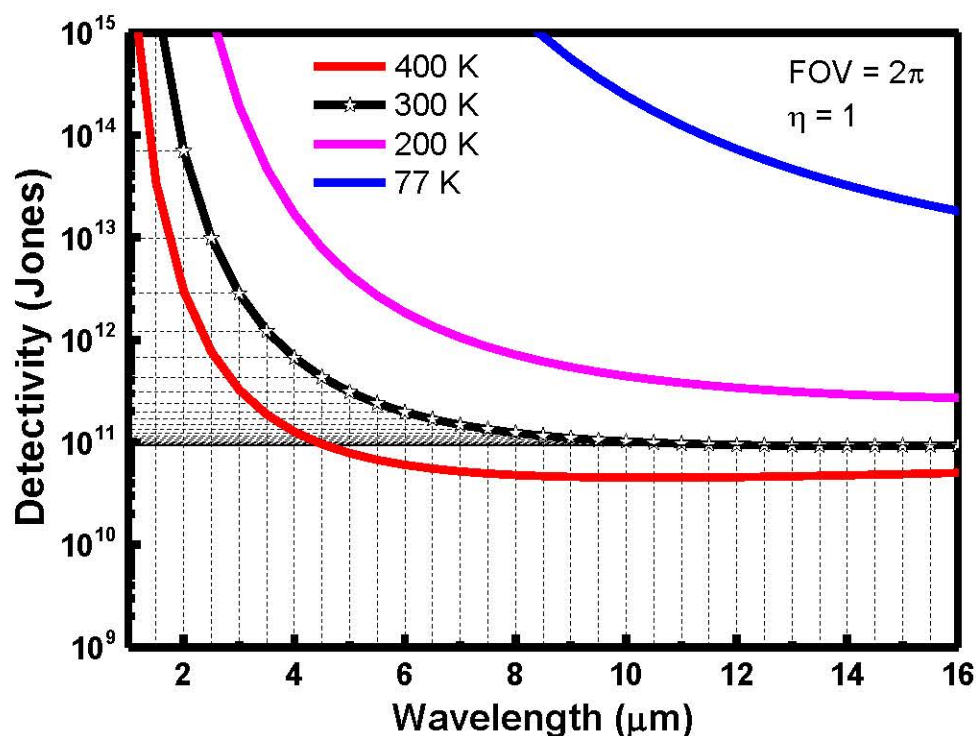


图 2.2 不同背景温度下光伏型器件极限探测率

Figure 2.2 Background limited specific detectivity at different background temperature of photovoltaic devices.

2.2 仪器及测试平台搭建

2.2.1 黑体及光谱测试系统

理想黑体能够吸收全部辐射且不会反射和透射,但黑体会随温度变化自发辐射电磁波。在实验室中,通常利用开孔的空腔来模拟黑体源。黑体源出射光功率密度为⁹³:

$$E = \alpha \varepsilon \sigma \frac{T^4 - T_0^4}{\pi L^2} A \quad (2.9)$$

上式中 α 为光斩波器相关的调制因子, ε 黑体源有效发射率, σ 为斯特藩-玻尔兹曼常数为 $5.670\ 367(13) \times 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$, L 为光栏与探测器距离, T 为黑体温度, T_0 为环境温度, A 为光栏面积。测试时,源表给探测器提供电源,电信号输出给前置放大器,再经锁相放大器可得到光电流信号,黑体响应是经过斩波调制得到的信号,因此表示黑体响应率或探测率时一般要标注调制信号频率。

红外光谱测试通常采用迈克尔逊干涉仪进行傅里叶光谱测试,但通常迈克尔逊干涉仪光源能量较低,对于性能相对较差的器件很难收集到信号。因此需要激光光源或白光光源进行光栅分光测试。光栅分光通常有二级或更高级衍射光,需要加滤光片对系统校准,另外系统出射光源的光斑大小也容易造成误差。通过对器件在不同的测试系统下光谱响应,可以验证光谱测试系统的准确性。测试结果见第5章。

2.2.2 噪声测试系统

探测器噪声起源于其电学性质的随时间变化的涨落,它是一种统计量,对于器件输出电压值,由统计学知识定义其平均值、方差和标准差分别为⁹⁴:

$$\bar{v}_n = \frac{1}{T} \int_0^T v_n(t) dt \quad (2.10)$$

$$\overline{v_n^2} = \overline{(v_n(t) - \bar{v}_n)^2} = \frac{1}{T} \int_0^T [v_n(t) - \bar{v}_n]^2 dt \quad (2.11)$$

$$v_{rms} = \Delta v_n = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T [v_n(t) - \bar{v}_n]^2 dt} \quad (2.12)$$

T 表示积分时间,其标准差 v_{rms} 表示方均根噪声电压,对于不同种类的噪声(散粒噪声、产生复合噪声、 $1/f$ 噪声等),方差是线性相加的。这是噪声在时域空间的定义,在频域范围里,引入评估电学量的自相关函数:

$$c_n(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} v_n(t) v_n(t + \tau) dt \quad (2.13)$$

根据维纳-辛钦定理(Wiener-Khinchin theorem)⁹⁵可以得到噪声的功率谱密度

(Power spectral density, PSD):

$$PSD = N(f) = \mathcal{F}\{c_n(\tau)\} = \int_{-\infty}^{\infty} c_n(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau \quad (2.14)$$

即通过对电学量的自相关函数进行傅里叶变换即可得到器件噪声随频率的变化关系。

搭建噪声测试系统主要包括以下几个部分：金属屏蔽箱、低噪声 BNC 线与接口、低背底噪声前置放大器和频谱分析仪。前置放大器采用 Stanford Research SR570，内置电池可以提供电源减小噪声，但此探测器背低噪声及带宽随放大倍数的变化改变较大，测试时需要注意带宽的限制。系统的简单示意图及由热噪声主导的电阻噪声测试结果如图 2.3 所示，可以看到电阻噪声主要是与频率无关的热噪声。但受限于前置放大器和所用频谱分析仪背低噪声，目前此套系统能测到的背低噪声约为 $1 \times 10^{-26} \text{ A}^2/\text{Hz}$ 。

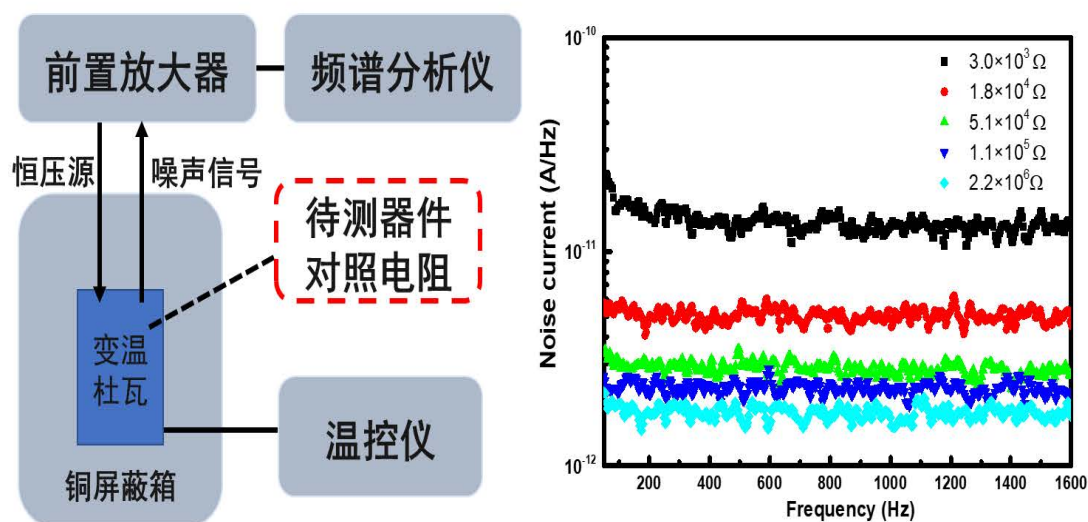


图 2.3 器件噪声测试系统示意图及电阻噪声测试结果

Figure 2.3 Schematic diagram of noise measurement systems and the corresponding measured results of variable resistors.

对于 APD 器件，需要测试表征器件增益波动大小的过剩噪声因子。当红外信号进入器件产生电子空穴对，雪崩电离产生大量热载流子后被收集，而且由器件中少子输运导致的暗电流也会发生雪崩。在实际测试中不仅要考虑信号光电流和暗电流，还要考虑背景光电流。于是在测试 APD 噪声时首先应测试器件在雪崩电压下工作时有信号光输入时噪声，假设器件暗电流主要噪声来源为散粒噪声且各电流成分的过剩噪声因子相同，则器件总噪声电流可写为⁹⁶：

$$I_n = FG\sqrt{2q(I_S + I_B + I_D)\Delta f} \quad (2.15)$$

其中 I_S 、 I_B 和 I_D 分别为信号光电流、背景光电流和器件暗电流。然后，再对 APD 器件没有发生雪崩时在相同信号光及背景光进行噪声测试，同时进行响应率的测试就会得到器件在雪崩前后的信噪比，这样用雪崩前信噪比除以雪崩后的信噪比即可得到器件的过剩噪声因子⁹⁷。

2.2.3 单点成像系统

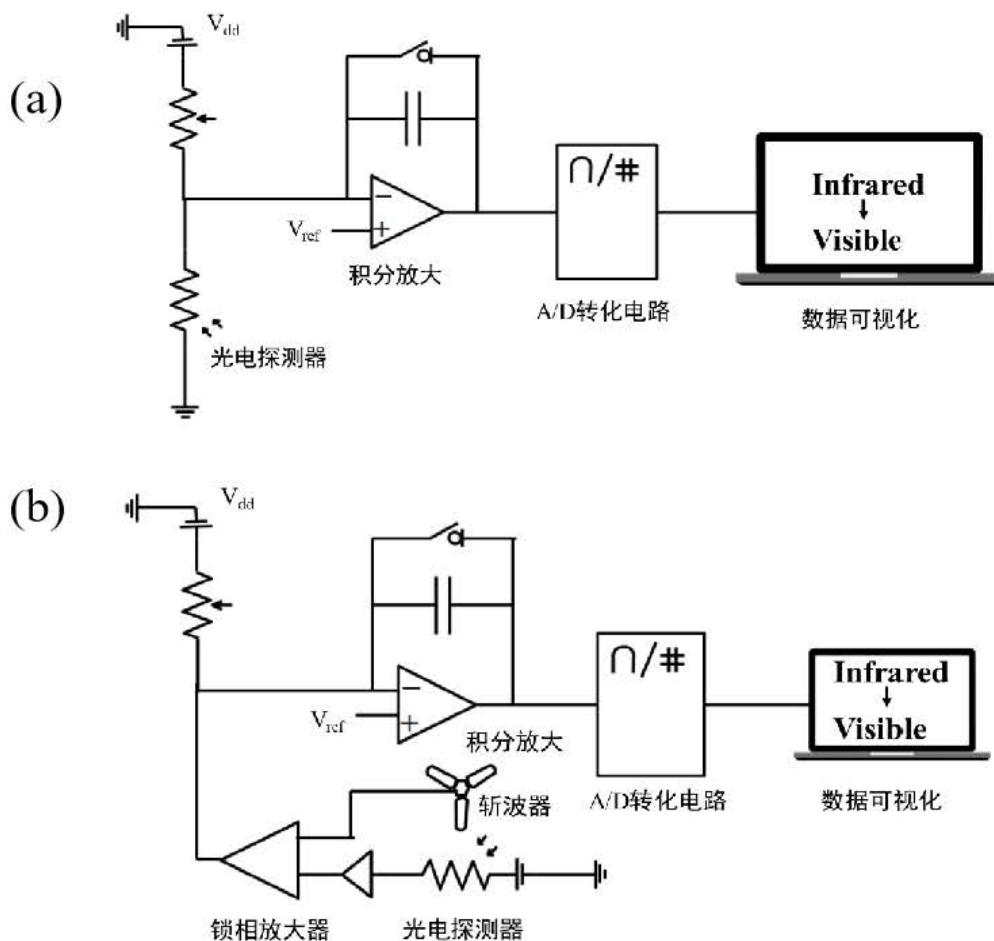


图 2.4 单点成像系统原理示意图

Figure 2.4 Schematic diagram of one-pixel imaging system.

红外探测器工作内容是将不可见的红外光信号转化为电信号，当电信号转化为数字信号甚至将数据可视化后才能让人有比较直观的认识。器件成像简单电路图如图 2.3 (a) 所示。对于焦平面器件凝视型成像原理较为复杂，需要通过外加电路实现像元选择、电容反馈跨阻放大器的积分与释放转换、采样保持等⁹⁸。单元器件的成像及性能演示就比较简单，只要将器件放在一个二维转动平台上，当转动平台移动时间远小于积分时间，就可以实现目标的二维扫描，虽然牺牲了扫

描时间，但还是能够实现物体的成像。但在这个成像电路里，其实对光电探测器性能要求是有比较高的器件开关比，对于一些开关比不够大的器件往往会引入非常多的噪声；而且对于一些光导型器件，它们量子效率虽然比较高，响应度也挺高，但由于比较大的暗电流导致无法在这种电路中实现成像。针对以上问题，可以对成像系统做一些改进。锁相放大器可以实现将探测器的开关比转化为信噪比，这样就可以实现低开关比探测器的成像，电路示意图 2.3 (b) 所示。成像结果验证见第五章。

2.3 器件仿真及原理介绍

随着信息技术的发展，半导体模拟仿真软件逐渐成为了半导体行业发展的不可或缺的工具。对于红外光电探测器，从材料生长、器件制备和光电性能测试，周期都会非常长，而且成品率非常低，价格非常昂贵。红外光电探测器的仿真模拟对于器件工艺进一步优化具有指导作用，而且还会对器件特殊性质起到的解释作用，是研究红外光电探测器的重要的辅助工具。半导体器件仿真软件常用的有 Comsol、ANSYS、Sivaco 及 Synopsys TCAD 等。本课题的研究工作基于 Synopsys 公司在 Linux 系统下开发的 Sentaurus TCAD (本文简称 TCAD)。这款软件整合了多家公司的工艺仿真、3D 模型开发等，更为重要的是，它设置了半导体材料、器件物理模型等数据库浏览器，可供使用者更容易研究一些前沿内容如 HgCdTe APD 和新型低维材料的物理特性等，可以进一步提出新的物理解释思路或优化方案。TCAD 的工作界面如图 2.5 所示，对于硅器件它有强大的工艺仿真工具 SPROCESS，但对于 HgCdTe 和一些新型低维材料，工艺的仿真还没有硅工艺那么成熟，所以最常用的模块为 SDE 和 SDEVICE，分别起可视化器件的有限元建模和物理模型分析的作用⁹⁹⁻¹⁰¹。

半导体仿真软件是采用数值模拟的方法，通过求解与半导体器件相关的方程，实现对器件性能计算并输出结果。器件的仿真过程是利用有限元方法，将器件划分成离散的有限元结构，每个元素都含有材料的基本物理信息，并计算电场、光场及温度等引入的边界条件等，快速实现对物理量的计算。TCAD 对半导体光电学性质的模拟是采用的漂移扩散模型，通过求解电子和空穴的连续性方程、电流密度方程及泊松方程¹⁰²：

$$-\frac{1}{q}\nabla \cdot J_n - G_n + R_n + \frac{\partial n}{\partial t} = 0 \quad (2.16)$$

$$-\frac{1}{q}\nabla \cdot J_p - G_p + R_p + \frac{\partial p}{\partial t} = 0 \quad (2.17)$$

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} = -\frac{\rho}{\epsilon} \quad (2.18)$$

$$J_n = -q\mu_n nE + qD_n \nabla n \quad J_p = -q\mu_p pE + qD_p \nabla p \quad (2.19)$$

上式中，下标 n, p 分表代表了电子与空穴， J 表示电流密度， G 和 R 分别表示了产生率与复合率， ψ 表示电势， ρ 表示电荷密度， D 为扩散常数， μ 为迁移率， E 为电场。

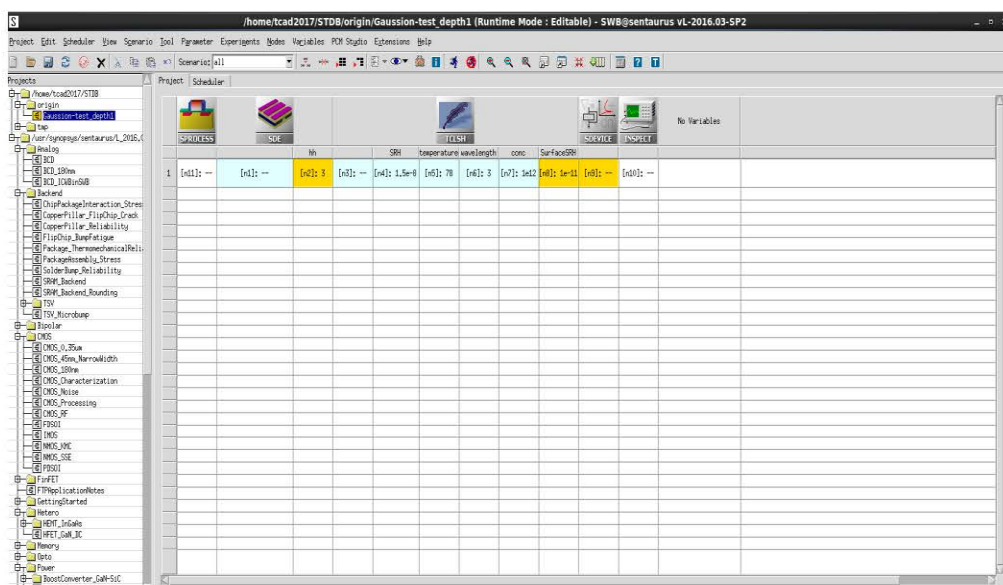


图 2.5 TCAD 软件工作界面

Figure 2.5 Software interface of TCAD

光电过程的模拟有转移矩阵法、时域有限元差分法、Ray-tracing (RT) 法等，在本课题的模拟中，采用的是 RT 方法，光电转换过程考虑光的反射、投射与吸收¹⁰³。最终材料吸收光子产生率为：

$$G^{opt}(x, y, z, t) = I(x, y, z)[1 - e^{-\alpha L}] \quad (2.20)$$

$I(x, y, z)$ 为光的强度， L 表示为光入射深度。对于 HgCdTe 材料，吸收系数 α 是随 Cd 组分变化的，已经形成了详细的参数库；对于其他新型材料，需要重新建立材料数据库进行光电效应的分析。

目前，HgCdTe 材料在红外各个波段随 Cd 组分变化量子效率能达到 90% 之上，影响 HgCdTe 器件性能参数主要是较大的暗电流，因此对 HgCdTe 器件暗电流及关联噪声起源的分析是一项重要工作。HgCdTe 器件常见的暗电流包括扩

散电流 (Diffusion current, Diff), 产生复合电流(Generation recombination current, GR)、缺陷辅助隧穿电流(Trap assistant tunneling current, TAT)以及在较大反偏电压工作 APD 器件的带间隧穿电流(Band to band tunneling current, B2B)和雪崩隧穿电流(Avalanche tunneling current, Ava)¹⁰⁴。

HgCdTe 器件能够工作在扩散限时表示其性能最为优越, 这时器件暗电流仅与扩散电流相关, 其公式为¹⁰⁴:

$$J_{diff} = qn_i^2 \sqrt{\frac{kT}{q}} \left(\sqrt{\frac{\mu_n}{\tau_n}} \cdot \frac{1}{N_a} + \sqrt{\frac{\mu_p}{\tau_p}} \cdot \frac{1}{N_d} \right) \left(\exp\left(\frac{qV_d}{kT}\right) - 1 \right) \quad (2.21)$$

上式中 n_i 为本征载流子浓度, V_d 为外加偏压。2007 年, Tennant 总结了大量的 HgCdTe 器件实验数据, 提出器件扩散电流与材料截止波长和工作温度的关系, 现常用这个 07 定律来标定器件性能的优劣¹⁰⁵。但是, 在制备器件的过程中, 往往会引入其他缺陷或非均匀局域场, 导致器件不是工作在扩散限范围内, 这时候需要考虑其他电流成分。

TCAD 中对产生复合电流模拟包含 SRH、Auger 和辐射复合模型。SRH 产生复合主要是与材料生长或流片工艺中引入的缺陷有关, 这些缺陷在耗尽区内形成复合或激发中心, 使少子寿命降低, 增大暗电流, SRH 复合率表示为¹⁰⁶:

$$R_{SRH} = \frac{pn - n_i^2}{\tau_p [n + n_i \exp(\frac{E_t - E_i}{kT})] + \tau_n [p + n_i \exp(\frac{E_i - E_t}{kT})]} \quad (2.22)$$

上式中, E_t 为缺陷能级位置, $\tau_{n,p}$ 表示电子或空穴的寿命, 它需要进一步修正得到与掺杂浓度、器件工作温度及外加电场的关系。在 TCAD 中缺陷辅助隧穿电流也在 SRH 复合模型中, 表现为影响少子寿命:

$$\tau_{n,p} = \frac{\tau_{n,p}}{1 + \Gamma_{n,p}} \quad (2.23)$$

其中 $\Gamma_{n,p}$ 表示为少子经缺陷能级隧穿的增强因子:

$$\Gamma_{n,p} = \frac{\Delta E_{n,p}}{kT} \int \exp\left(\frac{\Delta E_{n,p}}{kT} u - K_{n,p} u^{1.5}\right) du \quad (2.24)$$

$$K_{n,p} = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2m_{trap}(\Delta E_{n,p})^3}{3qh|E|}} \quad (2.25)$$

上式中 $\Delta E_{n,p}$ 表示少子隧穿能量差, m_{trap} 是缺陷的有效质量。

窄带隙材料中 Auger 复合也是需要考虑的一种成分¹⁰⁷。对于 HgCdTe 材料, Auger 1 或 Auger 7 是最主要的, Auger 1 表示为 n 型材料中导带电子与重空穴之间复合, 产生的能量转移至导带的另一电子; Auger 7 与 Auger 1 类似, 是 p 型

HgCdTe 中两个空穴与一个电子之间相互作用。TCAD 中，将 Auger 复合计算公式简化为与温度相关的俄歇净复合率：

$$R_{net}^A = (C_n n + C_p p)(np - n_i^2) \quad (2.26)$$

其中 $C_{n,p}$ 为与温度相关的俄歇复合系数，通常高温工作 HgCdTe 器件俄歇复合电流较为明显。

辐射复合对于直接带隙材料较为明显，但对于 HgCdTe 材料，辐射复合率相比其他复合机制较低，在一些特殊情况下才对其进行讨论，辐射复合率的表达式为¹⁰⁸：

$$R_{rad} = B_{rad}(np - n_i^2) \quad (2.27)$$

其中 B_{rad} 为辐射复合系数。

对于窄带隙材料，且工作在较大反偏电压下的 APD 器件，带间隧穿电流是必须考虑的成分，它与材料本身较窄的带隙相关，更重要的是，带间隧穿电流与制备工艺中引入的非均匀局域场密切相关，TCAD 中有 Schenk、Hurk 等带间隧穿模型，针对 HgCdTe 材料，可以用简化的带间电流模型¹⁰⁹⁻¹¹⁰：

$$G^{b2b} = AE^2 \exp\left(-\frac{B}{E}\right) \quad (2.28)$$

其中 A、B 为带间隧穿产生率参数。

HgCdTe APD 雪崩碰撞离化的模拟是最重要的，在 TCAD 中采用的碰撞离化模型是唯象模型，是基于 Okuto 与 Crowell 提出的离化系数公式 (O-C 公式)¹¹¹：

$$G^{Ava} = \alpha n v_n + \beta p v_p \quad (2.29)$$

$$\alpha(\beta) = a_{\alpha,\beta} E^c \exp\left(-\frac{b}{E}\right) \quad (2.30)$$

上式中 α 和 β 表示为电子和空穴碰撞离化系数， $a_{\alpha,\beta}$ 、 b 为表示碰撞离化的大小的特征参数， c 是一个经验修正系数，通常取在 0.5 到 1 之间。

α 和 β 的物理含义表示为在单位距离上电子和空穴与晶格发生碰撞的次数。在倍增区内，经过 dx 距离，碰撞离化产生的载流子数目为：

$$dn = \alpha n dx + \beta p dx \quad (2.31)$$

当用增益 $G(x)$ 来表示一个位于倍增区（宽为 w ） x 处的载流子所能产生的自由载流子数目，可以对上式进行积分，得到增益的表达式：

$$G(x) = 1 + \int_0^x \alpha G(x') dx' + \int_x^w \beta G(x') dx' \quad (2.32)$$

针对 HgCdTe 材料，当电场是均匀的，设计器件为单载流子（电子）雪崩，则可

以得到 HgCdTe e-APD 增益表达式为:

$$G = e^{\alpha w} = e^{w a_{\alpha} E^c \exp(-\frac{b}{E})} \quad (2.33)$$

对于其他新型材料, TCAD 中没有相关材料的数据库, 通常是在现有材料参数库里更改重要的参数如功函数、能带、本征载流子浓度、有效态密度、有效质量、迁移率、少子寿命等, 具体的一些物理模型也可以通过编辑或更改公式实现对器件物性的模拟, 目前形成的较为全面的材料参数包括 BP、MoS₂ 和石墨烯等。

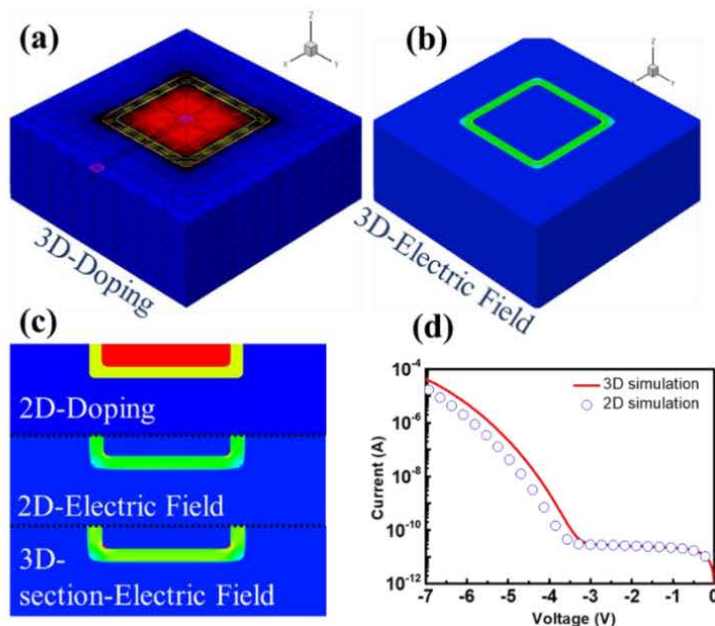


图 2.6 HgCdTe APD 三维结构与二维结构电场分布及电流特性对比

Figure 2.6 Comparison of simulated results of HgCdTe APD using 3D and 2D simulation models.

在 TCAD 中, 可以通过有限元方法计算器件设计引入的非均匀局域电场导致的器件电流增益。TCAD 可以实现一维、二维及三维器件结构的仿真, 在模拟过程中, 三维结构的模拟更能表现出器件真实的性能, 尤其对于边缘效应和一些非对称结构, 只有三维结构仿真才能相对更为真实的反应器件性能。但是三维结构仿真建立的有限元元素更多且计算多一个维度, 会导致电脑运算时间较长、运行内存消耗大¹¹²。在本课题内容的研究中, 器件结构设计是对称的, 如图 2.6 所示, 这是具有 p-i-n 结构的 HgCdTe APD 器件, 三维结构与二维结构期间的掺杂浓度、类型、结构宽度是一致的, 可以看到三维结构的切面与二维器件结构的电场分布是一致的, 电流特性也具有的一致性 (存在一些边角效应), 综合计算时间和效率问题, 本文中所有的仿真计算是基于二维仿真模型。

2.4 本章小结

本章主要介绍红外光电探测器评价指标、实验途径和器件模拟方法。本章所介绍的实验测试平台如噪声、光谱响应和成像电路等对于红外光电探测器的评价与进一步应用是很重要的，器件模拟方法也会给探测器性能的分析起到重要的辅助作用。

第3章 中波红外 HgCdTe APD 暗电流分析及优化设计

HgCdTe 拥有较高的量子效率且 Cd 组分小于 0.3 时更具备高电子空穴离子化系数比,是制备中长波红外 APD 器件的较为理想的材料。中波红外 HgCdTe APD 不论在科学研究还是工程应用方面都属于较为前沿的内容,第一章内已经介绍,美国、法国等多家公司及研究机构实现了中长波红外电子注入型 HgCdTe e-APD 的制备,并应用于某些军事装备、地月通信设施等;国内在 2010 年前后开始布局相关研究,起步相对较晚,器件工艺制备、器件测试、性能分析及优化尚处于前期探索阶段,面临着单元器件暗电流及关联噪声较大、焦平面器件均一性较差和读出电路等一系列问题。本章内容将介绍已制备的中波红外 HgCdTe APD 暗电流及噪声起源问题,提出了利用激光束诱导光电流方法研究器件局域电场的表征手段,并针对离子注入型 HgCdTe APD 设计了保护环方法。

3.1 平面结/台面结 HgCdTe APD 制备与器件性能分析

3.1.1 器件制备

HgCdTe APD 的制备与中长波 HgCdTe 光伏型红外探测器工艺流程类似,不过器件对材料生长时缺陷要求更高,流片工艺需要更加精细。在制备中波红外 HgCdTe APD 的前期探索中,分别采用了分子束外延和液相外延的方法在 CdZnTe 衬底生长 Cd 组分在 0.3 附近的 HgCdTe 材料^[13]。

平面结 HgCdTe APD 制备材料是 LPE 方法在 CdZnTe (111) 晶面生长 Hg 空位型中波 HgCdTe 材料, ZnS 作为掩膜,通过 B 离子注入形成 n 型注入区,注入能量为 150 keV, 经过氮气氛围内快速退火实现结区推进,形成 p-i-n 结构。再通过生长 CdTe/ZnS 钝化层,磁控溅射 Sn (30 nm) /Au (50 nm) 实现欧姆接触和防止电极脱落。

台面结 HgCdTe APD 的制备是利用 MBE 方法,首先生长 CdTe 缓冲层减小晶格失配,控制生长温度、Te 及 CdTe 束流比实现 Cd 组分、材料厚度等的精确控制,采用 In 原位掺杂实现 N⁻和 N⁺层的生长,其掺杂浓度主要由依靠改变 In 炉温度来实现 In 束流的控制,并通过 In 掺杂定标实验对 In 掺杂浓度精准标定。生长完成需进一步高温退火,实现掺杂元素的激活及减少缺陷。MBE 生长材料

是整片晶圆，还要对晶圆进行腐蚀隔离，形成单元台面，电极生长及 In 柱倒焊等工艺制备器件。

采用以上两种工艺制备了中波红外 HgCdTe APD 器件，单元器件结构示意图如图 3.1 所示。可以看到器件结构为 pin 型，分为吸收区 p 区、倍增区 n 层和电极接触区 n⁺层。

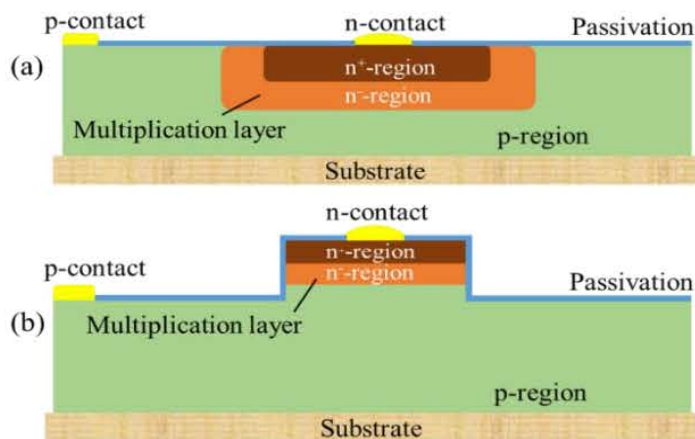


图 3.1 平面结/台面结 pin 结构 HgCdTe e-APD 结构示意图

Figure 3.1 Schematic of (a) planar homojunction p-i-n HgCdTe e-APD and (b) mesa homojunction p-i-n HgCdTe e-APD.

3.1.2 器件电流特性及仿真模拟

通过 Keithley 236 源表测试封装在液氮制冷杜瓦平面结及台面结器件，发现平面结与台面结 HgCdTe APD 暗电流特性有较大差异。为了研究差异出现的原因，首先通过 TCAD 模拟不同结构的暗电流及关联噪声起源，结果如图 3.2 所示。可以看到在较小的反偏电压下，器件暗电流成分主要为 SRH 和 TAT 主导的暗电流，随着偏压的增大，雪崩隧穿电流和带间隧穿电流为暗电流增量的主要贡献因素。插图中为相同掺杂浓度及器件结构宽度时电流特性的差异，可以得到结论：掺杂浓度及各区域厚度相同的台面或平面结构设计对器件性能的影响较小，仅在较大反偏电压时会有微小差异，器件结构不是导致平面结与台面结 HgCdTe APD 暗电流特性主要因素。显然，器件制备工艺导致了 HgCdTe APD 性能的差异。平面结的成结工艺是采用离子注入，注入后会在表面形成损伤区，并能产生大量的 Hg 填隙，快速退火后 Hg 填隙往吸收区扩散，形成背底杂质掺杂浓度的 i 区。台面结器件是通过 MBE 控制各区域结构及掺杂等，但由于生长过程中对低浓度 In 掺杂时 In 束流的控制能力较差且背底杂质浓度较高，很难生长低掺杂

浓度的 i 层。由于吸收区和 N⁺区掺杂浓度较高，MBE 和 LPE 制备的吸收区材料浓度可以控制在 $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 附近，且 N⁺区主要为电极接触，导电性较好，对器件整体性能影响相对较小，因此通过固定吸收区掺杂浓度及厚度，分别模拟了倍增区掺杂工艺及厚度对器件性能的影响，控制厚度一致改变掺杂的结果如图 3.3 所示。可以看到，对于 B 离子注入高能量和计量的平面结器件，注入使器件 n 层掺杂浓度升高，若不进行退火处理，这会导致器件的阈值电压减小，器件暗电流会增大；对于 MBE 生长过程中控制 n 层掺杂浓度，可以实现在较低掺杂浓度下如 $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 获取较低的暗电流。不论是离子注入型平面结 HgCdTe APD，还是原位掺杂型台面结 HgCdTe APD，使器件性能提高的关键都是倍增区内较低的掺杂浓度。

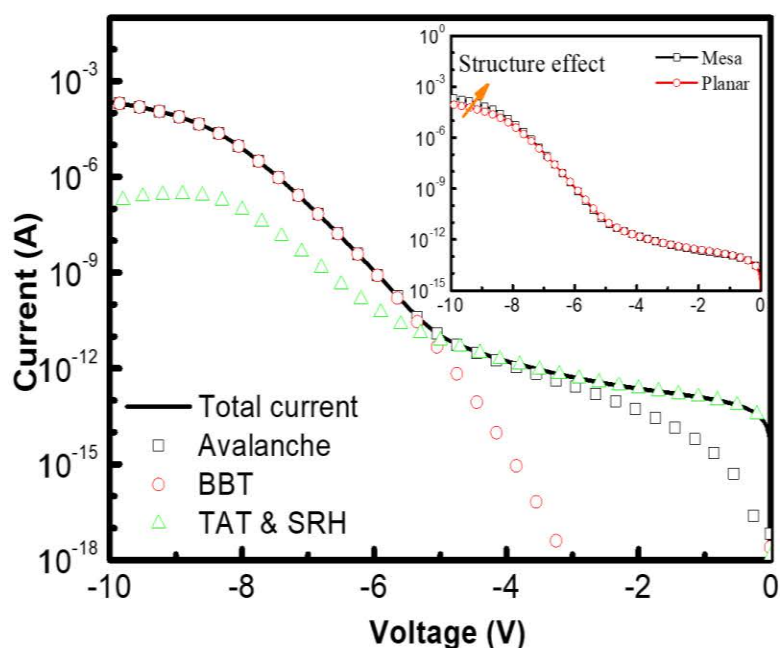


图 3.2 平面结与台面结 HgCdTe APD 的暗电流成分分析，插图为器件结构造成的电流-电压特性差异

Figure 3.2 Total dark current and dominant components in the HgCdTe APDs. The structure effect on the I-V characteristic of planar and mesa is shown in the inset.

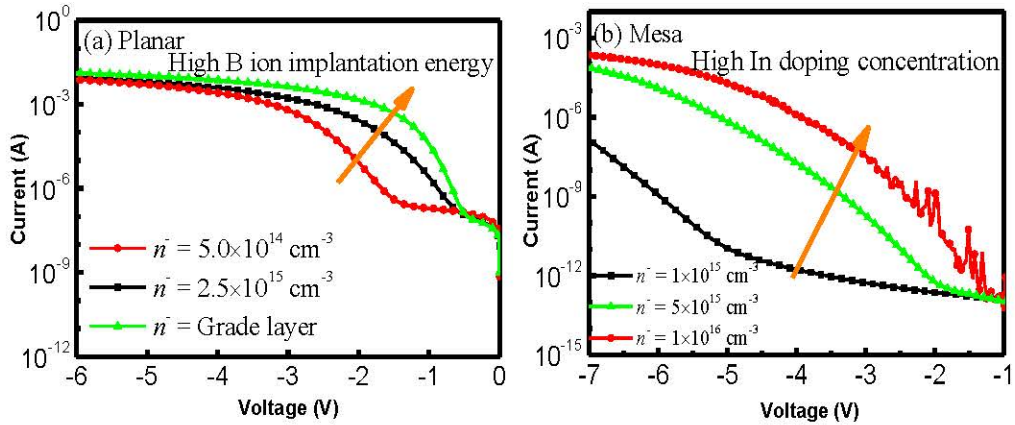


图 3.3 平面结与台面结掺杂工艺对器件暗电流特性的影响

Figure 3.3 Effects of doping process for planar and mesa APDs

另外，模拟了器件倍增区设计给器件暗电流造成的影响，结果如图 3.4 所示。很明显，倍增区的宽度对器件暗电流特性有较高的影响。在平面结器件的模拟过程中，注意到器件 n^- 区与吸收区或 n^+ 区的交界处结构会显著影响器件暗电流性能，例如设定为完整的直角，这时候边角效应会非常明显，阈值电压在 -4.5 V 左右，倘若设定为圆角（圆弧半径为 $0.5 \mu\text{m}$ ），则会显著降低器件的阈值电压且使暗电流降低。在边角为圆角的情况下，器件暗电流随着倍增区的厚度降低而减小。对于台面结 HgCdTe APD 器件，与平面结类似，器件暗电流随着倍增区的设计厚度降低而减小，但对于台面结，结构上可以避免边角效应对器件的影响，实现高性能器件的制备。

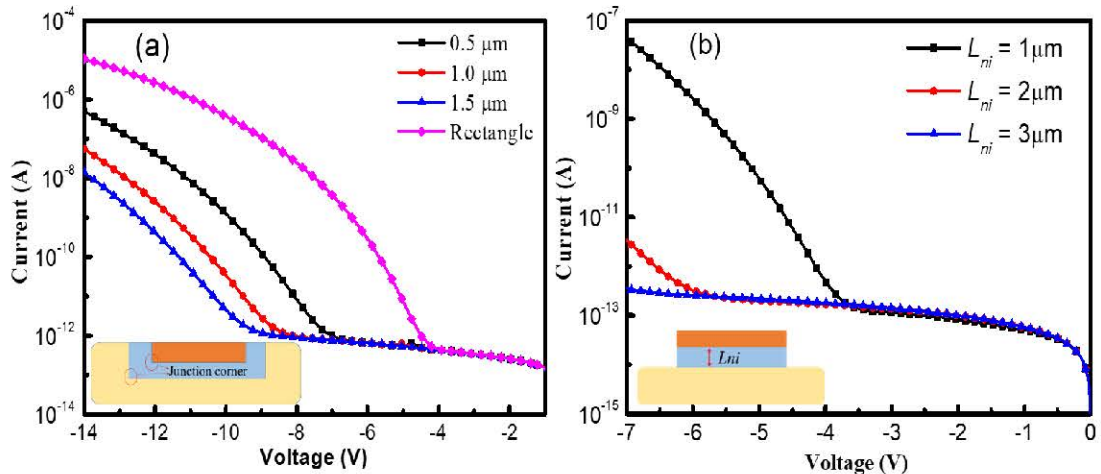


图 3.4 平面结与台面结倍增区厚度对器件暗电流特性的影响

Figure 3.4 Simulated dark current for different radii of curvature of the n^- -type junction corner in planar APD and different thicknesses of the multiplication region of both planar and mesa APDs.

经过以上分析，可以知道对于固定吸收区和电极区的器件，其性能差异的原因在于倍增区的工艺及设计。通过进一步模拟得到的结果与实验测试结果的对比如图 3.5 所示。可以看到，模拟仿真得到的暗电流特性与实验测试结果展现出了较好的一致性，模拟过程所采用的重要参数见表 3.1。平面结器件与台面结器件吸收区是一致的，厚度经过台阶仪测试为 $8\ \mu\text{m}$ 附近，掺杂浓度通过霍尔测试为 $3\times 10^{16}\ \text{cm}^{-3}$ ，i 区的浓度及厚度较难测试，在模拟过程中平面结器件与台面结器件掺杂浓度均设为了 $1\times 10^{15}\ \text{cm}^{-3}$ ，厚度分别为 $0.6\ \mu\text{m}$ 和 $1.8\ \mu\text{m}$ 时模拟结果与实验测试结果较为一致。在模拟过程中，采用的雪崩碰撞离化 O-C 公式，得到了碰撞离化率随电场变化系数 c 为 0.8，这经验公式可以对预测器件性能起到重要作用。

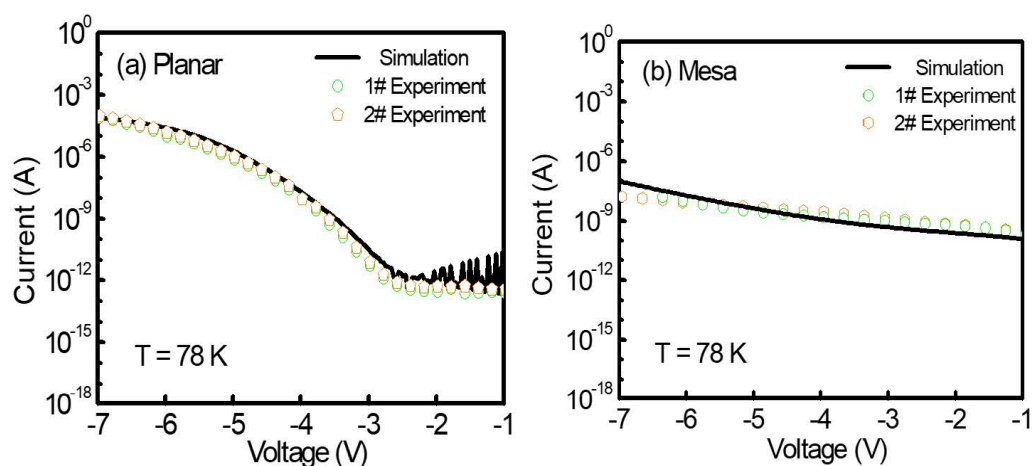


图 3.5 平面结/台面结 HgCdTe APD 实验结果与仿真结果电流特性对比

Figure 3.5 Comparison for the measured I–V characteristic and simulated I–V characteristic of HgCdTe avalanche photodiodes (a) Planar, (b) Mesa.

表 3.1 HgCdTe APD 器件仿真模拟采用的重要结构及物理参数

Table 3.1 Key structure and physical parameters used in simulating HgCdTe APD

	n-type	i-type	p-type
平面结	$L_n=2\ \mu\text{m}$	$L_{ni}=0.6\ \mu\text{m}$	$L_p=8\ \mu\text{m}$
	$N_d>1\times 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$	$N_i=1\times 10^{15}\ \text{cm}^{-3}$	$N_a=3\times 10^{16}\ \text{cm}^{-3}$
台面结	$L_n=3\ \mu\text{m}$	$L_{ni}=1.8\ \mu\text{m}$	$L_p=8\ \mu\text{m}$
	$N_d=1\times 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$	$N_d=1\times 10^{15}\ \text{cm}^{-3}$	$N_a=3\times 10^{16}\ \text{cm}^{-3}$

为了进一步澄清平面结/台面结 HgCdTe APD 性能差异，通过模拟继续分析器件在工作偏压下 -7V 时器件的电场纵向分布与碰撞离化率及带间隧穿产生率

的关系,如图 3.6 所示。可以看到,平面结器件的峰值电场强度约为 7×10^4 V/cm,台面结器件为 4.5×10^4 V/cm,平面结内较高的电场强度使其带间隧穿产生率和碰撞离化率均高于台面结器件,这是平面结与台面结性能差异的起源。

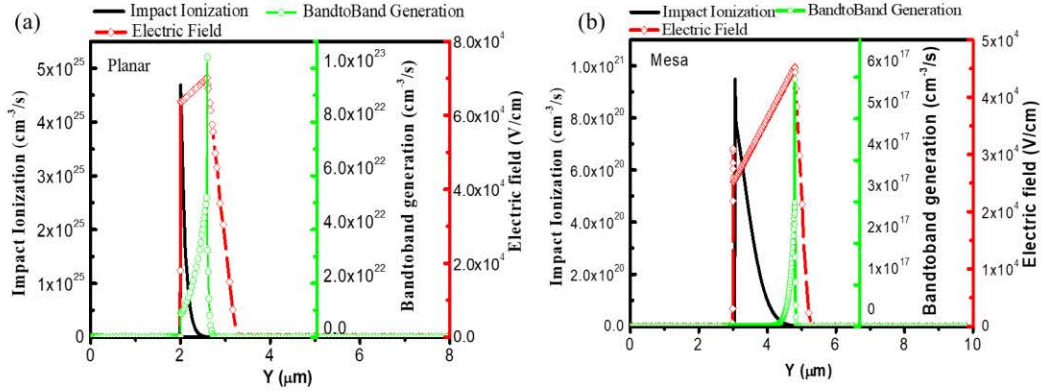


图 3.6 平面结/台面结 HgCdTe APD 在-7V 偏压下碰撞离化率、带间隧穿产生率及与电场纵向分布的变化关系

Figure 3.6 Band-to-band generation and impact ionization of (c) planar and (d) mesa HgCdTe APDs under -7 V bias.

3.1.3 平面结与台面结 HgCdTe APD 小结

采用 LPE 及离子注入法和采用 MBE 及原位掺杂方法制备 pin 结构器件均可以制备中波红外 HgCdTe APD 器件,材料生长及流片工艺与普通光伏型器件制备方案基本一致,这样在制备 HgCdTe APD 的工艺流程上会有较多经验。但是对于高性能 HgCdTe APD 的制备,需要注意影响因素会更多。例如器件噪声的起源 SRH、缺陷辅助隧穿电流等,而且更重要的是带间隧穿电流和碰撞离化电流,由于器件本身的放大作用,性能的均一性问题会更加严重。通过本小结内容的分析,澄清了在前期制备平面结与台面结 HgCdTe APD 过程中出现的性能差异的原因不是来自器件结构本身,而是器件成结工艺过程中倍增区的掺杂及结构设计不一致造成的,在工作时倍增区电场强度会大大影响器件的带间隧穿产生率和碰撞离化率,使器件在峰值电场强度仅大 1.5 倍的情况下,导致碰撞离化率有 4 个量级以上的差异。这说明 HgCdTe APD 设计中要避免局域电场,使电场完全作用于光生载流子的碰撞离化才会获得高性能 HgCdTe APD 器件。

3.2 APD 器件内电场的表征方法

上一节得到结论,制备高性能 HgCdTe APD 器件的优化设计方法是避免有害

局域电场, 要保证电场方向与光生载流子的输运方向一致。但器件电场很难直接观测到, 而且器件往往小于 $100\ \mu\text{m}\times 100\ \mu\text{m}$, 如何表征半导体器件内电场分布是一项非常重要且有意义的工作。激光束诱导光电流法 (Laser beam induced photocurrent, LBIC) 是用于表征光电器件一种较为先进的无损方法。通过改变器件与光源的相对位置, 可以收集到器件不同位置处的光电流。这套系统的难点在于如何保证激光束要远远小于器件, 另外还要保证实现器件与激光束的相对位移精准调控。本节将介绍搭建的 LBIC 测试平台及相关器件局域电场的表征工作, 包括低温退火工艺对 HgCdTe 材料影响及对 InGaAs APD 器件局域电场表征。

3.2.1 高精度二维扫描 LBIC 表征平台

LBIC 测试平台采用的模式为激光束二维扫描并保持样品不动的方法, 主要分为光源、相对位移控制系统、聚焦和信号收集系统。光源采用尾纤结构半导体激光器, 激光控制器为 Thorlabs 公司 ITC4001, 可以给激光器提供稳定的功率输出和温度控制, 配套激光器波长为从 $400\ \text{nm}\sim 2\ \mu\text{m}$, 激光器可以在控制器的调控下实现变功率光的连续输出, 也可以实现可控制波形的脉冲激光输出, 频率满足 $0.2\sim 1000\ \text{Hz}$ 。尾纤输出激光经准直透镜输出准直光, 光斑经光斑分析仪测试可认为是高斯光源。相对位移控制采用的扫描振镜系统, 扫描振镜包含一个扫描电机、一片反射镜和一个传感器, 反射镜放置于扫描电机的旋转轴, 可以实现上下左右二维运动, 传感器用于反馈反射镜位置信息。这样就可以实现对反射镜位置控制, 实现激光在样品表面的二维移动。激光经扫描振镜系统出射光再经过长焦物镜 ($20\times, 100\times$) 实现汇聚, $1/e$ 光功率强度范围可以接近不同波长光的衍射极限。信号收集系统包含制冷杜瓦、前置放大器 SR570、锁相放大器 Signal Recovery 7265 和数据采集装置。整套系统可以满足可见及红外波段、功率连续可调、光斑接近衍射极限、温度 77K 至常温连续可调和极小/弱信号读出, 具有较高的空间分辨率。高精度二维扫描 LBIC 表征平台如图 3.7 所示。

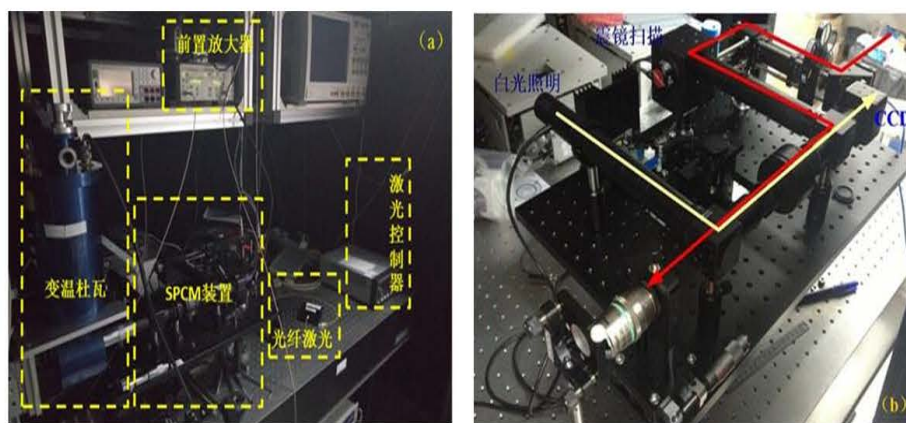


图 3.7 高空间分辨率二维扫描 LBIC 表征平台

Figure 3.7 High spatial resolution 2D scan LBIC measurement platform.

3.2.2 低温退火工艺对 HgCdTe 材料的影响

制备高性能 HgCdTe APD 器件首先需要保证的是材料性能良好。离子注入工艺会因为较高的离子轰击能量使晶体产生大量缺陷，必须经过进一步退火实现结区推进才能进一步应用。目前，一种新型的 n⁻区制备工艺正在尝试，即采用离子束刻蚀的方法，先在 Hg 空位主导的 p 型 HgCdTe 材料制备 n⁻区，再经过离子注入实现 n⁺-n⁻-p 结构的 HgCdTe APD 的制备¹¹⁴。采用的离子束刻蚀方法为离子铣，原理是将惰性气体电离后轰击材料，由于 HgCdTe 晶体键能较低，刻蚀过程中产生大量 Hg 原子，原子会占据 Hg 空位或直接成为 Hg 填隙，使材料实现施主型掺杂。实际上，在这个离子束刻蚀过程中，也会产生较多的缺陷，此时的材料并没有进行下一步的离子注入工艺，仅在整个晶圆吸收区两端制备两个公共电极即可采用 LBIC 方法对器件成结及材料本身特性进行表征。

LBIC 表征 HgCdTe 材料的原理是基于内建电场对光生载流子的驱动，如图 3.8 所示¹¹⁵。在刻蚀区或注入区形成施主型掺杂，与材料本身受主型掺杂形成 pn 结。在 pn 结交界处，电子与空穴扩散形成内建电场。当激光束聚焦于 pn 结左侧时，如图 3.8 (a)，光生载流子在内建电场的作用下分离，而对于 HgCdTe 材料其电子的迁移率要远远高于空穴，电子会在 n 型区内迅速形成均匀分布，p 型材料中空穴迁移率较小，与电子的复合会引入外部电路的回流，一部分光生空穴会流入靠近左侧的外部电路中，右侧电极会“补充”空穴与电子复合，这样就会形成一个完整的回路并产生 LBIC 信号；当激光束聚焦于 pn 结右侧时，同样地会在 pn 结右侧产生光生空穴进入外部回路，这样也会产生与前面 LBIC 信号相反的电

流值；当激光束聚焦于器件正中间时，光生电子与空穴在器件形成内部回路，而外部回路不参与传输载流子，这样 LBIC 信号为零。基于这种原理，许多研究单位已经制备了表征入射光信号坐标的位置探测器。LBIC 信号的大小表示器件横向电场的大小，而且还能反映光生载流子在材料中的扩散长度以及进一步得到少子寿命。通过 LBIC 测试表征手段，可以有效表征器件刻蚀、离子注入等工艺引入的横向局域电场，反映结区位置和材料质量等问题¹¹⁶⁻¹¹⁷。

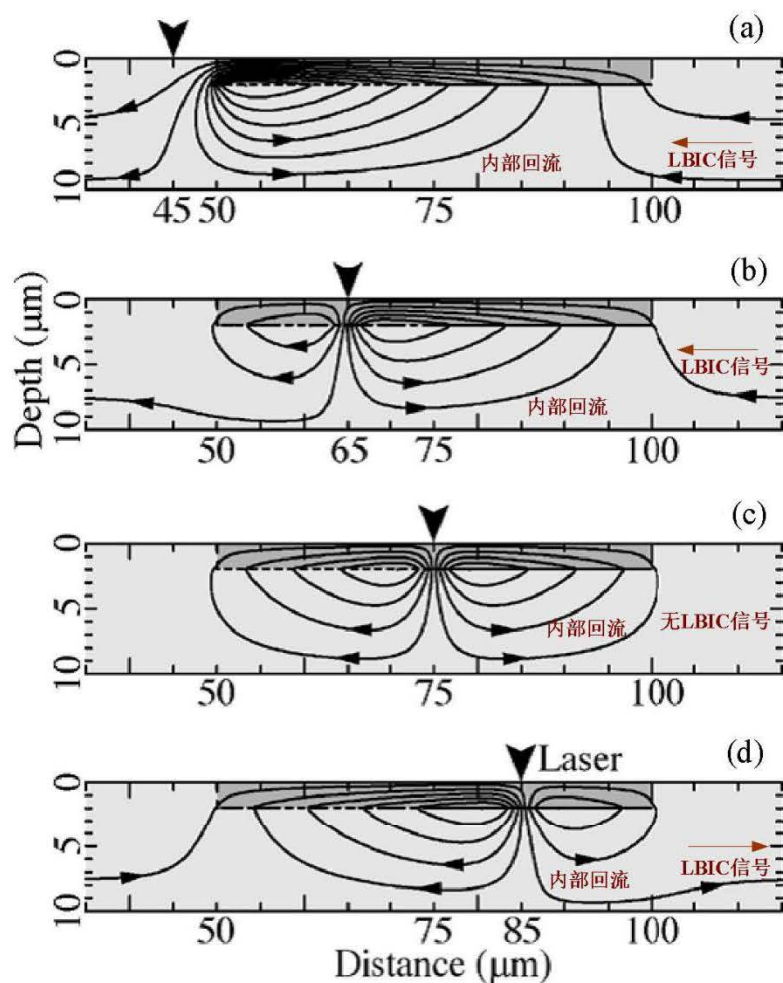


图 3.8 激光束诱导光电流法表征结区电场原理示意图¹¹⁵

Figure 3.8 Schematic diagram of laser beam induced current measurement of electric field at the edge of junction.

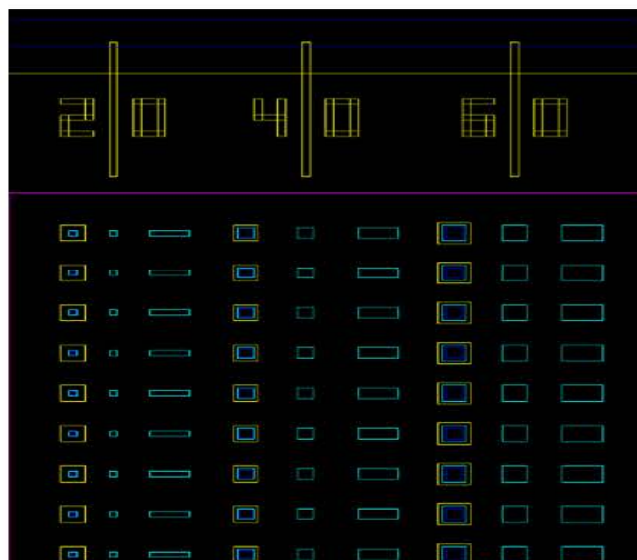


图 3.9 离子束刻蚀制备 HgCdTe 器件设计版图

Figure 3.9 Layout design of HgCdTe devices fabricated by ion beam etching.

为了表征离子束刻蚀是否会引入 n 型区及低温退火工艺对材料质量的影响，首先对一片离子束刻蚀过中波红外 HgCdTe 材料进行了 LBIC 测试，又先后进行了低温退火处理后分别进行了 LBIC 测试。

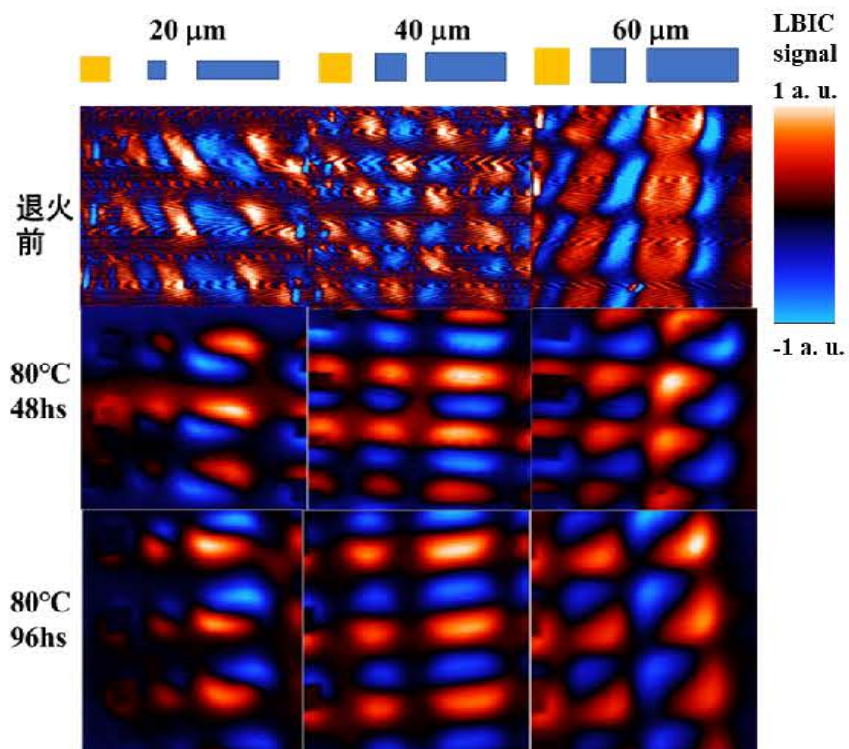


图 3.10 退火前后 LBIC 二维分布测试结果

Figure 3.10 LBIC results before and after annealing process

HgCdTe 材料 Cd 组分为 0.3, p 区掺杂浓度约为 $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, 离子束刻蚀后制备了宽度分别为 20 μm 、40 μm 和 60 μm 的线列器件, 器件设计版图如图 3.9 所示。黄色框为金属对准标记, 蓝色线框为刻蚀区, 每个宽度对应了一个正方形和一个矩形刻蚀区域。首先对未退火前 HgCdTe 器件进行了 LBIC 测试, 器件封装在 80 K 的低温杜瓦里, 窗口为蓝宝石, 采用的 520 nm 激光光源, 测试结果如图 3.10 所示。经过 LBIC 测试可以看到, 离子束刻蚀的确在 p 区上产生了反型层, 且位置与刻蚀区一致。但是得到的 LBIC 信号噪声比较大, 这可能是离子束刻蚀会导致表面产生一定的损伤, 大量的表面缺陷影响了载流子的运输; 于是对器件进行了 80°C 低温退火处理, 在 48 小时后, 再对对器件重新进行了 LBIC 测试, 可以从二维扫描 (mapping) 结果中看到信噪比明显变好, 刻蚀区位置更加明显; 再对器件进行 48 小时退火处理后, 得到了信噪比更好的 mapping 结果。

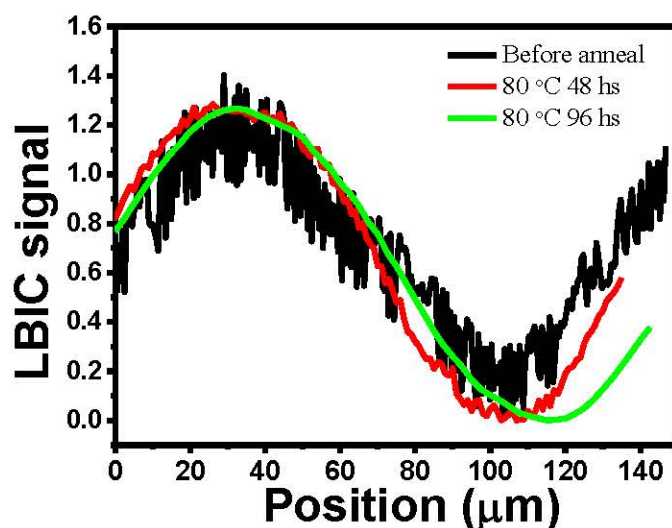


图 3.11 退火前后宽度为 40 μm HgCdTe 器件 LBIC 信号

Figure 3.11 LBIC signal of the 40 μm HgCdTe device before and after annealing process.

通过对宽度为 40 μm 中间器件提取 LBIC 信号数值, 得到结果如图 3.11 所示。LBIC 信号的峰-峰值间距为 150 μm , 是设计的像元间距, 峰谷值约为 70 μm , 并且随着退火时间的延长有进一步扩大的趋势。可以推测单边横向拓展值为 15 μm 附近。从光电流 mapping 及提取的 LBIC 信号结果看出, 80°C 96 h 低温退火工艺后使 mapping 结果的信噪比更高, 可能原因是刻蚀过程中引入的缺陷在低温退火过程中被 Hg 原子占据, 提高了器件表面的少子寿命, 这样将会使中波红外 HgCdTe APD 器件工作时缺陷辅助隧穿电流所引入的噪声有明显降低¹¹⁸。

3.2.3 激光束诱导光电流法表征 InGaAs APD 局域电场

InGaAs 与 HgCdTe 类似，属于三元化合物，禁带宽度随元素配比不同可以实现近红外波段的探测，最常用的是 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测通讯波段 1550 nm 近红外光信号。InGaAs/InP 材料制备 APD 也有较大优势，InGaAs 与 InP 的晶格常数接近，制备异质结晶格失配较小，InGaAs 可以在 InP 衬底上采用 MBE 或 MOCVD 外延，InGaAs 吸收红外信号，InP 空穴电子的离化系数比远大于 1，这样就非常适合制备空穴注入型 APD 器件¹¹⁹⁻¹²⁰。InGaAs/InP 制备近红外波段的单光子雪崩光电探测器，工作模式为极高增益下的盖格模式 (Geiger Mode)，结合近红外波段较为成熟的激光器，InGaAs/InP APD 单光子探测技术成熟度要高于中长波红外 HgCdTe APD¹²¹⁻¹²²。近年来，InGaAs/InP APD 应用场景和器件设计发展迅速，这对中波红外 HgCdTe APD 器件设计会有启发性¹²³。

InGaAs/InP APD 常采用吸收层倍增层分离结构 (Separate absorption grading charge multiplication, SAGCM)，结构示意图如图 3.12 所示，吸收区材料为 n 型轻掺杂的 InGaAs，倍增区采用 p 型轻掺杂 InP 材料，在吸收层与倍增层之间还要引入 InGaAsP 缓冲层以减小 InGaAs 与 InP 的晶格失配，n 型 InP 电荷控制层实现调控倍增层与吸收层之间电场，实现既能满足倍增区内较大电场获得较高增益，又要实现吸收区光生载流子所需必要电场同时减小吸收区内隧穿电流¹²⁴。中科院上海技术物理研究所曾巧玉和温洁等人研究了 SAGCM 结构 InGaAs/InP APD 不同层对器件性能的影响，获得了击穿电压、贯穿电压与器件结构之间的关系，并提出了减小器件暗电流及关联噪声的设计方法¹²⁵⁻¹²⁶。

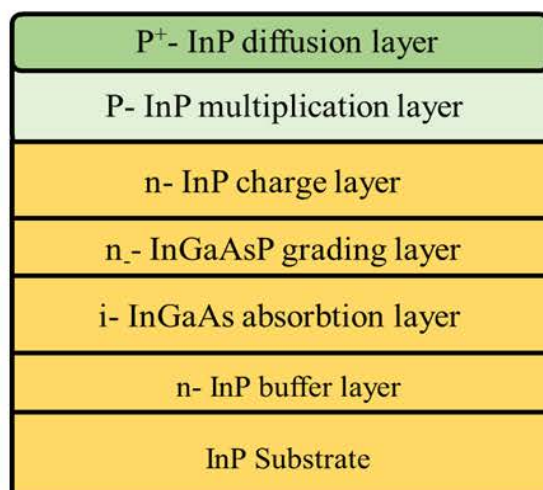


图 3.12 SAGCM 结构 InGaAs/InP APD 器件结构示意图

Figure 3.12 Schematic diagram of SAGCM InGaAs/InP APD.

InGaAs/InP APD 有两种工作模式，分别是线性模式（Linear Mode）和盖格模式。当器件外加偏压小于击穿电压且大于贯穿电压（器件耗尽区扩展至 InGaAs 吸收层时所加外部偏压）时，即器件工作于线性模式下，所产生的光电流与入射光强具有线性相关性，此时的器件增益相对较小能够反映光强大小；当器件外加偏压高于击穿电压（暗电流迅速升高时器件外加电压），此时载流子会触发无法自淬灭的雪崩效应，产生极高的增益，通常采用门电路控制的方法用于单光子探测。典型的 InGaAs/InP APD 电流特性曲线如图 3.13 所示。

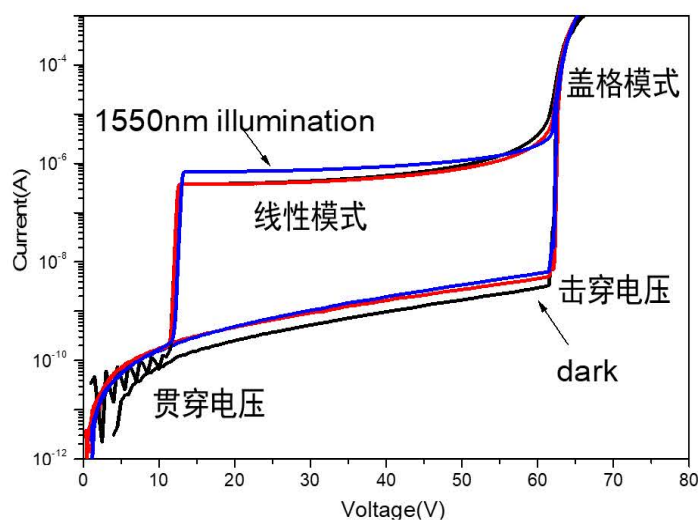


图 3.13 典型的 InGaAs/InP APD 暗电流与光电流

Figure 3.13 Dark and photo current of one typical InGaAs/InP APD.

在实际器件设计及制备过程中，由于器件工作在较高的反偏电压下，器件本身暗电流增益过大甚至预击穿，需要设计保护环抑制非均匀局域场，这在硅基和 InGaAs/InP APD 中是常用工艺设计¹²⁷。同时为了调控倍增区的厚度，工艺上需要进行两步扩散工艺来形成电极接触层、倍增区以及保护环。为了表征 InGaAs/InP APD 保护环与器件电极区的制备工艺，首先利用 LBIC 测试 HgCdTe 器件的方法，再经过两步扩散工艺后在保护环两侧制备了两个电极，用于表征 InP 表面的成结效果，器件结构示意图如图 3.14 所示。

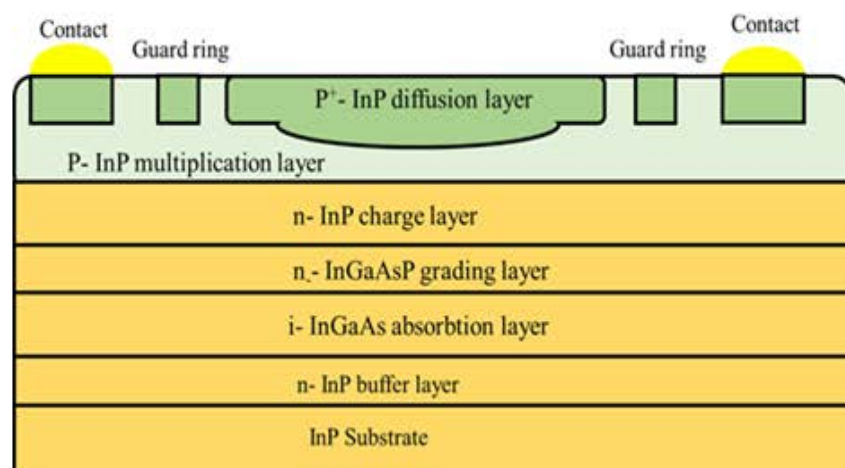


图 3.14 用于测试 InGaAs/InP 保护环器件结构示意图

Figure 3.14 Schematic diagram of InGaAs/InP sample with guard ring designs to be measured.

在进行器件的初始设计与制备时，由于 InP 表面的载流子扩散长度较小，无法表征保护环及电极区，得到的 **mapping** 结果如图 3.15 所示。左侧为器件 CCD 照片，右侧为相应位置的 **mapping** 图片，可以看到仅在电极处形成了电场方向相反的两个肖特基结。此时两端电极距离保护环的最短距离为 $12\ \mu\text{m}$ ，此时说明了 InP 表面载流子的扩散系数较低。

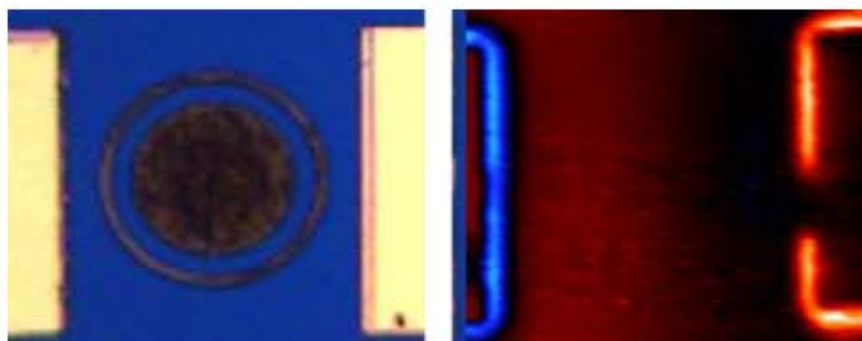


图 3.15 用于宽电极距离时器件 CCD 照片及相应 mapping 图

Figure 3.15 CCD image and photocurrent Mapping of the device with wide range contacts.

由于 InP 表面较低的载流子扩散系数，再将电极与保护环的最短距离设计为 $5\ \mu\text{m}$ ，此时电极距离保护环较近，可以实现对保护环的表征。**Mapping** 结果如图 3.16 所示。可以看到表面保护环的设计在器件表面起到了一定的分压效果。在进行扩散过程中，保护环设计直径为 $68\ \mu\text{m}$ ，实测峰峰值为 $74\ \mu\text{m}$ ，电极区直径为 $50\ \mu\text{m}$ ，实测峰峰值为 $56\ \mu\text{m}$ ，单边均拓展约 $3\ \mu\text{m}$ ，并且通过对 LBIC 测试信号的拟合，得到了表面 InP 扩散系数约为 $2.4\ \mu\text{m}$ 。这说明表面 InP 扩散系数的确较

低，在设计 LBIC 器件表征器件横向电场时，电极必须设计为距离光电收集区非常近，这种方法不适合在常温下测试 InGaAs/InP 焦平面器件。

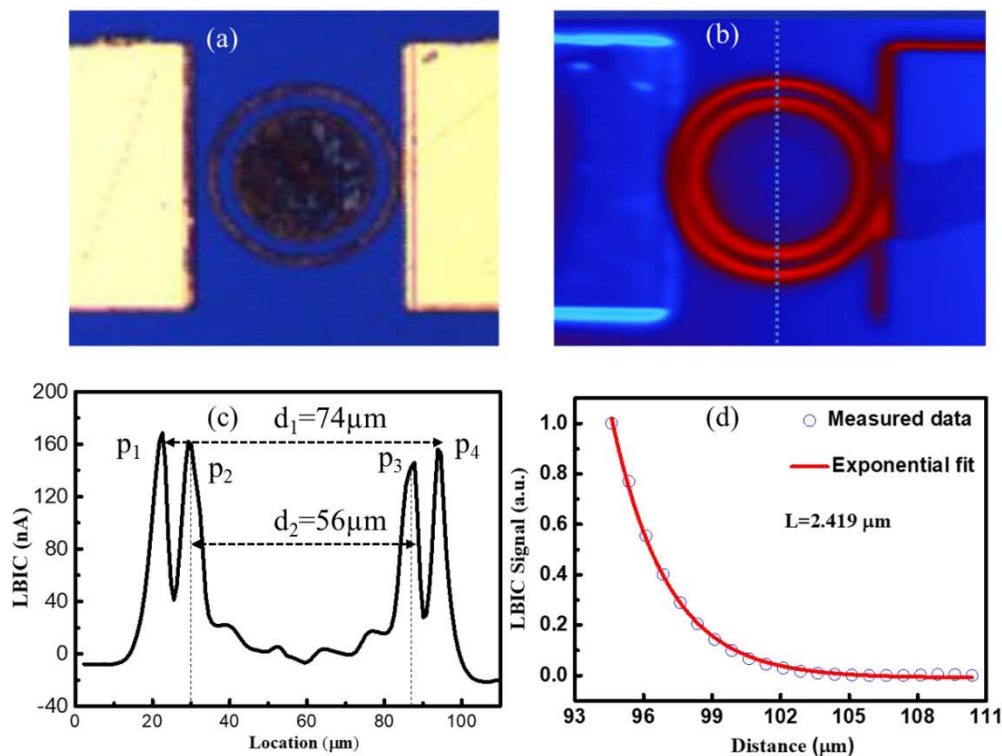


图 3.16 (a) 器件 CCD 图像；(b) 器件 Mapping 图；(c) 提取的 LBIC 信号；(d) 拟合得到的扩散系数

Figure 3.16 (a) CCD image and (b) photocurrent Mapping of the device; (c) LBIC signal in vertical directions; (d) Fitted diffusion coefficient.

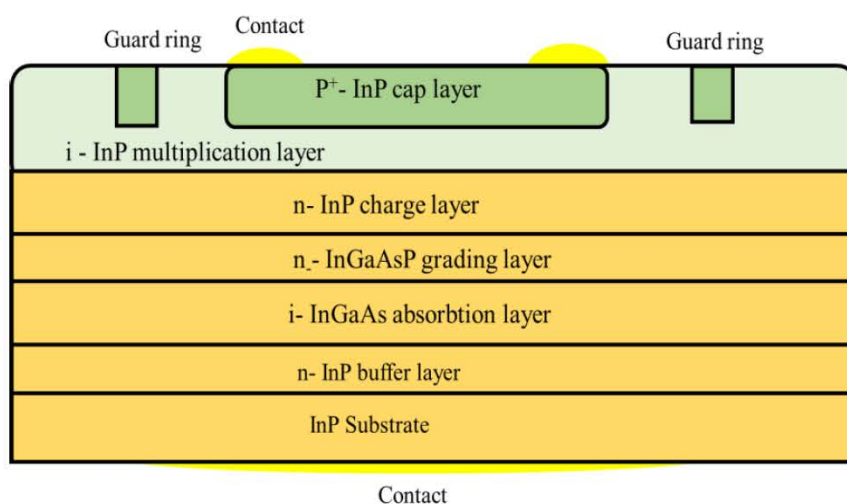


图 3.17 带保护环结构的 InGaAs/InP APD 器件结构示意图

Figure 3.17 Schematic diagram of InGaAs/InP APD with guard ring designs.

两端电极测试的方法只能表征横向电场，对图 3.14 所示结构进行近红外波段表征，发现无法得到埋于 InP 层下面 InGaAs 材料电场分布图像，这是因为光生载流子无法在横向电场的作用下进行纵向传输，因此需要通过 InGaAs/InP APD 器件进行光响应的 mapping 测试即可得到器件纵向电场分布。InGaAs/InP APD 器件结构示意图如图 3.17 所示，电极底部电极和表面环状顶电极。通过对器件在击穿电压和贯穿电压附近分别进行高光功率($\sim 40 \mu\text{W}$)和低光功率($\sim 5 \mu\text{W}$) mapping 测试，激光波长为 1550 nm，得到光响应分布结果如图 3.18 所示，红色表示响应较高，蓝色为背低信号。可以看到，在线性模式下，不论激光功率的高低，器件的响应分布较为均匀；在准盖格模式下（测试时电压设置为小于激光电压 3V），器件的相应分布峰值出现在了电极边缘，而光敏面（顶电极圈内）位置相应分布相对较弱。这说明了保护环的设计可以在线性模式下实现对倍增区电场的调控，使电场分布更加均匀；当器件工作在盖格模式时，尖峰电场会使器件光响应峰值区在光敏面外，保护环可能没有较好的抑制尖峰电场。这可能是器件的暗电流增益较大且器件工作暗计数高的原因。

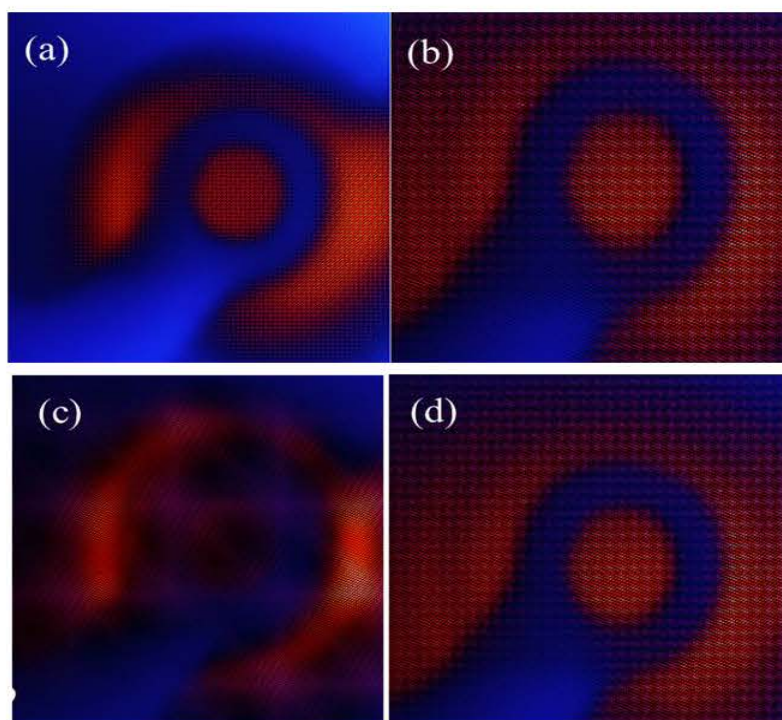


图 3.18 InGaAs/InP APD 器件 1550 nm 波长下的光响应分布：(a) 准盖格模式下高光功率；(b) 线性模式下高光功率；(c) 准盖格模式下低光功率；(d) 线性模式下低光功率
Figure 3.18 Response mapping of InGaAs/InP APD with incident 1550 nm laser: (a) Quasi Geiger mode and (b) Linear mode with high laser power; (c) Quasi Geiger mode and (d) Linear mode with low laser power.

本节内容讲了用于表征局域电场的测试方法—激光束诱导光电流法,这种高精度、高空间分辨率的测试平台既可以表征器件表面的横向电场,例如离子束刻蚀引入的反型区、InP 表面扩散引入的 p 型掺杂,还可以在一定条件下表征器件内部电场的纵向信息,同时利用 LBIC 信号,可以表达载流子扩散常数、少子寿命等关键物理信息,从而反映材料质量和器件性能。通过 LBIC 表征得出结论退火可以减少 HgCdTe 器件的缺陷浓度,保护环可以实现在线性模式下调控 APD 器件内电场,减小器件发生预击穿的概率,这对制备高性能中波红外 HgCdTe APD 起指导作用。

3.3 离子注入型中波红外 HgCdTe APD 优化设计

离子注入是半导体工艺中占主导的掺杂技术,基本原理是将杂质离子化,通过电场加速后,将杂质打入半导体材料中,实现掺杂。针对 Hg 空位型 HgCdTe 材料, B 离子注入后杂质不是掺杂源,而是由于高能粒子的撞击,破坏了键能较弱的 Hg-Te 键,从而产生大量的 Hg 原子,这些原子占据 Hg 空位或成为 Hg 填隙原子,导致材料成为施主掺杂。在离子注入后,需要进行快速退火处理,实现结区推进¹²⁸。在这个过程中, Hg 原子与 Hg 空位相互作用实现有限源扩散,一维扩散方程为¹²⁹:

$$\frac{\partial C_I}{\partial t} = D_I \frac{\partial^2 C_I}{\partial x^2} - RC_I C_V \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial C_V}{\partial t} = D_V \frac{\partial^2 C_V}{\partial x^2} - RC_I C_V \quad (3.2)$$

上式中 C_I 和 C_V 是与时间和距离相关的 Hg 填隙和 Hg 空位的掺杂浓度, D_I 和 D_V 分别表示 Hg 填隙和 Hg 空位的扩散系数, R 为 Hg 填隙与 Hg 空位的复合系数,表示为:

$$R = \frac{4\pi(D_I + D_V)e^2}{\varepsilon k_B T} \quad (3.3)$$

其中 e 、 k_B 、 ε 分别表示为元电荷、玻尔兹曼常数和介电常数。此方程的解是与扩散时间和温度相关的高斯分布。因此,基于此方程建立了离子注入型 HgCdTe 器件的高斯分布模型,并与实验结果对比得知,此模型更能准确反映 HgCdTe 器件在较大偏压下工作时的隧穿电流¹³⁰。

根据以上工作,首先建立了基于高斯分布的离子注入型平面结中波红外 HgCdTe APD 模型,注入后及通过改变退火时间增大 n 区的器件结构示意图和浓

度分布如图 3.19 所示。为了方便定量分析，设 n⁻区的厚度为浓度低于 p 区掺杂浓度时器件纵向长度，随着退火时间的延长，n⁻区厚度也逐渐增大。建模过程中所用到的重要器件结构及物理参数见表 3.2。

表 3.2 离子注入型 HgCdTe APD 器件建模所用到的关键参数

Table 3.2 Key parameters used in ion implant type HgCdTe electron avalanche photodiodes device simulation

Structure	n ⁺ -type	n ⁻ -type	p-type	Thickness	Cd composition
Planar (30×30 μm ²)	Gaussian ($N_{dpeak}=5\times 10^{17}$ cm ⁻³)	$N_d < N_a$	$N_a = 3\times 10^{16}$ cm ⁻³	10 μm	0.3

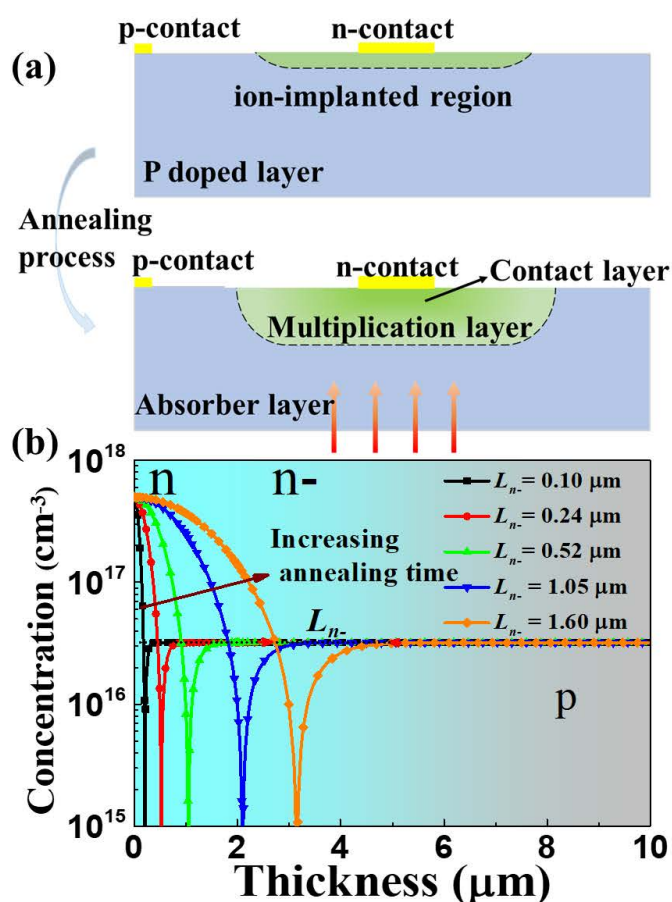


图 3.19 (a) 背入射中波红外 HgCdTe APD 在退火前后器件结构示意图；(b) 变退火时间后载流子分布图

Figure 3.19 (a) Schematic diagram of backside illuminated MWIR HgCdTe e-APD before and after annealing process; (b) Carrier distribution of the device with variable annealing time.

运用 TCAD 中 SDE 和 SDEVICE 模块, 对建立的高斯分布 HgCdTe APD 模型进行了仿真计算, 得到的仿真结果如图 3.20 (a) 所示。在模拟中, 电流仿真模型主要考虑了带间隧穿电流、缺陷辅助隧穿电流和雪崩碰撞离化电流。可以看到, 随着退火时间的延长, 也就是 n 区厚度的增加, 器件的暗电流逐渐降低。这主要是由于增大的 n 区厚度减小了倍增区电场, 实现了对隧穿电流的降低。另外, 随着 n 区厚度的增大, 可能会导致带宽减小, 这也是 pin 结构器件需要考虑的因素¹³¹。

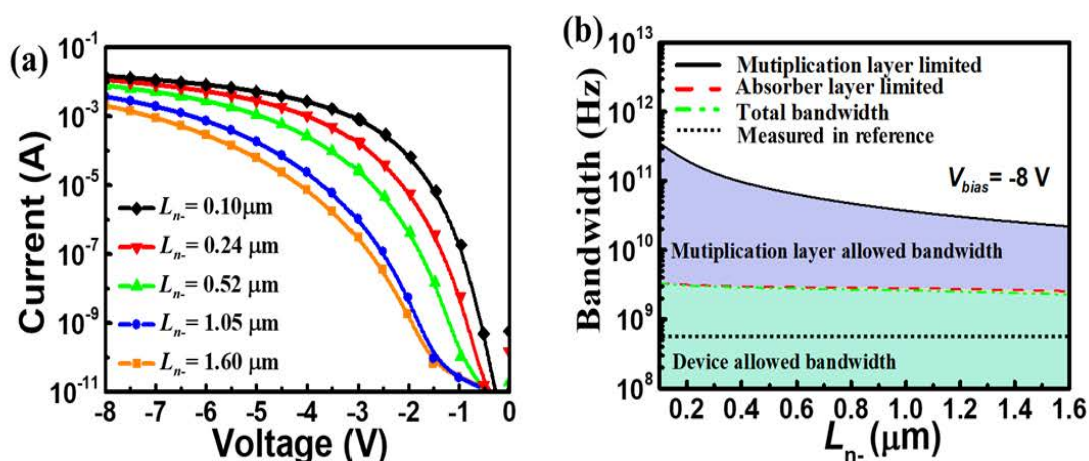


图 3.20 不同 n 区厚度器件的 (a) 电流特性和 (b) 带宽性质

Figure 3.20 (a) Dark current characteristics and (b) bandwidth of the device with different thickness of n layer.

对于 APD 器件, 其带宽也是评价器件性能的重要指标之一。具备高速探测能力的器件是制备高帧频红外成像系统、高速信息传输系统的核心元器件, APD 器件的工作优势是在不损失响应时间的情况下仍有较大的增益, 目前, 已有实验测得的增益带宽积可以达到 2.1 THz^{132} 。器件带宽与载流子渡越时间及 RC 常数相关。在模拟中, 通过计算载流子渡越时间获得了器件 -8 V 偏压下带宽结果如图 3.20 (b) 所示。在计算过程中所用到迁移率模型和速度均与电场相关。TCAD 中能够得到在不同偏压下的电子输运速度, 计算带宽所用公式为:

$$f = \frac{1}{2 \left(\frac{V_n + V_{n-} + V_a}{L_n + L_{n-} + L_a} \right)^{-1}} \quad (3.4)$$

其中, V_n , V_{n-} 和 V_a 分别代表了载流子在电极区、倍增区和吸收区的输运速度, L 表示各区厚度。在 -8 V 偏压下, 具有较高电场的倍增区内电子输运速度达到饱和, 约为 $2.8 \times 10^7 \text{ cm/s}$, 较高的电子饱和速率是器件能够获得高带宽的关键因素。

由计算结果可以看到，载流子在倍增区输运较快，所对应的倍增区限制带宽也较高，随着退火时间的延长，倍增区逐渐变厚，倍增区限制带宽逐渐降低，但仍保持在 10 GHz 之上；吸收区内由于电场较小，载流子输运速度较慢，这成为了限制器件带宽性能的主要原因，在吸收区和倍增区带宽共同限制下，器件带宽仍然能够接近 3 GHz，是能够满足高速红外探测系统需求的。在实际制备的器件中，可能是由于器件设计、材料散射或测试系统等限制因素，公开报道的中波红外 HgCdTe APD 最高带宽约为 0.6 GHz，距离计算结果仍有较高差距¹³³。

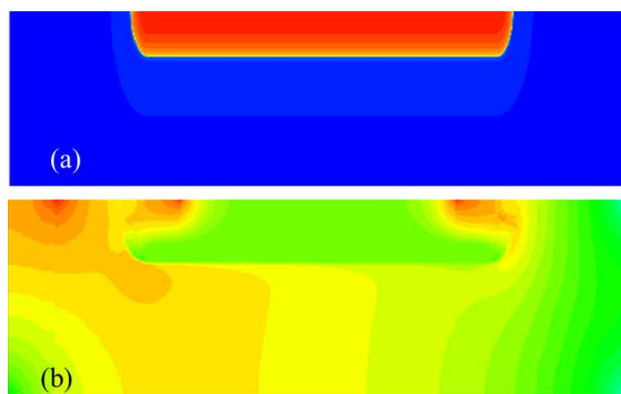


图 3.21 离子注入型 HgCdTe APD 载流子浓度及暗电流密度的空间分布

Figure 3.21 Carrier and dark current density distribution of the B ion implanted HgCdTe APD

由以上计算结果，可以得到结论，退火可以使器件暗电流降低，且在较高工作偏压下，带宽也不会受到明显地抑制。但是，由图 3.20 可以看到，尽管器件暗电流在退火的处理下得到了降低，其暗电流水平仍然较高。通过 TCAD 模拟可以得到在离子注入器件结构下暗电流密度的空间分布如图 3.21 所示，可以看到暗电流密度主要集中于表面形成的局域场处，在注入区有较大的横向电场使载流子更容易发生隧穿甚至导致器件预击穿，这是器件暗电流仍较大的原因。

通过前面对 InGaAs/InP APD 保护环的表征以及较为成熟的 Si 基 pin APD 或 CMOS 集成的 APD 设计，发现保护环对于 APD 器件可以起到调控局域电场，降低暗电流且防止预击穿的作用。于是我们针对中波红外 HgCdTe APD 器件，设计了三种不同的保护环结构，分别为浅保护环 (Shallow guard ring, SGR)、中间保护环 (Middle guard ring, MGR) 和深保护环 (Deep guard ring, DGR)¹³⁴。通过保护环的引入，利用 TCAD 可以得到器件在 -8 V 的工作偏压下器件电场分布如图 3.21 所示。可以看到，再 -8 V 偏压下，电场强度最大的地方局域于表面和边缘区，形成了较大的横向电场，而对于 HgCdTe APD，红外光是背入射进入

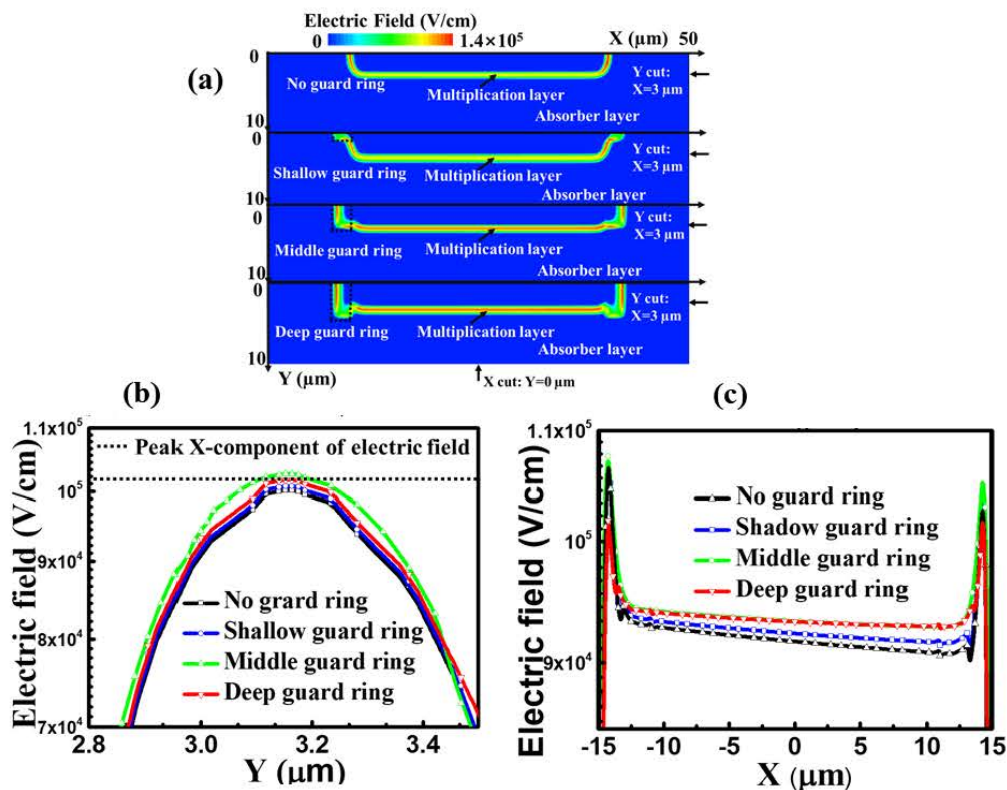


图 3.22 SGR、MGR、DGR 和无保护环设计 HgCdTe APD 器件的 (a) 电场强度的二维分布图; (b) 电场强度的纵向分布; (c) 电场强度的横向分布; 黑色虚线表示无保护环器件横向峰值电场强度

Figure 3.22 (a) 2D distribution of the electric field magnitude, with 1D cut lines along horizontal (b) and vertical (c) directions of carrier transport with no guard ring, shallow guard ring, middle guard ring and deep guard ring. The peak X-component electric field means the largest X-component of electric field of the device without guard ring at lateral junction.

器件, 产生电子在电场作用下进入倍增区, 碰撞离化大量载流子后在纵向电场的方向上收集。然而如果侧面的局域电场大于纵向电场, 这将导致光生载流子在电场的作用下输运效果小于横向电场输运其他热产生或缺陷参与的载流子, 使光电流增益不如暗电流甚至器件预击穿。在实际器件测试过程中, 也常会发现暗电流激增的现象, 但器件没有被烧坏, 可能就是这种非均匀局域电场引起的。引入了 SGR、MGR 和 DGR 后, 可以发现电场在保护环的影响下实现了对局域电场的操控。首先当引入 SGR 后, 由图可以看到侧面局域电场转移至了保护环下方和注入区的一侧, 而电场强度仍高于倍增区电场; MGR 和 DGR 会很明显的抑制侧面电场, 使起电场强度要小于纵向电场的强度。通过对有保护环和无保护环结构的电场大小作对比, 得到结果如图 3.22 (b) 和 (c) 所示。在纵向分布上 (在 $X=0$

处作切线)，有保护环峰值电场强度并没有衰减甚至还要大于无保护环时电场，在 MGR 和 DGR 的作用下，峰值电场强度超过了无保护环时侧向电场和纵向电场，分别能够达到 $1.3 \times 10^5 \text{ V/cm}$ 和 $1.25 \times 10^5 \text{ V/cm}$ ；在横向分布上（在 $Y=3 \mu\text{m}$ 处作切线），同样地可以看到有保护环结构电场强度会大于无保护环结构。

为了进一步评价器件性能，我们计算了有保护环和无保护环 HgCdTe APD 随偏压变化的暗电流、增益、过剩噪声因子和方差噪声。暗电流情况如图 3.23 (a) 所示，暗电流在保护环的作用下都有了降低，这说明了通过对电场的调控，降低了一些局域电场对器件隧穿电流的增进；根据 Tay-tracing 模型计算的增益如图 3.23 (b) 可以看到，保护环并没有抑制光生载流子的纵向输运，在有 MGR 保护环的结构下，增益能够达到 400 (@-8 V)，高于无保护环结构。

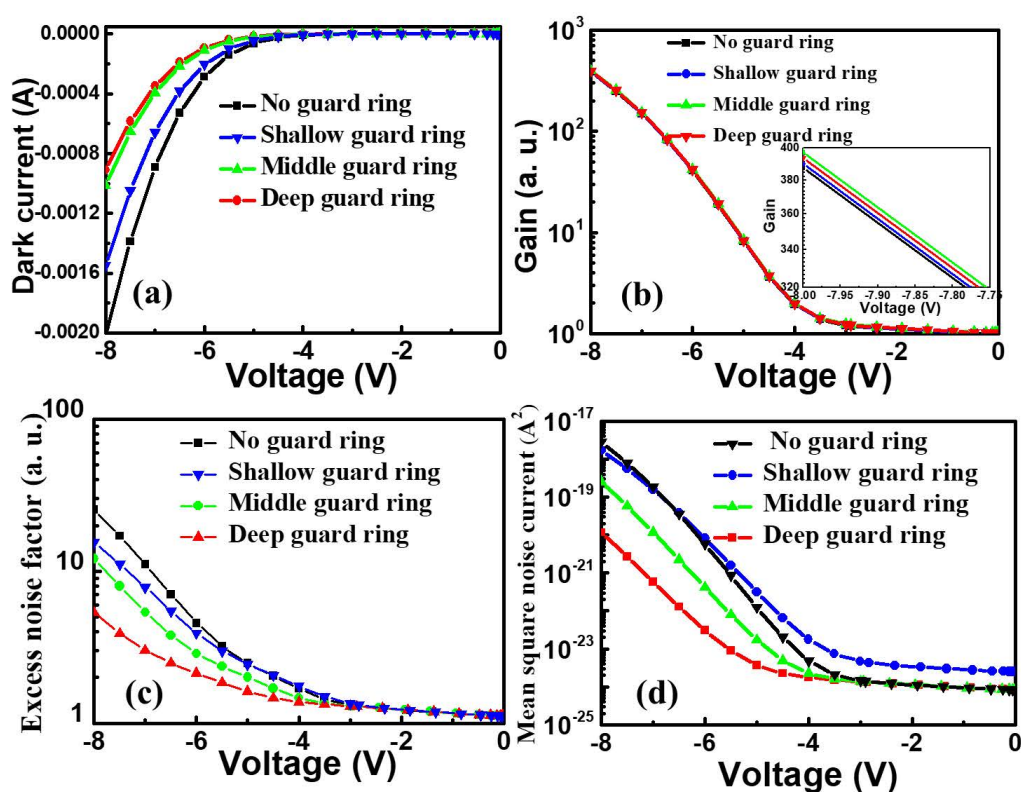


图 3.23 SGR、MGR、DGR 和无保护环设计 HgCdTe APD 器件的 (a) 暗电流性质；(b) 增益，插图为 -8 V 偏压附近增益；(c) 过剩噪声因子和 (d) 方差噪声电流

Figure 3.23 (a) Dark current characteristics, (b) gain, (c) excess noise factor and (d) mean square noise current of the HgCdTe APD with different guard ring structure, inset: the gain near -8 V bias.

在第二章中介绍了评价 APD 的另外一个指标，即过剩噪声因子，McIntyre 研究了 APD 中噪声，提出了评价过剩噪声因子经典公式¹³⁵：

$$F_n = G[1 - (1 - k)(\frac{G-1}{G})^2] \quad (3.5)$$

$$F_p = G[1 - (1 - \frac{1}{k})(\frac{G-1}{G})^2] \quad (3.6)$$

上式中 k 表示电子空穴的离化系数比, 两个公式分别表示为电子注入型和空穴注入型器件的过剩噪声因子。中波 HgCdTe 材料对于 Cd 组分为 0.3 时, k 大约为 0.04。但是, 在这个经典公式里, McIntyre 忽略了部分自由载流子碰撞离化 (采用了一维模型)、忽略了载流子的散射造成的影响、死区效应以及 HgCdTe 材料特殊的能带结构 (自旋轨道劈裂带隙大于器件本身带隙, 部分重空穴或电子可能会跃迁至导带, 参与倍增过程)。在计算过程中, 将散射、局域电场等因素对器件的影响采用暗电流增益来计算, 得到了过剩噪声因子结果如图 3.23 (c) 所示。可以看到, 器件再有保护环的情况下过剩噪声因子要小于无保护环。在 -8V 的偏压下, DGR、MGR 和 SGR 过剩噪声因子分别为 15, 12 和 5, 要相比于无保护环设计的器件分别降低了 2 倍、2.5 倍和 6 倍。

通过仿真所得暗电流、增益和过剩噪声因子, 可以进一步计算器件噪声大小, 结果如图 3.23 (c) 所示。对于 HgCdTe APD 器件, 器件噪声包含热噪声、散粒噪声、产生复合噪声和 $1/f$ 噪声等, 热噪声、散粒噪声和产生复合噪声均来源于在载流子自身随机性波动, 这些载流子都存在参与雪崩碰撞离化过程的可能, 根据第二章介绍的方差噪声可以线性相加的原理, 于是得到 HgCdTe APD 器件总噪声方差电流:

$$I_n^2 = F(G)^2 G^2 (2qI_{photo}) + I_{n\ dark}^2 \quad (3.7)$$

其中 I_{photo} 表示为器件零偏时的光电流, $I_{n\ dark}$ 表示其他暗电流相关噪声。由计算结果可知, 器件噪声方差电流在 DGR 和 MGR 的设计下要小于无保护环结构的设计。

之前器件结构设计往往在降低暗电流的同时, 也阻挡了器件光电流的输运, 导致器件暗电流下降的同时增益也在下降, 从而很难评估器件设计对器件性能的影响。于是通过计算在不同偏压下的增益噪声比, 可以用于评估 APD 器件性能, 得到计算结果如图 3.24 所示。可以看到, 没有保护环的器件增益噪声比随着偏压的增大逐渐降低, 这是因为随着偏压的增大, 器件的过剩噪声也逐渐增大, 很显然增益的增长速度没有噪声迅速; 而对于 SGR 器件, 较小的工作偏压时, 浅保护环使器件的增益噪声比降低, 这是因为浅保护环的设计引入了有害的局域

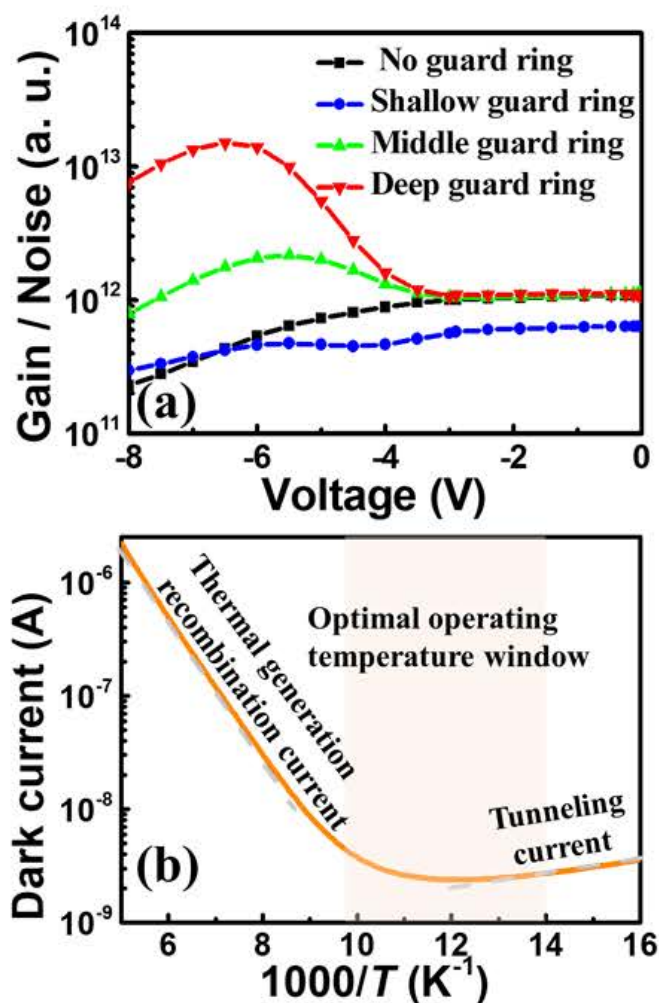


图 3.24 (a) SGR、MGR、DGR 和无保护环设计 HgCdTe APD 器件的噪声电流比；(b) 在不同温度下器件暗电流及主导机制

Figure 3.24 (a) Calculated gain to noise ratio of HgCdTe APDs with and without guard ring; (b) Dark current characteristics as a function of inverse temperature and the respective dominant current mechanism

电场，而在较大的偏压下，保护环也能起到一定作用，增益噪声比要高于无保护环的器件；对于 MGR 和 DGR 设计的器件，增益噪声比均大于无保护环的器件，并且会形成一个最佳增益噪声比工作偏压区间，MGR 器件的峰值增益噪声比工作电压为 -5.5 V，DGR 器件的峰值增益噪声比工作电压是 -6.7 V。这个器件性能指标对 HgCdTe APD 红外系统的工作电压稳定性具有指导意义。

另外，器件暗电流随温度的变化关系如图 3.24 (b) 所示。可以看到，器件工作温度较低时 (<80 K)，器件暗电流随着温度的降低会逐渐增大，这是因为低温度时 HgCdTe 带隙会变窄，与带隙宽度紧密相连的隧穿电流会更加明显；当器

件工作温度较高时 ($>100\text{ K}$)，与温度相关联的扩散电流、产生复合电流等都会迅速增大，使器件暗电流从 2.5 nA 增长到 $2\text{ }\mu\text{A}$ ，因此器件的最佳工作温度窗口为 $80\text{ K}\sim 100\text{ K}$ 。

本节主要通过了解离子注入型 HgCdTe 器件的原子动力学过程，建立了基于高斯分布的缓变结模型，对退火工艺使 HgCdTe APD 器件暗电流及带宽的影响得出结论：退火工艺可以使结区推进，降低器件的暗电流；同时影响器件带宽主要因素是吸收区内载流子的输运速度。通过仿真所得的器件工作偏压时电场强度的二维分布，解释了器件暗电流增长速度快甚至器件发生预击穿的影响因素之一。另外针对 HgCdTe APD 提出了三种不同的保护环设计，通过模拟计算器件暗电流、增益、噪声及其比值，发现通过合理的保护环设计可以有效的提高 HgCdTe APD 的性能。

3.4 本章小结

本章首先研究了制备中波红外 HgCdTe APD 时原位掺杂和离子注入时对倍增区掺杂浓度及厚度的影响，澄清了台面结与平面结器件性能差异的原因是器件内电场导致的带间隧穿产生率和碰撞离化率不同而引起的，通过建立的唯象模型模拟结果说明了倍增区电场增大 0.5 倍，会导致碰撞离化率有 4 个量级差异，APD 器件内电场的分布对器件性能有重要影响；然后采用了激光束诱导光电流的方法，表征了 HgCdTe 和 InGaAs APD 的表面电场和器件内部电场，发现离子束刻蚀可以实现 HgCdTe 反型区的制备、 80°C 退火 96 h 可以提高材料的扩散系数，InP 区保护环的设计可以实现对 InGaAs APD 在线性工作模式下电场的调控，但在盖格工作模式下仍不能较好的限制尖峰电场，但对线性工作模式的 HgCdTe APD 器件设计有较好的启发性；最后研究了离子注入型中波红外 HgCdTe APD 原子动力学模型，建立了三种不同结构的保护环设计，发现保护环可以实现器件过剩噪声因子降低，DGR 和 MGR 能够使器件增益噪声比在工作偏压下有一个量级以上的提升，实现了中波红外 HgCdTe APD 性能的提升。

第4章 二维材料红外光电探测器光电特性分析及性能模拟

近年来,二维半导体材料因其特殊物理特性被广泛关注。相比于传统体材料,二维材料由于在厚度上只有纳米甚至亚纳米级尺度,展现出了更易调控、光电转化效率更高、材料本身具有偏振选择性等特点,在高性能室温工作红外光电探测器应用领域有较大的优势。本章内容将基于大量已报道的二维材料红外探测器实验数据及现象,对基于二维材料制备的红外探测器所需要的材料特性及关联器件性能作定性分析,通过 TCAD 建模和仿真,解释已观测到的特殊实验现象。

4.1 基于二维材料的高性能红外光电探测器的定性分析

在常见的低维材料中,具有红外探测能力的二维材料有石墨烯、MoS₂、BP、AsP 和 PtSe₂ 等,它们所能探测波段从近红外到长波红外,如图 4.1 所示¹³⁶。从第二章红外探测器指标介绍里,我们可以知道用于制备高性能红外探测器材料首先需要在红外波段有较高的吸收系数,石墨烯由于带隙为 0 eV,红外波段吸收系数较低,MoS₂ 探测波长只能在近红外波段,BP、AsP 和 PtSe₂ 探测波长可至中/长波红外,但由于 BP 更为常见,参数库相对准确,在本节计算中将以 BP 为例,对二维材料制备高性能红外探测器的基础条件进行定量分析。

首先需要确定 BP 吸收率和吸收系数。BP 层间是靠范德瓦尔斯力结合,且随着材料层数的变化,材料禁带宽度会从块材料 0.3 eV 增长至 2.12 eV,BP 材料为 2~15 层时,其禁带宽度大致满足以下公式¹³⁷:

$$E_g = E_{g0} - 2(r_c - r_v)\cos\left(\frac{\pi}{N+1}\right) \quad (4.1)$$

其中 E_{g0} 为单层 BP 禁带宽度为 2.12 eV, $r_c - r_v$ 拟合常数为 0.88 eV, N 表示材料层数。假设材料厚度为 20 层(厚度约为 20 nm)之上时,BP 禁带宽度为 0.3 eV 且不再随层数变化减小,此时设器件禁带宽度处吸收率为 a_0 ,并且吸收率 a 随光子能量增大成线性增大的趋势,可以得到器件的光谱吸收率:

$$a = \begin{cases} a_0 + k(E_\lambda - E_g), & E_\lambda \geq E_g \\ \sim 0, & E_\lambda < E_g \end{cases} \quad (4.2)$$

其中 E_λ 表示光子能量, k 为比例系数,随着光子能量的增大 k 也会趋于饱和。在第二章中已介绍器件量子效率为光电转化效率与收集效率的乘积,吸收率与光电

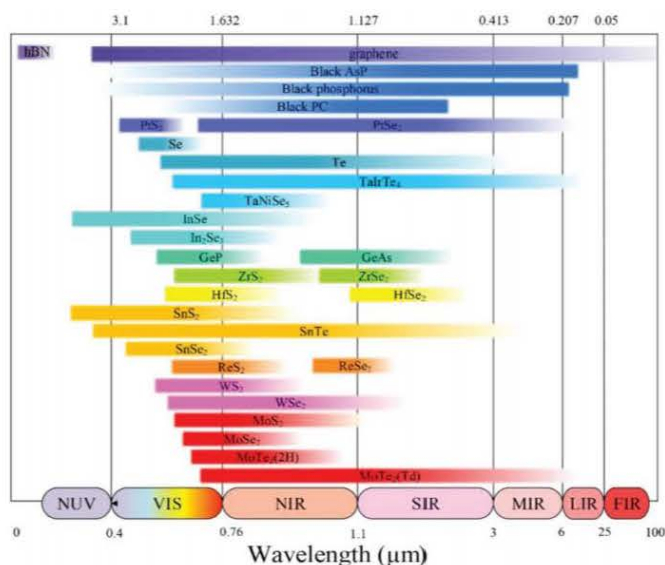


图 4.1 常见二维材料及其探测波段¹³⁶

Figure 4.1 The detection range of familiar 2D materials.

转化效率相关联，理想情况下可以认为禁带宽度处吸收率 α_0 是器件峰值量子效率值，因此判断是否可以利用二维材料制备高性能光电探测器的前提是了解材料吸收特性。对于 BP，已有测试结果显示其在 2~15 层禁带宽度处吸收率均小于 10%，显然这样薄层 BP 是不适合制备中长波红外探测器的，但通过掺杂或其他手段，能够提高材料的吸收率。随着层数的进一步增加，BP 材料的吸收率会逐渐增大，已有文章报道，在材料厚度为 20 nm 之上时，材料吸收率能够达到 50% 之上¹³⁸。

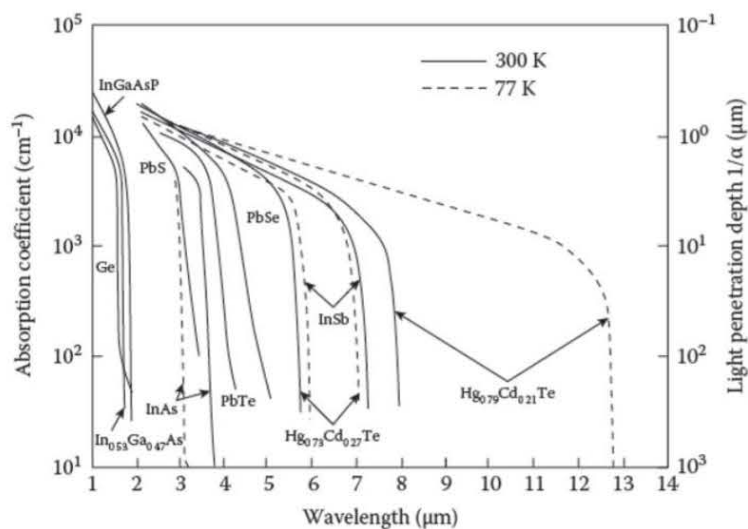


图 4.2 常见体材料吸收系数¹³⁹

Figure 4.2 Absorption coefficient of common bulk materials.

吸收率的大小主要与吸收系数相关，常见的体材料吸收系数如图 4.2 所示，可以看到，在常温时中波红外波段附近多数直接带隙材料的吸收系数为 $10^3 \sim 10^4 \text{ cm}^{-1}$ 。对于 BP，当层数 $N > 20$ 也就是当其厚度约是 20 nm 之上时可以用以下公式计算不同吸收系数下其能带附近吸收率：

$$a = 1 - e^{-\alpha l} \quad (4.3)$$

计算结果如图 4.3 所示，可以看到当材料吸收系数在 10^3 cm^{-1} 与 10^4 cm^{-1} 之间时，器件的吸收率不会超过 10%，即使材料的光电转化效率为 1 且电子收集效率为 1，量子效率也不会超过 10%，但是当吸收系数在 10^4 cm^{-1} 与 10^5 cm^{-1} 之间时，在中波红外波段这已经超过所有传统材料，极限情况下 100 nm 厚度 BP 峰值量子效率能达到 0.63（吸收系数为 10^5 cm^{-1} ），是可以制备高性能红外探测器的。但也很明显，材料吸收率及器件量子效率对器件厚度非常敏感，这会是限制其进一步应用的因素之一。

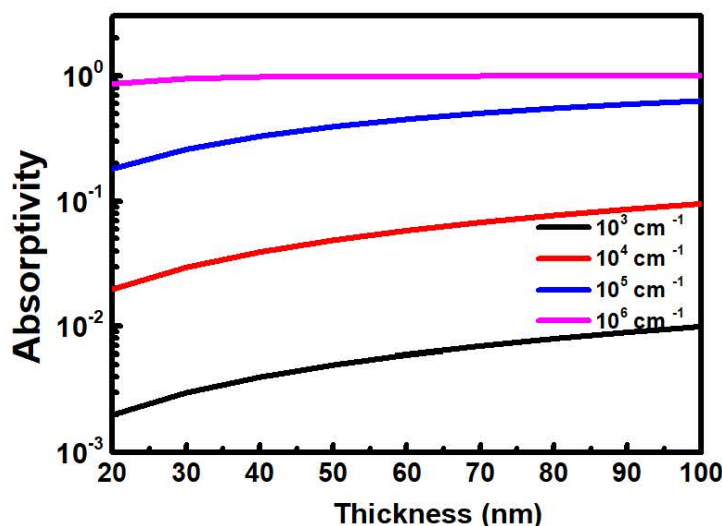


图 4.3 不同吸收系数下吸收率随材料厚度的变化关系

Figure 4.3 Relationship between absorptivity and material thickness under different absorption coefficients.

这样，由量子效率和响应率的变化关系，可以得到理想情况下器件的峰值响应率（ $\sim 4 \mu\text{m}$ ）与厚度的变化关系（不考虑增益），如图 4.4 所示，可以看到 BP 在不同吸收系数下的理想响应率，在吸收系数为 10^5 cm^{-1} 时，100 nm BP 器件峰值响应率为 2.04 A/W，20 nm BP 器件峰值响应率为 0.58 A/W，相比于同等厚度的中波红外 HgCdTe 和 InSb 等体材料，其峰值响应率仅能达到 0.31 A/W 和 0.06 A/W。

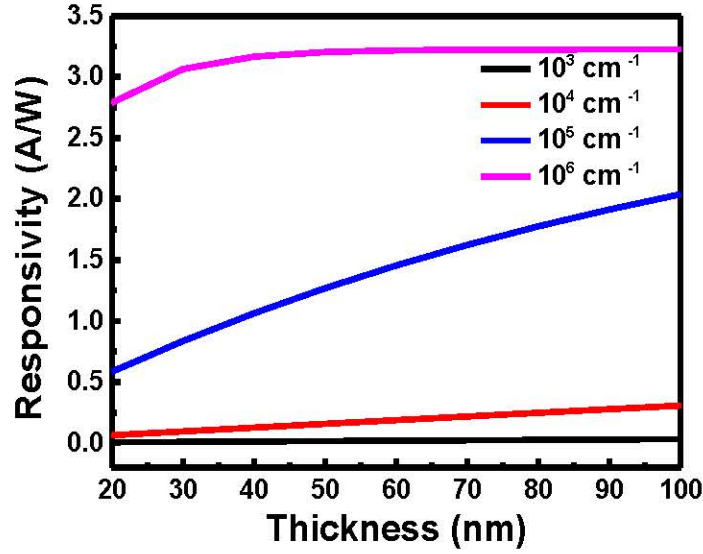


图 4.4 理想情况下不同吸收系数材料响应率随材料厚度的变化关系

Figure 4.4 Relationship between responsivity and material thickness under different absorption coefficients.

然后，需要对 BP 器件暗电流及关联噪声进行评估。理想光伏型红外探测器暗电流密度表达式为：

$$J = J_s \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (4.4)$$

其中 J_s 为反向饱和电流，其大小为：

$$J_s = \frac{eD_p p_{no}}{L_p} + \frac{eD_n n_{po}}{L_n} \quad (4.5)$$

上式中 p_{no} 和 n_{po} 分别为 p 型区和 n 型区的少子浓度， D_p 、 D_n 、 L_p 和 L_n 分别为电子和空穴的扩散系数及平均自由程 ($L_{n,p} = \sqrt{D_{n,p} \tau_{n,p}}$)，引入少子寿命、迁移率等公式，上式也可以写为：

$$J_s = qn_i^2 \sqrt{\frac{kT}{q}} \left(\sqrt{\frac{\mu_n}{\tau_n}} \cdot \frac{1}{p_{no}} + \sqrt{\frac{\mu_p}{\tau_p}} \cdot \frac{1}{n_{po}} \right) \quad (4.6)$$

由式 (4.6)，可以看到器件反向饱和电流与材料本身属性如本征载流子浓度、迁移率、少子寿命和掺杂浓度等相关。当器件工作在零偏时，可以得到光伏型器件品质参数（零偏电阻与结面积乘积） R_0A 为：

$$R_0A = \frac{dV}{dJ} (V = 0) = \frac{kT}{eJ_s} \quad (4.7)$$

即光伏型器件的品质参数决定于反向饱和电流密度。理想条件下，器件零偏工作

时的噪声为热噪声，将上式带入热噪声计算公式中可以得到：

$$I_{nj} = \sqrt{4kT\Delta f/R} = \sqrt{4eJ_s\Delta f} \cdot \sqrt{A} = \sqrt{4eI_s\Delta f} \quad (4.8)$$

此式表示器件噪声仅与反向饱和电流相关，在这里忽略了产生复合如与缺陷相关的 SRH 复合和自发辐射相关的辐射复合等。在 TCAD 中可以通过设定本征载流子浓度、迁移率、少子寿命和掺杂浓度来研究器件的反向饱和电流，也可以增加与缺陷、自发辐射相关的产生复合电流，通过参数的设定然后求解方程得到器件所有的暗电流等相关信息。

由器件的噪声电流和响应率，可以得到器件的比探测率：

$$D^* = D\sqrt{A\Delta f} = \frac{R}{I_n}\sqrt{A\Delta f} = \frac{R}{\sqrt{4eJ_s}} \quad (4.9)$$

以 BP 为例，通常制备 BP 材料显 p 型，其本征载流子浓度随层数是变化的¹⁴⁰，有较多实验证明其本征载流子浓度在 10^{13} cm^{-3} 附近，电子或空穴迁移率通常在 $1000 \text{ cm}^2/(\text{V s})$ 之内，电子寿命约为 1 ns 附近，这样可以得到器件 p 型掺杂浓度为 10^{17} cm^{-2} (对应掺杂面密度为 10^{10} cm^{-2}) 的反向饱和电流密度为约为 $1.6 \times 10^{-3} \text{ A/cm}^2$ 。当器件为 100 nm 且材料吸收系数在 10^3 cm^{-1} 与 10^5 cm^{-1} 之间时，器件理想比探测率可以达到 $9 \times 10^8 \sim 6.3 \times 10^{10} \text{ Jones}$ ，比起 $4 \mu\text{m}$ 附近背景限探测率有近一个数量级的差距，但与商用 PbS、PbSe 等室温红外探测器性能相差不大。

本节内容以 BP 为例，研究了个参数对二维材料红外探测器性能的参数。以光电转化性能来说，吸收系数是主要的影响因素，如果二维材料的吸收系数能够大于传统体材料 1~2 个量级，其厚度本身将不再是制约二维材料红外光电探测器性能的限制因素；对于器件电学性能，材料的生长是非常重要的，获取高少子寿命和低掺杂浓度的高质量材料、以及未来材料的大面积生长等都是对二维材料红外探测器提出的挑战。

4.2 外场调控下新型二维材料器件性能模拟

二维材料的一个重要标志性特征是在厚度尺度上仅有纳米甚至亚纳米尺度，在这个尺度范围内更容易被外场调控，出现新奇的物理特性。通过 TCAD 建立有限元分析模型，可以实现对外场调控下的二维材料器件进行分析。

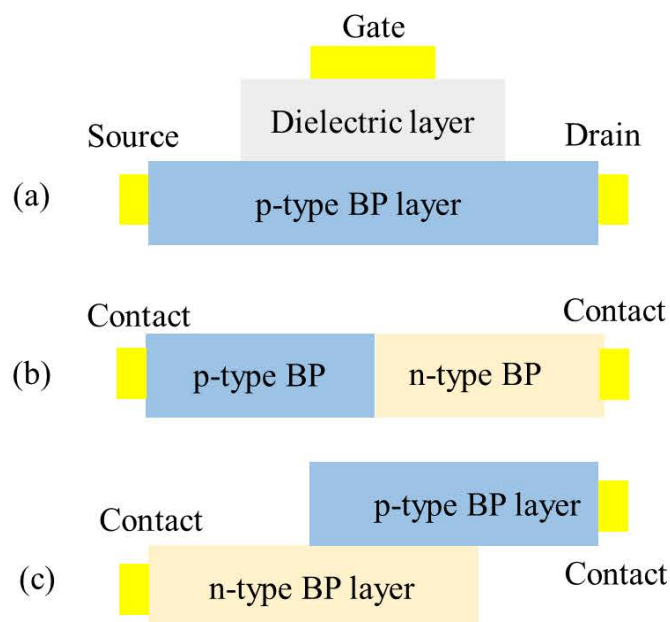


图 4.5 三种不同结构的 BP 器件结构示意图：(a) FET，(b) 平面结器件，(c) 台面结器件
 Figure 4.5 Schematic diagram of three type of BP devices: (a) FET, (b) planar junction, and (c) mesa junction.

最常见的二维材料器件有场效应管型（Field effect transistor, FET），平面 pn 结型和垂直 pn 结型，以 BP 材料为例，三种不同器件结构如图 4.5 所示。另外还有一些在这些结构上的进一步改进，例如 FET 的栅极改为光敏材料，由于二维材料与介质层之间存在电荷输运导致两个材料之间产生垂直电场从而调控介质层下的二维材料，产生 Photogating 效应³⁵；将 FET 器件的介质层改为其他拥有奇特性质的铁电材料，如有机铁电聚合物 P(VDF-TrFE)，可以实现铁电材料对二维材料的调控¹⁴¹；二维材料表面没有悬挂键，可以实现不同材料的任意堆叠，比体材料更容易制备异质结器件¹⁴²。

二维材料 FET 器件结构相比于硅基 FET 来说结构十分简单，TCAD 的建模也非常容易，薄层 BP 是较为容易调控的材料，实验中能够观测到双极型特性。其物理解释与 MOS 近似，垂直于材料表面的电场或介质层界面电荷会在材料表面形成电荷层，而对于二维材料来讲，这电荷层的厚度与材料本身厚度几乎一致甚至大于材料本身厚度，这样 FET 的半导体材料就更容易出现增强、耗尽与反型的效果。通过对 BP FET 进行了建模仿真，研究其转移特性曲线和输出特性曲线，结果如图 4.6 所示。器件的厚度为 10 nm，可以看到二维材料 BP 显示出了双极性，即在 ± 5 V 的偏压下，器件都表现出较好的导电性，而相对应的 $2 \mu\text{m}$ 厚

度体材料 BP，在正向偏压里出现了电流截止的情形。另外，不同介电常数的介电层（10 nm）对器件的调控能力展现出了不一样的效果，在+5 V 栅压下的输出特性曲线可以看出高介电常数介质层使器件反型效果更加明显，器件模拟所用参数见表 4.1。

表 4.1 体材料与二维材料 BP 模拟中所用的关键参数

Table 4.1 Key parameters used in simulation of the bulk and 2D BP.

	N_a (cm^{-2})	Thickness (nm)	Mobility ($\text{cm}^2/(\text{Vs})$)	Band (eV)
2D	10^{11}	10	180	0.4
Bulk	10^{11}	2000	180	0.3

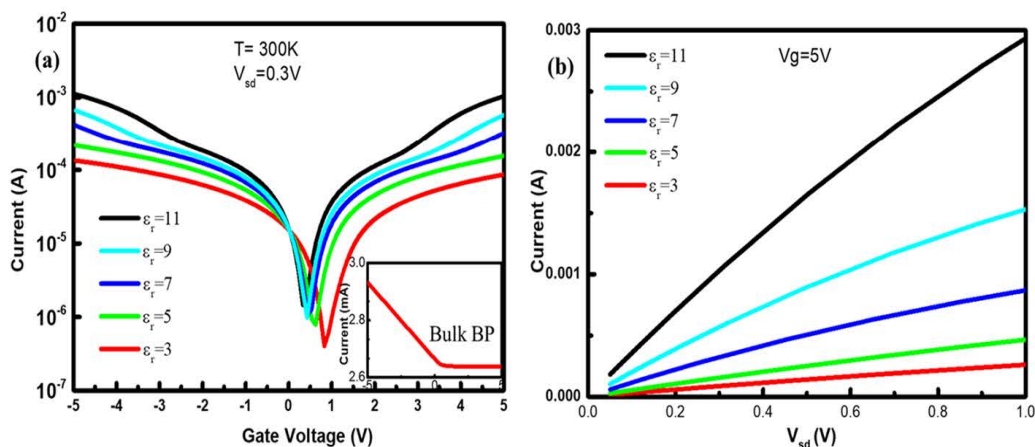


图 4.6 BP FET (a) 转移特性曲线和 (b) 输出特性曲线，插图为体材料 BP 的转移特性曲线

Figure 4.6 Simulated (a) transfer characteristic and (b) output characteristic curves of BP FET, inset is transfer characteristic of bulk material.

针对二维材料的易调控特性，通过仿真可以很容易实现栅电压调控从而建立面内二维材料结器件，仿真结果如图 4.7 所示。首先建立半介质层和栅压调控模型，沟道材料采用为本征 BP，通过栅压调控，可以调节介质层下材料的费米能级，当栅压为负时，器件状态为 3，材料的费米能级由中间位置下降至靠近价带，使材料表现出 p 型，这时候可以认为在面内形成了 i-P 结；当未加栅压时，器件为普通光导型器件，器件的输出特性曲线对称，即为状态 2；当所加栅压为正时，材料的费米能级由在中间位置上升至靠近导带，使材料显 n 型，这时候可以认为在面内形成了 i-N 结，即为状态 1。由 TCAD 仿真可以看到，器件在状态 1 和 3

的电流电压特性有明显的非对称性,可以用这种方法在实验中制备一些特殊的功能器件。更有意思的是,当所制备的器件本来即为面内 pn 结时,再通过栅压的调控,可以实现一些隧穿晶体管的制备,甚至有超过器件的亚阈值摆幅极限 60 mV/dec 的潜力¹⁴³。

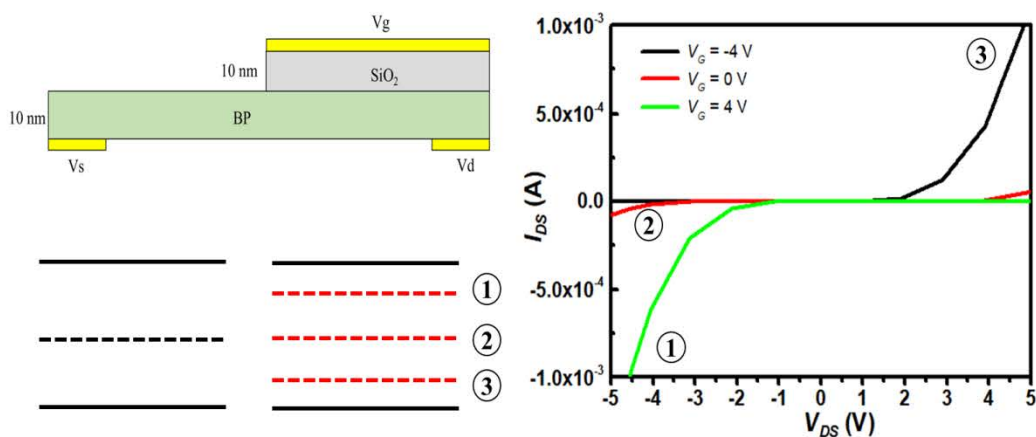


图 4.7 栅压调控的面内结器件的仿真

Figure 4.7 Simulation of Simulation of in-plane junction device with gate voltage control.

对于体材料来讲,平面结与台面结的性能相差不大,但是对于二维材料,非对称的空间尺度(器件长宽远大于器件厚度)会使两种结构的器件性能差别非常明显¹⁴⁴。当前对于平面结主要是通过面内掺杂,如离子注入、表面化学反应和非对称场调控等;而台面结器件制备往往是通过转移的方法使两种材料堆叠在一起,也可以通过外延的方法直接生长。以 10 nm BP 材料为例模拟了器件电场分布和暗电流特性,如图 4.8 所示。可以看到,由于器件横向尺度上是微米级,纵向尺度上是纳米级,在成结后,平面结器件耗尽区宽度要小于横向尺度,而垂直结在纵向尺度上可以使材料接触面完全耗尽,使载流子的运输能力更强。在这两种结构器件暗电流的对比上,平面结暗电流会更低,但是台面结较大的结区表面积会使零偏下光生载流子更容易收集,如果不考虑器件制备工艺中如转移等引入的缺陷或范德华结对载流子运输特性的影响,台面结器件更适合制备光电探测器。

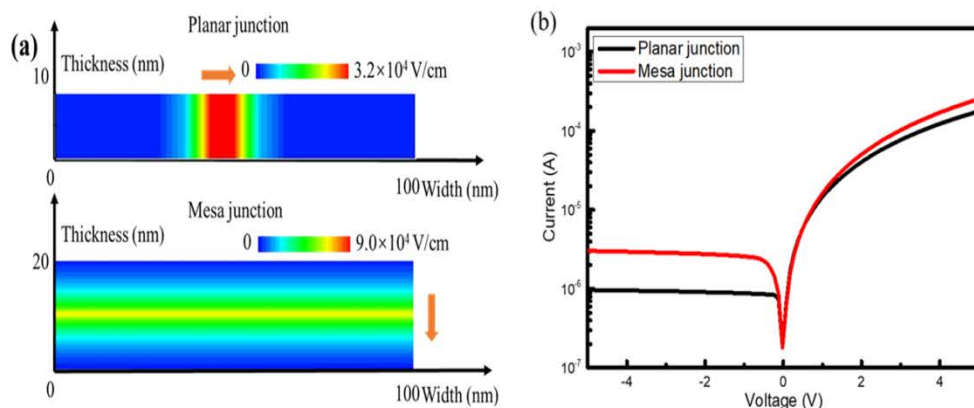


图 4.8 BP 平面结与台面结器件电场分布及暗电流

Figure 4.8 Simulated BP planar and mesa junctions: (a) Electric field distributions; (b) Dark current characteristic.

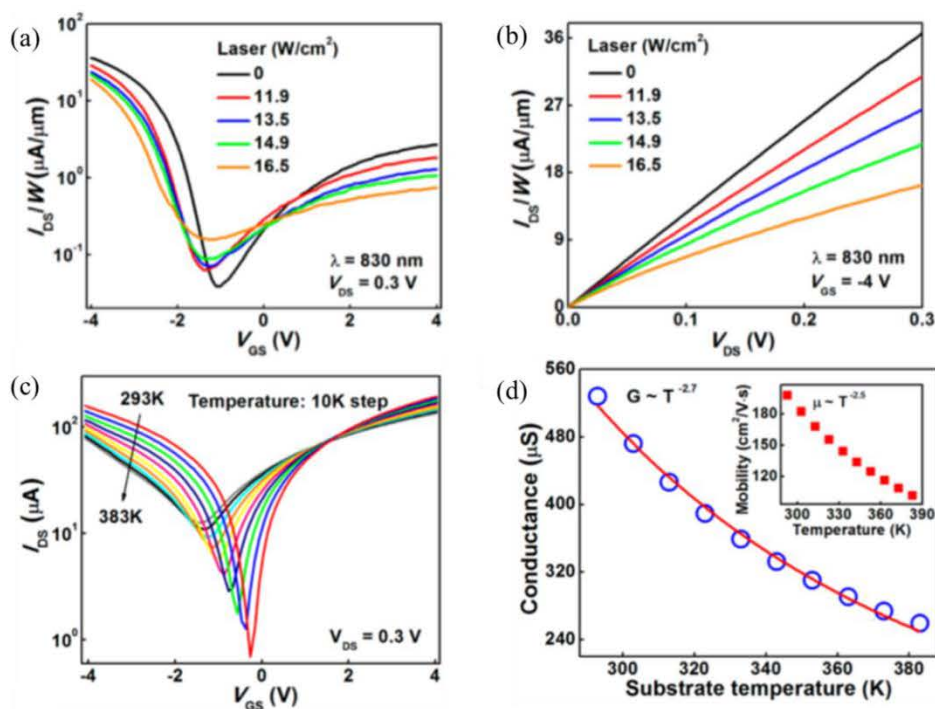


图 4.9 实验观测到的负光电导现象 (a) 转移特性曲线, (b) 输出特性曲线; 利用 TCAD 建模得到 BP 器件 (c) 转移特性曲线; (d) 测试光电导与迁移率模型随温度变化关系¹⁴⁵

Figure 4.9 Observed negative photoconductivity (a) transfer characteristic and (b) output characteristic curves; Simulated by TCAD (c) transfer characteristic curves; (d) Comparison of conductance and simulated results using fitted mobility models.

TCAD 的仿真模拟还可以解释一些实验观测现象。例如, 在薄层 BP 转移至有机柔性衬底聚亚酰胺上时, 器件在光照下显示出负光电导的现象, 即随光照强度的增大, 器件电导率出现了降低的现象。但由于聚亚酰胺衬底导热性较差, 激

光照射在衬底会使温度升高, 这样会使器件电流特性出现反常。通过 TCAD 建立了 BP 迁移率随温度变化模型 $\sim T^{-2.5}$, 模拟了器件随温度升高器件的转移特性曲线, 得到了与实验一致的结果, 如图 4.9 所示¹⁴⁵。

4.3 本章小结

本章通过基础红外光电探测器知识, 澄清了二维材料制备红外探测器的限制因素为吸收系数, 当红外探测材料吸收系数在 10^4 cm^{-1} 与 10^5 cm^{-1} 之间时, 极限情况下 100 nm 厚度二维材料峰值量子效率能达到 0.63, 并根据 BP 的电学特性, 得到了光伏型 BP 材料的中波红外峰值探测率 6.3×10^{10} Jones, 是可以用于制备室温工作高性能红外探测器; 然后基于 TCAD 软件, 建立了二维材料器件的分析模型, 澄清了 BP 双极性特性的原因是因其极小的纵向尺度, 在栅极作用下形成了反型; 由于二维材料器件尺度非对称特性, 使制备的台面结与平面结器件有了较大的性能差异, 理想条件下台面结器件更适合制备光伏型红外光电探测器; 最后, 利用所建参数库和二维仿真模型, 对一些实验观测的奇异现象进行了解释。

第 5 章 室温工作非本征硅基红外探测器表征及性能测试

硅基探测器相比于其他材料探测器拥有更成熟的工艺、更低廉成本和更好的环境适应能力，应用也最为广泛。但是，Si 本征带隙为 1.12 eV，使其探测波长限制在 1100 nm 之内，对于波长更长的红外波段，Si 无法实现本征探测，这大大限制了 Si 在红外波段的应用。本章内容将介绍引入缺陷能级后采用 Si 非本征能级探测红外波段，并展示了器件的一些红外成像应用。

5.1 非本征硅基红外探测器研究背景

非本征硅基红外探测器探测原理是利用较多的掺杂原子在材料带隙内形成连续的缺陷能级带，光子激发载流子从杂质能级带跃迁至导带或者从价带跃迁至杂质带，导致材料本身导电性能的变化实现对低能量光的探测。对于常见的 Si 掺杂材料如 P、As、Sb 和 Ga 等，由于这些元素形成的缺陷能级较浅，室温条件下 Si 杂质带内原子被热激发从而显出不同的导电性，不能够用于光电探测。只有在极低温下（在接近液氮温度 4 K），由于载流子的冻析效应，浅能级杂质带内载流子不能被热激发，在此时可用于探测甚长波红外至太赫兹波段，而这波段对于其他材料的本征光电探测都很难到达。为了提高非本征硅基红外探测器的量子效率，必须采用硅中固溶度高的掺杂原子，但是随着掺杂浓度的提高，器件导电性能变好使器件暗电流增大从而无法制备大规模焦平面器件。在二十世纪 80 年代，美国 Rockwell 公司研发了 BIB 结构的红外探测器，即在生长吸收层材料的同时，再生长一层高纯 Si，这就显著的降低了器件整体暗电流水平，可以增大吸收层掺杂浓度，增大吸收层材料的吸收系数。低温工作 BIB 结构的甚长波红外探测器的制备美国已经非常成熟，国内也有人进行了单元器件的初步研究。

近些年来，有研究人员发现在 Si 中掺杂 Au、Ag、Er、Zn、S、Se、Te 等杂质，可以实现 Si 材料内深能级的制备，室温条件下可以突破 Si 本身带隙的限制至中波红外波段区间。但是这些工作多采用的是多种元素掺杂成结或光波导的手段，制备的器件量子效率低或工作波段窄，且截至目前室温工作非本征 Si 基红外探测器用于超带隙红外辐射的探测应用没有报道。在本章中采用的是非本征 Si 材料，引入深能级突破 Si 本身响应谱限制，采用 BIB 器件结构，实现了室温下

基于光电响应的工作波段至 $2\ \mu\text{m}$ 之上，并实现了器件近红外波段成像。非本征硅基材料和 BIB 器件反偏工作偏压下能带结构如图 5.1 所示。

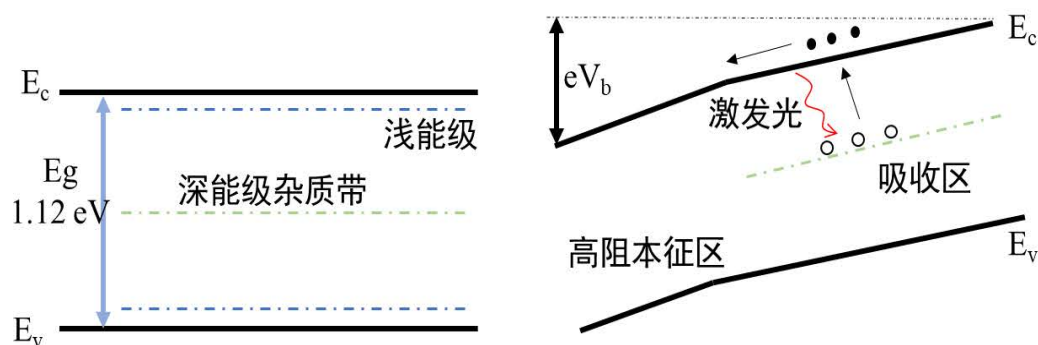


图 5.1 非本征 Si 材料及 BIB 结构非本征红外探测器的能带结构示意图

Figure 5.1 Band structure of extrinsic silicon and BIB infrared detectors under reverse bias.

5.2 室温工作 BIB 红外探测器制备及性能测试

硫是一种常见的氧族非金属元素，单质硫无毒无害，其在地壳中含量和年产量都十分丰富，在农业、医药和工业制品中起到了非常重要的作用。在半导体领域，S 及其化合物在晶体生长、材料刻蚀等工艺中存在广泛应用。但 S 不是一个较好的掺杂源，主要原因是它在 Si 中固溶度相对较低、容易团聚、容易形成复合缺陷且 S 掺杂表现出的导电性往往较差。

S 基态原子最外层电子排布为 $3s^2 3p^4$ ，其化合物中 S 常显价态为 -2, 0, +4 和 +6，在 Si 中引入的缺陷能级较为复杂¹⁴⁶。已有研究发现，通过 S 元素扩散的工艺，在 Si 中可以形成相对较浅能级，在液氮温度下可以制备截止波长在 $6.8\ \mu\text{m}$ 的探测材料¹⁴⁷。在本工作中采用了离子注入的方法，制备了 BIB 结构的 Si:S 红外探测器件，器件结构如图 5.2 所示。经过退火处理后，吸收区内对 S 元素进行二次离子质谱测试 (Secondary ion mass spectroscopy, SIMS)，发现 S 元素浓度可达 $5 \times 10^{17}\ \text{cm}^{-3}$ 。

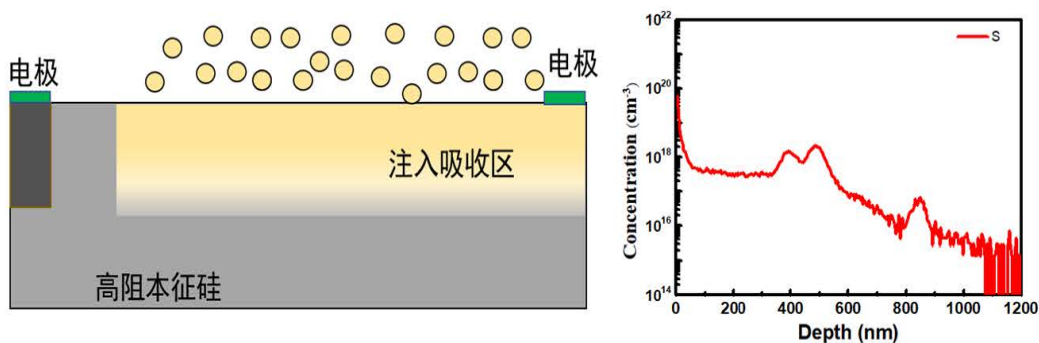


图 5.2 Si:S BIB 器件结构示意图与注入吸收区 SIMS 测试结果

Figure 5.2 Structure of fabricated Si:S BIB device and corresponding absorber layer SIMS profile of S.

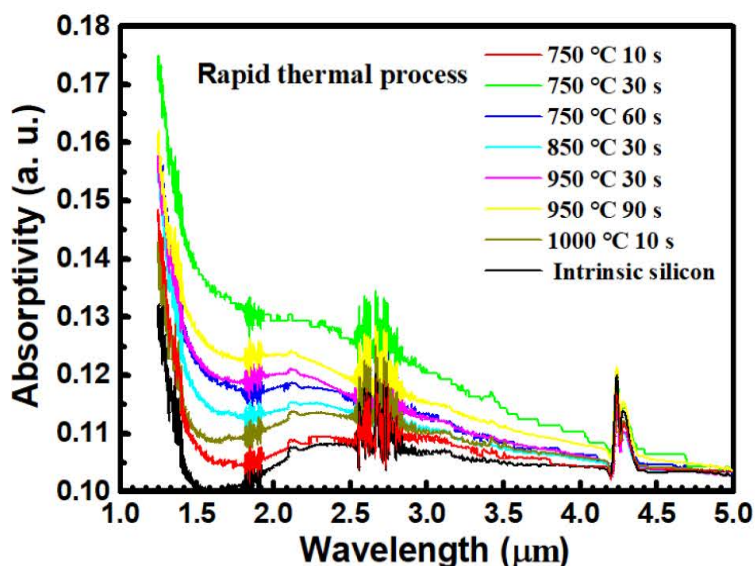


图 5.3 不同快速退火工艺后 Si:S 材料吸收率测试结果

Figure 5.3 Measured absorptivity results after rapid thermal process.

对于非本征红外探测材料，决定器件吸收系数的是光电离截面积和掺杂浓度，公式为：

$$\alpha = \sigma_p N_i$$

为了增大光电离截面积，首先研究了退火对器件缺陷激活率及吸收率的影响。将已注入样品进行了变温度和变退火时间快速退火处理，然后进行透反射谱的 FTIR 测试，并用未注入 Si 作陪片，得到结果如图 5.3 所示。可以看出，不同温度及退火时间的处理对材料的光电离截面积有较大的影响，材料在不同条件下的退火处理均可以使材料在超带隙红外波段有吸收，可以确定 S 能够引入深能级。当材料在 750 °C 分别处理 10 s、30 s 和 60 s，可以看到处理 10 s 时，材料吸收

率与对比未掺杂 Si 几乎一致，这说明 10 s 的退火处理不能完全使材料激活，当材料处理 30 s 后，材料的吸收率达到了最高，且吸收波长延伸到了中波红外波段，但处理 60 s 后，器件的吸收率又有了衰退，这说明 750 °C 的退火处理可能对材料的吸收率的稳定性及器件性能稳定性有一定影响；950 °C 30 s 和 60 s 的退火处理对材料吸收率的影响差别不大。

基于以上实验分析，通过流片制备了 Si: S 的 BIB 结构器件，并利用 1000 K 黑体进行了测试，得到的器件黑体响应率和黑体探测率如图 5.4 所示，可以看出，在 1.1 μm 的滤光片下，器件 1000 K、239 Hz 的斩波频率下黑体响应率和探测率分别可以达到 0.3 A/W 和 4.5×10^8 Jones。

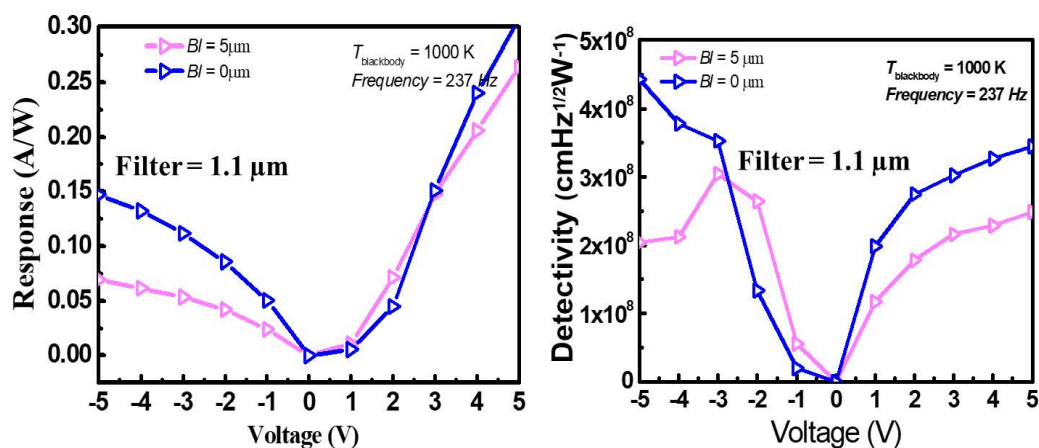


图 5.4 器件黑体响应率及探测率测试

Figure 5.4 Blackbody responsivity and detectivity of the devices.

进一步地，采用光栅光谱仪和 FTIR 分别测试器件的光谱响应，得到的结果如图 5.5 所示。图 5.5 (a) 是 FTIR 测试结果，由于 FTIR 中光源温度及空气吸收等问题，能分辨出的器件探测波长在 2 μm 附近，有一点较明显的是器件在 1.5 μm 附近有一响应峰值，可以用于目前较为常用通信波段的信号接收器。图 5.5 (b) 是利用光栅光谱仪在不同偏压下测到的器件响应谱，可以看到器件在 1.5 μm 附近也有一响应峰值，验证了所搭建光栅光谱仪的准确性。由于光栅光谱仪是用高功率白光光源，分光产生光功率较大，可以看到器件截止波长超过了 2 μm 。图 5.5 (c) 是表征器件不同偏压和波长下器件响应强度大小的光谱权重图，可以看到由于器件设计的非对称性原因，器件光谱响应权重随正负偏压的改变不是对称的。

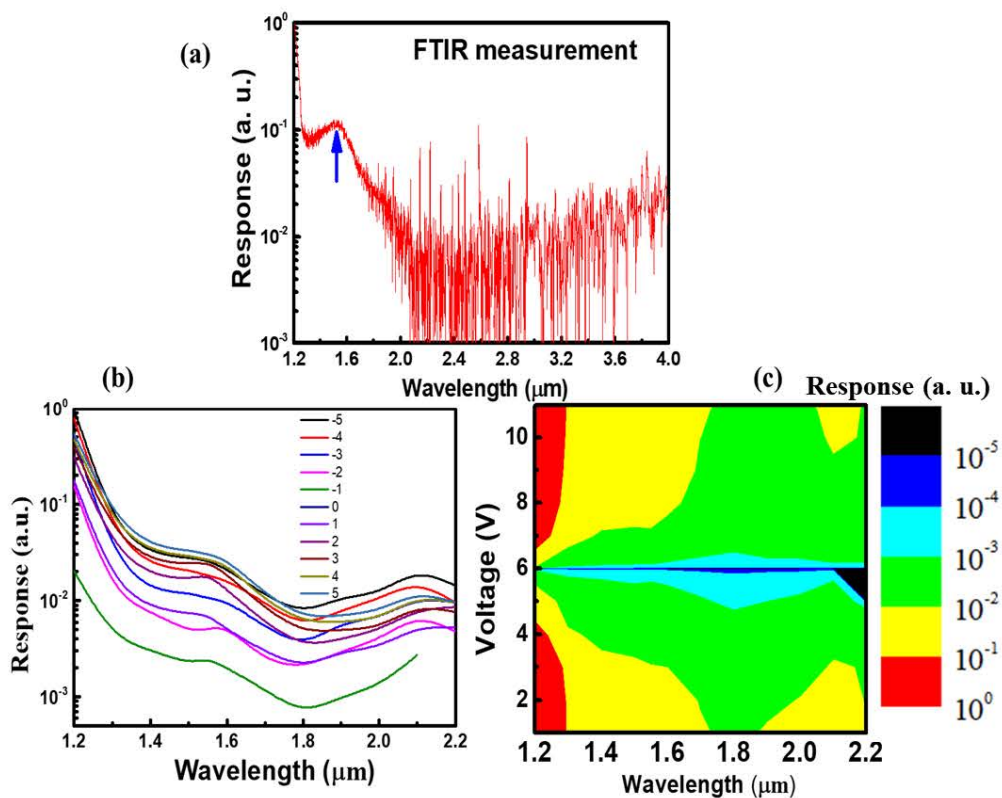


图 5.5 器件光谱测试结果 (a) FTIR 装置, (b) 光栅光谱仪装置, (c) 器件光谱权重图
 Figure 5.5 Measured spectral response by (a) FTIR and (b) grating spectrometer, (c) means the spectral weight diagram.

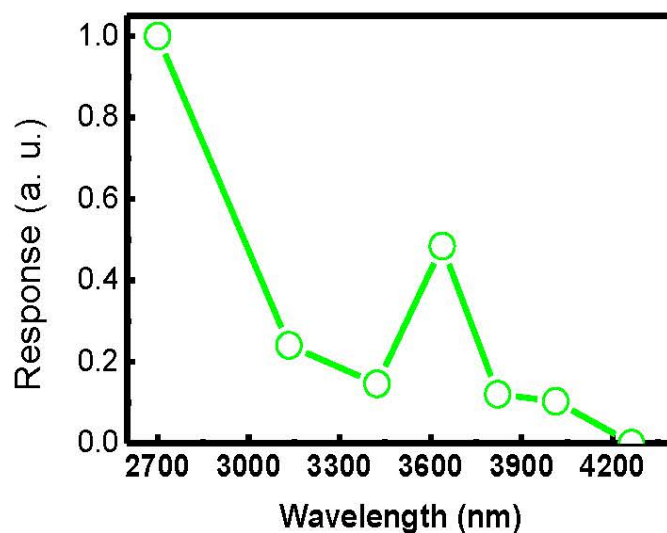


图 5.6 中波红外波段器件光谱响应

Figure 5.6 Measured spectral response in mid-wavelength infrared range.

另外, 我们采用中红外激光器对器件响应也进行了相关测试, 激光器所用功

率为 40 mw, 斩波频率为 239 Hz, 采用前置放大器和锁相放大器得到了器件在中红外波段的响应谱, 如图 5.6 所示。此时虽然器件存在光电响应, 但响应率非常低, 计算出 $2.7\ \mu\text{m}$ 激光量子效率约为 0.04%, 较难用于制备高性能红外光电探测器。

响应时间是评价器件探测性能的另一重要个因素, 将器件经前置放大器连接至信号分析仪, 测试了器件在 $2\ \mu\text{m}$ 激光下的响应时间如图 5.7 所示。可以看到器件在 $2\ \mu\text{m}$ 激光下有较好的开关比, 器件上升沿响应时间为 1.27 ms, 下降沿为 1.38 ms, 尽管相对于 Si 本征器件来说时间较慢, 但对相比于一般热探测器响应时间为 12 ms, 也快了接近一个数量级。由于器件在中红外波段没有明显的光开关比, 无法通过示波器得到响应时间, 因此通过测试器件响应随频率的变化关系, 得到了器件在 $2.7\ \mu\text{m}$ 时的频谱响应, 结果如图 5.8 所示, 可以看到器件中波红外的 3 DB 带宽约为 800 Hz, 对应响应时间也是 1.25 ms。

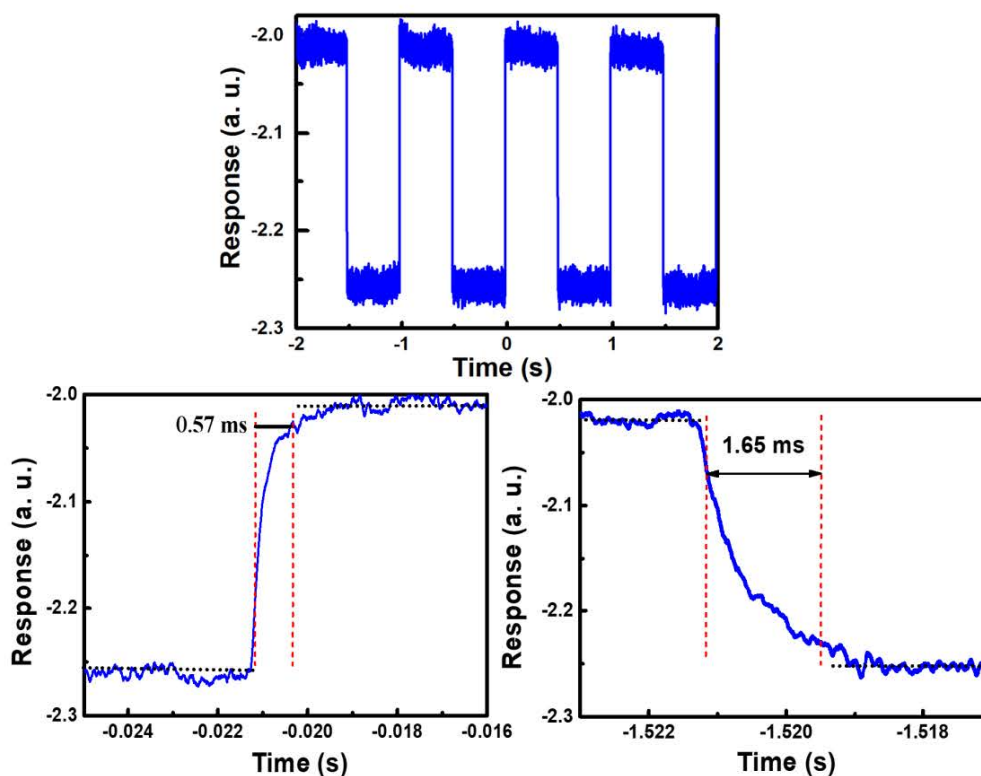


图 5.7 器件在 $2\ \mu\text{m}$ 激光下的响应时间

Figure 5.7 Response time of the device under $2\ \mu\text{m}$ laser illumination.

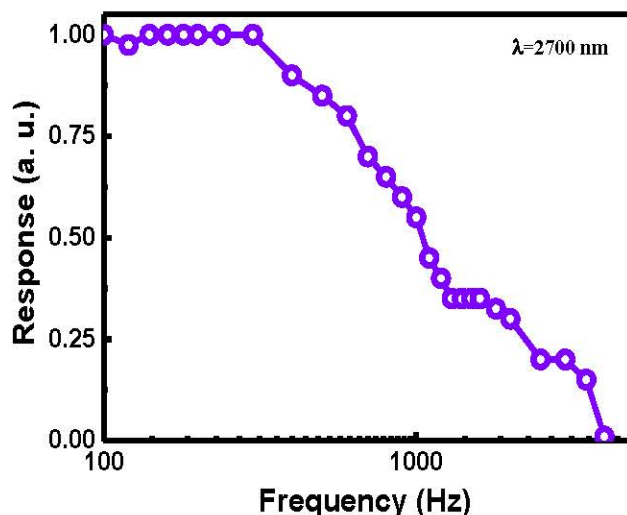
图 5.8 器件在 2.7 μm 激光下频谱响应测试

Figure 5.8 Measured frequency dependent spectral response 2.7 μm laser illumination.

为了研究器件的相应区域，进一步对器件的响应区域进行了 mapping 测试，结果如图 5.9 所示。由于在搭建 mapping 测试平台时，校准采用的是可见光、且光路中镜片采用的半反半透镜为截止到近红外波段、可见光 CCD 光源与 CCD 和器件为同轴共焦但对于红外会有偏差，造成红外激光测试时会有多光斑衍射。在测试时利用 2.0 μm 激光，得到的 mapping 图像出现了三个响应区，其中中间为主光斑响应，可以看到器件只在 S 注入区有响应。

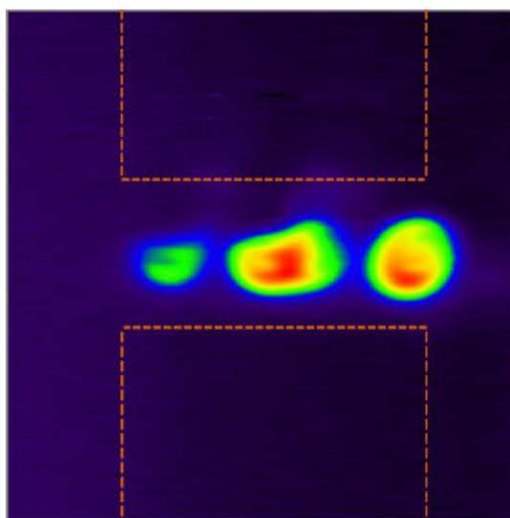
图 5.9 器件在 2 μm 激光照射下光响应分布测试结果

Figure 5.9 Measured optical response distribution under 2 μm laser.

另外还采用另一套器件移动而光源不动的 mapping 测试装置对制备的叉指

电极器件进行了测试，在 $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$ 范围内，器件光电流 mapping 结果如图 5.10 所示。图 5.10 (a) 中黑色部分为可见光 638 nm 下响应大小相对为 0 的电极区，蓝亮颜色区域为注入区，可以看到可见光下器件峰值响应主要在驱动电极附近；图 5.10 (b) 中黑色部分为电极区，蓝色部分为光响应区，由于光斑及设计阻挡层为 $5\ \mu\text{m}$ 附近，且由于 S 扩散系数较高，mapping 结果没有看到明显阻挡区。图 5.10 (c) 为器件在零偏压下可见光 mapping 图，可以看到目前已制备的 BIB 器件接触还不是很好，在电极两侧有较为明显的肖特基结。图 5.10 (d) 为提取到的光信号值，在相同偏压下，可以看到器件的可见光响应仍远大于超带隙的响应，且响应峰值区域有较为明显不同。

通过对已报道的相关硅掺杂超带隙探测器件性能进行对比，结果如表 5.1 所示，可以看到目前已制备的器件截止波长能达到中红外波段，在 1550 nm 时量子效率可以达到 6%，2700 nm 量子效率为 0.04%，黑体探测率为 4.5×10^8 Jones，性能比目前已报道的同类型红外探测器都要高。

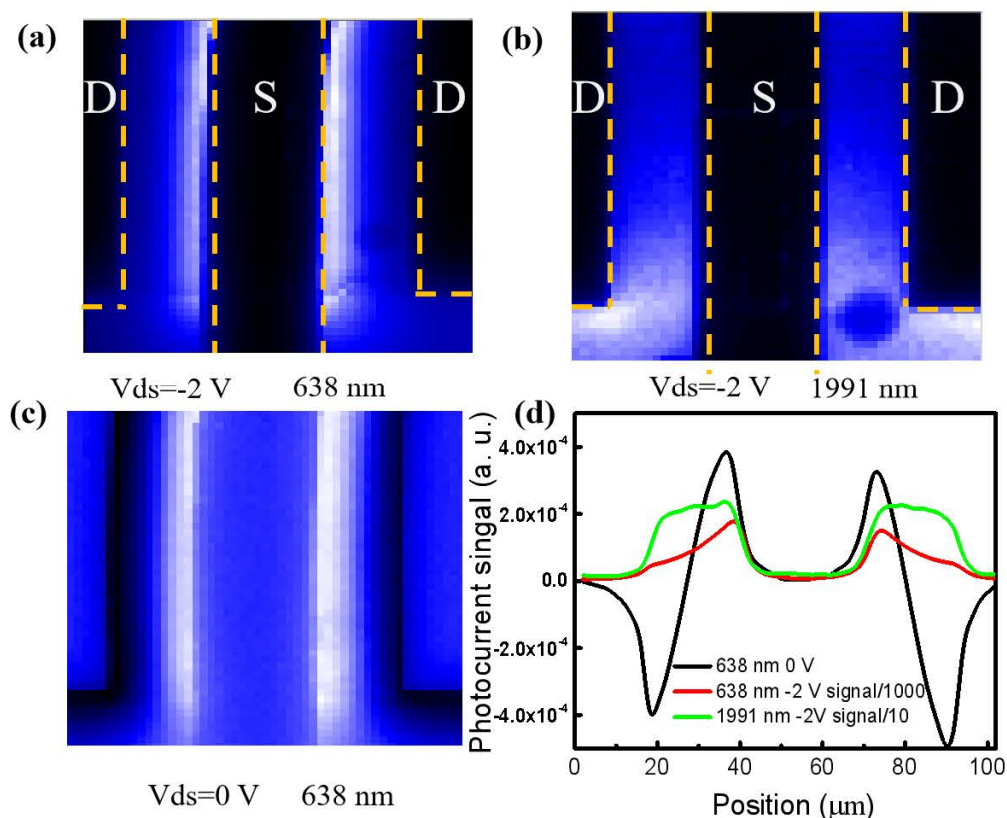


图 5.10 器件在 638 nm 与 1991 nm 激光下光响应测试结果 (区域为 $100 \times 100\ \mu\text{m}^2$)

Figure 5.10 Measured optical response distribution ($100 \times 100\ \mu\text{m}^2$) under 638 nm and 1991 nm laser.

表 5.1 室温工作的非本征硅基红外探测器主要性能对比

Table 5.1 Main performance comparison of room temperature operating extrinsic silicon infrared detectors.

	λ_c (nm)	Quantum efficiency (@1550 nm)	D* (Jones)	Reference
Si: Ag	1550	6%	no	Photonics Research ⁸⁴
Si: Te	1550	8×10^{-5}	no	PRA ⁸⁷
Si: Au	1800	9.3×10^{-5}	no	Nature Communications ⁸³
Si: Er	1600	1.3×10^{-4}	no	unpublish
Si: He	1600	7.25%	no	IEEE Photonics Technology Letters ⁸⁶
This work	4200	6%	4.5×10^8	

5.3 器件成像实验

进一步对已制备器件进行成像应用评估。首先进行了对材料、器件进行了原位反射谱表征。首先用商业 Si 探测器和 PbS 探测器分别表征了在 638 nm 和 1991 nm 的激光照射下器件的反射信号，器件是采用叉指电极，结果如图 5.11 (a) 和 (b) 所示。由于 Al 电极和 Si 材料对激光的反射系数不一样，可以看到较为清晰的电极区与材料区轮廓。用制备 Si 器件同样测试了叉指器件的反射谱，结果如图 5.11 (c) 和 (d) 所示，相比于商用 Si 探测器和 PbS 探测器，可以看到已制备的器件具备超宽谱的光电探测能力，尤其在红外波段，不仅仅突破了 InGaAs 常用探测波段，而且延展至了 PbS 探测波段，可以用于表征不同材料反射、吸收属性等。另外该反射谱的测试相当于对器件进行了微区成像，反映出了器件具备较好的单色成像能力，甚至可用于多色探测。

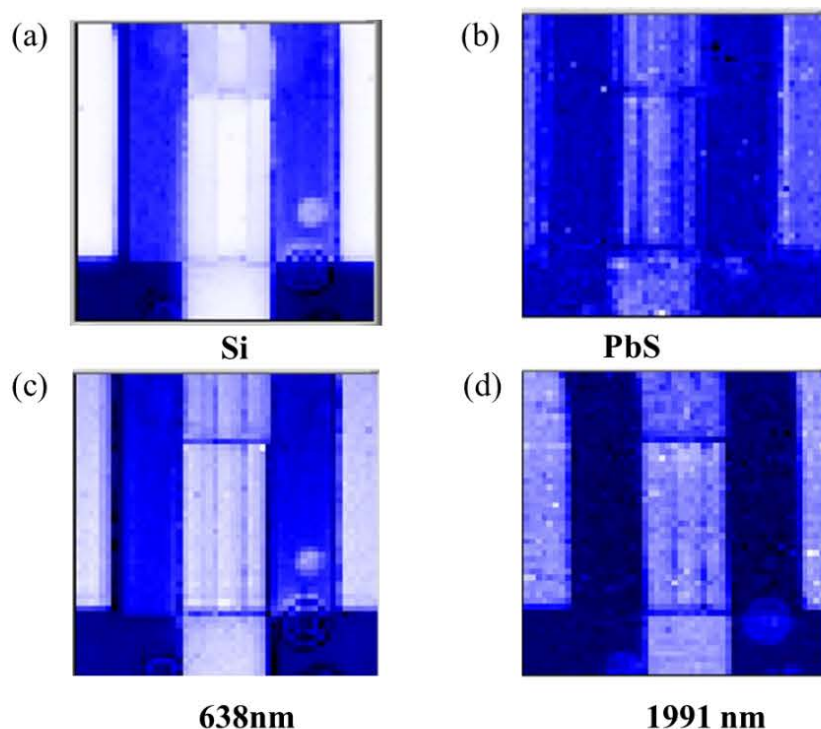


图 5.11 分别用波长分别为 638 nm 和 1991 nm 激光作光源利用 (a) 商用 Si 器件和 (b) 商用 PbS 器件对制备的插指电极器件的原位反射谱表征, (c) 和 (d) 为用制备的器件对相同插指电极器件的原位反射谱表征

Figure 5.11 Using 638 nm and 1991 nm laser, the measured in situ reflectance spectrum by (a) commercial Si device and (b) PbS device, (c) and (d) means the measured in situ reflectance spectrum by our fabricated device.

接下来对实际物体进行了成像实验。图 5.12 (a) 为手机拍摄的普通陶瓷杯, 前面放置硅片, 用眼睛和 CMOS 相机都无法观测到硅片后方的陶瓷杯轮廓; 用改进的单点成像系统进行了测试, 在卤素灯的照射下, 可以看到被杯子反射出的红外光信号如图 5.12 (b) 所示。利用制备的非本征硅红外探测器, 可以室温下将隐匿于硅片后面的杯子全貌进行复原, 实现了红外信号的可视化。图 5.12 (c) 是手机拍摄的两个烧杯外加用于标定的金属光学支架, 其中左侧烧杯里面为空瓶, 右侧烧杯里装有半杯冰水混合物, 前面放置同样的硅片, 通过对材料进行了吸收成像, 结果如图 5.12 (d)。可以看到金属支架挡住了所有的红外光或往其他方向进行了散射; 烧杯边缘和瓶口附近较厚, 又因为瓶口是磨砂材质, 透过的光也较少; 近红外有大气窗口, 红外光容易透过从而收集信号, 所以空瓶内灰度值与背景一致; 水及水蒸气对红外光的吸收比较明显, 可以看到瓶内的半瓶水几乎吸收了较多红外辐射, 灰度值较低。

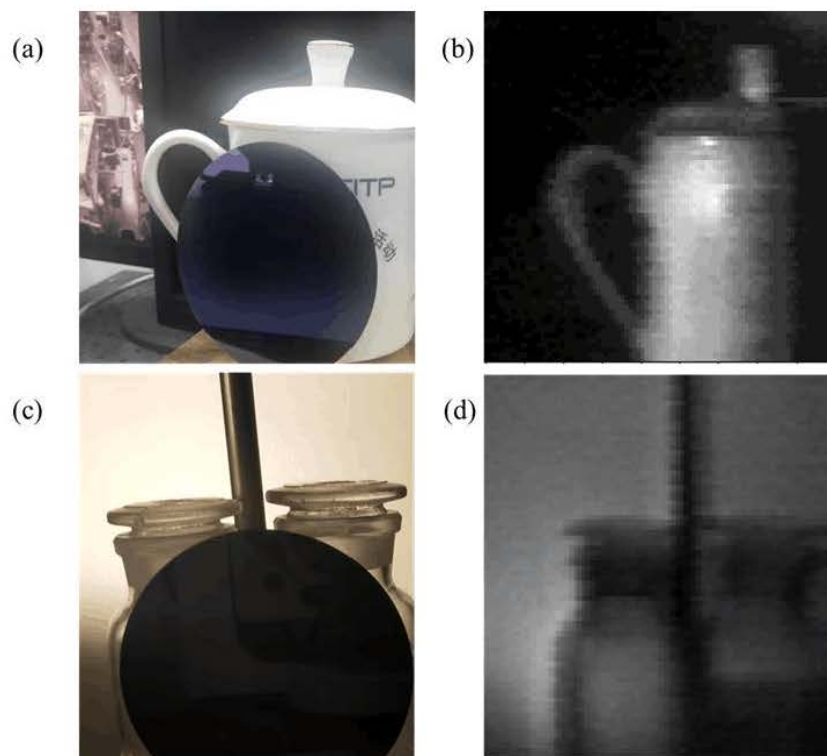


图 5.12 (a) 可见光拍摄的陶瓷杯及遮挡硅片, (b) 对杯子进行红外成像, (c) 可见光拍摄的烧杯及遮挡硅片, (d) 对烧杯进行的成像

Figure 5.12 Ceramic cup and shielding silicon wafer photographed in visible light (a) and in infrared light by the fabricated device (b); Beakers and shielding silicon wafer photographed in visible light (c) and in infrared light by the fabricated device (d).

5.4 本章小结

本章主要阐述利用非本征硅的探测原理, 在 Si 中引入了深能级杂质, 制备了阻挡杂质带结构的红外探测器。研究发现, 制备的 Si:S BIB 器件可以突破 Si 本征能带的限制, 在 1550 nm 波长下有 6% 的量子效率, 截止波长突破了中红外波段, 在超带隙波段器件存在明显的开关比, 响应时间在 1 ms 附近, 黑体探测率达到了 4.5×10^8 Jones。器件对比已报道常温工作非本征硅基红外探测器性能都具有较好的性能。另外, 用制备的器件进行原位吸收谱的探测、器件微区成像、实物成像和材料的吸收谱测试, 充分证明了器件性能可靠, 具有宽谱测试能力, 将来可以进一步应用于近红外甚至中波红外的室温探测。

第6章 总结与展望

6.1 主要研究成果

当前, 红外探测系统在远距离低温目标识别、复杂环境探测等面临的技术挑战, 对具有高灵敏度、高速响应的 HgCdTe APD 有着强烈的需求; 另外以低成本、小型化为主要突破点的民用设施对高工作温度、高性能红外光电探测器也有着强烈的需求。HgCdTe 是目前在红外波段最为重要的光电探测材料之一, HgCdTe 红外光电探测器已经在军事、遥感、深空探测和较多精密民用设施上得到应用; 新材料的研究及制备也可能是发展新一代红外探测系统的重要途径。因此, 本课题的主要研究目标是面向 SWAP3 红外探测系统, 对实现高灵敏度中波红外 HgCdTe APD 和高工作温度红外光电探测器做一些基础研究工作。具体的研究成果如下:

1. 建立了中波红外电子注入型 HgCdTe APD 二维仿真模型, 通过与实验测试结果对比得到了碰撞离化的唯象模型, 澄清了在制备平面结与台面结 HgCdTe APD 过程中出现的性能差异的原因是源于器件成结工艺过程中倍增区的掺杂及结构设计不一致。发现了制备的 HgCdTe APD 工作时倍增区电场强度会大大影响器件的带间隧穿产生率和碰撞离化率, 峰值电场强度扩大 1.5 倍的情况下, 会导致碰撞离化率有 4 个量级以上的差异。提出了优化 HgCdTe APD 设计方案要避免局域电场, 使电场完全作用于光生载流子的碰撞离化才会获得高性能、低噪声器件。

2. 通过搭建激光束诱导光电流测试平台, 表征了多次低温退火处理的离子束刻蚀 HgCdTe 线列样品结区的横向电场以及 InGaAs/InP APD 在保护环作用下的横向及纵向电场, 研究发现 80°C 96 h 的低温退火处理可以提高中波红外 HgCdTe 材料刻蚀区少子寿命; 保护环可以有效抑制扩散区引入的横向电场和能够显著地抑制 InGaAs/InP APD 线性工作模式下的非均匀尖峰电场, 引入保护环可以有效地降低雪崩光电探测器件暗电流增益和防止预击穿。

3. 建立了离子注入型 HgCdTe APD 退火关联的缓变结模型, 发现设计的离子注入型 APD 器件带宽主要是受吸收区内载流子输运速度的限制, 器件带宽理论上可以达到 3 GHz; 在离子注入型中波红外 HgCdTe 雪崩光电探测器中引入了

浅、中和深保护环结构设计,发现中和深保护环可以有效地降低暗电流、减小器件过剩噪声因子和提高器件的增益噪声比,相比于没有保护环设计的器件,暗电流在-8V的偏压下分别降低了1.6倍和2倍,增益噪声比也有近1个量级的提升。

4. 通过与报道的实验结果对比,计算了二维材料吸收特性,结果表明当二维材料的吸收系数大于 10^5 cm^{-1} 时,二维材料器件理论量子效率可以达到63%。并以BP为例,计算了100 nm厚度的BP器件的中红外波段峰值探测率可以达到 6.3×10^{10} Jones,具备制备高性能红外光电探测器条件。另外,通过TCAD建模,得到了由于二维材料非对称特征制备台面结与平面结器件的优缺点,解释了二维材料易调控及显双极性的原因是由于电场屏蔽作用,并解释了柔性衬底的负光电导现象是由光热效应引起的。

5. 通过在Si中引入深能级缺陷带,突破了Si本征能带限制,设计了阻挡杂质带器件结构,制备了常温工作具有超带隙探测能力的非本征Si红外探测器。通过研究表明,器件的1000 K黑体探测率($1.1 \mu\text{m}$ 滤光)可以达到 4.5×10^8 Jones,1550 nm量子效率可以达到6%,探测波长可以延展至中红外波段。并且利用制备的器件实现了材料吸收谱的微区表征和实现了一系列实物样品的红外成像。

6. 搭建了低频噪声测试系统,受限于当前SR570前置放大器和频谱分析仪性能,测试系统背底噪声约在 $1 \times 10^{26} \text{ A}^2/\text{Hz}$,带宽为1~50 KHz。搭建了基于锁相放大单点成像系统,使成像质量限于器件开关比转至器件信噪比,提高了成像系统的可应用场景。

6.2 存在的问题与后期工作展望

本文对具有高灵敏度中波红外HgCdTe APD和一些具备高温工作能力的二维材料和非本征硅基材料进行了一些研究,虽然取得了一定成果,但仍存在较多没有解决的问题。这些问题需要在将来的工作进行更加深入的研究。

1. 目前分析HgCdTe APD器件的雪崩碰撞电离模型仍是唯象模型,缺乏对雪崩碰撞这个随机化过程的微观认知,需要建立针对HgCdTe中长波材料的雪崩碰撞理论模型。过剩噪声因子的建模也仅是采用了经典模型的近似,没有将死区效应、散射、能带结构等因素转化为变量考虑进去。因此,在下一步的工作上需要从更基础的理论出发,利用随机化过程的蒙特卡洛分析方法,对中长波HgCdTe APD建立完善的理论框架。

2. 目前针对 HgCdTe APD 的测试方法还存在一些问题, HgCdTe APD 是用于高频工作的光电探测器件,但是目前器件只能在液氮温度下封装在杜瓦中工作,而杜瓦内线路在高频时会使器件测试信号失真,无法获取器件的高频信息。当前正着手搭建一套可以实现高频 HgCdTe APD 光电性能测试系统,利用低温探针台降温至工作温度,将探针台一个工作臂改装成射频针和光纤引入探头,利用同频光电联合信号输入网络分析仪,进行相应频谱的测试,测试频率可以达到 26.5 GHz,相关设备正在调试。

3. 二维材料大面积生长、稳定性和吸收系数问题,是下一步制备高性能室温工作红外探测器亟需解决和澄清的问题,另外二维材料器件制备工艺尚处于较新的阶段,工艺缺少相关标准和规则,具体的如电极接触、钝化和封装等问题,通过搭建测试噪声测试系统发现,大部分器件仍然工作在 $1/f$ 噪声主导区,这些问题是需要长时间工艺摸索和改进才能解决的。

4. 目前室温工作非本征硅基红外探测器还存在较多问题,当前此项工作才刚刚开展,一些注入、刻蚀等工艺稳定性和成熟度不够高,距离想要实现的室温工作中波红外高量子效率非本征硅基红外探测器仍有理论设计的偏差和重复性问题;当前虽然已经制备了一些小阵列器件,但是利用器件信噪比而不是开关比的读出电路问题仍没有解决,这大大限制了其在焦平面器件上的应用,也无法突出硅工艺的先进性;测试过程中由于大量器件的重复性测试,需要通过学习 LabVIEW 控制测试仪器,实现各种仪器智能化设置。

参考文献

1. Herschel, W., Experiments on the refrangibility of the invisible rays of the Sun. *Phil. Trans. Roy. Soc. London* **1800**, 90, 8.
2. Seebeck, T. J., Magnetische Polarisation der metalle und erze durch temperatur-differenz. *Abh. Deutsch. Akad. Wiss. Berlin* **1822**, 8.
3. Becquerel, M., Mémoire sur les effets électriques produits sous l'influence des rayons solaires. *Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des sciences* **1839**, 9, 561-567.
4. Smith, W., Effect of light on selenium during the passage of an electric current. *Nature* **1873**, 7.
5. Case, T. W., Notes on the change of resistance of certain substances in light. *Physical Review* **1917**, 9 (4), 305.
6. Lange, B., Über eine neue Art von Photozellen. *Physik. Zeitschr* **1930**, 31, 139-140.
7. Lovell, D., The development of lead salt detectors. *American Journal of Physics* **1969**, 37 (5), 467-478.
8. Caughey, D.; Thomas, R., Carrier mobilities in silicon empirically related to doping and field. *Proceedings of the IEEE* **1967**, 55 (12), 2192-2193.
9. Avery, D.; Goodwin, D.; Lawson, W.; Moss, T., Optical and photo-electrical properties of indium antimonide. *Proceedings of the Physical Society. Section B* **1954**, 67 (10), 761.
10. Levinstein, H., Extrinsic detectors. *Applied Optics* **1965**, 4 (6), 639-647.
11. Lawson, W.; Nielsen, S.; Putley, E.; Young, A., Preparation and properties of HgTe and mixed crystals of HgTe-CdTe. *Journal of Physics and Chemistry of Solids* **1959**, 9 (3-4), 325-329.
12. Sclar, N., Extrinsic silicon detectors for 3–5 and 8–14 μm . *Infrared Physics* **1976**, 16 (4), 435-448.
13. Buchtemann, W., Modulation transfer function of extrinsic Si-detector arrays affected by optical crosstalk. *IEEE Trans. Electron Devices* **1980**, 27 (1), 189-193.
14. West, L.; Eglash, S., First observation of an extremely large-dipole infrared transition within the conduction band of a GaAs quantum well. *Appl. Phys. Lett.* **1985**, 46 (12), 1156-1158.
15. Levine, B.; Malik, R.; Walker, J.; Choi, K.; Bethea, C.; Kleinman, D.; Vandenberg, J., Strong 8.2 μm infrared intersubband absorption in doped GaAs/AlAs quantum well waveguides. *Appl. Phys. Lett.* **1987**, 50 (5), 273-275.
16. Smith, D.; Mailhot, C., Proposal for strained type II superlattice infrared detectors. *Journal of Applied Physics* **1987**, 62 (6), 2545-2548.
17. Levine, B., Quantumwell infrared photodetectors. *Journal of Applied Physics* **1993**, 74 (8), R1-R81.
18. Gendron, L.; Carras, M.; Huynh, A.; Ortiz, V.; Koeniguer, C.; Berger, V., Quantum cascade photodetector. *Appl. Phys. Lett.* **2004**, 85 (14), 2824-2826.
19. Li, J. V.; Yang, R. Q.; Hill, C. J.; Chuang, S. L., Interband cascade detectors with room temperature photovoltaic operation. *Appl. Phys. Lett.* **2005**, 86 (10), 101102.
20. Hood, A.; Razeghi, M.; Aifer, E. H.; Brown, G. J., On the performance and surface passivation of type II InAs/GaSb superlattice photodiodes for the very-long-wavelength infrared. *Appl. Phys. Lett.* **2005**, 87 (15), 151113.
21. Castro Neto, A. H.; Guinea, F.; Peres, N. M. R.; Novoselov, K. S.; Geim, A. K., The electronic properties of graphene. *Reviews of Modern Physics* **2009**, 81 (1), 109-162.
22. Lu, S.; Miao, L.; Guo, Z.; Qi, X.; Zhao, C.; Zhang, H.; Wen, S.; Tang, D.; Fan, D., Broadband nonlinear optical response in multi-layer black phosphorus: an emerging infrared and mid-infrared optical material. *Optics Express* **2015**, 23 (9), 11183-11194.
23. Jerominek, H.; Picard, F.; Vincent, D., Vanadium oxide films for optical switching and detection. *Optical Engineering* **1993**, 32 (9), 2092-2100.
24. Street, R. A., *Technology and applications of amorphous silicon*. Springer Science & Business Media: Palo Alto, CA, USA, 2013; Vol. 37.
25. Niklaus, F.; Vieider, C.; Jakobsen, H. In *MEMS-based uncooled infrared bolometer arrays: a review*, MEMS/MOEMS technologies and applications III, International Society for Optics and Photonics: 2008; p 68360D.
26. Rogalski, A., History of infrared detectors. *Opto-Electronics Review* **2012**, 20 (3), 279-308.
27. Hu, W. D.; Li, Q.; Chen, X. S.; Lu, W., Recent progress on advanced infrared photodetectors. *Acta Physica Sinica* **68** (12), 120701.
28. Rogalski, A.; Antoszewski, J.; Faraone, L., Third-generation infrared photodetector arrays. *Journal of Applied Physics* **2009**, 105 (9), 4.
29. Lei, W.; Antoszewski, J.; Faraone, L., Progress, challenges, and opportunities for HgCdTe infrared

- materials and detectors. *Applied Physics Reviews* **2015**, *2* (4), 34.
30. Hu, W.; Ye, Z.; Liao, L.; Chen, H.; Chen, L.; Ding, R.; He, L.; Chen, X.; Lu, W., 128×128 long-wavelength/mid-wavelength two-color HgCdTe infrared focal plane array detector with ultralow spectral cross talk. *Optics Letters* **2014**, *39* (17), 5184-5187.
 31. Martyniuk, P.; Antoszewski, J.; Martyniuk, M.; Faraone, L.; Rogalski, A., New concepts in infrared photodetector designs. *Applied Physics Reviews* **2014**, *1* (4), 041102.
 32. Atkinson, D. E.; Hall, D. N. B.; Baker, I. M.; Goebel, S. B.; Jacobson, S. M.; Lockhart, C.; Warmbier, E. A., *Next-generation performance of SAPHIRA HgCdTe APDs*. SPIE: 2016; Vol. 9915.
 33. Lee, D.; Carmody, M.; Piquette, E.; Dreiske, P.; Chen, A.; Yulius, A.; Edwall, D.; Bhargava, S.; Zandian, M.; Tennant, W., High-operating temperature HgCdTe: A vision for the near future. *Journal of Electronic Materials* **2016**, *45* (9), 4587-4595.
 34. Foord, R.; Jones, R.; Oliver, C.; Pike, E., The use of photomultiplier tubes for photon counting. *Applied optics* **1969**, *8* (10), 1975-1989.
 35. Fang, H.; Hu, W., Photogating in low dimensional photodetectors. *Advanced Science* **2017**, *4* (12), 1700323.
 36. Blakesley, J.; See, P.; Shields, A.; Kardynał, B.; Atkinson, P.; Farrer, I.; Ritchie, D., Efficient single photon detection by quantum dot resonant tunneling diodes. *Physical Review Letters* **2005**, *94* (6), 067401.
 37. Dautet, H.; Deschamps, P.; Dion, B.; MacGregor, A. D.; MacSween, D.; McIntyre, R. J.; Trottier, C.; Webb, P. P., Photon counting techniques with silicon avalanche photodiodes. *Applied optics* **1993**, *32* (21), 3894-3900.
 38. Altingöz, C. In *Laser technology in automotive lighting*, High-Power Diode Laser Technology and Applications XII, International Society for Optics and Photonics: 2014; p 896518.
 39. Rogalski, A., Infrared detectors: an overview. *Infrared Physics & Technology* **2002**, *43* (3-5), 187-210.
 40. Rogalski, A., Infrared detectors: status and trends. *Prog. Quantum Electron.* **2003**, *27* (2-3), 59-210.
 41. 杨建荣, 碲镉汞材料物理与技术. 北京: 国防工业出版社: 2012.
 42. Beck, J. D.; Wan, C.-F.; Kinch, M. A.; Robinson, J. E. In *MWIR HgCdTe avalanche photodiodes*, Materials for Infrared Detectors, International Society for Optics and Photonics: 2001; pp 188-198.
 43. Kinch, M.; Beck, J.; Wan, C.-F.; Ma, F.; Campbell, J., HgCdTe electron avalanche photodiodes. *Journal of Electronic Materials* **2004**, *33* (6), 630-639.
 44. Beck, J.; Woodall, M.; Scritchfield, R.; Ohlson, M.; Wood, L.; Mitra, P.; Robinson, J. In *Gated IR imaging with 128×128 HgCdTe electron avalanche photodiode FPA*, Infrared Technology and Applications XXXIII, International Society for Optics and Photonics: 2007; p 654217.
 45. Tredwell, T. J., (Hg, Cd) Te Photodiodes for Detection of Two-Micrometer Infrared Radiation. *Optical Engineering* **1977**, *16* (3), 163237.
 46. Shin, S.; Pasko, J.; Law, H.; Cheung, D., 1.22μm HgCdTe/CdTe avalanche photodiodes. *Appl. Phys. Lett.* **1982**, *40* (11), 965-967.
 47. Leveque, G.; Nasser, M.; Bertho, D.; Orsal, B.; Alabedra, R., Ionization energies in CdxHg1-xTe avalanche photodiodes. *Semiconductor Science and Technology* **1993**, *8* (7), 1317.
 48. Liu, Y.; Forrest, S. R.; Hladky, J.; Lange, M.; Olsen, G. H.; Ackley, D., A planar InP/InGaAs avalanche photodiode with floating guard ring and double diffused junction. *J. Lightwave Technol.* **1992**, *10* (2), 182-193.
 49. Kang, Y.; Mages, P.; Clawson, A.; Yu, P.; Bitter, M.; Pan, Z.; Pauchard, A.; Hummel, S.; Lo, Y., Fused InGaAs-Si avalanche photodiodes with low-noise performances. *IEEE Photonics Technology Letters* **2002**, *14* (11), 1593-1595.
 50. Wei, R.; Dries, J. C.; Wang, H.; Lange, M. L.; Olsen, G. H.; Forrest, S. R., Optimization of 10-Gb/s long-wavelength floating guard ring InGaAs-InP avalanche photodiodes. *IEEE Photonics Technology Letters* **2002**, *14* (7), 977-979.
 51. Susa, N.; Nakagome, H.; Mikami, O.; Ando, H. i.; Kanbe, H., New InGaAs/InP avalanche photodiode structure for the 1-1.6 μm wavelength region. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **1980**, *16* (8), 864-870.
 52. Beck, J.; Welch, T.; Mitra, P.; Reiff, K.; Sun, X.; Abshire, J., A highly sensitive multi-element HgCdTe e-APD detector for IPDA lidar applications. *Journal of Electronic Materials* **2014**, *43* (8), 2970-2977.
 53. Sun, X.; Abshire, J. B.; Beck, J. D.; Mitra, P.; Reiff, K.; Yang, G., HgCdTe avalanche photodiode detectors for airborne and spaceborne lidar at infrared wavelengths. *Optics Express* **2017**, *25* (14), 16589-16602.
 54. Reine, M.; Marciniak, J.; Wong, K.; Parodos, T.; Mullarkey, J.; Lamarre, P.; Tobin, S.; Minich, R.; Gustavsen, K.; Compton, M., Characterization of HgCdTe MWIR back-illuminated electron-

- initiated avalanche photodiodes. *Journal of Electronic Materials* **2008**, *37* (9), 1376-1386.
55. Rothman, J.; Perrais, G.; Destefanis, G.; Baylet, J.; Castelein, P.; Chamonal, J. P. In *High performance characteristics in pin MW HgCdTe e-APDs*, Infrared Technology and Applications XXXIII, International Society for Optics and Photonics: 2007; p 654219.
56. Rothman, J.; Mollard, L.; Goût, S.; Bonnefond, L.; Wlassow, J., History-dependent impact ionization theory applied to HgCdTe e-APDs. *Journal of Electronic Materials* **2011**, *40* (8), 1757-1768.
57. Rothman, J.; Borniol, E. D.; Ballet, P.; Mollard, L.; Gout, S.; Fournier, M.; Chamonal, J.-P.; Destéfánis, G.; Pistone, F.; Courtas, S.; Lefoule, X.; Tribolet, P., *HgCdTe APD focal plane array performance at DEFIR*. SPIE: 2009; Vol. 7298.
58. de Borniol, E.; Guellec, F.; Rothman, J.; Perez, A.; Zanatta, J.-P.; Tchagaspanian, M.; Castelein, P.; Destéfánis, G.; Peyrard, J.-C.; Pistone, F. In *HgCdTe-based APD focal plane array for 2D and 3D active imaging: first results on a 320 x 256 with 30 μm pitch demonstrator*, Infrared Technology and Applications XXXVI, International Society for Optics and Photonics: 2010; p 76603D.
59. De Borniol, E. D.; Rothman, J.; Guellec, F.; Vojetta, G.; Destéfánis, G.; Pacaud, O., Active three-dimensional and thermal imaging with a 30- μm pitch 320 \times 256 HgCdTe avalanche photodiode focal plane array. *Optical Engineering* **2012**, *51* (6), 061305.
60. Kerlain, A.; Bonnouvrier, G.; Rubaldo, L.; Decaens, G.; Reibel, Y.; Abraham, P.; Rothman, J.; Mollard, L.; De Borniol, E., Performance of mid-wave infrared HgCdTe e-avalanche photodiodes. *Journal of Electronic Materials* **2012**, *41* (10), 2943-2948.
61. Singh, A.; Srivastav, V.; Pal, R., HgCdTe avalanche photodiodes: A review. *Optics & Laser Technology* **2011**, *43* (7), 1358-1370.
62. Kopytko, M.; Gomólka, E.; Józwickowski, K. In *Numerical analysis of impact ionization in HOT HgCdTe avalanche photodiodes*, 2019 International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices (NUSOD), IEEE: 2019; pp 105-106.
63. Qiu, W. C.; Hu, W. D.; Chen, L.; Lin, C.; Cheng, X. A.; Chen, X. S.; Lu, W., Dark current transport and avalanche mechanism in HgCdTe electron-avalanche photodiodes. *IEEE Trans. Electron Devices* **2015**, *62* (6), 1926-1931.
64. Hu, W. D.; He, J. L.; Qiu, W. C.; Ye, Z. H.; Chen, L.; Lin, C.; He, L.; Chen, X. S.; Lu, W., Recent progress on dark current characterization of very long-wavelength HgCdTe infrared photodetectors and HgCdTe APDs in SITP. In *Infrared Technology and Applications Xlii*, Andresen, B. F.; Fulop, G. F.; Hanson, C. M.; Norton, P. R., Eds. Spie-Int Soc Optical Engineering: Bellingham, 2016; Vol. 9819.
65. 李雄军; 韩福忠; 李立华; 李东升; 胡彦博; 杨登泉; 杨超伟; 孔金丞; 舒恂; 庄继胜, 中波碲镉汞雪崩光电二极管的增益特性. *红外与毫米波学报* **2019** *38* (02), 45-51.
66. Wang, P.; Xia, H.; Li, Q.; Wang, F.; Zhang, L.; Li, T.; Martyniuk, P.; Rogalski, A.; Hu, W., Sensing Infrared Photons at Room Temperature: From Bulk Materials to Atomic Layers. *Small* **2019**, *15* (46), 1904396.
67. Martyniuk, P.; Rogalski, A., HOT infrared photodetectors. *Opto-Electronics Review* **2013**, *21* (2), 239-257.
68. Popov, I.; Seifert, G.; Tománek, D., Designing electrical contacts to MoS₂ monolayers: a computational study. *Physical Review Letters* **2012**, *108* (15), 156802.
69. Meng, F.; Li, J.; Cushing, S. K.; Zhi, M.; Wu, N., Solar hydrogen generation by nanoscale p-n junction of p-type molybdenum disulfide/n-type nitrogen-doped reduced graphene oxide. *Journal of the American Chemical Society* **2013**, *135* (28), 10286-10289.
70. Castellanos-Gomez, A.; Vicarelli, L.; Prada, E.; Island, J. O.; Narasimha-Acharya, K. L.; Blanter, S. I.; Groenendijk, D. J.; Buscema, M.; Steele, G. A.; Alvarez, J. V.; Zandbergen, H. W.; Palacios, J. J.; van der Zant, H. S. J., Isolation and characterization of few-layer black phosphorus. *2D Mater.* **2014**, *1* (2), 19.
71. Li, L. K.; Yu, Y. J.; Ye, G. J.; Ge, Q. Q.; Ou, X. D.; Wu, H.; Feng, D. L.; Chen, X. H.; Zhang, Y. B., Black phosphorus field-effect transistors. *Nature Nanotechnology* **2014**, *9* (5), 372-377.
72. Rogalski, A.; Kopytko, M.; Martyniuk, P., Two-dimensional infrared and terahertz detectors: Outlook and status. *Applied Physics Reviews* **2019**, *6* (2), 021316.
73. Liu, C. H.; Chang, Y. C.; Norris, T. B.; Zhong, Z., Graphene photodetectors with ultra-broadband and high responsivity at room temperature. *Nature Nanotechnology* **2014**, *9* (4), 273-278.
74. Geim, A. K.; Grigorieva, I. V., Van der Waals heterostructures. *Nature* **2013**, *499* (7459), 419.
75. Furchi, M. M.; Pospischil, A.; Libisch, F.; Burgdörfer, J.; Mueller, T., Photovoltaic effect in an electrically tunable van der Waals heterojunction. *Nano Letters* **2014**, *14* (8), 4785-4791.
76. Konstantatos, G.; Badioli, M.; Gaudreau, L.; Osmond, J.; Bernechea, M.; De Arquer, F. P. G.; Gatti, F.; Koppens, F. H., Hybrid graphene-quantum dot phototransistors with ultrahigh gain. *Nature*

- Nanotechnology* **2012**, 7 (6), 363.
77. Bullock, J.; Amani, M.; Cho, J.; Chen, Y.-Z.; Ahn, G. H.; Adinolfi, V.; Shrestha, V. R.; Gao, Y.; Crozier, K. B.; Chueh, Y.-L., Polarization-resolved black phosphorus/molybdenum disulfide mid-wave infrared photodiodes with high detectivity at room temperature. *Nature Photonics* **2018**, 12 (10), 601.
 78. Haller, E., Advanced far-infrared detectors. *Infrared Physics & Technology* **1994**, 35 (2-3), 127-146.
 79. Petroff, M. D.; Stapelbroek, M. G., Blocked impurity band detectors. Google Patents: 1986.
 80. Stetson, S.; Reynolds, D.; Stapelbroek, M.; Stermer, R. In *Design and performance of blocked-impurity-band detector focal plane arrays*, Infrared Detectors, Sensors, and Focal Plane Arrays, International Society for Optics and Photonics: 1986; pp 48-65.
 81. Lin, H.; Luo, Z.; Gu, T.; Kimerling, L. C.; Wada, K.; Agarwal, A.; Hu, J., Mid-infrared integrated photonics on silicon: a perspective. *Nanophotonics* **2017**, 7 (2), 393-420.
 82. Soref, R., Mid-infrared photonics in silicon and germanium. *Nature photonics* **2010**, 4 (8), 495.
 83. Mailoa, J. P.; Akey, A. J.; Simmons, C. B.; Hutchinson, D.; Mathews, J.; Sullivan, J. T.; Recht, D.; Winkler, M. T.; Williams, J. S.; Warrender, J. M., Room-temperature sub-band gap optoelectronic response of hyperdoped silicon. *Nature communications* **2014**, 5 (1), 1-8.
 84. Qiu, X.; Wang, Z.; Hou, X.; Yu, X.; Yang, D., Visible-blind short-wavelength infrared photodetector with high responsivity based on hyperdoped silicon. *Photonics Research* **2019**, 7 (3), 351-358.
 85. Fain, R.; Miller, S. A.; Yu, M.; Griffith, A. G.; Cardenas, J.; Lipson, M. In *CMOS-compatible mid-infrared silicon detector*, 2017 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), IEEE: 2017; pp 1-2.
 86. Liu, Y.; Chow, C.; Cheung, W.; Tsang, H., In-line channel power monitor based on helium ion implantation in silicon-on-insulator waveguides. *IEEE Photonics Technology Letters* **2006**, 18 (17), 1882-1884.
 87. Wang, M.; Berencén, Y.; García-Hemme, E.; Prucnal, S.; Hübner, R.; Yuan, Y.; Xu, C.; Rebohle, L.; Böttger, R.; Heller, R., Extended infrared photoresponse in te-hyperdoped si at room temperature. *Physical Review Applied* **2018**, 10 (2), 024054.
 88. 沈学础, *半导体光谱和光学性质*. 科学出版社: 2002.
 89. Jones, R. C., Proposal of the detectivity D^{**} for detectors limited by radiation noise. *JOSA* **1960**, 50 (11), 1058-1059.
 90. Dereniak, E. L.; Boreman, G. D., *Infrared detectors and systems*. Wiley New York: 1996; Vol. 306.
 91. Planck, M., On the law of distribution of energy in the normal spectrum. *Annalen der physik* **1901**, 4 (553), 1.
 92. Scribner, D. A.; Kruer, M. R.; Killiany, J. M., Infrared focal plane array technology. *Proceedings of the IEEE* **1991**, 79 (1), 66-85.
 93. Blevin, W.; Brown, W., A precise measurement of the Stefan-Boltzmann constant. *Metrologia* **1971**, 7 (1), 15.
 94. Boreman, G. D.; Dereniak, E., *Infrared detectors and systems*. Wiley: 1996.
 95. Cohen, L. In *The generalization of the wiener-khinchin theorem*, Proceedings of the 1998 IEEE International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing, ICASSP'98 (Cat. No. 98CH36181), IEEE: 1998; pp 1577-1580.
 96. 李海滨. 碲镉汞电子雪崩光电探测器制备技术研究. 中国科学院研究生院, 2011.
 97. Willardson, R. K.; Beer, A. C., *Semiconductors and semimetals*. Academic press: 1977.
 98. 王利平; 孙韶媛; 王庆宝; 张保民. 红外焦平面探测器的读出电路. *光学技术* **2000**, 26(2), 123-125.
 99. Schuster, J.; Pinkie, B.; Tobin, S.; Keasler, C.; D'Orsogna, D.; Bellotti, E., Numerical simulation of third-generation HgCdTe detector pixel arrays. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **2013**, 19 (5), 1-15.
 100. Synopsys, T., Sentaurus device user guide. *Version Z-2007.03* **2010**.
 101. Kim, S.-D.; Wada, H.; Woo, J. C., TCAD-based statistical analysis and modeling of gate line-edge roughness effect on nanoscale MOS transistor performance and scaling. *IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing* **2004**, 17 (2), 192-200.
 102. Sze, S. M.; Ng, K. K., *Physics of semiconductor devices*. John wiley & sons: 2006.
 103. Glassner, A. S., *An introduction to ray tracing*. Elsevier: 1989.
 104. Hu, W.; Chen, X.; Yin, F.; Quan, Z.; Ye, Z.; Hu, X.; Li, Z.; Lu, W., Analysis of temperature dependence of dark current mechanisms for long-wavelength HgCdTe photovoltaic infrared detectors. *Journal of Applied Physics* **2009**, 105 (10), 104502.
 105. Tennant, W.; Lee, D.; Zandian, M.; Piquette, E.; Carmody, M., MBE HgCdTe technology: a very general solution to IR detection, described by "Rule 07", a very convenient heuristic. *Journal of Electronic Materials* **2008**, 37 (9), 1406-1410.

106. Qiu, W.; Hu, W.; Lin, C.; Chen, X.; Lu, W., Surface leakage current in 12.5 μm long-wavelength HgCdTe infrared photodiode arrays. *Optics Letters* **2016**, *41* (4), 828-831.
107. Kinch, M.; Aqariden, F.; Chandra, D.; Liao, P.; Schaake, H.; Shih, H., Minority carrier lifetime in p-HgCdTe. *Journal of Electronic Materials* **2005**, *34* (6), 880-884.
108. 徐向晏; 叶振华; 李志锋; 陆卫. 中波双色光伏型 HgCdTe 红外探测器模拟研究. *红外与毫米波学报* **2007**, *26*(3), 164-169.
109. Schenk, A., Rigorous theory and simplified model of the band-to-band tunneling in silicon. *Solid-State Electronics* **1993**, *36* (1), 19-34.
110. Louarn, K.; Fontaine, C.; Arnoult, A.; Olivie, F.; Lacoste, G.; Piquemal, F.; Bounouh, A.; Almuneau, G., Modelling of interband transitions in GaAs tunnel diode. *Semiconductor Science and Technology* **2016**, *31* (6), 06LT01.
111. Okuto, Y.; Crowell, C., Ionization coefficients in semiconductors: A nonlocalized property. *Physical Review B* **1974**, *10* (10), 4284.
112. Vallone, M.; Goano, M.; Bertazzi, F.; Ghione, G.; Wollrab, R.; Ziegler, J., Modeling photocurrent spectra of single-color and dual-band HgCdTe photodetectors: Is 3D simulation unavoidable? *Journal of Electronic Materials* **2014**, *43* (8), 3070-3076.
113. Li, Q.; He, J. L.; Hu, W. D.; Chen, L.; Chen, X. S.; Lu, W., Influencing Sources for Dark Current Transport and Avalanche Mechanisms in Planar and Mesa HgCdTe p-i-n Electron-Avalanche Photodiodes. *IEEE Trans. Electron Devices* **2018**, *65* (2), 572-576.
114. 李浩. 碲镉汞雪崩光电二极管器件制备及噪声研究. 中国科学院大学, 2019.
115. Redfern, D. A.; Smith, E.; Musca, C. A.; Dell, J. M.; Faraone, L., Interpretation of current flow in photodiode structures using laser beam-induced current for characterization and diagnostics. *IEEE Trans. Electron Devices* **2005**, *53* (1), 23-31.
116. Li, Y.; Hu, W.; Ye, Z.; Chen, Y.; Chen, X.; Lu, W., Direct mapping and characterization of dry etch damage-induced PN junction for long-wavelength HgCdTe infrared detector arrays. *Optics Letters* **2017**, *42* (7), 1325-1328.
117. Hu, W. D.; Chen, X.-S.; Ye, Z.-H.; Feng, A.-L.; Yin, F.; Zhang, B.; Liao, L.; Lu, W., Dependence of ion-implant-induced LBIC novel characteristic on excitation intensity for long-wavelength HgCdTe-based photovoltaic infrared detector pixel arrays. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **2013**, *19* (5), 4100107-4100107.
118. Ajisawa, A.; Oda, N., Improvement in HgCdTe diode characteristics by low temperature post-implantation annealing. *Journal of electronic materials* **1995**, *24* (9), 1105-1111.
119. Cook, L.; Bulman, G.; Stillman, G., Electron and hole impact ionization coefficients in InP determined by photomultiplication measurements. *Appl. Phys. Lett.* **1982**, *40* (7), 589-591.
120. 曾巧玉. InGaAs/InP 单光子雪崩光电二极管的制备及研究. 中国科学院大学, 2014.
121. Stucki, D.; Ribordy, G.; Stefanov, A.; Zbinden, H.; Rarity, J. G.; Wall, T., Photon counting for quantum key distribution with Peltier cooled InGaAs/InP APDs. *Journal of Modern Optics* **2001**, *48* (13), 1967-1981.
122. Namekata, N.; Adachi, S.; Inoue, S., 1.5 GHz single-photon detection at telecommunication wavelengths using sinusoidally gated InGaAs/InP avalanche photodiode. *Optics Express* **2009**, *17* (8), 6275-6282.
123. 胡伟达; 李庆; 温洁; 王文娟; 陈效双; 陆卫, InGaAs/InP 红外雪崩光电探测器的研究现状与进展. *红外技术* **2018**, *40* (3), 201-208.
124. Haralson, J.; Parks, J.; Brennan, K.; Clark, W.; Tarof, L., Numerical simulation of avalanche breakdown within InP-InGaAs SAGCM standoff avalanche photodiodes. *J. Lightwave Technol.* **1997**, *15* (11), 2137-2140.
125. 温洁. 高信噪比 InP 基雪崩光电二极管单光子探测器研究. 中国科学院大学, 2017.
126. Zeng, Q.; Wang, W.; Hu, W.; Li, N.; Lu, W., Numerical analysis of multiplication layer on dark current for InGaAs/InP single photon avalanche diodes. *Optical and Quantum Electronics* **2014**, *46* (10), 1203-1208.
127. Lee, M.-J.; Rucker, H.; Choi, W.-Y., Effects of guard-ring structures on the performance of silicon avalanche photodetectors fabricated with standard CMOS technology. *IEEE Electron Device Letters* **2011**, *33* (1), 80-82.
128. Bubulac, L.; Tennant, W., Role of Hg in junction formation in ion-implanted HgCdTe. *Appl. Phys. Lett.* **1987**, *51* (5), 355-357.
129. Wang, X.; Li, Q.; Zhou, S.; Lin, C., Study of dark current for LWIR HgCdTe detectors with a graded doped junction. *Infrared Physics & Technology* **2018**, *92*, 358-362.
130. Qing, L.; Weida, H.; Chun, L.; Xiaoshuang, C.; Wei, L., Dark current characterization of Au and Hg-vacancy hybrid doped p-type epitaxy long-wavelength HgCdTe infrared photodetectors. *Proc.*

- SPIE (USA)* **2018**, 10624, 106240R (9 pp.)-106240R (9 pp.).
131. Oehme, M.; Werner, J.; Kasper, E.; Jutzi, M.; Berroth, M., High bandwidth Ge p-i-n photodetector integrated on Si. *Appl. Phys. Lett.* **2006**, *89* (7), 071117.
 132. Perrais, G.; Derelle, S.; Mollard, L.; Chamonal, J.-P.; Destefanis, G.; Vincent, G.; Bernhardt, S.; Rothman, J., Study of the transit-time limitations of the impulse response in mid-wave infrared HgCdTe avalanche photodiodes. *Journal of Electronic Materials* **2009**, *38* (8), 1790-1799.
 133. Singh, A.; Shukla, A.; Pal, R., Performance of Graded Bandgap HgCdTe Avalanche Photodiode. *IEEE Trans. Electron Devices* **2017**, *64* (3), 1146-1152.
 134. Li, Q.; Wang, F.; Wang, P.; Zhang, L.; He, J.; Chen, L.; Martyniuk, P.; Rogalski, A.; Chen, X.; Lu, W., Enhanced Performance of HgCdTe Midwavelength Infrared Electron Avalanche Photodetectors With Guard Ring Designs. *IEEE Trans. Electron Devices* **2020**, *67* (2), 542-546.
 135. McIntyre, R., Multiplication noise in uniform avalanche diodes. *IEEE Trans. Electron Devices* **1966**, *13* (1), 164-168.
 136. Long, M.; Wang, P.; Fang, H.; Hu, W., Progress, Challenges, and Opportunities for 2D Material Based Photodetectors. *Advanced Functional Materials* **2018**, 1803807.
 137. Zhang, G.; Huang, S.; Chaves, A.; Song, C.; Özçelik, V. O.; Low, T.; Yan, H., Infrared fingerprints of few-layer black phosphorus. *Nature communications* **2017**, *8* (1), 1-9.
 138. Amani, M.; Regan, E.; Bullock, J.; Ahn, G. H.; Javey, A., Mid-wave infrared photoconductors based on black phosphorus-arsenic alloys. *ACS nano* **2017**, *11* (11), 11724-11731.
 139. Rogalski, A., *Infrared detectors*. CRC press: Boca Raton, FL, USA, 2010.
 140. Schuster, R.; Trinckauf, J.; Habenicht, C.; Knupfer, M.; Büchner, B., Anisotropic particle-hole excitations in black phosphorus. *Physical Review Letters* **2015**, *115* (2), 026404.
 141. Wang, X.; Wang, P.; Wang, J.; Hu, W.; Zhou, X.; Guo, N.; Huang, H.; Sun, S.; Shen, H.; Lin, T., Ultrasensitive and broadband MoS₂ photodetector driven by ferroelectrics. *Advanced Materials* **2015**, *27* (42), 6575-6581.
 142. Wu, F.; Li, Q.; Wang, P.; Xia, H.; Wang, Z.; Wang, Y.; Luo, M.; Chen, L.; Chen, F.; Miao, J., High efficiency and fast van der Waals hetero-photodiodes with a unilateral depletion region. *Nature communications* **2019**, *10* (1), 1-8.
 143. Kim, S.; Myeong, G.; Shin, W.; Lim, H.; Kim, B.; Jin, T.; Chang, S.; Watanabe, K.; Taniguchi, T.; Cho, S., Thickness-controlled black phosphorus tunnel field-effect transistor for low-power switches. *Nature Nanotechnology* **2020**, 1-4.
 144. 罗曼, 吴峰, 张莉丽, 王芳, 胡伟达. 二维材料偏振响应光电探测. *南通大学学报(自然科学版)* **2019**, 18(03), 1-10.
 145. Miao, J.; Song, B.; Li, Q.; Cai, L.; Zhang, S.; Hu, W.; Dong, L.; Wang, C., Photothermal effect induced negative photoconductivity and high responsivity in flexible black phosphorus transistors. *ACS nano* **2017**, *11* (6), 6048-6056.
 146. Janzén, E.; Stedman, R.; Grossmann, G.; Grimmeiss, H., High-resolution studies of sulfur-and selenium-related donor centers in silicon. *Physical Review B* **1984**, *29* (4), 1907.
 147. Sclar, N., Survey of dopants in silicon for 2–2.7 and 3–5 μm infrared detector application. *Infrared Physics* **1977**, *17* (1), 71-82.

致 谢

时光飞逝，我已经在上海技术物理研究所学习了近六年。不久后我要体验新的生活，回首这充实的研究生阶段，我充满了十分的感激与不舍。

首先，我要衷心地感谢我的导师胡伟达研究员。胡老师在我研究生阶段里给了我最大的支持、信任和关怀。我永不忘记胡老师让我融入了课题组，这是我研究生阶段最重要的转折。胡老师广博的学识、敏锐的科研观察力、饱满的工作热情、开阔的思维和严谨的态度激励着我在科研的道路上一步步前行。在课题选择上，胡老师给了我他博士阶段整理的所有的我课题相关纸质文献和几本参考书，内容标记归类十分细致详实，在我敬佩之余，更激励着我潜心去研究课题内容。在软件模拟、实验设计、数据分析和论文修改上，胡老师创造了非常多的条件帮我解决碰到的学术问题，不断与我交流、探讨，教会了我学习使用 Sentaurus-TCAD，提出了精湛实验设计思路，悉心教导我申请创新项目、写论文；胡老师教导我要有规划、多交流，希望我能独当一面解决问题，在这些方面我做的还不够，将来这些我还要继续学习，不断进步，成为胡老师希望的一名优秀的学生。

感谢陈效双老师在科研及学习工作上给予的帮助，感谢陈老师从计算材料学的课堂中把我领进了红外的大门；陈主任严谨求实的科研作风，乐于助人，不拘小节，宽容豁达的待人风格，让我受益匪浅。感谢物理室沈学础老师、陆卫老师、王建禄老师、王文娟老师、周孝好老师、韩丽老师、陶玲老师、李宁老师、李天信老师、陈平平老师和王少伟老师给我的指导和帮助，感谢材器中心叶振华老师、陈路老师、林春老师和杨建荣老师给与实验及理论上的支持；感谢科罗拉多大学的 James Torley 教授对我的文章提出的宝贵意见。

感谢研究生部的汪骏发老师、李淑薇老师、朱晓琳老师和黄曦老师在学习生活中给与的帮助。

感谢王鹏师兄，不仅仅在实验操作上给了我非常多且细致的指导，在生活里给了我中肯的建议和支持，王鹏师兄待我真诚、宽容、大度，生活学习中的许多事情给我的帮助，让我非常感动和感激，师兄为人处世、学习工作态度也是我一生的榜样。

感谢何家乐、葛浩楠、谢润章在我学习模拟软件时给与的指导与帮助；感谢

汪洋、龚帆、王振、彭孟、贺婷、仲方、叶家富、吴培松、王海露、钟篱、张坤、古悦在实验上给我帮助；感谢朱贺老师在科研思路与新方向突破上给我的帮助；感谢骆文锦、方河海、罗曼、吴峰博士、苗金水师兄、唐祎程、陈允峰、徐梦健、张振汉、徐腾飞、梁芳、王昊、张丽丽博士、王芳博士、郭楠师兄、王旭东师兄、许娇师姐、温洁师姐、郑定山师兄、邱伟成师兄、邓杰、郭万龙、陈金、赵增月、陈碧城等给与我的帮助。感谢所有在技物所相识相知的人，祝大家心想事成、一切顺利。

感谢父母的养育之恩，感谢多年来在背后给我最全力支持。特别感谢我的妻子吴敏，毫无保留地对我理解与照顾，让我安心完成学业，承受了许多困难与无奈，我亏欠了太多的陪伴与关心，有她陪伴是我最大的幸福。感谢爷爷、奶奶对我的支持和爱护。感谢我的家人及亲人对我的无私关怀。

最后感谢评审老师在百忙之中对本论文的指导。

2020年3月

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:

2010年09月——2014年06月,在青岛大学物理科学学院获得学士学位。

2014年09月——2017年06月,在中国科学院上海技术物理研究所获硕士学位。

2017年09月——2020年06月,在中国科学院上海技术物理研究所攻读博士学位。

获奖情况:

2017年 中国科学院上海技术物理研究所 三等奖学金

2018年 中国科学院上海技术物理研究所 二等奖学金 所三好学生

2019年 中国科学院上海技术物理研究所 二等奖学金 所三好学生

2019年 中国物理学会秋季会议优秀墙报奖

已发表(或正式接受)的学术论文:

1. **Qing Li**, Jiale He, Weida Hu*, Lu Chen, Xiaoshuang Chen, and Wei Lu, Influencing sources for dark current transport and avalanche mechanisms in planar and mesa HgCdTe pin electron-avalanche photodiodes. **IEEE Transactions on Electron Devices**, 65, 572-576 (2018). (IF=2.7)
2. **Qing Li**, Fang Wang, Peng Wang*, Lili Zhang, Jiale He, Lu Chen, Piotr Martyniuk, Antoni Rogalski, Xiaoshuang Chen, Wei Lu, and Weida Hu*, Enhanced performance of HgCdTe mid-wavelength infrared electron avalanche photodetectors with guard ring designs. **IEEE Transactions on Electron Devices**.67, 542-546 (2020) (IF=2.7)
3. Peng Wang[#], Hui Xia[#], **Qing Li**[#], Fang Wang*, Lili Zhang, Tianxin Li*, Piotr Martyniuk, Antoni Rogalski, and Weida Hu*, Sensing infrared photons at room temperature: from bulk materials to atomic layers. **Small**, 15, 1904396 (2019). (IF=10.8) (共同一作)
4. Xi Wang[#], **Qing Li**[#], Songmin Zhou, and Chun Lin*, Study of dark current for LWIR HgCdTe detectors with a graded doped junction. **Infrared Physics & Technology**, 92, 358-362 (2018). (IF=2.3) (共同一作)
5. Weida Hu*, **Qing Li**, Xiaoshuang Chen, and Wei Lu*, Recent progress on advanced infrared photodetectors. **Acta Physica Sinica**. 68, 120701 (2019). (胡伟达, 李

- 庆, 陈效双, 陆卫, 具有变革性特征的红外光电探测器, 物理学报 68, 120701 (2019))
6. Feng Wu, **Qing Li**, Peng Wang*, Hui Xia, ZhenWang, Yang Wang, Man Luo, Long Chen, Fansheng Chen, Jinshui Miao, Xiaoshuang Chen, Wei Lu, Chongxin Shan, Anlian Pan, Xing Wu*, Wencai Ren, Deep Jariwala and Weida Hu*, High efficiency and fast van der Waals hetero-photodiodes with a unilateral depletion region. **Nature Communications**, 10, 4664 (2019). (IF=11.8)
 7. Jinshui Miao, Zhihao Xu, **Qing Li**, Arthur Bowman, Suoming Zhang, Weida Hu, Zhixian Zhou, Chuan Wang*, Vertically Stacked and Self-Encapsulated van der Waals Heterojunction Diodes Using Two-Dimensional Layered Semiconductors. **ACS Nano**, 11, 10472-10479 (2017). (IF=13.9)
 8. Jinshui Miao, Bo Song, **Qing Li**, Le Cai, Suoming Zhang, Weida Hu, Lixin Dong and Chuan Wang, Photothermal Effect Induced Negative Photoconductivity and High Responsivity in Flexible Black Phosphorus Transistors. **ACS Nano**, 11, 6048-6056 (2017). (IF=13.9)
 9. Fan Gong, Hehai Fang, Peng Wang, Meng Su, **Qing Li**, Johnny C. Ho, Xiaoshuang Chen, Wei Lu, Lei Liao, Jun Wang, and Weida Hu*, Visible to near-infrared photodetectors based on MoS₂ vertical Schottky junctions. **Nanotechnology**, 28, 484002 (2017). (IF=3.44)
 10. Yang Wang, Peng Wang, Yuankun Zhu, Jinrao Gao, Fan Gong, **Qing Li**, *et. al.* High performance charge-transfer induced homojunction photodetector based on ultrathin ZnO nanosheet. **Applied Physics Letters**, 114, 011103 (2019). (IF=3.5)
 11. Nan Guo, Lin Xiao, Fan Gong, Man Luo, Fang Wang, Yi Jia, Huicong Chang, Junku Liu, **Qing Li**, *et. al.*, Light-Driven WSe₂-ZnO Junction Field-Effect Transistors for High-Performance Photodetection, **Advanced Science**, 1901637 (2019). (IF=15.8)
 12. Zehua Huang, Yadong Jiang, Qi Han, Ming Yang, Jiayue Han, Fang Wang, Man Luo, **Qing Li**, *et. al.*, High responsivity and fast UV-vis-short-wavelength IR photodetector based on Cd₃As₂/MoS₂ heterojunction, **Nanotechnology**, 6, 064001 (2019). (IF=3.3)
 13. Xue Chen, Dengkui Wang, Tuo Wang, Zhenyu Yang, Xuming Zou, Peng Wang, Wenjin Luo, **Qing Li**, *et. al.*, Enhanced Photoresponsivity of a GaAs Nanowire Metal-Semiconductor-Metal Photodetector by Adjusting the Fermi Level, **ACS Applied Materials & Interfaces**, 11, 33188-33193 (2019). (IF=8.4)

参加的研究项目：

1. 碲镉汞阵列斜台面刻蚀光电功能表征及离子注入结深和浓度分布定量分析，中科院上海技术物理研究所创新专项，资助金额 5 万，**项目负责人**
2. 高空间微区分辨红外表征系统，中国科学院科研装备项目，项目参与人员
3. 国家自然科学基金委(杰青)，红外探测器物理及应用（350 万元），项目参与人员
4. ××型红外探测器的研究 JW 科技委项目，项目参与人员