

密级: _____

中国科学院研究生院

博士学位论文

短波红外 InGaAs 探测器性能分析及器件研究

作者姓名: _____ 李 成 _____

指导教师: _____ 张永刚 研究员 _____

_____ 中国科学院上海微系统与信息技术研究所 _____

学位类别: _____ 博士 学位 _____

学科专业: _____ 微电子学与固体电子学 _____

培养单位: _____ 中国科学院上海微系统与信息技术研究所 _____

二零一二年 五 月

**Performance Analysis and Device Study of Short-wave
Infrared InGaAs Detectors**

By

Li Cheng

A Dissertation Submitted to

Graduate University of Chinese Academy of Sciences

In partial fulfillment of the requirement

For the degree of

Doctor of Microelectronics and Solid State Electronics

Shanghai Institute of Microsystem and Information Technology

May, 2012

致谢

本学位论文是在导师张永刚研究员悉心指导下完成的。五年硕博连读时光，经历了锻炼和磨砺，获益良多，这将是人生中难以忘怀的一段历程。

五年的岁月中，首先要感谢导师的谆谆教诲。张老师踏实的科研作风，严谨的治学态度，使学生印象深刻。科研上张老师渊博的知识、丰富的经验、睿智的建议和高超的技能给了学生很大的启发，在课题研究中，张老师精心点拨、循循善诱、不断鼓励使学生的工作顺利进行。同时张老师慎思明辨、言传身教，使学生懂得了很多做人做事的道理。师恩如山，此生难忘！

衷心感谢老师李爱珍研究员这些年来在工作和生活上的关怀和鼓励，李老师高尚的人格、崇高的思想境界、深刻的科研见解和敬业的精神使学生如沐春风，同时李老师言传身教、诲人不倦，对年青人的呵护培养使学生受益匪浅。明师之恩，过于天地！

感谢器件工艺线上丁惠凤，郝幼申，王嘉宽，张明明，李晓良，陈荣师傅们的关心和帮助，本论文中的工作离不开他们的支持和辛勤付出，特别感谢丁惠凤在无数个加班中的辛勤劳动以及在生活中的关怀，丁师傅兢兢业业的工作作风和和蔼可亲的待人态度给我留下了很深的印象。感谢龚谦研究员、于广辉研究员在实验上的帮助和有益的讨论。感谢蒋守顺师傅、李存才师傅、胡建师傅、黄华师傅在工作中有益的建议。

由衷地感谢 8311 办公室里的同事和同学，特别感谢李耀耀师兄、顾溢师兄在课题研究和实验技巧上的引领指导，以及对本论文工作中的建议和帮助。感谢李好斯白音老师在器件工艺制作及器件测试方面的帮助和有益的建议。感谢王凯师兄，曹远迎师弟，周立师弟，曹春芳师姐、魏林师兄、张晓钧师兄在课题研究上的讨论和帮助。感谢你们及方祥师弟、刘克辉师弟在业余生活上的陪伴与关怀。

特别感谢室友王丰、徐旭光、杨喜超五年里在学习及生活上的陪伴、鼓励和帮助。感谢贺玲、孙浩、腾腾、王兴、张露、陈志鑫、顾亮亮、曹建楠等人对我的帮助和关怀。

感谢人才教育处的老师和室领导在思想政治和生活上的关心帮助。

感谢国家自然科学基金委和中国科学院对研究计划的资助。

感谢亲人们这些年来的关怀和支持，特别感谢在家乡的父母对生活的关心和学业的支持，他们含辛茹苦、任劳任怨，用无私的关爱和鼓励支撑我走完这些年来的寒窗岁月。借得大江千斛水，不足研墨颂恩情！

谨以此文献给最亲爱的父母！

李成

二零一二年五月

短波红外 InGaAs 探测器性能分析及器件研究

李 成(微电子学与固体电子学)

指导老师: 张永刚

摘要

本学位论文围绕空间遥感用 InGaAs 探测器的器件物理和工艺展开了深入研究, 通过对探测器性能的理论分析, 并结合器件工艺优化, 研制了不同截止波长的台面型 InGaAs 单元器件和 256×1 元线阵, 对其相关性能进行了表征分析。本文的主要结果总结如下:

1. 建立了 InGaAs 探测器光谱响应, 暗电流及探测率模型, 估算了 InGaAs 材料的吸收系数、载流子迁移率及少数载流子寿命, 分析了吸收层厚度、掺杂浓度、界面复合、少子扩散长度及温度对 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器光谱响应的影响。
2. 理论分析了 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 和 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 探测器暗电流、探测率与吸收层掺杂浓度的关系, 并优化了掺杂浓度。
3. 对台面型器件的工艺进行了优化, 研制了截止波长 $2.4\mu\text{m}$ 的 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 探测器。通过改善外延层结构, 增加 InP 缓冲层和 InGaAs/InAlAs 界面优化层, 减少了吸收层中的位错密度, 提高了器件的性能。
4. 分析了 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 探测器室温下暗电流的构成, 结果表明在零偏压附近扩散电流是暗电流的主要部分, 通过比较发现改善后的结构有效地提高了少子寿命及有效复合寿命, 并降低了界面复合速度, 这为下一步优化材料结构打下了良好的基础。
5. 制作了截止波长 $2.9\mu\text{m}$ 的 $\text{In}_{0.90}\text{Ga}_{0.10}\text{As}$ 探测器, 室温下探测率为 $6.6 \times 10^9 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$, 并通过与商品 InAs 探测器比较, 确认了 InGaAs 探测器截止波长延伸到 $3\mu\text{m}$ 有一定的应用潜力, 向更长波长延伸则面临着巨大的挑战。
6. 研制了 256×1 元的 InGaAs 线阵器件, 其中 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 器件室温下 -10mV 处平均暗电流 4.22nA , 不均匀约为 $\pm 3.0\%$, 光响应不均匀约为 $\pm 2.0\%$; $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ p on n 和 n on p 器件, 室温下 -10mV 处平均暗电流分别为 $7.5 \times 10^{-8}\text{A}$ 和 $1.2 \times 10^{-8}\text{A}$, 暗电流不均匀约为 $\pm 20\%$ 和 $\pm 25\%$, 光响应不均匀约

为 $\pm 8.0\%$ 和 $\pm 4.0\%$ 。

7. 计算了因工艺因素导致的 InGaAs 线阵的不均匀性,创新性的发展了方便可靠的亚微米尺寸精度表征方法,测量得到像元尺寸波动大约为 $\pm 0.6\%$,结合材料因素探讨了 InGaAs 线阵性能不均匀性产生的原因,结果表明 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器主要由材料中组分波动引起,同时工艺因素也有一定的影响;而对于 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 探测器,组分波动是导致性能不均匀性的主要因素。

关键词: InGaAs; 探测器; 短波红外

Performance Analysis and Device Study of Short-wave Infrared InGaAs Detectors

Li Cheng (Microelectronics and Solid-state Electronics)

Directed by Zhang Yonggang

Abstract

The dissertation have focused on device physics and processing technique of InGaAs detectors for remote sensing applications. By theoretical performance analysis and fabrication processing, the mesa type InGaAs detector as well as the 256×1 linearly arrays with different cut-off wavelengths were developed, and their characteristics were analyzed. The main results achieved in this dissertation were summarized as follows:

1. The theoretical models closer to actual device on response, dark current, detectivity of the InGaAs detectors were established, and the material absorption coefficient, carrier mobility and lifetime were estimated. The influences of thickness, doping, surface recombination velocity, the diffusion length and temperature on the response of $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ detectors were analyzed.
2. For the $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ as well as $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ detectors, the relations of dark current and detectivity with doping concentration were analyzed theoretically, and the optimum values were estimated.
3. On the basis of improved mesa type device processings, the $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ detector with cut-off wavelength as $2.4\mu\text{m}$ was developed. By adding the InP buffer layer and InGaAs/InAlAs interface layer, the dislocations were decreased and the performance improved.
4. The different components of dark current were analyzed, which showed the main contribution to the dark current near zero bias was diffusion current. By comparing the dark current components of different structures, the improved device exhibited longer carrier lifetime and effective lifetime with lower interface recombination velocity. These made a solid foundation for further structure improvement.
5. The $\text{In}_{0.90}\text{Ga}_{0.10}\text{As}$ detector with $2.9\mu\text{m}$ cut-off wavelength was also fabricated; the detectivity was $6.6 \times 10^9 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ at room temperature. By comparing with the commercial InAs detectors, the InGaAs detector showed well potential for applications on the wavelength short than $3\mu\text{m}$, while extending to the longer wavelength was still a challenge.
6. The 256×1 InGaAs linear arrays were developed. For $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ detector, the nonuniformity of dark current at -10mV was about $\pm 3.0\%$ with the average value of 4.22nA , and the nonuniformity of optical response was about $\pm 2.0\%$.

For $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ detectors with p on n and n on p structures, the nonuniformities of dark current at -10mV were about $\pm 20\%$, $\pm 25\%$ with the average value of $7.5 \times 10^{-8}\text{A}$, $1.2 \times 10^{-8}\text{A}$ respectively. Furthermore, the nonuniformities of optical response were about $\pm 8.0\%$ and $\pm 4.0\%$.

7. The nonuniformity of the InGaAs linear arrays caused by processing factors was calculated. By development the innovative method for the sub-micro measurement, the pixel size fluctuations were measured as $\pm 0.6\%$. Combining the material factor, the reasons caused nonuniformity of the $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ linearly arrays were discussed. For $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ detectors, the composition fluctuation was the main factors caused nonuniformity, as well as the processing factors for small pixel size. While for $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ detectors, the composition fluctuation was the dominant factors

Key Words: InGaAs; detector; short wave

目 录

致谢.....	I
摘要.....	III
Abstract.....	V
第一章 引言.....	1
第二章 文献综述.....	3
2.1 红外辐射.....	3
2.2 红外探测器.....	4
2.2.1 红外探测器分类及简介.....	4
2.2.2 红外探测器发展历史和未来趋势.....	7
2.2.3 光电探测器性能参数.....	9
2.2.4 光电探测器噪声.....	10
2.2.5 光电探测器性能分析.....	13
2.3 InGaAs 红外探测器.....	15
2.3.1 InGaAs 材料.....	15
2.3.2 InGaAs 器件.....	16
2.3.3 InGaAs PIN 探测器极限探测率.....	17
2.3.4 InGaAs 焦平面研究进展及发展趋势.....	19
2.4 本论文研究背景和主要内容.....	21
第三章 InGaAs 探测器性能理论分析.....	23
3.1 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器响应率.....	23
3.1.1 响应率模型.....	23
3.1.2 吸收系数.....	25
3.1.3 载流子迁移率.....	30
3.1.4 少子寿命.....	35
3.1.5 响应曲线.....	37
3.2 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器暗电流.....	41
3.3 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器探测率.....	46
3.4 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 探测器探测率.....	49
3.4.1 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 探测器参数.....	49

3.4.2 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 探测器探测率	51
3.5 本章小结	53
第四章 InGaAs 探测器器件性能研究	55
4.1 InGaAs 探测器工艺	55
4.2 InGaAs 探测器测试技术	59
4.3 InGaAs 探测器器件研究	61
4.3.1 截止波长 $2.4\mu\text{m}$ 器件	61
4.3.2 截止波长 $2.9\mu\text{m}$ 器件	72
4.4 本章小结	76
第五章 InGaAs 256 元线阵研究	78
5.1 InGaAs 256 元线阵材料及工艺分析	78
5.2 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 256 元线阵器件	78
5.3 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 256 元线阵器件	85
5.4 InGaAs 256 元线阵不均匀性分析	89
5.4.1 器件工艺影响	89
5.4.2 总体考虑	94
5.5 本章小结	95
第六章 总结与展望	97
6.1 总结	97
6.2 展望	98
附录	100
参考文献	105
作者简介	114
发表文章目录	115

第一章 引言

工作在 $1\text{-}3\mu\text{m}$ 短波红外波段(SWIR)的探测器在军事和民用领域都有着重要的应用,军事上可以用于夜视、侦察、红外制导、红外成像、雷达测距等;民用上可以用于光纤通信、温度测量、工业过程控制以及汽车尾气监控等。由于很多物质在该波段具有独特的光谱特性,因此短波红外探测器在空间遥感如了解资源分布、土壤水分监测、大气成分分析、农作物估产等方面有着重要的作用^{[1][2]}。

目前应用于空间遥感的短波红外探测器材料主要有 HgCdTe 和 InGaAs 等,其中直接带隙的 InGaAs 材料随着组分调节,禁带宽度在 $0.35\text{-}1.43\text{eV}$ 范围内变化,可以覆盖 $0.87\text{-}3.54\mu\text{m}$,同时其还具有高迁移率、良好的稳定性和抗辐照特性等优点。使用 InGaAs 材料制作的红外探测器具有高量子效率,高灵敏度、低暗电流和快速响应,加上目前发展成熟的 III-V 材料生长和器件工艺技术,使得 InGaAs 红外探测器在短波红外空间遥感领域应用有着得天独厚的优势。

国际上最早进行空间遥感用 InGaAs 红外探测器研究的是法国 THOMSON 公司和美国 EPITAXX 公司。上世纪八十年代中期 Thomson 研制了 3000 元 InGaAs 扫描焦平面,应用在 SPOT4 卫星上,工作波长为 $1.55\text{-}1.70\mu\text{m}$,由 10 个 300 元小阵列拼接而成,主要用于农业等监测^[3]。美国 EPITAXX 公司从上世纪八十年代后期开始研究 InGaAs 探测器阵列,他们研制的 1024 元 InGaAs 阵列被用在欧空局新一代 ENVISAT 环境卫星上,其核心部件 SCIAMAXHIY 光谱仪中,4 个通道分别采用了 1024 元的晶格匹配和延伸波长的 InGaAs 线列器件^[4]。国内方面中科院上海微系统与信息技术研究所自 2003 年起基于气态分子束外延(GSMBE)方法进行面向遥感应用的 InGaAs 材料和器件研究^{[5][6]}。中科院上海技术物理研究所基于 GSMBE 外延材料,已成功研制了 256×1 和 512×1 的红外焦平面器件,并实现了清晰的扫描成像^{[7][8]}。

为了满足国家对发展空间遥感用短波红外探测器的迫切需求,本学位论文结合实验室研究课题,围绕空间遥感用 InGaAs 探测器及其阵列的物理和器件展开了深入地研究。通过建立 InGaAs 探测器的光谱响应,暗电流及探测率模型,理论分析了吸收层厚度、掺杂浓度等参数对探测器性能的影响;同时研制了截止波长为 $2.4\mu\text{m}$ 和 $2.9\mu\text{m}$ 的台面型 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 探测器,并对其性能进行了深入分析;在此基础上研制了 256×1 元的 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 线阵器件,分析了阵列不均匀性产生的

原因，取得了良好的结果，为下一步器件的工程化应用打下了坚实的基础。

第二章 文献综述

2.1 红外辐射

红外线是波长介于微波与可见光之间的电磁波, 波长在 $0.77-1000\mu\text{m}$ 之间, 其在军事、通讯、探测、医疗等方面有广泛的应用^[9]。

根据电磁波的特性, 红外线遵循着 Maxwell 电磁方程^[10], 在空气等物质内部和界面传播会发生吸收、反射和透射等, 其中吸收是影响传播的最主要因素。空气中的一些气体分子如 CO_2 , H_2O , NO_2 等有着与其物质分子结构相对应的特征吸收谱线^[11], 对某些波长的红外线产生强烈的吸收, 而对另外一些红外线则不产生吸收, 从而表现出很高的透射率。大气中对红外辐射吸收比较少的波段称为“大气窗口”, 主要包括三个: $1-3\mu\text{m}$, $3-5\mu\text{m}$, $8-14\mu\text{m}$ ^[12]。图 2.1 描述了红外线在大气中传播的透射曲线及一些常见气体的吸收谱线^[13]。

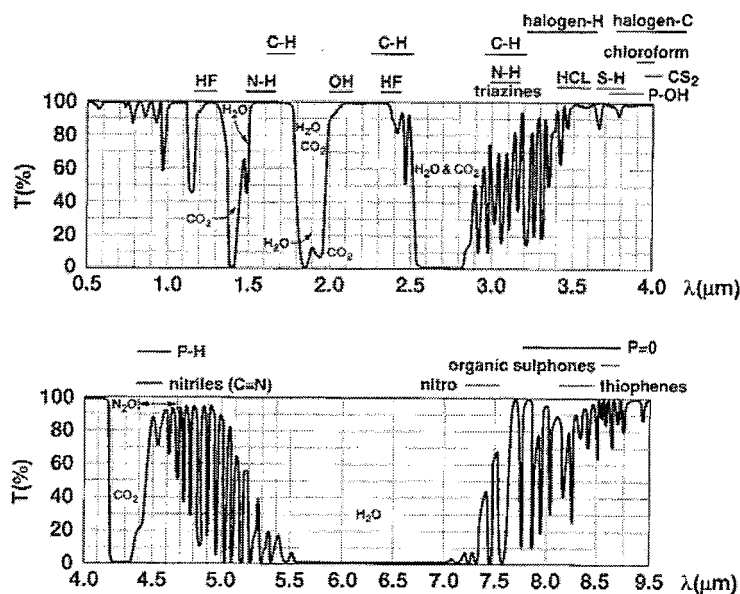


图 2.1 红外波段大气透射谱及一些常见气体的吸收谱线

目前对红外线的分类还没有统一的标准, 各个专业根据应用的需要, 有着自己的一套分类体系^{[9][14]}。一般使用者对红外线的分类为[1]近红外(NIR, IR-A DIN): 波长在 $0.75-1.4\mu\text{m}$; [2]短波红外(SWIR, IR-B DIN): 波长在 $1.4-3\mu\text{m}$; [3]中波红外(MWIR, IR-C DIN): 波长在 $3-8\mu\text{m}$; [4]长波红外(LWIR, IR-C DIN): 波长在 $8-15\mu\text{m}$; [5]远红外(FIR): 波长在 $15-1000\mu\text{m}$ ^[15]。

从 1800 年英国 W. Herschel 发现红外线到现在已经有二百多年历史。第一个百年中人们不断观察、实验、积累资料认识了红外线的本质, 掌握了红外辐射

的基本规律。第二个百年人们深入研究红外与物质的相互作用并不断融进其它学科,形成了以光学和凝聚态物理为主的交叉学科—红外物理学。同时又不断地进行技术开发和创新,使红外应用从军事国防迅速朝着资源勘探、气象预报、环境监测、医学诊治、海洋研究等关系到国计民生的各个领域扩展^[16]。在这些应用中红外探测又显得特别重要,因为要更好地研究红外线必须先对其进行探测。

2.2 红外探测器

人的眼睛可以探测可见光,却不能探测红外光;人的皮肤能够感觉红外线的热效应,却不能定量,从而需要寻求新的方法来定量地探测红外辐射的信息。理论上来说任何形态的物质只要在红外辐射作用下发生某种性质或物理量的变化,都可以被用来进行红外探测^[16]。这么多年来人们持续不懈地寻求新型功能材料和可利用的物理机制来制备出高性能的探测器件。

2.2.1 红外探测器分类及简介

按照工作机理不同,红外探测器常被分为热探测器和光子型探测器^[17]。热探测器利用红外光的热效应及材料对温度的敏感性来测量红外辐射,其原理是热敏材料吸收红外光后温度升高,利用材料的温度敏感特性将温度的变化转变为电信号。热探测的响应速度较慢,但其波长响应范围宽。目前主要利用(1)温差电效应:材料产生温度差的两端出现电压;(2)热释电效应:对温度敏感的强电介质温度升高,发生自激化从而产生电荷;(3)金属、气体等热胀冷缩现象;(4)超导体在 T_c 附近升高温度电阻急剧变化等等^[18]。

光子型探测器是利用光电效应原理设计和制作的。光电效应可分为光电子发射效应,光电导效应,光生伏特效应和光磁电效应。光电子发射效应是指在光辐射作用下产生的光电子逸出被照射材料的表面,称为外光电效应,多发生在金属类材料中。光电导效应,光生伏特效应和光电磁效应是在材料内部产生的,电子并不逸出材料的表面,也称为内光电效应。如表 2.1 所示。

半导体材料具有明显的光电效应,因此大多数的红外探测器都采用了半导体材料制作。这里着重介绍基于内光电效应的半导体红外探测器,特别是基于光电导和光生伏特效应的器件。

(I) 光电导探测器

当光照射到光电导器件时,在半导体材料内激发出光生载流子,载流子浓度

随着入射光强的变化而变化,使得光电导材料具有不同的电导率,在外加电压下,整个回路中的电流就会随着入射光的强度而变化,这就是光电导效应^[19]。光电导效应可以分为本征型光电导和非本征型光电导。在本征光电导器件中,半导体材料吸收一定能量的光子后,电子从价带跃迁到导带并产生电子空穴对,从而产生光电导。根据半导体知识其存在临界波长 $\lambda_c=1.24\mu\text{m}/E_g$,其中 E_g 为禁带宽度^[20]。在非本征光电导器件中,入射的光子激发杂质原子使电子从杂质能级跃迁到价带或者导带上,从而造成光电导效应。由于杂质能级到价带或者导带的能量比较小,很小的光子能量就可以产生光电导,这也表明非本征光电导要比本征光电导器件的响应波长要长。

(II) 光伏探测器

当探测器件中包含一个 PN 结时,无光照情况下结内存在着自建电场,当红外光照到 PN 结或附近时,产生的光生载流子在结电场的作用下分别向两边移动,从而在 PN 结两端形成光生电动势,即光生伏特效应。光伏探测器就是利用光生伏特效应来进行探测的,其包括 PN 同质结型,异质结型,肖特基型等。

表 2.1 光电效应分类及相应的探测器^[17]

名称	物理效应或原理	相应的探测器
外光电效应	光阴极发射光电子	光电管
	光电子倍增效应	光电倍增管
	打合手极倍增	
	通道电子倍增	像增强管
内光电效应	光电导(本征和非本征)效应	光敏电阻,光导管
	光生伏特效应	
	PN 结和 PIN 结	光电池,光电二极管
	雪崩效应	雪崩光电二极管
	肖特基势垒	肖特基势垒光电二极管
	光磁电效应	
	光子牵引	光磁电,光子牵引探测器

常见的一些光伏探测器包括光电池，光电二极管，光电三极管，雪崩探测器，MSM 探测器等等。关于光伏探测器件更详细的介绍可以参考 S. M. Sze 的《半导体器件物理》^[21]。

(III)量子阱红外探测器(QWIP)

量子阱探测器是一种基于量子阱内子带间光吸收跃迁的红外探测器。区别于普通的半导体探测器，其工作只需要一种载流子，而且响应波长与材料的禁带宽度无关。根据量子力学原理，通过交替生长势垒-势阱两种半导体薄层材料，将电子和空穴局限在各自阱内，这样电子或者空穴在垂直薄层方向上能量将会发生量子化，形成一系列的分立能级。吸收光子后电子或空穴在子能级或微带之间进行跃迁，形成光电流。通过控制势阱和势垒的宽度，使基态与激发态的能量间隔相当于所要求的某一波段，在设计上具有很大的灵活性。QWIP 的跃迁方式主要有三种^[21]：(1)从束缚态到束缚态的跃迁：两个量子化的能量被限定着，并且低于势垒能量，一个光子激发一个电子从基态跃迁到第一激发态，随后电子遂穿出势阱；(2)束缚态到连续态：基态上面的第一激发态能量高于势垒，受激电子可以更容易地逃离势阱。这种束缚态到连续态的激发对于具有高吸收，宽波长响应、低暗电流、高探测率应用的探测器更有保障；(3)束缚态到微带之间的跃迁：通过组合量子阱和超晶格结构，使量子阱中的激发态和超晶格中的微带重合，从而光激发的载流子就在微带中输运。关于更多的量子阱和量子阱/超晶格探测器的研究，可以参阅 H. Schneider, H. C. Liu, B. R. Nag, A. Rogalski 等人的工作^{[22][23][24][25][26]}。

(IV)量子点探测器(QDIP)^[27]

1982 年 Y. Arakawa 提出将量子点应用于光电器件中。根据量子力学原理，量子点在三维方向上都存在着限制效应，从而导致载流子形成分裂能级，同时量子态密度也有着很大的增加。理论上来说相对于 QWIP，采用量子点做吸收层的 QDIP 具有很多独特的优势：(1)响应范围较宽。因为量子点生长时尺寸，形状等存在一定的不均匀性，天生就获得比较宽的响应；(2)更高的探测率和工作温度。如果使分立的能级间距大于室温激活能，由于声子瓶颈效应^[28]，量子点中载流子具有更长的弛豫时间，从而具有更高的光生载流子输运效率；(3)更小的暗电流。

2.2.2 红外探测器发展历史和未来趋势

半导体红外光电探测器的成功使用可追溯到第一和第二次世界大战。德国首先制成硫化铊(Ti_2S) 红外光电导探测器并解决了工艺稳定问题,在此基础上又研制出重要的铅盐如 PbS 、 PbSe 等薄膜型器件,并把它们应用到红外测距、红外夜视等方面^[16]。冷战时期由于军备竞赛,新的半导体光电探测器不断被发现和研究,这类器件主要用 Ge 、 Si 、 InSb 等半导体材料制作,主要利用光电导、光生伏特、光磁电等效应。当时工作在短波红外波段($\text{SWIR } 1\sim 3\mu\text{m}$)的主要是 PbS 、 PbSe 、 InAs 等本征光电导探测器,光电导的 InSb 工作在 $3\sim 5\mu\text{m}$ 波段,波长更长的中远红外探测则使用热探测器件或非本征光电导器件,如掺入 Au 、 Cu 等杂质的 Ge 、 Si 探测器。1959 年英国皇家雷达研究所的 Lawson 等首次报道了半导体碲镉汞($\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$) 晶体^[29]。三元器件 HgCdTe 是二元的 CdTe 和 HgTe 的固溶体,通过调节 Hg 和 Cd 组分的比例连续改变禁带宽度,以制备不同波段的红外探测器,其波长可以从短波红外一直覆盖到长波红外波段。由于其本征载流子浓度低,电子迁移率高,非平衡少数载流子寿命长,介电常数小, HgCdTe 探测器达到了很高的性能,直到如今在红外探测领域还有着很重要的地位。

随后分子束外延 (MBE)、金属有机化学汽相外延(MOCVD) 等材料生长技术的发展,一些具有量子效应的器件被逐渐的开发出来。半导体量子阱红外探测器件、多量子阱、超晶格等一系列新型器件应运而生。现在多量子阱探测器已相当成熟^[24],但是它的最大缺点是量子效率低,性能难以达到 HgCdTe 的水平,但材料适合大规模阵列器件的制备,所以应用领域将会有一席之地。另外量子线、量子点等新型的微结构探测器件正被深入研究,其潜在应用价值也将被发掘出来。

在全面考察半导体红外探测器件发展时,看到其表现出从单元到多元、从单色到多色、从线列到面阵的明显趋势^[16]。目前应用在军事和民用上的多元探测器阵列有两种显著的系统:扫描系统(scanning systems)和凝视系统(staring systems)。区别在于扫描系统采用时间延迟积分(TDI)技术,通过串行方式对电信号进行读取;而凝视型系统则直接形成一张二维图像,采用并行方式对电信号进行读取。凝视型成像速度比扫描型成像速度快,但是需要的成本高,电路也复杂^[30]。

这些改进提高了输出信噪比, 展宽了探测功能并简化了成像系统。最初人们以单个探测单元通过光机扫描的方式实现图像探测, 即第一代红外系统; 后来出现了探测像元数目在 10^4 以上, 且自带信号读出电路的二维 $M \times N$ 元焦平面阵列 (FPA) 探测器, 即第二代红外系统; 现今集成了探测器后续信号处理电路, 包括信号读出电路、前放、模数转换器等第三代大阵列焦平面已开始应用到军事和民用领域^{[30][31][32]}。目前为止对第三代红外系统还没有严格的定义, 一般认为第三代红外探测器系统具有更多的像元, 更高的帧速, 更好的分辨率和多色探测功能^[33]。对于第三代成像系统来说目前还面临着很多挑战, 包括噪声等效温差、芯片大小、均匀性、辨认探测距离^[34]。

其中噪声等效温差(NEDT)是产生一个与噪声相当信号时目标的温度变化。对 FPA 来说 NEDT 是一个重要的性能系数, 读出电路的电荷处理能力, 积分时间和探测器暗电流是影响红外探测器 NEDT 的主要因素^[34]。

像素和芯片尺寸是重要的因素, 小的像素可以应用更小更轻的光学系统并降低成本。像素大小由衍射效应决定, 一个受衍射限制的光学点或者 Airy 斑的尺寸大小可以描述为 $d=2.44\lambda f$, 其中 d 是光学点的直径, λ 是波长, f 是透镜的 f 值^[35]。另一方面采用标准工艺的读出电路芯片尺寸由光刻和电路印刷等工艺步骤决定, 目前对于亚微米光刻, 芯片的大小限制在 $22 \times 22 \text{mm}^2$ ^[34], 因此阵列只能占 $18 \times 18 \text{mm}^2$, 因为每一边需要留大约 2mm 来做寄存器和一些驱动, 从而对于 1024×1024 的阵列来说, 像素的大小不超过 $18 \mu\text{m}$ 。

均匀性一直是焦平面器件应用的一个重要关注点。当探测器的探测率 (detectivity) 接近于 $10^{10} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 时, NEDT 受均匀性的影响较大^[34], 这表明当探测器的性能达到很高时, 焦平面的性能受均匀性限制。均匀性对准确的温度探测, 背景扣除等有重要的影响, 同时还影响红外系统的复杂性。

增加探测距离一直是红外探测应用想达到的一个目标, 通过使用多光谱探测或者多色探测器来修正不同波长下的图像, 从而提高探测距离^{[34][36]}。对于第三代红外探测器来说, 目前能够进行多色探测的探测器包括 HgCdTe, QWIP, InAs/GaSb_x 二型超晶格和量子点探测器等^{[37][38][39][40]}。

作为一个总结, 图 2.2 简要的列出了上个世纪以来整个红外探测发展史上的一些重要进程^[34]。

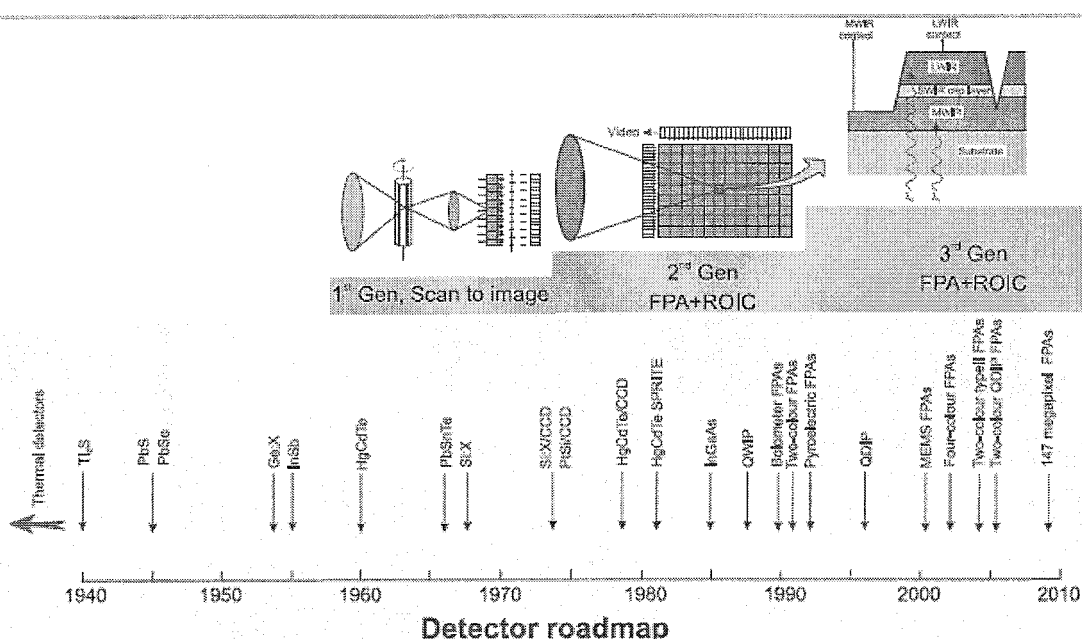


图 2.2 红外探测技术发展简图

2.2.3 光电探测器性能参数

光电探测器有以下几种特征参数^[19]:

- (1)响应率(也称灵敏度) R 。定义为单位入射光功率所产生的均方根电流或电压,单位为安/瓦或伏特/瓦, $R=\eta q/h\nu$, 其中 η 为外量子效率, ν 为入射光的频率。
- (2)暗电流。任何探测器在没有光照的情况下都会有一些微弱的电流产生,称为暗电流。
- (3)频率响应。定义为输出电流或电压对信号频率的响应,如果信号频率很高,每个信号周期内的载波光周期很少,探测器将无法响应信号周期的变化。频率响应是指峰值输出电流降到最大值一半时的调制频率,也反映了探测器的带宽。
- (4)信噪比 S/N 。信噪比是探测器探测到的信号与其产生的噪声之间的比例,是衡量探测器性能好坏的重要参数。在信号调制过程中要求探测系统附加的噪声最小,特别是探测微弱光信号时,探测器的噪声影响非常重要。
- (5)噪声等效功率 NEP 。指入射光功率所产生的信号电流或者电压有效值与噪声所产生的电流或电压有效值相等时的功率,也称最小可测功率。
- (6)探测率。噪声等效功率的倒数称为检测度 D 。为了方便进行不同类型探测器之间的比较,把单位入射功率,单位接收面积和单位带宽下的检测度 D 称为探测率 D^* 。 $D^*=(A\Delta\nu D)^{0.5}$, 其中 A 为探测器面积, $\Delta\nu$ 为探测器带宽。

对于应用在微弱信号环境下的探测器来说,噪声是非常重要的参量,直接决

定了探测器性能的好坏，所以有必要对探测器的噪声进行详细的分析。

2.2.4 光电探测器噪声

任何探测器都有一定的噪声，在输出端总存在一些毫无规律、无法预知的电压起伏。长时间看噪声电压从零向上涨和向下落的机会是相等的，其时间平均值为零，所以用时间平均值无法描述噪声大小。但如果取噪声电压平方对时间的平均值，在开方就得到方均根噪声电压

$$u_n = \sqrt{u_n^2(t)} \quad (2.1)$$

虽然噪声电压的起伏毫无规律，但方均根电压具有确定值。为此把探测器输出的方均根噪声电压(电流)称为探测器噪声电压(电流)^[41]。

许多时域问题往往在频域中讨论更方便，方法就是傅里叶变换。噪声电压的傅里叶变换为^[42]

$$u_n(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} u_n(t) e^{-i\omega t} dt, \quad u_n(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} u_n(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (2.2)$$

变换成立的条件是 $u_n(t)$ 绝对可积，即 $\int_{-\infty}^{+\infty} |u_n(t)| dt < \infty$ 。显然无限延续的噪声电压并不能满足上式，因此噪声电压的幅度傅里叶谱不存在。这时引入噪声电压的自相关和功率谱。定义：

$$g(t) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T u_n(t+\tau) u_n(\tau) d\tau \quad (2.3)$$

即对噪声电压进行卷积运算并求时间平均值。显然它满足绝对可积条件，因而它的变换谱存在，即

$$g(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(t) e^{-i\omega t} dt, \quad g(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} g(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (2.4)$$

令 $t=0$ ，则(2.3)式有

$$g(0) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T u_n^2(\tau) d\tau = \overline{u_n^2} \quad (2.5)$$

同样令 $t=0$ ，(2.4)式有

$$\overline{u_n^2} = g(0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} g(\omega) d\omega = \int_{-\infty}^{+\infty} g(f) df \quad (2.6)$$

另一方面，由(2.3)式：

$$g(0) = \overline{u_n^2} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} |u_n(\omega)|^2 d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \overline{|u_n(\omega)|^2} d\omega = \int_{-\infty}^{+\infty} \overline{|u_n(f)|^2} df \quad (2.7)$$

从而有

$$g(\omega) = \overline{|u_n(\omega)|^2}, \quad g(f) = \overline{|u_n(f)|^2} \quad (2.8)$$

它们是单位频带噪声电压消耗在 1Ω 电阻上的平均功率,称为噪声电压的功率谱。实际上,探测器的测量带宽是有限的,用 Δf 表示。那么当 $g(f)$ 为常数(白噪声)时有

$$g(0) = \overline{u_n^2} = 2g(f)\Delta f \quad (2.9)$$

于是求噪声电压的问题就转化为求解噪声功率谱 $g(f)$ 的问题,这为噪声的测量定下了理论的基础,实际中,经常通过测定噪声功率谱与频率的关系来研究噪声。

根据噪声产生的物理原因,光电探测器中的噪声主要分为散粒噪声、热噪声、产生-复合噪声和低频噪声^[42]。

(1) 散粒噪声

散粒噪声是由照射在光电探测器上的光子起伏及光生载流子流动的不连续性和随机性引起的,统计过程服从泊松分布。散粒噪声主要包括以下三类:

(I) 信号光的光子噪声

光子本身服从统计规律,每一时刻到达探测器的光子数及光激发的载流子也是随机的,从而产生起伏噪声,即光子散粒噪声。此光子噪声与平均光子达到速率、光阴极响应时间以及光功率大小有关。

(II) 背景光的光子噪声

受工作环境的限制,信号光常伴随一定的背景光信号。背景光信号会导致探测结果发生偏差,同时对输出带来光子噪声扰动。光电探测器具有高增益和高灵敏性,因而背景光的光子噪声不应忽视。

(III) 暗电流散粒噪声

材料的热激发作用将引起光电探测器光阴极随机产生的电子(热离子)发射起伏。在没有任何光照的情况下,热激发载流子将形成光电探测器的暗电流,它包括体暗电流和表面暗电流。引起暗电流的因素大致有:光电阴极的热电子发射、极间漏电流、离子和光的反馈作用、场致发射、放射性同位素和宇宙射线的影响。这种由光电探测器暗电流引起的输出信号起伏称为暗电流散粒噪声,它是基于外

光电效应器件的主要噪声^[43]。热激发散粒噪声噪声电流为

$$\overline{i_n^2} = 2qi_d\Delta f \quad (2.10)$$

其中 q 为电荷量, i_d 为暗电流, 相应的噪声电压:

$$V_n = \sqrt{2qi_d\Delta f R^2} \quad (2.11)$$

(2)热噪声

热噪声(又称约翰逊噪声), 是热对电荷载流子的激励而产生的噪声。热噪声来自于电阻内部自由电子或电荷载流子的不规则热运动。没有外场时导体中的电子做无规则热运动, 因而没有电流, 但由于涨落向两个相反方向运动的电子数并不完全相等, 导致在导体和半导体中产生涨落电势(噪声电压), 并引起涨落电流。可以证明单个电子的噪声贡献为^[42]

$$|i_1(\omega)|^2 = 2e^2\tau_0^2kT/md^2 \quad (2.12)$$

其中 k 为玻尔兹曼常数, T 是绝对温度, m 是电子质量, τ_0 为电子的平均碰撞时间。对一个浓度为 n , 体积 $V=Ad$ 的电阻样品中共有 nV 个电子, 则电子平均碰撞个数

$$\overline{N} = nV/\tau_0 \quad (2.13)$$

而电阻 $R=md/ne^2\tau_0A$ 。于是噪声功率谱

$$g(\omega) = \overline{|i_n(\omega)|^2} = \overline{N|i_1(\omega)|^2} = 2kT/R \quad (2.14)$$

进而由(2.9)式可以得出

$$\overline{i_n^2} = 4kT\Delta f/R \quad (2.15)$$

光电探测器的热噪声具有以下特点: 热噪声与温度 T 成正比; 与测量仪器的电子带宽成正比; 与频率无关, 噪声功率谱密度是常数; 热噪声与电阻中是否有电流流过无关。

(3)产生—复合噪声

光电探测器工作时, 激发的载流子产生和复合具有一定的随机性, 载流子的寿命在不同时刻存在一定差异, 载流子产生率与复合率在某个时间间隔内会在平均值上下起伏, 导致载流子浓度的起伏, 从而引起探测器输出信号的起伏, 即器件的产生—复合噪声(或称为 $g-r$ 噪声)。产生—复合噪声由偏置电流和杂质中心

的热电离产生, 其中偏置电流占主要地位。在本征器件中, 热激发载流子中的电子占优势^[42]。产生一复合噪声电流为:

$$\overline{i_n^2} = \frac{4qI(\tau/\tau_e)\Delta f}{1 + 4\pi^2 f^2 \tau^2} \quad (2.16)$$

其中 I 为光电流, τ 为载流子寿命, τ_0 为载流子的平均漂移寿命。在相对较低的频率, $2\pi f\tau \ll 1$, 此时有

$$\overline{i_n^2} = 4qI(\tau/\tau_e)\Delta f \quad (2.17)$$

(4) 1/f 噪声

1/f 噪声又称为闪烁或低频噪声。这种噪声是由光敏层的微粒不均匀或不必要的微量杂质引起的, 几乎在所有探测器中都存在这种噪声。它主要出现在大约 1kHz 以下的低频频域, 而且与光辐射的调制频率 f 成反比, 故称为低频噪声或 1/f 噪声。实验发现探测器表面的工艺状态(缺陷或不均匀等)对这种噪声的影响很大, 所以有时也称为表面噪声或过剩噪声^[44]。

从广义上说, 凡是功率谱密度与频率成反比的随机涨落现象均可称为 1/f 噪声。电子器件中 1/f 噪声电压的功率谱密度可写成: $g(f) = AI^\beta/f^\gamma$, 式中 I 为通过器件的电流, f 为频率, 参数 A 由器件结构特性决定, 常数 $\gamma = 0.8 \sim 1.2$, 典型值为 1.0, $\beta = 2.0$ (均匀材料)或 $1.0 \sim 2.0$ (结构较复杂的器件)。Hooge 根据迁移率涨落模型给出了一个经验公式^[45], 即: $g(f) = \alpha_H I^2/(fN)$, 其中 N 为载流子数, α_H 为 Hooge 系数。对于光伏探测器载流子数由 Van Der Zier 提出的方法来确定^[46]: $N = It/q$, 式中 t 为载流子的渡越时间, q 为电子电量。Hooge 系数 α_H 可作为衡量器件 1/f 噪声水平的一个参数。1/f 噪声具有两个基本特征: 1) 在一个相当宽的频率范围内, 1/f 噪声的功率谱密度与频率成反比。2) 1/f 噪声电压或电流的功率谱密度近似与通过器件的电流平方成正比。

以上是对光电探测器主要噪声的一些分析, 器件工作时会呈现出一两个主要的噪声机制。结合前面对探测器参数的了解, 就可以对探测器的性能, 特别是探测率 D^* 进行理论上的分析。

2.2.5 光电探测器性能分析

根据图 2.3 所示的探测器结构, 假设量子效率为 η , 则在能量为 $h\nu$ 的光子作用下探测器响应率为 $R = \eta q/h\nu$ 。根据上面对光电探测器噪声的分析, 最理想的情

况下探测器的噪声应该为热激发产生的散粒噪声^[47]。此时体内的暗电流可以描述为 $i_d = (G+R)A_e dq$ ， G 和 R 是载流子产生复合速率， d 为吸收层厚度， A_e 为吸收层的面积。根据公式(2.10)有 $I_n^2 = 2(G+R)A_e dq^2 \Delta f$ ，这里 Δf 为带宽。从而光电探测器的探测率可以表述成^[48]

$$D^* = \frac{\eta}{h\nu} \left(\frac{A_o}{A_e} \right)^{1/2} [2(G+R)d]^{-1/2} \quad (2.18)$$

其中 A_o 为光照的面积，一般情况下有 $A_o = A_e$ ，封装时采用透镜则可以增加 A_o/A_e 的比值。假设 $A_o/A_e = 1$ ，并且吸收层很厚，忽略正面和背面反射，此时有

$$\eta = 1 - e^{-\alpha d} \quad (2.19)$$

其中 α 为吸收系数，从而

$$D^* = \frac{1 - e^{-\alpha d}}{h\nu} [2(G+R)d]^{-1/2} \quad (2.20)$$

当 $d = 1.26/\alpha$ 时， $(1 - e^{-\alpha d})d^{-0.5}$ 达到最大，为 $0.62\alpha^{1/2}$ ，从而

$$D^* = \frac{0.45}{h\nu} \left(\frac{\alpha}{G+R} \right)^{1/2} \quad (2.21)$$

从上式可以看出器件的极限探测率与载流子的热产生和复合速率有关。为了达到高性能，可以通过减少热复合如降低器件的工作温度来实现。平衡时有 $R=G$ ，从而

$$D^* = \frac{0.31}{h\nu} \left(\frac{\alpha}{G} \right)^{1/2} \quad (2.22)$$

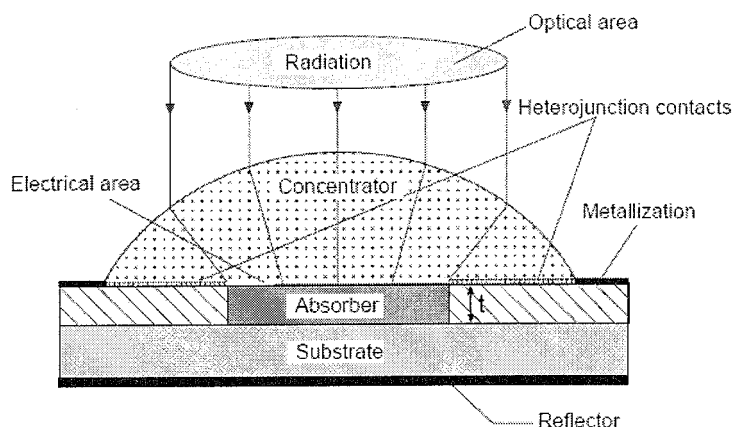


图 2.3 光电探测器结构

因此对任何红外光电探测器来说,吸收系数和热产生率的比率 α/G 是一个非常重要的性能参数,决定了探测器工作时所能达到的极限探测率。

以上对半导体红外光电探测器做了简要的介绍,目前红外光电探测器发展速度迅猛,种类繁多,已经覆盖到从近红外到长波红外大部分波段。在三个主要的“大气窗口”中,1-3 μm 短波红外波段是重要的波段,其广泛存在于自然界中,主要来源有自然环境反射、高温物体主动辐射、人造短波红外光源等。除可见光外夜光的大部分能量都集中在短波红外波段^[49],因此可以利用自然反射的短波红外光进行短波红外成像。另外在该波段中,很多物质具有独特的光谱特性,如岩石、矿物中含有的氢氧根,农作物中的水,空气中的 CO_2 , H_2S , NH_3 , N_2O 等。因此短波红外探测在如了解资源分布,土壤水分检测,大气成分分析,农作物分析,军事侦察和监视,工业多光谱成像分析,红外预警和夜视成像等众多民用和军事领域有着广阔的应用前景。

常见的用于制造短波红外焦平面探测器的材料包括 HgCdTe、InGaAs、InAs/GaSb、PtSi 等。经过长时间的研究和应用,基本上形成了 HgCdTe、InGaAs 领军, GaSb、PtSi 等其它材料百花齐放的格局。随着材料工艺和集成电路研究的不断深入,采用 HgCdTe 和 InGaAs 等制造的短波红外焦平面探测器已经商品化并广泛应用于多种领域。相对于 HgCdTe 来说, InGaAs 更容易生长质量控制和工艺处理,并且有对应的大直径和高质量的 III-V 族衬底,因此 InGaAs 红外焦平面探测器在短波红外波段的应用具有不可估量的前景。

2.3 InGaAs 红外探测器

2.3.1 InGaAs 材料

三元系材料 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 是由 GaAs 和 InAs 形成的混合固溶体,为闪锌矿结构,属于直接带隙半导体,其能带随合金的变化而变化,如图 2.4 所示。 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的禁带宽度从 InAs 的 0.35eV(3.5 μm)到 GaAs 的 1.42eV(0.87 μm),晶格常数由 InAs 的 6.06Å 到 GaAs 的 5.65Å^[50]。其中与 InP 衬底(晶格常数为 5.87Å)晶格匹配的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 的禁带宽度为 0.74eV(1.7 μm),目前已经在 0.9-1.7 μm 波段得到广泛的应用,如光纤通信,夜视等。如果要探测更长一点的波段,比如检测农作物中水分的吸收峰 1.9 μm ,就需要增加 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 中 In 的组分,不过随之带来的问题是没有合适的衬底与其晶格匹配。一种有效的方法是采用 InP 衬底,通过在其

上淀积缓冲层形成“赝衬底”，然后再生长 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ^{[51][52]}。不过这样依然存在着很多位错^{[53][54]}。目前有很多基于此的研究工作，也取得了一些可喜的结果^{[55][56][57][58]}。表 2.2 列出了 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 材料的一些基本参数^{[13][59]}，可以看出 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 具有的一些材料特性，如低的本征载流子浓度和高的电子迁移率，使其在红外探测领域有着不可比拟的优势。

2.3.2 InGaAs 器件

目前采用 InGaAs 材料的探测器有很多，如 InGaAs 光伏探测器^[60]，InGaAs 雪崩探测器^[61]，InGaAs 肖特基探测器^[62]和量子阱探测器^[63]等等。优化的探测器应该满足以下几点^[64]：轻掺杂吸收层；电极无暗电流贡献；吸收层表面不暴露；光生载流子远离表面等。异质结 $\text{N}^+\text{-p-P}^+$ 和 $\text{P}^+\text{-n-n}^+$ 光伏探测器可以满足以上的几个条件，其结构在设计时简单，生长也方便。所以本文将重点分析基于 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 吸收层的 $\text{N}^+\text{-p-P}^+$ 或 $\text{P}^+\text{-n-n}^+$ 光伏探测器，也称 InGaAs PIN 探测器。

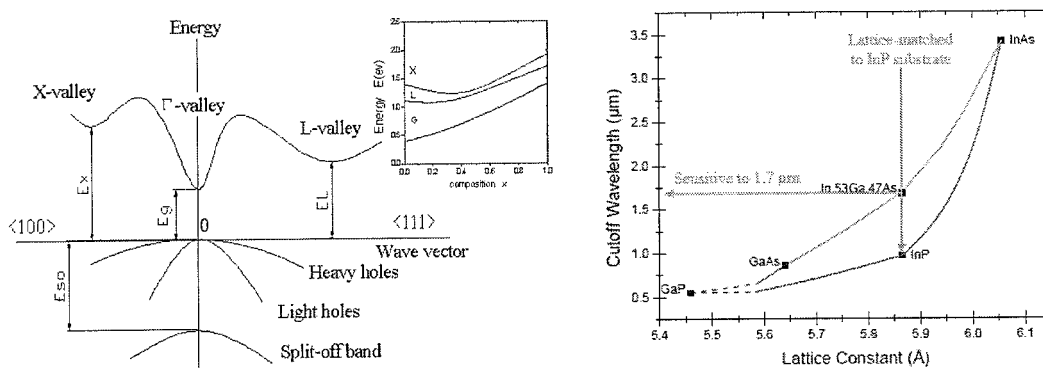


图 2.4 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 能带图及晶格常数与截止波长的关系

PIN 探测器材料可以通过 MOCVD 或者 MBE 等外延手段生长而成，器件目前主要有两种不同的结构：台面型结构和平面型结构。台面型器件是在原位掺杂的 $\text{P}^+\text{-i-N}^+$ 结构上通过刻蚀来隔离相邻的器件，这种方式的优点是工艺简单，重复性好，相邻器件之间的串音比较少；缺点是刻蚀使得器件侧面失去保护，器件的暗电流和噪声特性变差，因而需要有效的台面钝化技术，对于 III-V 化合物来说，目前还没有找到非常令人满意的钝化手段。平面型器件是在 N-i-N^+ 结构材料基础上采用离子注入或扩散的方法形成 pn 结，这种方法的优点是 pn 埋在材料内，与外界隔离从而暗电流和噪声相对较小；缺点是工艺较复杂并且像元之间可能存在较大的串音。

表 2.2 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 材料的一些基本参数

参数	$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$
晶格结构	闪锌矿	闪锌矿
晶格常数(Å)	5.8687	$6.0583-0.405(1-x)$
禁带宽度(eV)	0.75	$0.324+0.7(1-x)+0.4(1-x)^2$
低频介电常数	13.9	$15.1-2.87(1-x)+0.67(1-x)^2$
高频介电常数	11.6	$12.3-1.4(1-x)$
本征载流子浓度(cm^{-3})	6.1×10^{11}	
室温电子迁移率($\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$)	≤ 12000	$40-80.7(1-x)+49.2(1-x)^2 \times 10^3$
室温空穴迁移率($\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$)	≤ 300	
有效导带态密度(cm^{-3})	2.1×10^{17}	$2.5 \times 10^{19}[0.023+0.037(1-x)+0.003(1-x)^2]^{3/2}$
有效价带态密度(cm^{-3})	7.7×10^{18}	$2.5 \times 10^{19}[0.41+0.1(1-x)]^{3/2}$

2.3.3 InGaAs PIN 探测器极限探测率

InGaAs PIN 探测器目前已经应用到国防和民用中的很多领域,人们也不断的努力,渴望获得更高的性能,所以有必要分析 InGaAs PIN 探测器的极限探测率。

根据上述的光电探测器理论和公式(2.22)得知 α/G 是一个非常重要的性能参数。对于 InGaAs 探测器来说,产生复合速率 G 与载流子复合机制有很大的关系。载流子的复合机制主要包括^[65]: Shockley-Read-Hall 复合,辐射复合(Radiative)和俄歇复合(Auger)。其中辐射复合的影响很小,而 Shockley-Read-Hall 复合可以通过材料生长来控制,所以影响 InGaAs PIN 探测器极限探测率的只是俄歇复合。

俄歇复合是指在半导体中,导带与重、轻空穴带之间无辐射的传递过程,这是一个三粒子过程,一共有 10 种传递方式。对于碰撞能量 E_{th} 远大于 E_g 的六种复合形式(A-2, A-3, A-4, A-6, A-9, A-10)不是 Auger 复合的主要传递形式;在 $E_{th} \sim E_g$ 的四种形式中, A-5 和 A-8 的复合终态在轻空穴带上,而 A-1 和 A-7 的终态在重空穴带,因为重空穴带的态密度远大于轻空穴带,所以 A-1 和 A-7 是俄歇复合机制的两个基本形式。另外在直接带隙窄禁带的半导体材料中,当自旋-轨道分裂能量接近材料带隙时,自旋-轨道带比重空穴带更为重要,这是

A-S^[66]。所以 A-1, A-7 和 A-S 三种形式是俄歇复合的主要形式, 其中 A-1 过程是 n 材料中的主要复合过程, A-7 和 A-S 是 p 型材料中的主要复合过程。考虑非简并的情况, 此时

$$G = \frac{n}{2\tau_{A1}^i} + \frac{p}{2\tau_{A7}^i} + \frac{p}{2\tau_{AS}^i} \quad (2.23)$$

这里 n 和 p 是电子和空穴的浓度, τ_{A1}^i , τ_{A7}^i 和 τ_{AS}^i 是 A-1, A-7 和 A-S 的复合时间。从而有

$$\begin{aligned} D^* &= \frac{0.31}{h\nu} \left(\frac{\alpha}{G} \right)^{1/2} = \frac{0.31}{h\nu} \left(\frac{\alpha}{\frac{n}{2\tau_{A1}^i} + \frac{p}{2\tau_{A7}^i} + \frac{p}{2\tau_{AS}^i}} \right)^{1/2} = \frac{0.31}{h\nu} \left(\frac{\alpha}{\frac{n}{2\tau_{A1}^i} + \frac{p}{2\gamma\tau_{A1}^i}} \right)^{1/2} \\ &= \frac{0.31}{h\nu} \left(\frac{2\tau_{A1}^i \alpha}{n + p/\gamma} \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (2.24)$$

其中

$$\gamma = \frac{\tau_{A7}^i \cdot \tau_{AS}^i}{\tau_{A7}^i + \tau_{AS}^i} / \tau_{A1}^i \quad (2.25)$$

当 $p = \gamma^{1/2} n_i$ 时探测率可以达到最大^{[65][67]}, 从而 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 探测器的极限探测率

$$D^* = \frac{0.31}{h\nu} \left(\frac{\gamma^{1/2} \tau_{A1}^i \alpha}{n_i} \right)^{1/2} \quad (2.26)$$

通过计算可以得出室温下不同类型的 $N^+ - p - P^+$ 和 $P^+ - n - n^+$ 探测器的探测率随截止波长的关系, 如图 2.5 所示^[65]。从图上看 $P^+ - n - n^+$ 结构的探测器要比 $N^+ - p - P^+$ 的器件性能优越, 同时随着截止波长的增大极限探测率将会下降。

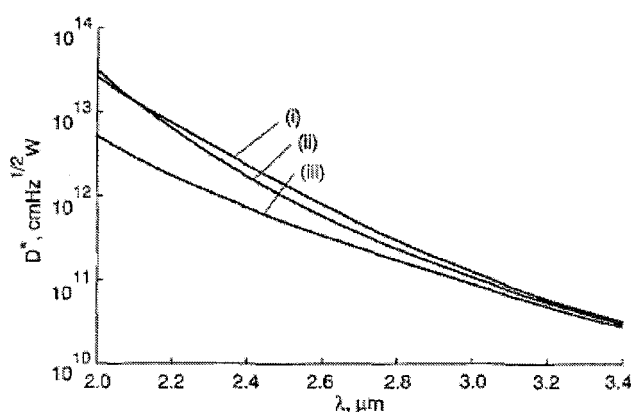


图 2.5 计算室温下不同截止波长 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 光伏探测器的极限探测率, 曲线(i) $N_d = 10^{15} \text{cm}^{-3}$, (ii) 本征材料, (iii) $N_a = 10^{15} \text{cm}^{-3}$ 。

2.3.4 InGaAs 焦平面研究进展及发展趋势

国外对 InGaAs 红外焦平面器件的研究起步比较早,许多厂商都已经拥有成熟的系列产品,例如美国 Goodrich 下属的无线传感公司,美国 Judson 公司,日本滨松公司等。这些公司在 InGaAs 红外焦平面器件的研发和生产领域都拥有雄厚的技术实力。

(1) 美国 Goodrich(SUI)公司

作为一家专业研制 InGaAs 探测器的公司,已经形成一系列的探测器产品,产品性能也在国际上一直处于领先地位。目前 Goodrich 公司的产品包括波长在 0.9-1.7 μm 的 320 $\times$ 240, 650 $\times$ 512, 1024 $\times$ 1024, 1280 $\times$ 1024 等面阵及 512、1024 元线阵。同时还提供短波扩展的 0.4-1.7 μm 、长波扩展 1.1-2.2 μm 和 1.1-2.6 μm 的面阵^[68]。

2005 年 Alan. Hoffman 等报道了该公司规模为 1280 $\times$ 1024 和 1024 $\times$ 1204 的平面型 InGaAs 短波红外焦平面探测器,响应波长为 0.9-1.7 μm ,光敏元中心距离 20 μm ,其中 1024 $\times$ 1024 焦平面器件的优值因子 R_0A 为 $1.5 \times 10^7 \Omega\text{cm}^2(265\text{K})$ 和 $8 \times 10^6 \Omega\text{cm}^2(280\text{K})$ ^[69]。2007 年 B. M. Onat 报道了该公司在 DARPA(Defense Advance Research Projects Agency)项目下的 640 $\times$ 512 面阵,光敏元间距为 20 μm ,通过转移剥离 InP 衬底,响应波长拓宽到 0.4-1.7 μm ,暗电流降低到 $2\text{nA}/\text{cm}^2$ 。同时还计划制作 1280 $\times$ 1024,光敏元间距为 15 μm ,暗电流小于 $2\text{nA}/\text{cm}^2$ 的 InGaAs 焦平面,以实现在微弱的光照下对 100m 外的人进行成像^[70]。到了 2011 年,新出的红外相机产品 GA1280J 使用了 1280 $\times$ 1024 的焦平面,光敏元间距 15 μm ,帧速 30Hz,在 1-1.6 μm 之间的量子效率 $>65\%$,室温平均探测率达到 $1.4 \times 10^{13} \text{cm} \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$,响应波长处于 0.7-1.7 μm ^[71],如图 2.6 所示。

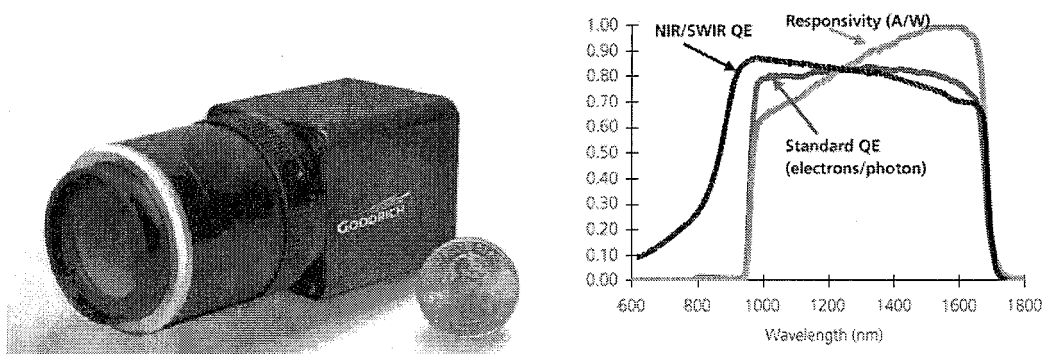


图 2.6 SUI 公司的红外相机和 GA1280J 产品的响应曲线

(2)美国 Teledyne Judson 公司

该公司拥有波长跨度从 0.8-2.6 μm 的一系列单元器件, 包括 J22, J23 系列, 其光敏元直径从 250-3000 μm 不等。室温下截止波长 1.7 μm 的器件峰值探测率达到 $5.0 \times 10^{12} \text{ cm Hz}^{1/2}/\text{W}$, 而截止波长 2.4 μm 的器件探测率则到达 $1.0 \times 10^{11} \text{ cm Hz}^{1/2}/\text{W}$ ^[72]。同时该公司也发展了一些小型的面阵, 2008 年 H.Yuan 报道了该公司的 320×240 元 InGaAs 焦平面, 其光敏元尺寸为 30×30 μm^2 , 响应波段为 0.9-1.7 μm 。器件在 1.35-1.6 μm 波段的量子效率在 80-85%, 有效象元为 99.8%^[73]。目前该公司也开始研制 1280×1024 的 InGaAs 焦平面, 光敏元尺寸为 20×20 μm^2 , 通过转移剥离 InP 衬底技术, 使响应波段扩展到 0.4-1.7 μm ^[74]。

(3)日本滨松光子公司(Hamamatsu Photonics)

日本滨松公司也是高性能非制冷红外光电探测器的领先设计者和制造商之一。该公司的 InGaAs 探测器包括高性能标准的单元器件, 相应波段为 0.9-1.7 μm , 光敏元直径为 200-5000 μm , 峰值量子效率高达 88%。相比于以前的陶瓷封装, 2011 该公司推出 G11193-03R 则采用了新颖的塑性封装^[75]。向长波方向扩展的探测器, 截止波长可以达到 1.9, 2.1 和 2.6 μm 。同时该公司还推出了一系列 256, 512 和 1024 元的线阵, 最小的光敏元间距达到 25 μm 。目前 512 和 1024 元线阵已经应用到海洋光学的 NIRQuest 等光谱仪上^[76]。

国内也有很多研究机构从事 InGaAs 探测器的研究工作, 例如中科院上海技术物理所, 中科院上海微系统与信息技术研究所, 中科院长春光学精密机械与物理研究所, 重庆光电技术研究所等。其中上海技术物理研究所采用微系统所 GSMBE 生长的材料成功研制台面型 256×1 正入射线阵芯片, 278K 峰值探测器为 $1.3 \times 10^{12} \text{ cm Hz}^{1/2}/\text{W}$, 通过与两个 128 元读出电路互连测得室温下响应率不均匀性为 13.9%, 并得到比较清晰的扫描图像^[77]。另外该所还研制了 512×1 的线阵, 平均峰值探测率为 $6.1 \times 10^{11} \text{ cm Hz}^{1/2}/\text{W}$ ^[8]。重庆光电技术研究所成功研制了 0.9-1.7 μm 的背照射 320×256 InGaAs 面阵, 光敏元间距为 30 μm , 利用 MOCVD 生长的材料采用扩散方法成结, 室温下峰值探测率达到 $6 \times 10^{12} \text{ cm Hz}^{1/2}/\text{W}$, 在可见度 500m 的条件下, 可实现对 3km 远的建筑物成像^[78]。

通过分析国内外 InGaAs 焦平面探测器的发展现状可以发现国际上的发展趋势今后将会集中在以下几个方面:

(1) 小光敏元、大规模阵列。为提高系统的性能, InGaAs 探测器将向更大面阵和更长线阵的大方向发展, 目前很多公司都拥有了 1280×1024 规模的面阵, 光敏元间距也减小到 $15\mu\text{m}$ 。根据 ADRPA-PCAR-III 的计划, 光敏元的间距要进一步减小到 $10\mu\text{m}$ ^[68], 目前 XenICs 公司公布的最新产品则已经将光敏元间距减少到 $12.5\mu\text{m}$ ^[79]。

(2) 低暗电流低噪声和非制冷工作。随着红外成像系统与功耗等要求的提高, 非制冷型探测器已经成为一个发展趋势, 这要求器件在室温下的暗电流噪声越来越低。Goodrich 等公司目前努力在减低暗电流小于 $2\text{nA}/\text{cm}^2$, 甚至降低到 $1\text{nA}/\text{cm}^2$ 。

(3) 多波段工作。多波段工作可以获取更丰富、更精准、更可靠的目标信息。对于 InGaAs 阵列来说, 多色也是其发展的一个重要的方向。

(4) 单片集成。目前主流的 InGaAs 焦平面都是通过 In 柱与 Si 基的读出电流相连, 而随着半导体材料生长和器件制备技术的成熟, 单片集成 InGaAs 焦平面阵列的研制也有了很大的突破。2001 年, 美国喷气推进实验室和无线传感合作研制出用于成像的 4×4 元单片式 InGaAs 有源像素传感器, 响应波段可以到 $0.5\text{--}2.5\mu\text{m}$ ^[80]。

2.4 本论文研究背景和主要内容

通过对半导体红外探测器特别是短波红外探测器技术的回顾和发展现状的介绍, 可以看到目前短波红外探测器处于高速发展阶段, 在红外成像、工业控制、空间遥感等方面有着重要的应用。为此, 自主研发高性能短波红外探测器对国家和社会有着不同寻常的意义。

本学位论文围绕空间遥感用 InGaAs 探测器的器件物理和器件工艺展开了深入的研究, 主要包括:

1. 建立了 InGaAs 探测器的光谱响应, 暗电流及探测率模型, 分析了吸收层厚度等不同参数对 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器光谱响应的影响, 并优化了 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 和 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 探测器吸收层的掺杂浓度
2. 对台面型器件的工艺进行了优化, 研制了截止波长为 $2.4\mu\text{m}$ 的 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 探测器。通过改善外延层结构, 减少了吸收层中的位错密度, 提高了器件的性能。进一步分析 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 探测器室温下暗电流的构成, 发现改善后的结构有效地提高了少子寿命及有效复合寿命, 并降低了界面复合速度。
3. 研制了截止波长 $2.9\mu\text{m}$ 的 $\text{In}_{0.90}\text{Ga}_{0.10}\text{As}$ 探测器, 通过与商品 InAs 探测器比较,

发现 InGaAs 探测器在小于 $3\mu\text{m}$ 的波段有一定的应用潜力，向更长波方向延伸则面临着巨大的挑战。

4. 研制了 256×1 元的 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 线阵器件，分析了工艺因素对线阵性能均匀性的影响，创新性地发展了方便可靠的亚微米尺度精确表征方法，并分析了 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 线阵不均匀性产生的主要原因。

第三章 InGaAs 探测器性能理论分析

上一章中对探测器性能的一些理论分析是基于很多理想的假设,在实际情况下器件达不到这些条件,所以有必要根据实际情况对器件性能进行理论上的探讨,这里我们重点分析响应率,暗电流和探测率三个性能参数。

3.1 In_{0.53}Ga_{0.47}As 探测器响应率

3.1.1 响应率模型

考虑双异质结 P⁺-n⁻-N⁺结构器件正面进光的情形,如图 3.1(a)所示,其中 d_1 是 P⁺ InP 厚度, d_2 是 n⁻ In_{0.53}Ga_{0.47}As 吸收层的厚度, x_1 , x_2 是两边的耗尽层厚度。图 3.1(b)描述的是 InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As 体系的能带图,相关的参数 $E_{g1}=1.34\text{eV}$, $E_{g2}=0.74\text{eV}$, $\Delta E_c=0.26\text{eV}$, $\Delta E_v=0.34\text{eV}$ ^[50]。

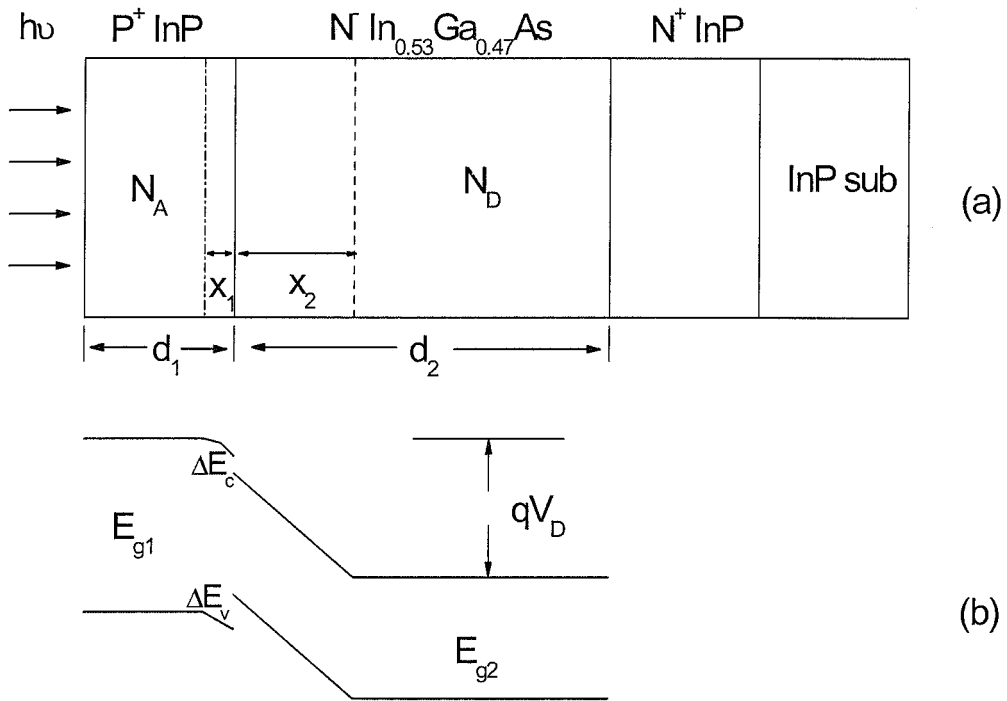


图 3.1 In_{0.53}Ga_{0.47}As P⁺-n⁻-N⁺结构及 InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As 体系能带图

为了处理方便这里采用一维器件模型,假设入射光光强为 P_0 ,则 In_{0.53}Ga_{0.47}As 中产生的电子空穴对为^[81]:

$$G = \eta_1 \alpha_2(\lambda)(1-r)e^{-\alpha_2(\lambda)x}e^{-\alpha_1 d_1} P_0 / h\nu \quad (3.1)$$

其中 $\alpha_1(\lambda)$ 为窗口层 InP 的吸收系数, $\alpha_2(\lambda)$ 为 In_{0.53}Ga_{0.47}As 的吸收系数, r 为表面

反射率, $h\nu$ 为入射光子能量, η_1 为内量子效率, 即材料吸收一个光子产生电子空穴对的概率。整个探测器中对光电流有贡献的部分主要为四个: 耗尽区 x_1 , x_2 和邻近的两个准中性区。其中耗尽区 x_2 产生的光电流:

$$J_{ND} = \int_0^{x_2} q\eta_1\alpha_2(1-r)e^{-\alpha_2x}e^{-\alpha_1d_1}P_0/h\nu dx = q\eta_1(1-r)e^{-\alpha_1d_1}[1-e^{-\alpha_2x_2}]P_0/h\nu \quad (3.2)$$

同理, 耗尽区 x_1 产生的光电流有

$$J_{PD} = q\eta_1(1-r)[e^{-\alpha_1(d_1-x_1)} - e^{-\alpha_1d_1}]P_0/h\nu \quad (3.3)$$

对于准中性区 d_2-x_2 , 假设异质结是一个突变结, 在小注入的条件下, 根据连续性方程:

$$D_p \frac{d^2\Delta p}{dx^2} - \frac{\Delta p}{\tau} + \eta_1(1-r)\alpha_2e^{-\alpha_2x}e^{-\alpha_1d_1}P_0/h\nu = 0 \quad (3.4)$$

边界条件:

$$\begin{aligned} x = x_2, \Delta p &= 0 \\ x = d_2, -D_p \frac{d\Delta p}{dx} \Big|_{x=d_2} &= S\Delta p \Big|_{x=d_2} \end{aligned} \quad (3.5)$$

其中 D_p 为空穴的扩散系数, S_2 为 $n^- \text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As} / N^+ \text{InP}$ 的界面复合速度

$$J_N = -qD_p \frac{d\Delta p}{dx} \Big|_{x=x_2} \quad (3.6)$$

经过计算, 结果如下:

$$J_N = \frac{P_0}{h\nu} \eta_1(1-r)e^{-\alpha_1d_1} \frac{\alpha_2 L_2}{(\alpha_2 L_2)^2 - 1} \left[\alpha_2 L_2 e^{-\alpha_2 x_2} - \frac{e^{-\alpha_2 x_2} B_n + e^{-\alpha_2 d_2} (\alpha_2 - \frac{S_2}{D_2}) L_2}{A_n} \right] \quad (3.7)$$

这里

$$A_n = \text{Cosh}\left(\frac{d_2 - x_2}{L_2}\right) + \frac{S_2}{D_2} L_2 \text{Sinh}\left(\frac{d_2 - x_2}{L_2}\right),$$

$$B_n = \text{Sinh}\left(\frac{d_2 - x_2}{L_2}\right) + \frac{S_2}{D_2} L_2 \text{Cosh}\left(\frac{d_2 - x_2}{L_2}\right)$$

同理可得:

$$J_P = \frac{P_0}{h\nu} \eta_1(1-r_1) \frac{\alpha_1 L_1}{(\alpha_1 L_1)^2 - 1} \left[\alpha_1 L_1 e^{-\alpha_1(d_1-x_1)} - \frac{(\alpha_1 + \frac{S_1}{D_1}) L_1 - e^{-\alpha_1(d_1-x_1)} B_p}{A_p} \right] \quad (3.8)$$

其中 S_1 为表面复合:

$$A_p = \text{Cosh}\left(\frac{d_1 - x_1}{L_1}\right) + \frac{S_1}{D_1} L_1 \text{Sinh}\left(\frac{d_1 - x_1}{L_1}\right)$$

$$B_p = \text{Sinh}\left(\frac{d_1 - x_1}{L_1}\right) + \frac{S_1}{D_1} L_1 \text{Cosh}\left(\frac{d_1 - x_1}{L_1}\right)$$

从而总的光电流为:

$$J = J_{PD} + J_{ND} + J_P + J_N \quad (3.9)$$

进而探测器的响应度为:

$$R = \frac{J}{P_0} = \frac{J_{PD} + J_{ND} + J_P + J_N}{P_0} = \frac{q}{h\nu} (\eta_{PD} + \eta_{ND} + \eta_P + \eta_N) \quad (3.10)$$

其中:

$$\eta_{PD} = \eta_1 (1 - r) [e^{-\alpha_1(d_1 - x_1)} - e^{-\alpha_1 d_1}]$$

$$\eta_{ND} = \eta_1 (1 - r) e^{-\alpha_1 d_1} (1 - e^{-\alpha_2 x_2})$$

$$\eta_P = \eta_1 (1 - r) \frac{\alpha_1 L_1}{(\alpha_1 L_1)^2 - 1} \left[\alpha_1 L_1 e^{-\alpha_1(d_1 - x_1)} - \frac{(\alpha_1 + \frac{S_1}{D_1}) L_1 - e^{-\alpha_1(d_1 - x_1)} B_p}{A_p} \right]$$

$$\eta_N = \eta_1 (1 - r) e^{-\alpha_1 d_1} \frac{\alpha_2 L_2}{(\alpha_2 L_2)^2 - 1} \left[\alpha_2 L_2 e^{-\alpha_2 x_2} - \frac{e^{-\alpha_2 x_2} B_n + e^{-\alpha_2 d_2} (\alpha_2 - \frac{S_2}{D_2}) L_2}{A_n} \right]$$

这也和 Y. Tian, P. Chakrabarti 等人的计算结果相类似^{[82][83]}。

从公式 3.10 可以看出, $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器响应率与吸收系数 $\alpha_1(\lambda)$ 、 $\alpha_2(\lambda)$, 载流子扩散系数 D_1 、 D_2 , 扩散长度 L_1 , L_2 和复合速度 S_1 , S_2 有关, 下面将分别讨论这些参数。

3.1.2 吸收系数

材料对入射光的光学响应可以用介电常数 $\epsilon(\omega) = \epsilon_1(\omega) + i\epsilon_2(\omega)$ 来表示。介电常数可以由实验得出^[84], 比如通过椭圆偏振光谱(spectroscopic ellipsometry)^[85], 反射光测量和电子能量损失谱(electro-energy-loss spectroscopy)等等。实验测量存在的问题是得不到很大范围内连续性的结果, 且这些结果不能被描述成入射光子能量和布里渊区临界点(critical-point CP)的分析函数。为解决这个问题人们尝试了

另外一种方法：建立关于介电常数的理论模型，通过与实验结果进行比较拟合，得到在较大的能量范围内连续性的介电常数值。

目前关于介电常数的理论模型有好多种。根据方法的不同，大致可以分为量子力学模型和半经验模型^[86]。严格的量子力学模型采用 *ab initio* 或者第一性原理来得到介电常数的实部和虚部表达式；还有一种是半量子力学模型(semi quantum mechanical model)，先采用第一性原理计算介电常数的虚部，接着通过 Kramers-kroning(KK)关系得到介电常数的实部^[87]。

半经验模型主要包括阻尼谐振子模型(damped harmonic oscillator model, DHO)，标准临界点模型(SCP)以及 Fourouhi 和 Bloomer^[88]，Adachi^[89]，Kim^[90] 等人提出的模型。DHO 模型通过有限个 Lorentz 振子叠加来描述介电常数^[91]，

$$\varepsilon(\nu) = 1 - \sum_{j=1}^N A_j \left(\frac{1}{h\nu + h\nu_j + i\Gamma_j} - \frac{1}{h\nu - h\nu_j + i\Gamma_j} \right) \quad (3.11)$$

其中 $h\nu$ 是入射的光子能量， Γ_j 是可调的阻尼常数， A_j 是拟合的强度参数， $h\nu_j$ 是振子能量。而 SCP 模型则是考虑了各个布里渊区临界点的贡献之和^[92]：

$$\varepsilon(\nu) = \sum_{j=1}^N [C_j - A_j \exp(i\phi_j)(h\nu - h\nu_j + i\Gamma_j)^n] \quad (3.12)$$

这里各临界点通过振幅 A_j ，非共振的贡献 C_j ，寿命展宽 Γ_j ，CP 的能量阈值 $h\nu_j$ 和激子的相位 ϕ_j 来描述。对一维、二维和三维 CP， n 分别为 -0.5、0 和 0.5；而对具有洛伦兹线形状的分立激子 n 为 -1。

不过以上两种方法都存在一些问题，SCP 模型可以准确地描述介电常数二级和三级微分结果，并得到布里渊区临界点(CP)的一些信息，但是该模型不能准确地描述介电常数本身。与此相反 DHO 模型可以描述介电常数但不能描述微分结果，从而不能提供准确的 CP 点信息，而且很高的拟合精度需要增加相当多的振子数量，这会使计算变得异常复杂。

结合以上两种模型 Adachi 提出一个简单的模型，该模型在四个低能量 CP 点(E_0 , $E_0+\Delta_0$, E_1 , $E_1+\Delta_0$)采用特定的表达式来描述介电常数，而在高能量跃迁处(E_0' , E_2)则采用 DHO 模型。这些临界点的位置参考图 3.2^[86]，其中 $E_0[\Gamma_{8v} \rightarrow \Gamma_{6c}]$ ， $E_0+\Delta_0[\Gamma_{7v} \rightarrow \Gamma_{6c}]$ ， $E_1[L_{4,5v} \rightarrow L_{6c}]$ ， $E_1+\Delta_1[L_{6v} \rightarrow L_{6c}]$ ， $E_2[X_{7v} \rightarrow X_{6c}]$ ，间接跃迁 $E_{gL}[\Gamma_{8v} \rightarrow X_{6c}]$ 。Adachi 模型简单并得到与实验值接近的结果，但存在的一个问题是在部

分能量范围内, 该模型与实验结果稍有偏差, 尤其是在基础跃迁 E_0 附近。产生这个问题的关键点是模型中假设吸收线为洛仑兹展宽(Lorentzian broadening), 这使得 E_0 处计算出来的吸收值偏大。Rakic 和 Majewski 通过高斯展宽来替代洛仑兹展宽, 得到了关于 GaAs 和 AlAs 比较吻合的结果^[93]。而后 Djuriscic 和 Rakic 等人又在其基础上引入激子效应, 很好的模拟了 GaP, InP 和 InAs 的介电常数^[94]。

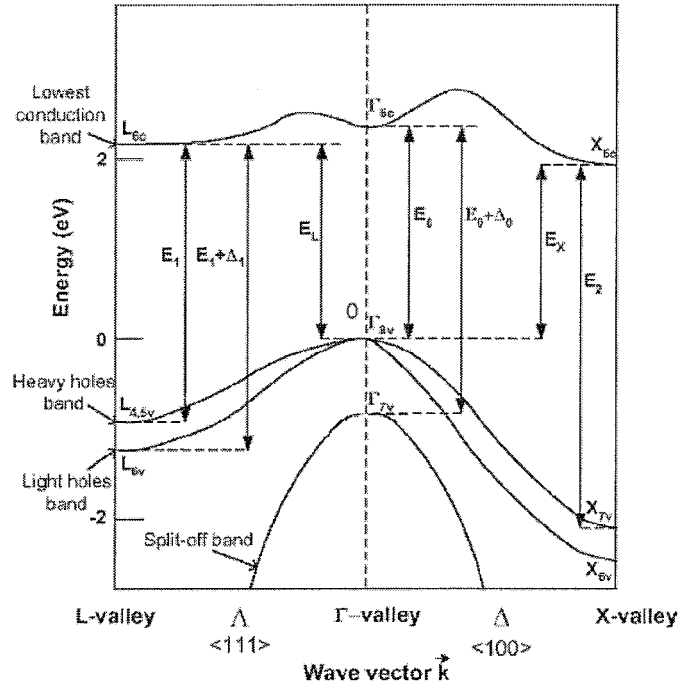


图 3.2 各种临界点的位置参考图

以上各种方法中, 量子力学模型的结果从数值, 谱型还有峰值上都与实验结果符合的不好, 而 DHO 模型和 SCP 模型也存在着缺陷。基于 Adachi 模型上的一些修正模型会引入复杂的参数, 目前也没有关于 InGaAs 材料的拟合参数。另一方面考虑到我们只是对响应光谱随参数的变化感兴趣, 对光谱曲线的形状要求不是非常严格, 所以这里采用相对简单的 Adachi 模型。

材料的折射率 $n=n(\omega)+ik(\omega)=\varepsilon(\omega)^{1/2}$, 其中 $n(\omega)$ 是折射率的实部, $k(\omega)$ 是虚部, 也称衰减系数, $\varepsilon(\omega)=\varepsilon_1(\omega)+i\varepsilon_2(\omega)$, 解方程有:

$$n(\omega) = \left(\frac{[\varepsilon_1(\omega)^2 + \varepsilon_2(\omega)^2]^{1/2} + \varepsilon_1(\omega)}{2} \right)^{1/2} \quad (3.13)$$

$$k(\omega) = \left(\frac{[\varepsilon_1(\omega)^2 + \varepsilon_2(\omega)^2]^{1/2} - \varepsilon_1(\omega)}{2} \right)^{1/2} \quad (3.14)$$

从而

$$\alpha(\omega) = \frac{4\pi}{\lambda} k(\omega) = \frac{4\pi}{\lambda} \left(\frac{[\varepsilon_1(\omega)^2 + \varepsilon_2(\omega)^2]^{1/2} - \varepsilon_1(\omega)}{2} \right)^{1/2} \quad (3.15)$$

其中 λ 为入射光的波长。介电常数中实部和虚部可以通过 KK 关系相互转变:

$$\varepsilon_1(\omega) = 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{\omega' \varepsilon_2(\omega')}{(\omega')^2 - \omega^2} d\omega' \quad (3.16)$$

$$\varepsilon_2(\omega) = -\frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{\varepsilon_1(\omega')}{(\omega')^2 - \omega^2} d\omega' \quad (3.17)$$

如果可以得到 $\varepsilon_2(\omega)$ 在整个能量范围内的表达式, 那么 $\varepsilon_1(\omega)$ 就可以被计算出来, 反之亦然。 $\varepsilon_2(\omega)$ 可以如下表示^[95]:

$$\varepsilon_2(\omega) = \frac{4\hbar^2 e^2}{\pi m^2 \omega^2} | \langle c | p | v \rangle |^2 J_{cv}(\omega) \quad (3.18)$$

这里 $\langle c | p | v \rangle$ 是价带导带跃迁的动量矩阵元, $J_{cv}(\omega)$ 是联合态密度函数, 可以通过计算各个 CP 点得到。

假设 $E_0, E_0 + \Delta_0$ 属于 3-D M_0 型 CP, 并且能带为抛物线形状。通过 KK 关系得到 $E_0, E_0 + \Delta_0$ 跃迁对 $\varepsilon_1(\omega)$ 和 $\varepsilon_2(\omega)$ 的贡献^[95]:

$$\varepsilon_2(\omega) = \frac{A}{(\hbar\omega)^2} [(\hbar\omega - E_0)^{0.5} H(\chi_0 - 1) + \frac{1}{2}(\hbar\omega - E_0 - \Delta_0)^{0.5} H(\chi_{so} - 1)] \quad (3.19)$$

$$\varepsilon_1(\omega) = \frac{A}{E_0^{1.5}} [f(\chi_0) + \frac{1}{2} \left(\frac{E_0}{E_0 + \Delta_0} \right)^{1.5} f(\chi_{so})] \quad (3.20)$$

其中 A 是跃迁强度,

$$f(\chi_0) = \frac{1}{\chi_0^2} [2 - (1 + \chi_0)^{0.5} - (1 - \chi_0)^{0.5} H(1 - \chi_0)]$$

$$f(\chi_{so}) = \frac{1}{\chi_{so}^2} [2 - (1 + \chi_{so})^{0.5} - (1 - \chi_{so})^{0.5} H(1 - \chi_{so})]$$

$$\chi_0 = \hbar\omega / E_0$$

$$\chi_{so} = \hbar\omega / (E_0 + \Delta_0)$$

$$H(z) = 1 \quad z \geq 0; \quad H(z) = 0 \quad z < 0$$

而 $E_1, E_1 + \Delta_1$ 属于 3-D M_1 型 CP, 从而对 E_1 跃迁

$$\varepsilon_2(\omega) = \pi\chi_1^{-2}[B_1 - B_{11}(E_1 - \hbar\omega)^{0.5}H(1 - \chi_1)] \quad (3.21)$$

对 $E_1 + \Delta_1$ 跃迁

$$\varepsilon_2(\omega) = \pi\chi_{1s}^{-2}[B_2 - B_{21}(E_1 + \Delta_1 - \hbar\omega)^{0.5}H(1 - \chi_{1s})] \quad (3.22)$$

其中 B 为跃迁强度, H 定义同上

$$\chi_1 = \hbar\omega / E_1, \quad \chi_{1s} = \hbar\omega / (E_1 + \Delta_1)$$

由于 3-D M_1 类型的 CP 其纵向的有效质量比横向有效质量大的多, 所以可以将它看成 2-D M_0 类型的 CP, 从而对 $\varepsilon_2(\omega)$ 的贡献可以表达成

$$\varepsilon_2(\omega) = \pi\chi_1^{-2}B_1H(\chi_1 - 1) + \pi\chi_{1s}^{-2}B_2H(\chi_{1s} - 1) \quad (3.23)$$

根据 KK 关系有

$$\varepsilon_1(\omega) = -\chi_1^{-2}B_1 \ln(1 - \chi_1^2) - \chi_{1s}^{-2}B_2 \ln(1 - \chi_{1s}^2) \quad (3.24)$$

需要指出的是, 根据上式计算 ε_1 和 ω 关系时 $E_1, E_1 + \Delta_1$ CP 处存在着发散。众所周知, 阻尼作用即寿命加宽效应强烈的影响此光学跃迁过程, 如果在上式中将 $\hbar\omega$ 用 $\hbar\omega + i\Gamma$ 代替, 其中 Γ 为阻尼能量, 这样就得到与实验吻合的结果。

在 III-V 族闪锌矿半导体中, 比 E_1 能量高的对 $\varepsilon_2(\omega)$ 有贡献的是 E_2 点, 不过 E_2 跃迁非常的复杂, 因为它不能被定义成单一的 CP 点。考虑阻尼谐振子振荡模型(DHO)^[95]

$$\varepsilon_2(\omega) = C\chi_2\gamma / [(1 - \chi_2^2)^2 + (\chi_2\gamma)^2] \quad (3.25)$$

$$\varepsilon_1(\omega) = C(1 - \chi_2^2) / [(1 - \chi_2^2)^2 + (\chi_2\gamma)^2] \quad (3.26)$$

这里 C 是跃迁强度, γ 是阻尼因子。

$$\chi_2 = \hbar\omega / E_2$$

对于间接跃迁 E_{gL} , 可以通过二阶微扰过程得出^[95]:

$$\varepsilon_2(\omega) = \frac{D}{(\hbar\omega)^2} (\hbar\omega - E_g^{ID} \pm \hbar\omega_q)^2 H(1 - \chi_g) H(1 - \chi_{ch}) \quad (3.27)$$

这里 D 是间接跃迁强度, $\hbar\omega_q$ 是间接跃迁过程中参与的声子能量, E_{ch} 是高能截止能量, 这里假设 $E_{ch} = E_1$, H 和上面定义类似。不过间接跃迁对 $\varepsilon_1(\omega)$ 的贡献没有确定的表达式, 且不容易通过 KK 关系得到, 所以这里假设间接跃迁对 $\varepsilon_1(\omega)$ 的贡献为常量 ε_∞ 。

总的 $\varepsilon(\omega)$ 则是上述各个 CP 点的叠加, 图 3.3 描述了室温下 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 和 InP 的吸收系数, 其中 $\varepsilon_2(\omega)$ 是由公式(3.19), (3.21), (3.22), (3.25), (3.27)的叠加, $\varepsilon_1(\omega)$ 则是通过(3.20), (3.24), (3.26)和 ε_∞ 得到, 各个参数的拟合值如表 3.1^[96]所示。可以看出 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 和 InP 的吸收系数在吸收边附近呈现快速的上升, 其数量级达到 10^4cm^{-1} 左右。需要指出的是曲线在 $1.2\mu\text{m}$ 附近的跳跃是由模型计算的局限性所致, 其对后面的分析影响不大。

对于不同温度下的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 吸收系数, 目前并没有太多的实验结果^[97], 文献调研发现不同温度下只发生吸收边和各个 CP 点位置的移动, 吸收系数数量级上不发生很大波动。结合 J. A. Gonzalez-Cuevas 等人的结果^[86], 假设不同温度下 Adachi 模型中的参数 A , B_1 , B_2 , B_{11} , B_{12} , T , C , γ , D , ε_∞ 都保持不变, 变化的只是各临界点 CP 的位置。关于 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 各个 CP 点随温度的变化关系同样没有相应的实验结果, 这里通过估算来得出这些 CP 点的值。

根据 Varshni 方程有 $E(T)=E(0)-\alpha T^2/(T+\beta)$, 其中 $E(0)$ 是绝对零度下的能量值, α, β 是拟合参数^[20], 目前没有详细的关于 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 各个 CP 点的 α 和 β 参数。取而代之, 我们根据 Vegard 定律来得到 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 各个 CP 点的值。

参量 $P(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As})=xP(\text{InAs})+(1-x)P(\text{GaAs})-x(1-x)C$, 其中 C 是弯曲因子。表 3.2 列出了 InAs 和 GaAs 的 $E(0)$, α , β 以及各个 CP 点的 C 值^[86], 根据这些值就可以得到 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 在不同温度点下的 CP 值, 如表 3.3 所示。

依据以上假设和参数分析, 图 3.4 描绘了模拟的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 和 InP 不同温度下的吸收系数。另外根据 Fresnel 关系, 入射光在 InP 和空气界面的反射率

$$r = \frac{(1 - n(\omega))^2 + k(\omega)^2}{(1 + n(\omega))^2 + k(\omega)^2} \quad (3.28)$$

计算得到的反射率大约在 30% 左右。

3.1.3 载流子迁移率

载流子迁移率是描述载流子运动和模拟器件中电流的重要参数, 人们对此做了大量的测量和理论工作。在这些理论工作中, 通过建立各种散射机制的理论方程, 研究和模拟载流子迁移率行为, 例如对于非极性半导体影响载流子迁移率的两个主要散射是声学声子和电离杂质散射。声学声子散射迁移率随温度和有效质量的增加而减少, 而电离杂质散射迁移率随着温度的增加而增加。除了上述散射

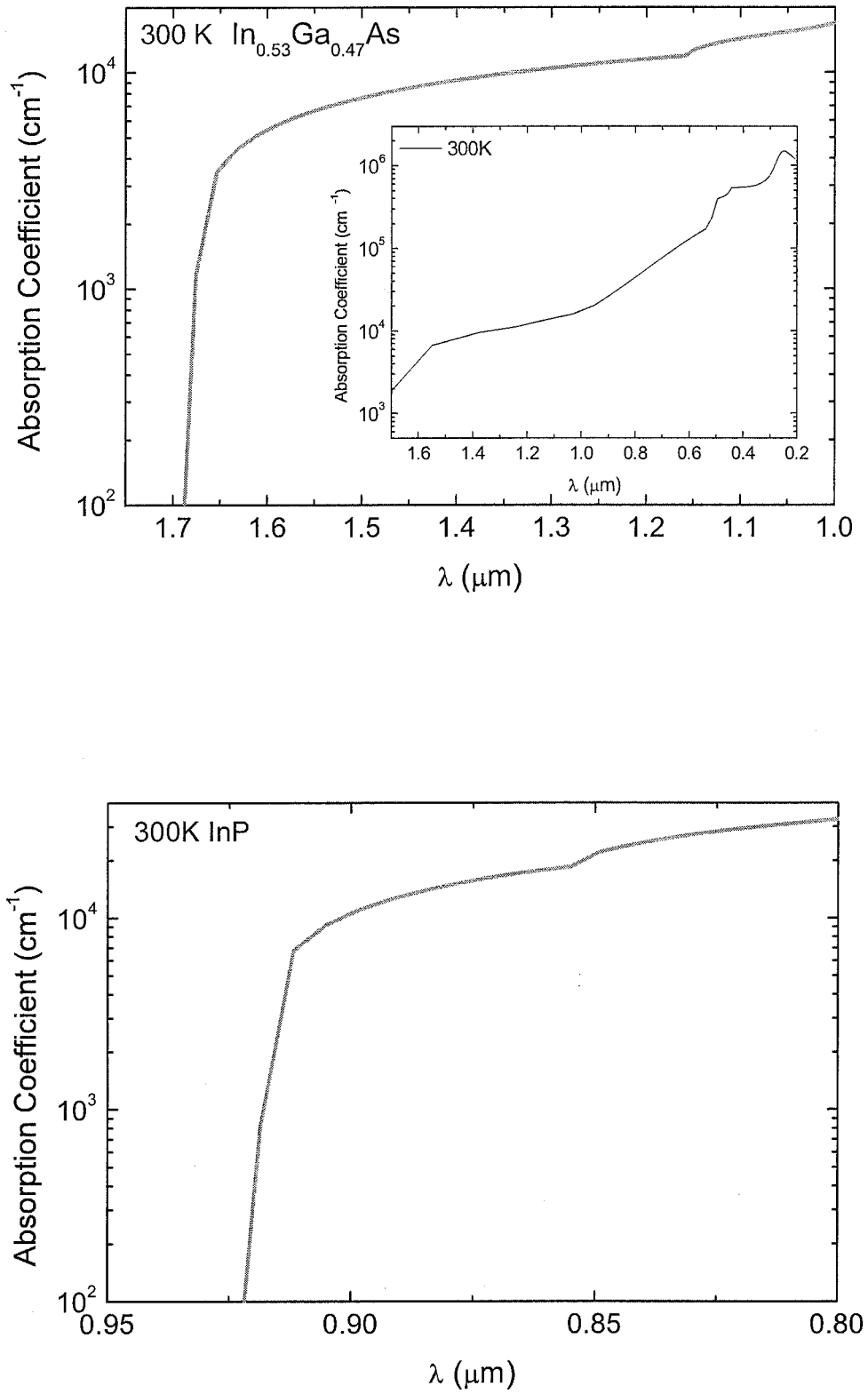
图 3.3 室温下 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 和 InP 的吸收系数

表 3.1 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 和 InP 室温下的拟合参数

参数	$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	InP
E_0 (eV)	0.74	1.35
$E_0+\Delta_0$ (eV)	1.07	1.45
E_1 (eV)	2.55	3.10
$E_1+\Delta_1$ (eV)	2.80	3.25
E_2 (eV)	4.68	4.70
E_{gL} (eV)	1.19	2.05
A ($\text{eV}^{1.5}$)	1.20	5.40
B_1	3.84	4.91
B_2	1.48	0.09
B_{11} ($\text{eV}^{-0.5}$)	7.57	10.32
B_{21} ($\text{eV}^{-0.5}$)	2.96	0.18
T (eV)	0.14	0.14
C	2.90	1.30
γ	0.225	0.093
D	20.7	60.4
ϵ_∞	2.8	2.1

表 3.2 InAs 和 GaAs 的 $E(0)$, α , β 以及各个 CP 点的 C 值

CP	InAs			GaAs			
	$E(0)/\text{eV}$	α/meVK^{-1}	β/K	$E(0)/\text{eV}$	α/meVK^{-1}	β/K	C
E_0	0.42	0.28	93	1.52	0.55	225	0.48
$E_0+\Delta_0$	0.79	0.34	248	1.85	0.35	225	0.15
E_1	2.61	0.50	0	3.04	0.72	205	0.50
$E_1+\Delta_1$	2.88	0.50	0	3.27	0.72	205	0.49
E_2	4.74	0.56	0	5.13	0.66	43	0.27
E_{gL}	1.13	0.28	93	1.82	0.61	204	0.72

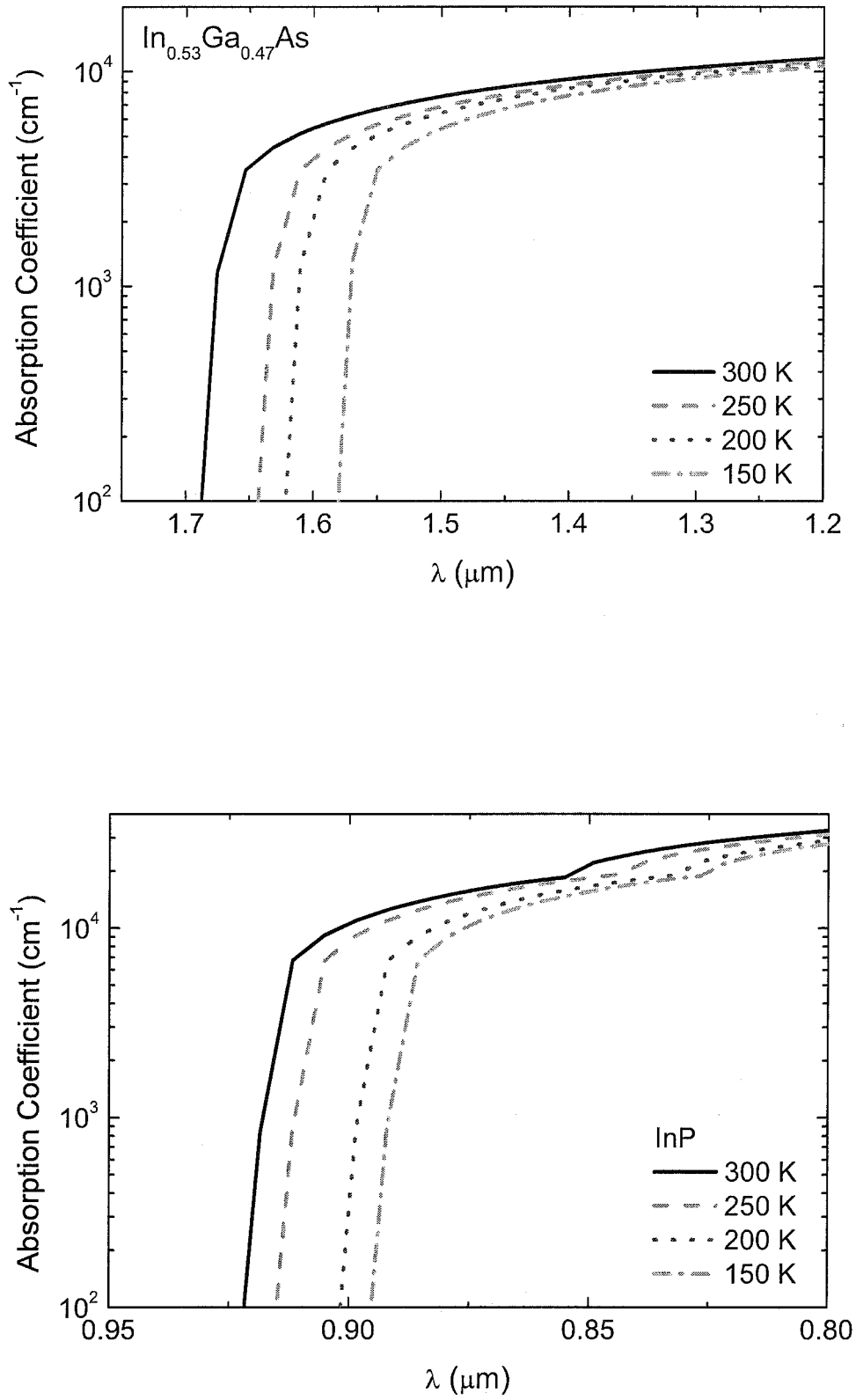
图 3.4 In_{0.53}Ga_{0.47}As 和 InP 不同温度下的吸收系数

表 3.3 In_{0.53}Ga_{0.47}As 在不同温度点下的 CP 值

T/K	E ₀	E ₀ +Δ ₀	E ₁	E ₁ +Δ ₁	E ₂	E _{gL}
300	0.74	1.07	2.55	2.80	4.68	1.19
250	0.76	1.09	2.57	2.83	4.71	1.21
200	0.77	1.10	2.60	2.85	4.74	1.23
150	0.79	1.12	2.63	2.88	4.77	1.24

机制外, 还有一些其他的散射机制如谷内散射, 谷间散射等等。通过公式可以给出迁移率的表达式, 不过这需要知道很多相关参数。对于 Si 和 GaAs 等半导体来说, 这些参数被大量的研究, 而对于一些三元或者四元材料来说, 这些参数就不太容易找到。为了研究三元或者四元材料的迁移率, 人们找到了另一种有效的方法, 即载流子的经验模型, 如 Klassen^[98], Arora^[99], Caughey-Thomas^[100]等人提出的模型。这些方法相对比较简单, 结果也有一定的准确性。这里我们采用 M. Sotoodeh 等人建立的类似于 Caughey-Thomas 的模型^[101]。根据文献, 对于载流子迁移率 μ :

$$\mu(N, T) = \mu_{\min} + \frac{\mu_{\max}(300K)(300K/T)^{\theta_1} - \mu_{\min}}{1 + \left(\frac{N}{N_{\text{ref}}(300K)(T/300K)^{\theta_2}} \right)^{\lambda}} \quad (3.29)$$

其中 $\mu_{\min}$, $\mu_{\max}$, λ , θ_1 , θ_2 , N_{ref} 是拟合因子。对于 In_{0.53}Ga_{0.47}As 的空穴载流子和 InP 的电子来说, 这些参数在表 3.4 中列出。

根据以上参数可以得到 In_{0.53}Ga_{0.47}As 在不同温度和不同施主掺杂浓度下的少子迁移率, 如图 3.5 所示。从图中可以看出室温下 In_{0.53}Ga_{0.47}As 的空穴载流子迁移率大约在 200-300cm²/Vs 左右, 并随着施主掺杂浓度的增加而下降。另外在某一确定的掺杂浓度下, 随着温度的降低空穴的迁移率反而增加, 这表明

表 3.4. In_{0.53}Ga_{0.47}As 空穴载流子和 InP 电子迁移率模拟参量

In _{0.53} Ga _{0.47} As	$\mu_{\max}(\text{cm}^2/\text{Vs})$	$\mu_{\min}(\text{cm}^2/\text{Vs})$	$N_{\text{ref}}(\text{cm}^{-3})$	λ	θ_1	θ_2
Hole	320	10	4.9×10^{17}	0.403	1.59	3.0
InP						
Electron	5200	400	3.0×10^{17}	0.47	2.0	3.25

声学声子散射是影响载流子迁移率的一个重要的因素。在大浓度掺杂下, 迁移率随着浓度的增加而下降, 此时电离杂质散射也对迁移率产生作用。这些行为和 Novak 和 Pearsall 等人测量的结果相符^[102], 同时在 Y. C. Kao 等人报道的 GaP 材料中也存在着类似的载流子迁移率行为^[103]。同样地 InP 的电子迁移率和 In_{0.53}Ga_{0.47}As 行为类似, 其迁移率数值大约在 2000cm²/Vs 左右。

3.1.4 少子寿命

从半导体光伏探测器的原理得知其属于少数载流子工作的器件, 所以少数载流子寿命是一个非常重要的参数。从上一章可以看出载流子寿命与 Shockley-Read-Hall(SRH)复合, 辐射复合和俄歇复合(Auger)有关, 从而有

$$\tau = \frac{1}{\tau_{SRH}^{-1} + Bn + Cn^2} \quad (3.30)$$

其中 τ_{SRH} 是 SRH 复合寿命, n 是施主掺杂浓度, B 和 C 分别是辐射和俄歇复合系数。R. K. Ahrenkiel 等人根据实验结果给出了 300K 下 In_{0.53}Ga_{0.47}As 材料少子寿命与施主掺杂浓度变化的关系^[104],

$$\tau = \frac{1}{2.11 \times 10^4 + 1.43 \times 10^{-10} n + 8.1 \times 10^{-29} n^2} \quad (3.31)$$

从图 3.6 可以看到随着施主掺杂浓度的提高, 空穴的寿命也随之下降, 从 1 μ s 下降到 10ns 左右。在对数坐标上, 寿命和浓度几乎成一条直线, 线性拟合的结果显示其斜率为-1.04, 可以推断在这段浓度范围内辐射复合是影响载流子寿命的主要因素。

对于不同温度下的情况, 目前并没有确切的测量结果, 也没有与之相关的理论。这里我们根据 T. H. Gfroerer 等人的结果推测 τ 随温度变化的关系^[105]。考虑以上三种复合, 其中辐射复合的参数 B 随着温度的变化关系有 $B \propto E_g^2/(kT)^{3/2}$ ^{[106][107]}。而对于俄歇复合, Gfroerer 等人认为其系数 C 随温度变化有 $C \propto \exp(-E_a/kT)$, 其中 E_a 是激活能, 这也和 Landsberg 等人^[108]的计算结果类似, 这里 Gfroerer 给出了 E_a 值为 34 $\pm$ 4meV。而对于 SRH 复合则比较复杂, 其牵涉到复合中心和复合态密度的温度变化, 不过由于 SRH 复合并不是 In_{0.53}Ga_{0.47}As 在这段掺杂浓度内的主要影响因素, 而且 Gfroerer 等人根据实验的结果计算得出 SRH 复合寿命随温度的变化波动并不大, 不足以影响辐射复合的统治地位^[105], 所以这里我们假设 SRH 复合寿命不发生变化。 τ_{SRH} , B 和 C 在不同温度下的值

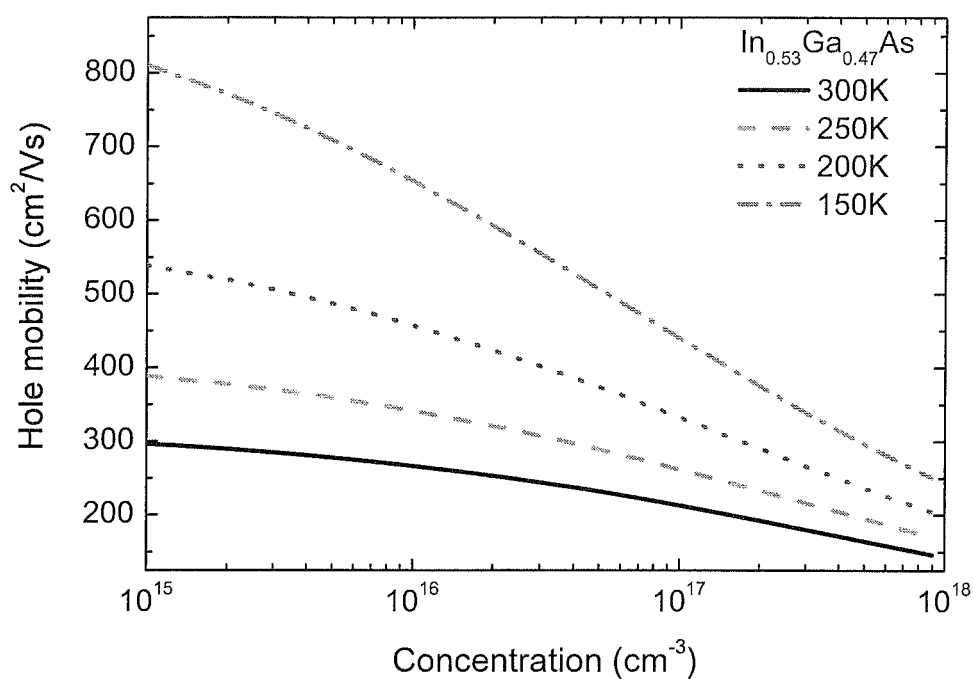


图 3.5 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 不同温度和不同施主掺杂浓度下少子的迁移率

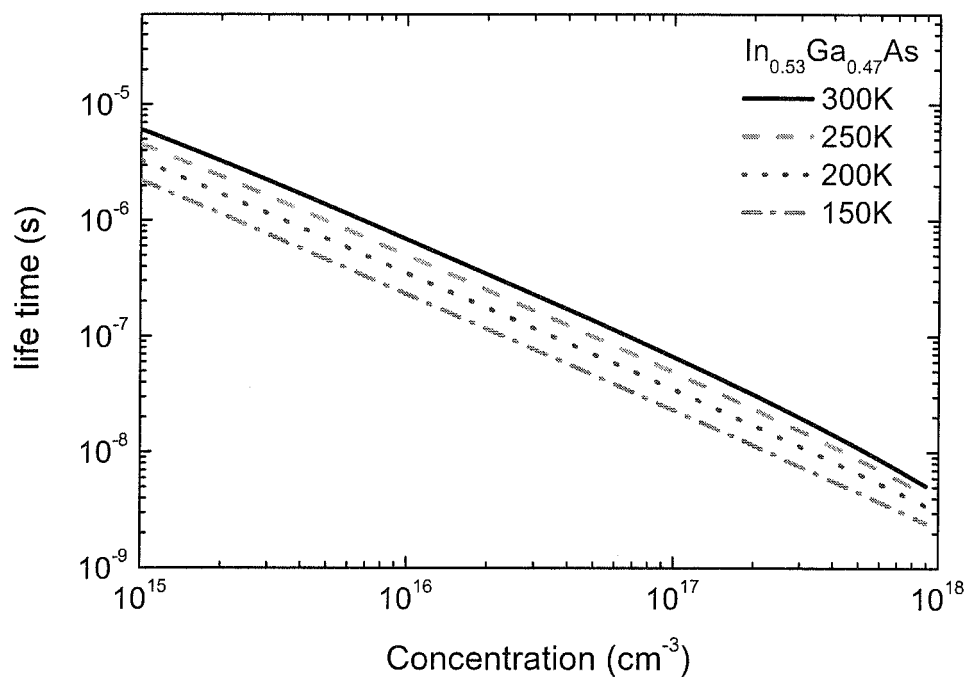


图 3.6 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 不同温度下空穴寿命随施主掺杂浓度变化的关系

如表 3.5 所示。图 3.6 描绘了 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 随不同温度变化的空穴载流子寿命，随着温度的降低，载流子的寿命呈现下降的趋势，而且在不同的温度下，对数图上的曲线斜率都是在 -1 左右。这说明在施主掺杂浓度为 $10^{15}\text{-}10^{18}\text{cm}^{-3}$ 之间即使降低温度俄歇复合对载流子寿命的影响依然没有辐射复合影响大。

对于 InP 中的电子寿命，J. W. Park 等人给出的其随受主浓度变化关系为^[109]

$$\tau = \frac{1}{1.0 \times 10^9 + 3.23 \times 10^{-10} n + 3.7 \times 10^{-31} n^2} \quad (3.32)$$

对于不同温度下的寿命变化没有相关的数据，由于在 $\text{P}^+\text{-n}$ 器件中 InP 为重掺杂，电子浓度相对较低，对整个器件的电流贡献较小，模拟时假设 InP 中电子的寿命不随温度变化。

3.1.5 响应曲线

根据以上建立的响应率模型和对相关参数的分析，可以计算室温下 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 光伏探测器不同波长下的量子效率，并研究不同参数变化对量子效率的影响。

(1) $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 吸收层厚度的影响

吸收层的厚度对量子效率有很大的影响，较厚的吸收层可以增加对入射光的吸收，提高量子效率，不过较厚的吸收层会消耗更多的生长原料和时间，所以有必要找到最佳的吸收层厚度。

计算中 α_1 , α_2 采用图 3.3 中的值， $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 吸收层掺杂浓度 $N_d = 3 \times 10^{16}\text{cm}^{-3}$ ，InP 掺杂浓度 $N_A = 3 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ 。根据图 3.5 和 3.6 可以得出空穴迁移率 $\mu = 244\text{cm}^2/\text{Vs}$ ，载流子寿命为 228ns，InP 的电子迁移率为 $1.6 \times 10^3\text{cm}^2/\text{Vs}$ ，寿命为 0.51ns。从而 $D_1 = 41.3\text{cm}^2/\text{s}$ ， $D_2 = 6.3\text{cm}^2/\text{s}$ ， $L_1 = 1.45\mu\text{m}$ ， $L_2 = 12\mu\text{m}$ ， $x_1 = 0.0022\mu\text{m}$ ， $x_2 = 0.22\mu\text{m}$ 。另外假设 $\eta_1 = 100\%$ ， $S_1 = 10^8\text{cm/s}$ ， $S_2 = 10^6\text{cm/s}$ ， $d_1 = 1\mu\text{m}$ 。

表 3.5. $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 不同温度下空穴载流子寿命参数

T/K	$\tau_{\text{SRH}}/\text{s}$	$B/\text{cm}^3\text{s}^{-1}$	$C/\text{cm}^6\text{s}^{-1}$
300	4.7×10^{-5}	1.43×10^{-10}	8.1×10^{-29}
250	4.7×10^{-5}	1.98×10^{-10}	6.2×10^{-29}
200	4.7×10^{-5}	2.84×10^{-10}	4.2×10^{-29}
150	4.7×10^{-5}	4.32×10^{-10}	2.2×10^{-29}

不同的 d_2 对响应率的影响显示在图 3.7 中,从图上看随着吸收层厚度 d_2 从 $1\mu\text{m}$ 增加到 $20\mu\text{m}$,探测器的峰值响应率也逐渐增加。 d_2 从 $1\mu\text{m}$ 变化到 $5\mu\text{m}$ 时,峰值响应率增大了一倍左右,随着厚度继续增加,响应率增加则不明显,结合材料生长因素,吸收层的厚度可以控制在 $5\mu\text{m}$ 范围内。

存在的一个问题是响应曲线在 $1.2\mu\text{m}$ 附近有突然的跳跃,这与实际测量得到的平滑响应曲线不太吻合,其原因是模拟采用的吸收系数在此波长处有一个突变,不过该突变对分析结果的影响不大。

(2) $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 吸收层掺杂浓度的影响

掺杂浓度也是影响探测器响应率的一个重要参数,计算时 α_1 , α_2 采用图 3.3 中的值,假设 $\eta_1=100\%$, InP 掺杂浓度为 $N_A=3\times 10^{18}\text{cm}^{-3}$, $S_1=10^8\text{cm/s}$, $S_2=10^6\text{cm/s}$, $d_1=1\mu\text{m}$, $d_2=3\mu\text{m}$ 。此时根据图 3.5 和 3.6 可以得出 $D_1=41.3\text{cm}^2/\text{s}$, $L_1=1.45\mu\text{m}$ 。考察 $N_d=3\times 10^{15}\text{cm}^{-3}$, $1\times 10^{16}\text{cm}^{-3}$, $3\times 10^{16}\text{cm}^{-3}$, $1\times 10^{17}\text{cm}^{-3}$ 时探测器的响应曲线,不同浓度下对应的参数如表 3.6 所示。结合这些参数计算得出不同掺杂浓度下的响应曲线,如图 3.8。从图上看可以看出随着掺杂浓度的增加,探测器的响应率逐渐的下降,峰值响应从 0.65 下降到 0.55 左右。

表 3.6 不同掺杂浓度下的模拟参数

N_d/cm^{-3}	$x_1/\mu\text{m}$	$x_2/\mu\text{m}$	$D_2/\text{cm}^2/\text{s}$	$L_2/\mu\text{m}$
3×10^{15}	7.0×10^{-4}	7.0×10^{-1}	7.4	40
1×10^{16}	1.2×10^{-3}	3.9×10^{-1}	6.9	22
3×10^{16}	2.2×10^{-3}	2.2×10^{-1}	6.3	12
1×10^{17}	4.0×10^{-3}	1.2×10^{-1}	5.5	6.0

(3) $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 吸收层和 InP 界面复合速度的影响

界面复合主要是由界面态引起,优良的异质结界面可以减少界面态密度,从而减小界面复合。计算中 α_1 , α_2 采用图 3.3 中的值, $\eta_1=100\%$, $N_d=3\times 10^{16}\text{cm}^{-3}$, $N_A=3\times 10^{18}\text{cm}^{-3}$, $D_1=41.3\text{cm}^2/\text{s}$, $D_2=6.3\text{cm}^2/\text{s}$, $L_1=1.45\mu\text{m}$, $L_2=12\mu\text{m}$, $x_1=0.0022\mu\text{m}$, $x_2=0.22\mu\text{m}$, $S_1=10^8\text{cm/s}$, $d_1=1\mu\text{m}$, $d_2=3\mu\text{m}$ 。不同的 S_2 对响应率的影响显示在图 3.9 中,从图上看可以看出较大的界面复合速度会降低响应率,当界面复合速度达

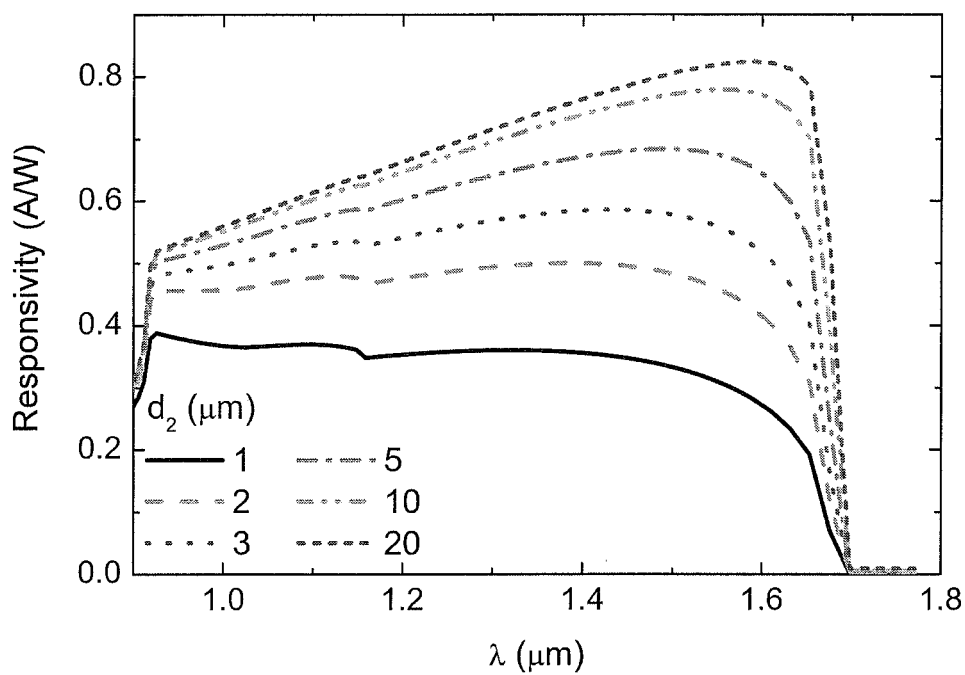


图 3.7 不同吸收层厚度对响应率的影响

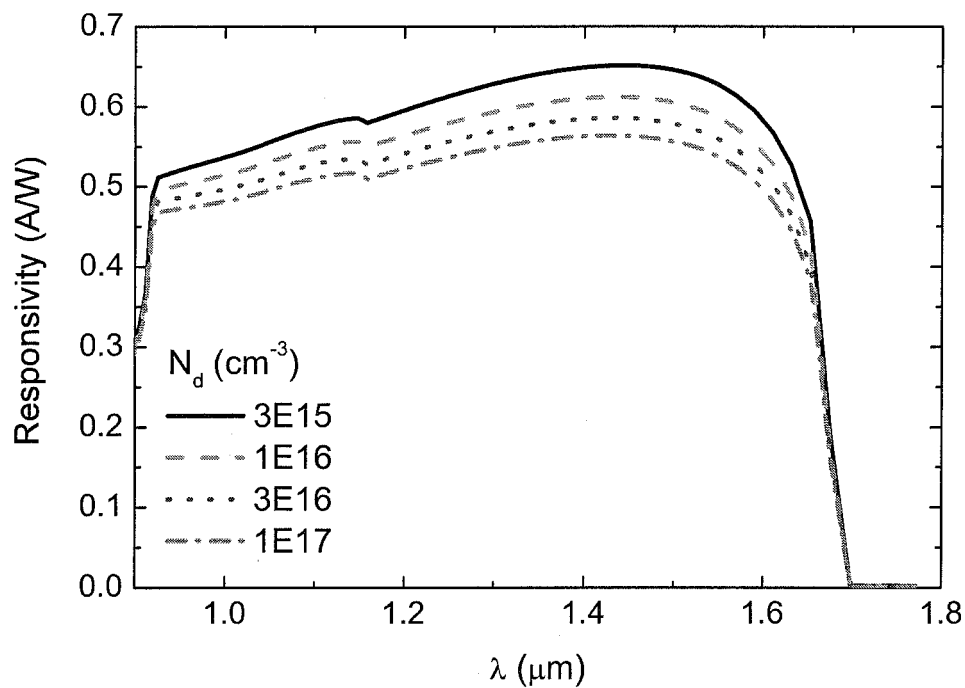


图 3.8 不同掺杂浓度对响应率的影响

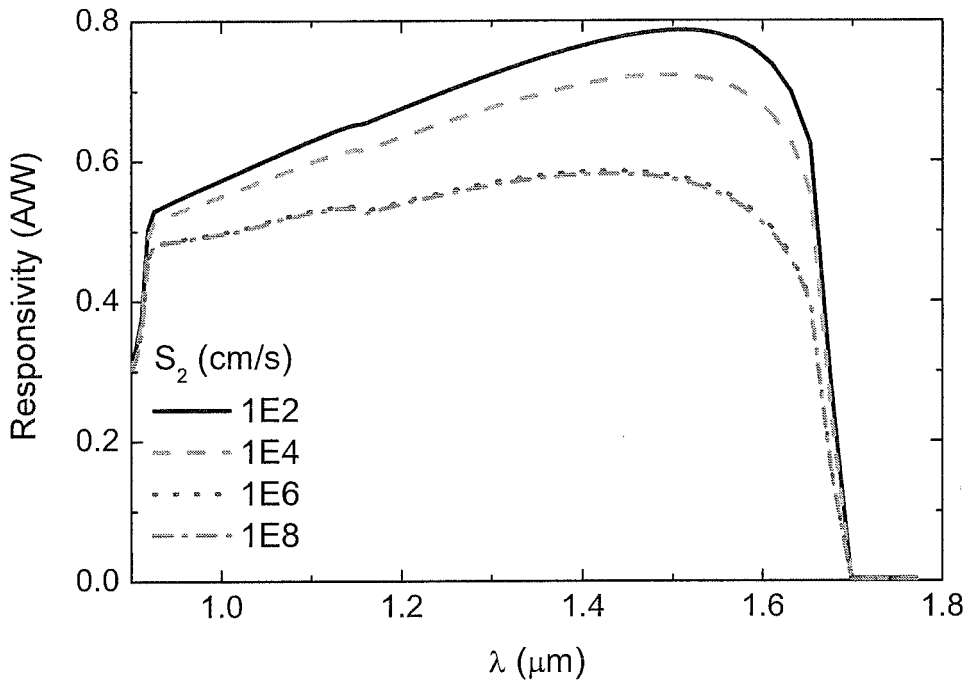


图 3.9 不同界面复合速度对响应率的影响

到 10^6 cm/s 以上，响应率几乎不受界面复合速度的影响。这也说明在生长材料时要优化界面生长条件，减少界面复合态，降低界面的复合速度。

(4) $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 少子扩散长度的影响

扩散长度可由扩散系数和少子寿命得出，前面模拟时这些参数都是根据他人的结果总结得来。但对于实际器件来说，不同的生长技术手段导致不同质量的材料，从而扩散系数和少子寿命与掺杂浓度的关系可能与公式(3.29), (3.31)有偏差。为了更直观地了解不同的扩散长度对响应率的影响，这里假设少子寿命分别为 1 ns , 10 ns , 100 ns , $1 \mu\text{s}$ ，设定扩散系数 $D_2 = 6.3 \text{ cm}^2/\text{s}$ ，从而相关的扩散长度 L_2 为 $0.79 \mu\text{m}$, $2.5 \mu\text{m}$, $7.9 \mu\text{m}$, $25 \mu\text{m}$ 。另外 α_1 , α_2 采用图 3.3 中的值， $\eta_1 = 100\%$ ， $N_d = 3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ， $N_A = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ， $D_1 = 41.3 \text{ cm}^2/\text{s}$ ， $L_1 = 1.45 \mu\text{m}$ ， $x_1 = 0.0022 \mu\text{m}$ ， $x_2 = 0.22 \mu\text{m}$ ， $S_1 = 10^8 \text{ cm/s}$ ， $S_2 = 10^6 \text{ cm/s}$ ， $d_1 = 1 \mu\text{m}$ ， $d_2 = 3 \mu\text{m}$ ，计算得出的结果如图 3.10 所示。从图中可以看出较小的扩散长度会引起较低的器件响应率；当扩散长度大于吸收层厚度时，其对响应度的影响不再明显，这个从宏观上很容易理解。

(5) 不同温度下 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器的响应曲线

为了发挥探测器更好的性能,抑制其热产生复合噪声,可以将探测器工作在低温区域。不过低温是否会影响到探测器的响应率及信号强度,这并没有确切的结论,这里我们先从理论上做一个简单地估计。

选取四个温度点 300K、250K、200K 和 150K,对应的吸收系数如图 3.4,载流子迁移率如图 3.5,载流子寿命如图 3.6 所示,另外 $\eta_1=100\%$, $N_d=3\times 10^{16}\text{cm}^{-3}$, $N_A=3\times 10^{18}\text{cm}^{-3}$, $x_1=0.0022\mu\text{m}$, $x_2=0.22\mu\text{m}$, $S_1=10^8\text{cm/s}$, $S_2=10^6\text{cm/s}$, $d_1=1\mu\text{m}$, $d_2=3\mu\text{m}$,假设这些参数不随温度变化,计算得出的响应曲线如图 3.11 所示。从图中看出降低工作温度,响应曲线呈现“蓝移”的现象,这和 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 随温度降低禁带宽度增加有关。同时随着温度的降低器件峰值响应度会减小,而且相对于短波方向,长波方向受温度变化的影响更大。因此在低温工作时,需要结合噪声的影响因素来确定最佳的工作温度点。

3.2 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器暗电流

暗电流是探测器的重要性能参数,影响到探测器的噪声,其主要包括:扩散电流,产生复合电流,隧穿电流和表面漏电流等^[110]。

一、反向扩散电流

扩散电流起源于耗尽区边缘 p 区和 n 区产生的少数载流子的扩散,关于 PIN 双异质结构,有很多模型描述这种运动行为,包括扩散模型、发射模型、发射-复合模型等^[81],这里采用简单的理想突变结扩散模型,其电流表达式如下^{[110][111]}:

$$I_{\text{Diff}} = \frac{qAn_i^2}{N_D} \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} [\exp(\frac{qV}{kT}) - 1] \quad (3.33)$$

其中A是结面积, n_i 为本征载流子浓度, N_D 为n区掺杂浓度, D_p 为空穴扩散系数, τ_p 为空穴寿命, $L_p=(D_p\tau_p)^{1/2}$, V为反向偏压。

二、产生复合电流

产生复合电流起源于耗尽区中热激发的载流子在电场下向势垒区两边的漂移运动。材料中的缺陷、杂质、位错以及界面态会在禁带中产生深能级,这些深能级能够捕获或发射载流子,从而形成产生复合电流。C. T. Sah等人采用均匀分布单一能级近似,得到PN结区的产生复合电流为^[112]

$$I_{gr} = Aq \int U dx \quad (3.34)$$

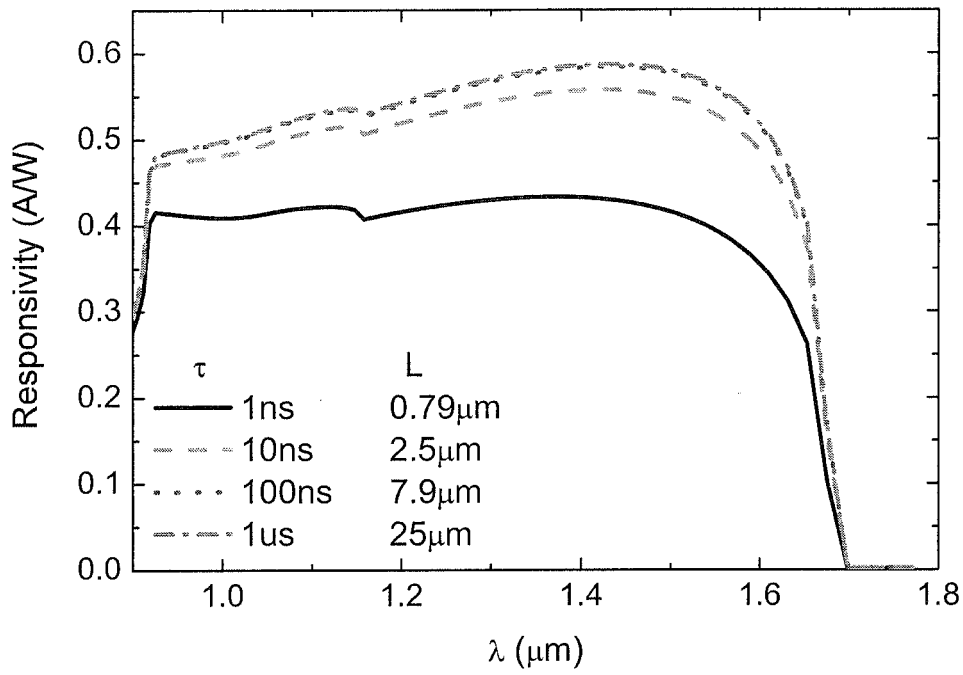


图 3.10 不同的载流子扩散长度对响应率的影响

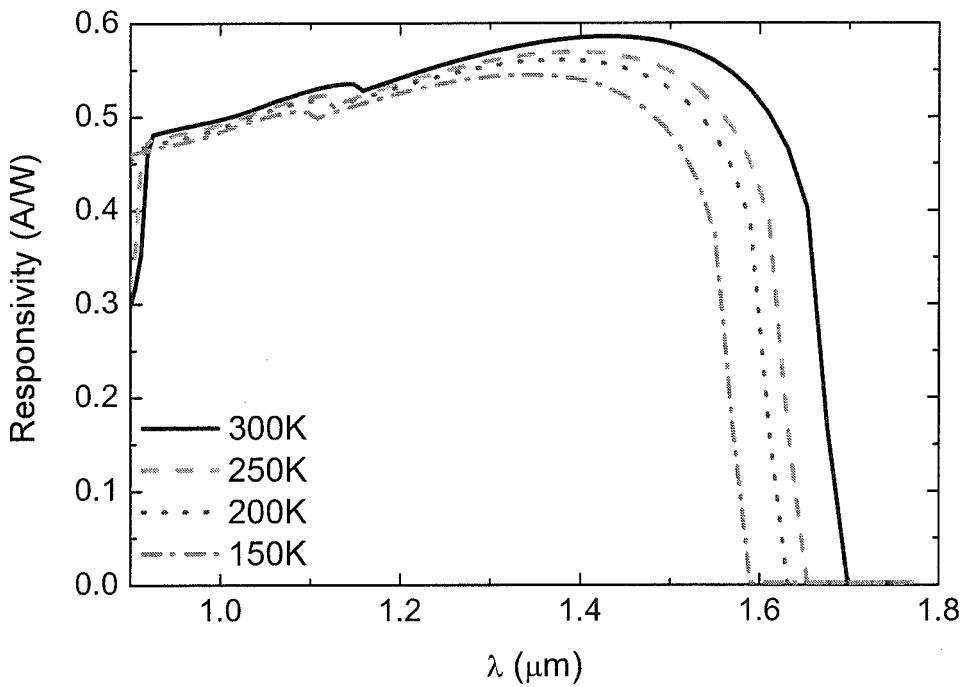


图 3.11 不同温度变化下的响应曲线

其中U为产生复合速率

$$U = \frac{pn - n_i^2}{(n + n_i)\tau_{p0} + (p + p_i)\tau_{n0}} = \frac{n_i}{\sqrt{\tau_{p0}\tau_{n0}}} \frac{\text{Sinh}[qV/2kT]}{\text{Cosh}[\frac{q}{kT}(V_b - \frac{\Phi_p + \Phi_n}{2}) + \frac{1}{2}\ln\frac{\tau_{p0}}{\tau_{n0}}] + \exp[-\frac{qV}{2kT}]\text{Cosh}[\frac{(E_t - E_i)}{kT} + \frac{1}{2}\ln\frac{\tau_{p0}}{\tau_{n0}}]}$$

其中 Φ_p , Φ_n 为准Fermi能, E_t 为产生复合缺陷能级, E_i 为本征能级, V_b 是内建电势差。

(1)对于大反向偏压即 $-qV/kT \gg 1$, 此时有

$$I_{gr} = AqUW = \frac{qW}{2\tau_{eff}} \quad (3.35)$$

其中W为耗尽区宽度, $W = [2\varepsilon(V_b + V)/qN_D]^{1/2}$, $\tau_{eff} = (2U)^{-1}$ 。

(2)对于小偏压的情况,

$$I_{g-r} = \frac{qn_iAW}{\tau_{gr}} \frac{2\sinh qV/2kT}{(V_D - V)q/kT} f(b) \quad (3.36)$$

其中 τ_{gr} 为有效复合寿命,

$$f(b) = \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{z^2 + 2bz + 1}$$

$$b = \exp[-qV/2kT] \text{Cosh}[\frac{E_t - E_i}{kT} + (1/2)\ln(\tau_{p0}/\tau_{n0})]$$

$$z_{1,2} = (\tau_{p0}/\tau_{n0})^{1/2} \exp[\mp(V_D - V)q/2kT]$$

当偏压 $V < kT/q$ 时, 公式(3.36)可以简化成

$$I_{g-r} = \frac{V}{R} \quad (3.37)$$

其中

$$R^{-1} = \frac{Aqn_iW}{\sqrt{\tau_{p0}\tau_{n0}}V_D} f(b)$$

(3) 对于正向大偏压, 公式(3.34)可以简化成

$$I_{g-r} = \frac{qn_iAW}{2\tau_{eff}} \exp(\frac{qV}{2kT}) \quad (3.38)$$

其中 τ_{eff} 和公式(3.35)中的定义类似。

另外R. Schoolar等人通过对C. T. Sah工作的分析, 经过一系列的假设简化了产生复合电流表达式^[113]:

对于正向:

$$I_{g-r} = \frac{2kTn_iAW}{\tau_{eff}(V_D - V)} \sinh\left(\frac{qV}{2kT}\right) \quad (3.39)$$

对于反向:

$$I_{g-r} = \frac{qn_iAWV}{\tau_{eff}(V_D - V)} \quad (3.40)$$

三、隧穿电流

隧穿电流由直接隧穿电流和辅助隧穿电流组成。直接隧穿电流是当势垒较薄时, 势垒两边的电子和空穴借助于隧道效应, 穿过势垒形成电流; 辅助隧穿电流是价带空穴借助于隧穿效应进入禁带中的深能级中心, 然后再进入导带, 形成电流。直接隧穿电流的表达式为^[114]:

$$I_b = \gamma A \exp\left(-\frac{\Theta m_0^{1/2} E_g^{3/2}}{q\hbar E_m}\right) \quad (3.41)$$

参数 γ 决定于隧穿载流子的始态和终态, $\gamma = [(2m_e^* E_g)^{1/2} q^3 E_m V / \hbar^2]$, C 为隧穿常数, E_m 为耗尽区电场强度, $E_m = 2(V_b + V)/W$, $\Theta = a(2m_e^* / m_0)^{1/2}$, a 决定于隧穿势垒的具体形状, m_0 为电子静止质量, m_e^* 为空穴有效质量。

对于辅助隧穿电流, 由于过程中涉及到深能级中心, 所以得到精确的表达式比较困难, 关于辅助隧穿电流的研究工作有很多^{[115][116][117]}, 这里采取简单的一维模型^[110]

$$I_t = AqN_tWW_vN_v \quad (3.42)$$

其中隧穿速率 W_vN_v 为

$$W_vN_v = \frac{\pi^2 q m_e^* E_m M^2}{h^3 (E_g - E_t)} \exp\left[-\frac{4(2m_e^*)^{1/2} (E_g - E_t)^{3/2}}{3q\hbar E_m}\right]$$

E_t 为缺陷隧穿势垒, N_t 为深能级态密度。

四、欧姆电流

欧姆电流表达式为:

$$I_{ohm} = \frac{V}{R_{eff}}, \quad \frac{1}{R_{eff}} = \frac{1}{R_s} + \frac{1}{R_d} \quad (3.43)$$

R_{eff} 为有效电阻, R_s 是由表面漏电流引起的并联电阻^[118], R_d 由吸收层的位错引起的并联电阻^[119]。

从上面的公式(3.41)(3.42)可以看出隧穿电流与器件的外加偏压有很大关系, 对于工作在低偏压下的光电探测器, 隧穿电流可以忽略。另外与衬底晶格匹配的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器, 吸收层中的位错密度很小, 加上工艺优化, 可以忽略欧姆电阻的影响。所以这里重点分析扩散电流和产生复合电流对器件暗电流的影响。

只考虑 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 吸收层中的情况, 公式(3.33)里的 D_p , L_p 等参数和公式(3.10)中的 D_2 , L_2 含义相同, 后面将不予区分。下面采用公式(3.33)和(3.40)计算 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器在 -0.3- 0 V 范围内的暗电流, 分析不同参量对暗电流的影响,

$$J_{Dark} = \frac{qn_i^2}{N_D} \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} [\exp(\frac{qV}{kT}) - 1] + \frac{qn_i W V}{\tau_{eff}(V_D - V)} \quad (3.44)$$

采用和计算光谱响应时相同的参数, 掺杂浓度 $N_d = 3 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$, 空穴迁移率 $\mu = 244 \text{cm}^2/\text{Vs}$, $\tau_p = 228 \text{ns}$, $D_p = 6.3 \text{cm}^2/\text{s}$, $L_p = 12 \mu\text{m}$, $W = 0.22 \mu\text{m}$, $d_2 = 3 \mu\text{m}$, 另外 $n_i = 8.5 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$, $V_D = 1.2 \text{V}$ 。对于 τ_{eff} 来说其并不是一个真实的物理量, 无法通过实验直接测量, 也没有相关的经验模拟公式, 对 τ_{eff} 更详细地了解可以参考 D. K. Schroder 的工作^[120]。为了获得对暗电流量级上直观的了解, 这里经验性地假设 $\tau_{eff} = 1 \mu\text{s}$ ^{[120][121]}, 计算得到的室温下暗电流曲线如图 3.12 所示。从图上可以看出在此假设下, 产生复合电流要比扩散电流大很多, 特别是随着偏压的增加, 这种趋势更加明显。从公式(3.44)看出除了掺杂浓度外, 影响暗电流的还有 τ_p 和 τ_{eff} , 这两个参数与材料生长质量息息相关。同样的掺杂浓度下, 不同的生长设备和生长手段会得到差异很大的值^[120]。为了更详细地了解其对暗电流的影响, 图 3.13 描述了在不同 τ_p 和 τ_{eff} 假设下的暗电流。上图是 τ_{eff} 固定为 $1 \mu\text{s}$, τ_p 从 1ns 变化到 $1 \mu\text{s}$ 时扩散电流的情况, 可以看出较低的 τ_p 会导致较大的扩散电流; 通过与产生复合电流的比较发现只有当 $\tau_p < 10 \text{ns}$, 零偏压附近扩散电流才比产生复合电流大。下图是 τ_p 固定为 100ns 时, τ_{eff} 从 100ns 变化到 $100 \mu\text{s}$, 随着 τ_{eff} 增大一个量级, 对应的产生复合电流降低一个量级; 当 τ_{eff} 大于 $1 \mu\text{s}$, 此时零偏压附近的产生复合电流低于扩散电流。所以要降低暗电流, 需要尽可能的提高吸收层中材料的少

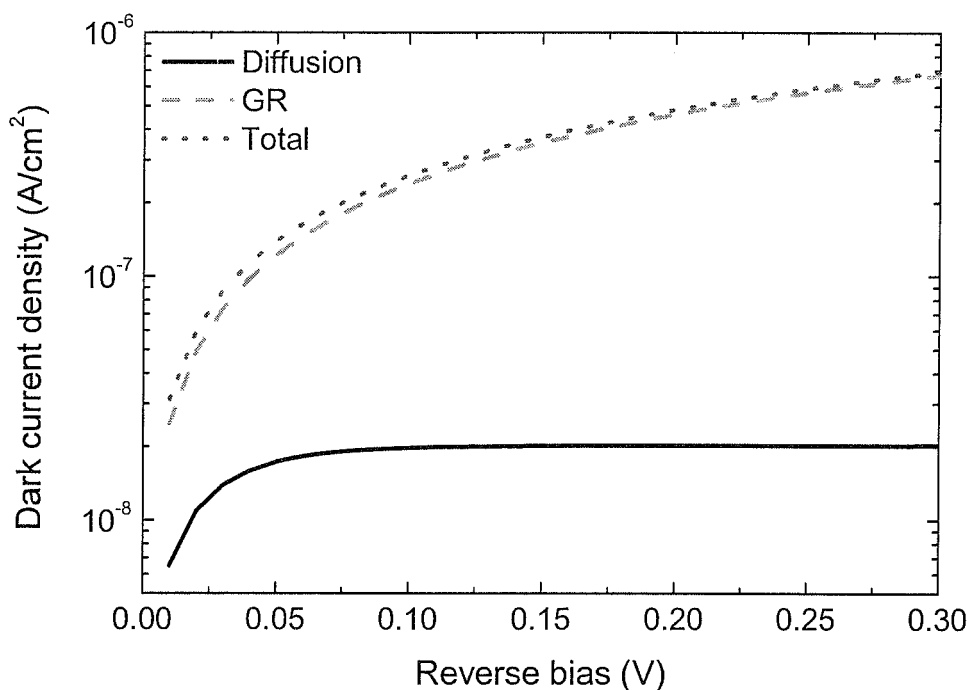


图 3.12 模拟计算室温下 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器暗电流，其中 $\tau_p=228\text{ns}$, $\tau_{\text{eff}}=1\mu\text{s}$

子寿命和有效复合寿命。

3.3 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器探测率

对于以热噪声为主的探测器，根据第二章对噪声的分析和公式(2.15)，可以推导出探测器的探测率为

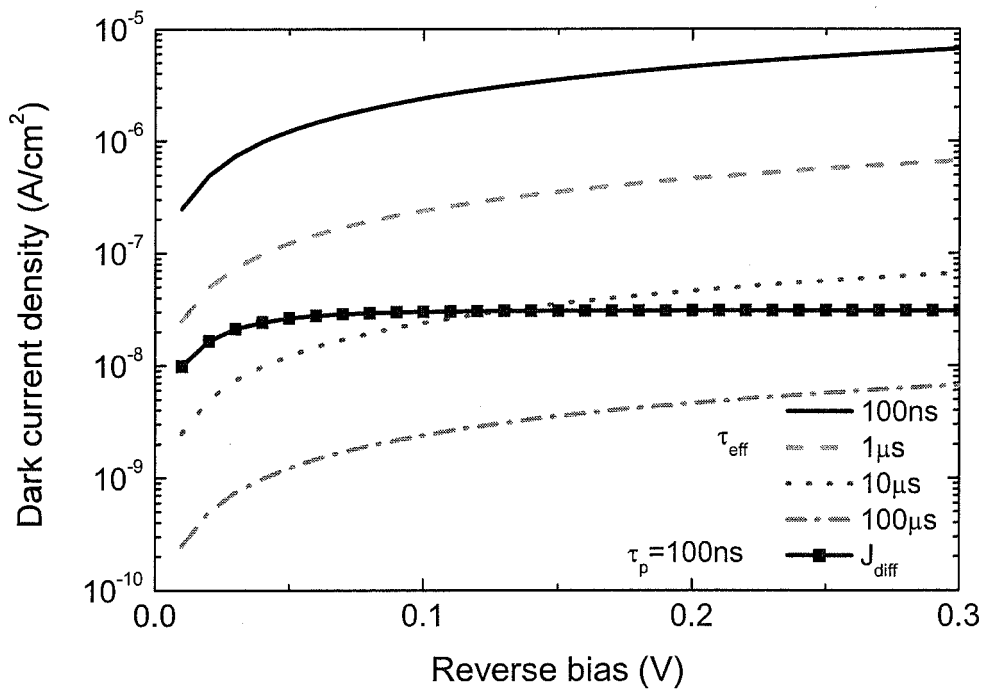
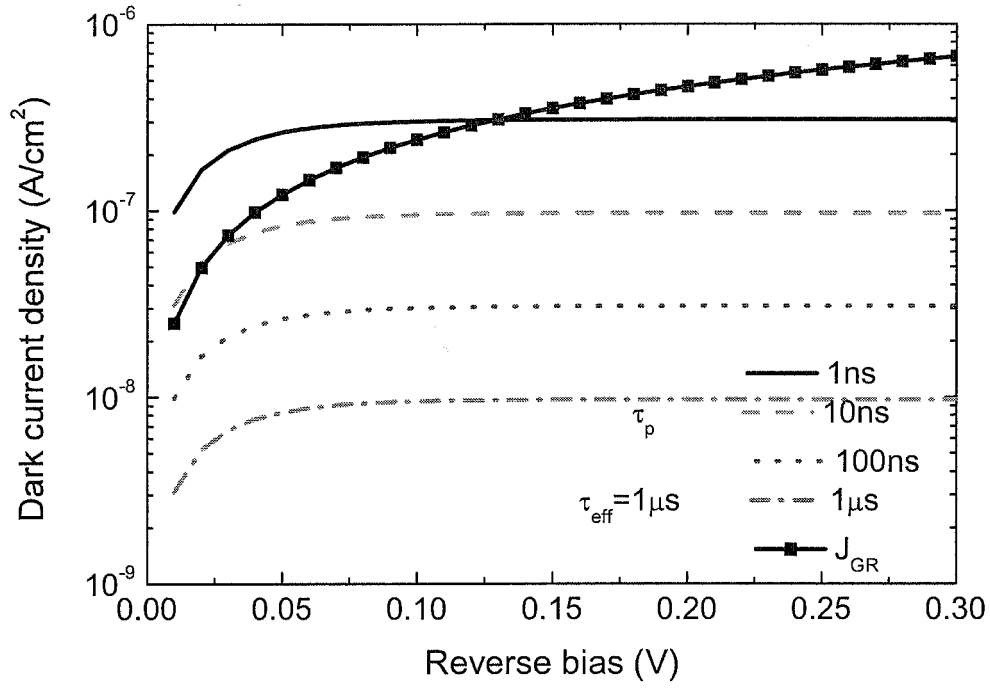
$$D^* = \frac{\eta q}{h\nu} \sqrt{\frac{R_0 A}{4kT}} \quad (3.45)$$

其中 R_0 为零偏电阻。对于 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器来说，主要起影响的是扩散电流和产生复合电流引起的零偏电阻，

$$\frac{1}{R_0 A} = \frac{1}{R_0 A_{\text{diff}}} + \frac{1}{R_0 A_{\text{GR}}} \quad (3.46)$$

根据公式(3.33),

$$\frac{1}{R_0 A_{\text{diff}}} = \frac{qn_i^2}{N_D} \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \frac{q}{kT}$$

图 3.13 不同 τ_p 和 τ_{eff} 变化下的扩散电流和产生复合电流

根据公式(3.37),

$$\frac{1}{R_0 A_{GR}} = \frac{qn_i W}{\sqrt{\tau_{p0}\tau_{n0}} V_D} f(b)$$

假设 $f(b)=1$, $(\tau_{p0}\tau_{n0})^{1/2}$ 定义为 τ_{eff} , 从而

$$\frac{1}{R_0 A} = \frac{qn_i^2}{N_D} \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \frac{q}{kT} + \frac{qn_i W}{\tau_{eff} V_D} \quad (3.47)$$

公式(3.45)中的量子效率 η , 选取响应曲线上峰值处的量子效率, 结合图 3.7 确定在波长 $1.6\mu\text{m}$ 处。忽略表面反射, 假设 $\eta_1=100\%$, InP 厚度为 $1\mu\text{m}$, $N_A=3\times 10^{18}\text{cm}^{-3}$, $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 的厚度 $3\mu\text{m}$, 吸收系数 $5.7\times 10^3\text{cm}^{-1}$, $D_1=41.3\text{cm}^2/\text{s}$, $L_1=1.45\mu\text{m}$, $S_1=10^8\text{cm/s}$, $S_2=10^6\text{cm/s}$, D_2 , L_2 根据图 3.5 和 3.6 计算得出。图 3.14 描述了不同掺杂浓度下的峰值量子效率计算值, 随着掺杂浓度的增加, 量子效率呈下降的趋势, 从 0.7 降到 0.5 左右。这主要因为随着掺杂浓度的增加, 耗尽区的宽度随之变小, 同时扩散长度也相应的变小, 从而导致量子效率下降。

同时根据公式(3.47), 假设 $N_A=3\times 10^{18}\text{cm}^{-3}$, $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 的厚度为 $3\mu\text{m}$, $V_D=1.2\text{V}$, D_p , L_p 根据图 3.5 和 3.6 计算得出, 同时假设 τ_{eff} 也随浓度线性变化, 并且在 $N_D=3\times 10^{16}\text{cm}^{-3}$ 时 τ_{eff} 为 $1\mu\text{s}$, 计算得出的 R_0A 随掺杂浓度变化如图 3.15

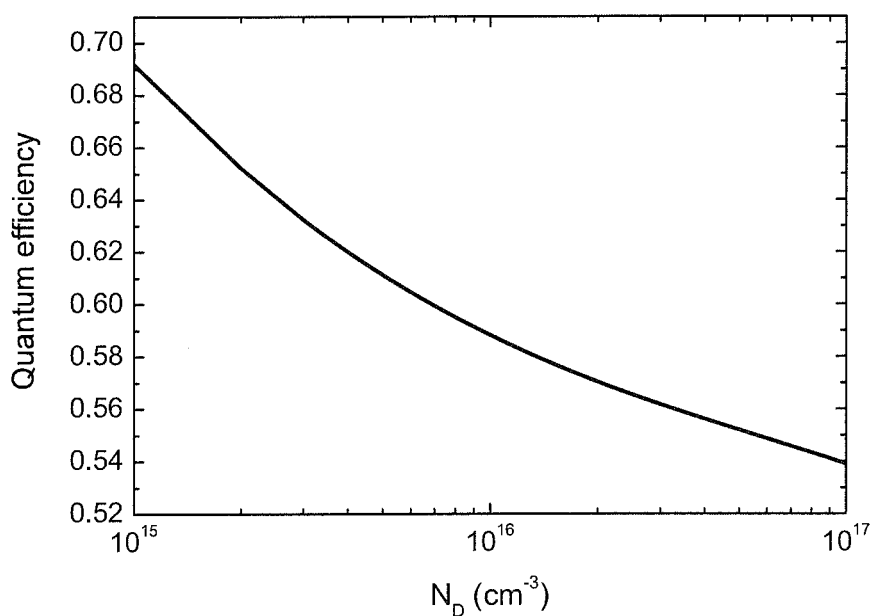


图 3.14 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器量子效率和掺杂浓度的关系

上图所示。从图中看出在上述的假设条件下, R_0A_{diff} 随着掺杂浓度的增加逐渐地增加, 这可以从公式(3.47)直接看出来。 R_0A_{GR} 则随着掺杂浓度的增加呈下降趋势, 这表明 τ_{eff} 的变化是影响 R_0A_{GR} 的主要因素, 而总的 R_0A 在 $N_D=1\times 10^{16}\text{cm}^{-3}$ 附近达到最大值。结合量子效率和 R_0A , 图 3.15 下图描述了探测率随掺杂浓度的变化, 可以看出探测率同样在 $N_D=1\times 10^{16}\text{cm}^{-3}$ 附近达到最大值, 约为 $3.5\times 10^{12}\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 。另一方面当掺杂浓度较高时探测率呈现较快的下降, 当 $N_D=1\times 10^{17}\text{cm}^{-3}$ 时, 探测率只有 $2.5\times 10^{12}\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 。如果实际的器件和我们假设的条件类似, 那么器件要取得最优性能, 吸收层的掺杂应该控制在 $1\times 10^{16}\text{cm}^{-3}$ 左右。

3.4 In_{0.78}Ga_{0.22}As 探测器探测率

以上是对晶格匹配的 In_{0.53}Ga_{0.47}As 探测器的分析, 下面我们将目光转向高 In 组分的探测器, 随着 In 组分的增加, 材料的禁带宽度逐渐变小, 很多的性能参数也随之发生了变化。作为一个典型, 这里我们重点讨论室温下截止波长在 2.4 μm 的 In_{0.78}Ga_{0.22}As 探测器。

3.4.1 In_{0.78}Ga_{0.22}As 探测器参数

对于 In_{0.78}Ga_{0.22}As 探测器, 其结构和图 3.1 类似, 只不过缓冲层和窗口层变成 InAlAs 或者 InAsP 等三元半导体材料, 公式(3.10) 同样也适合分析 In_{0.78}Ga_{0.22}As 探测器的响应曲线。具体到相关的参数, 无论从实验结果还是从理论模型上目前都没有关于 In_{0.78}Ga_{0.22}As 吸收系数的研究。这里我们根据 F. R. Bacher 等人的实验结果^[122], 假设 In_{0.78}Ga_{0.22}As 带边附近的吸收强度和 In_{0.53}Ga_{0.47}As 近似相等, 二者的区别只是吸收边的位置不同。

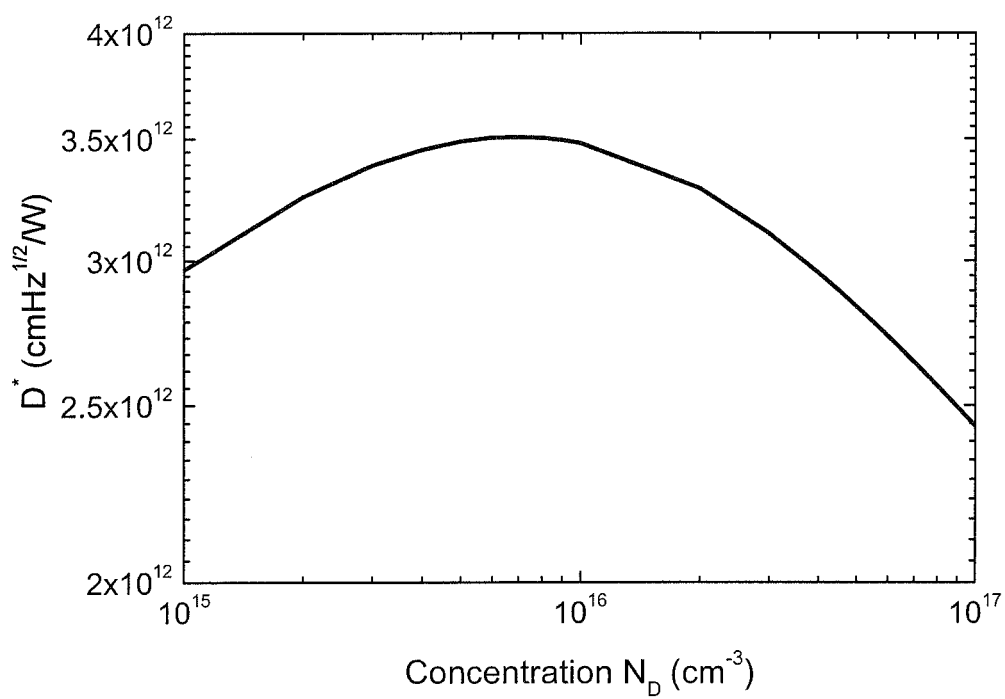
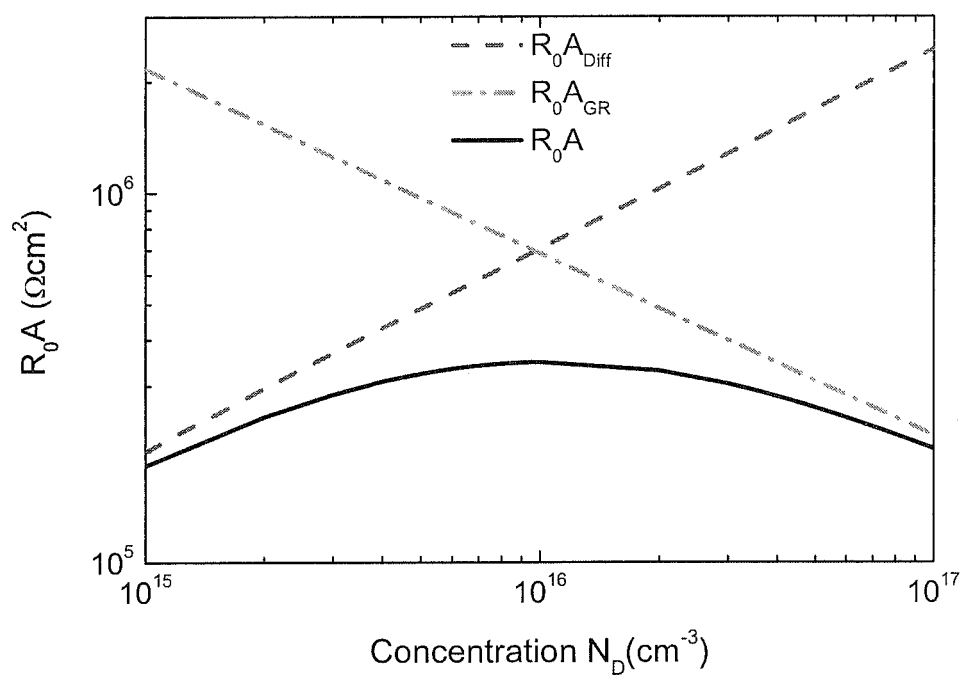
对于载流子迁移率, 可以从公式(3.29)中得出, 相关的参数则根据 M. Sotoodeh 等人^[101]给出的 GaAs, InAs 和 In_{0.53}Ga_{0.47}As 的参数通过三个数据点二次插值得到, 具体到 In_xGa_{1-x}As 材料, 空穴迁移率表达式中的参数

$$\mu_{\text{max}} = 767.6 \times (1-x)^2 - 806.1 \times (1-x) + 530$$

$$\mu_{\text{min}} = 40 \times (1-x)^2 - 40 \times (1-x) + 20$$

$$\lambda = 0.078 \times (1-x)^2 - 0.158 \times (1-x) + 0.46$$

$$\theta_1 = 2.65 \times (1-x)^2 - 2.75 \times (1-x) + 2.3$$

图 3.15 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器 R_0A 及探测率与掺杂浓度的关系

$$\theta_2 = 3.0$$

$$\lg[N_{ref}] = -2.35 \times (1-x)^2 + 2.48 \times (1-x) + 17.04 \quad (3.48)$$

对于 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 材料来说, 其空穴的载流子迁移率为

$$\mu(N, T) = 13.1 + \frac{390 \times (300K/T)^{1.82} - 13.1}{1 + \left(\frac{N}{3.0 \times 10^{17} \times (T/300K)^3} \right)^{0.43}} \quad (3.49)$$

室温下其与施主掺杂浓度的关系如图 3.16 所示。相对于 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 材料来说 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 的空穴迁移率要略大一些, 不过在高掺杂浓度下二者的数值相差不大。

对于少子寿命, 综合考虑 T. H. Gfroerer^[105], W. K. Metzger^{[123][124]}, R. K. Ahrenkiel^[125]等人的实验和分析结果有

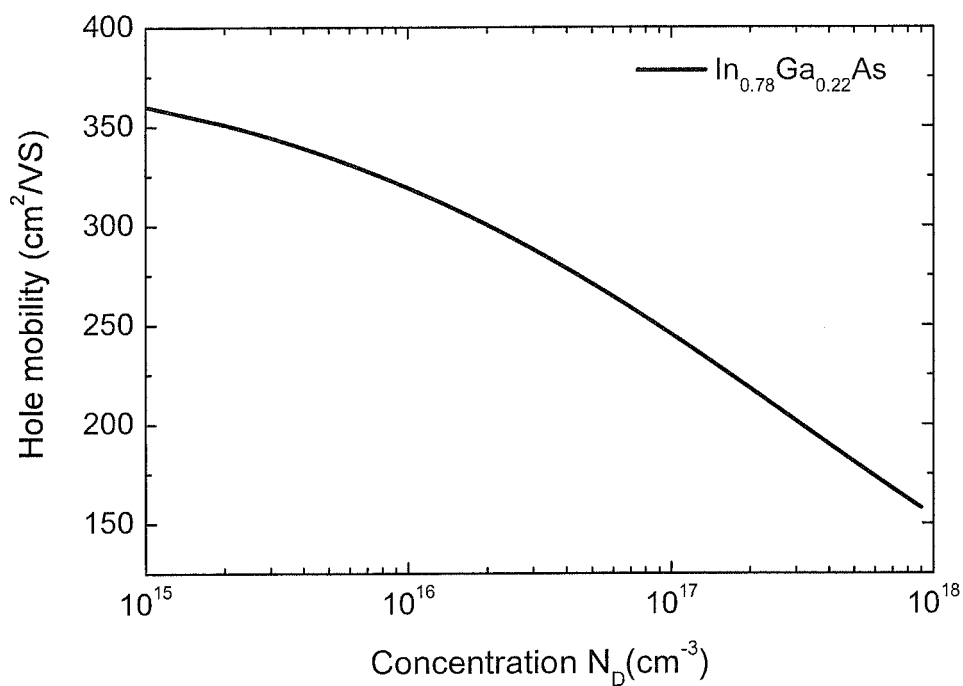
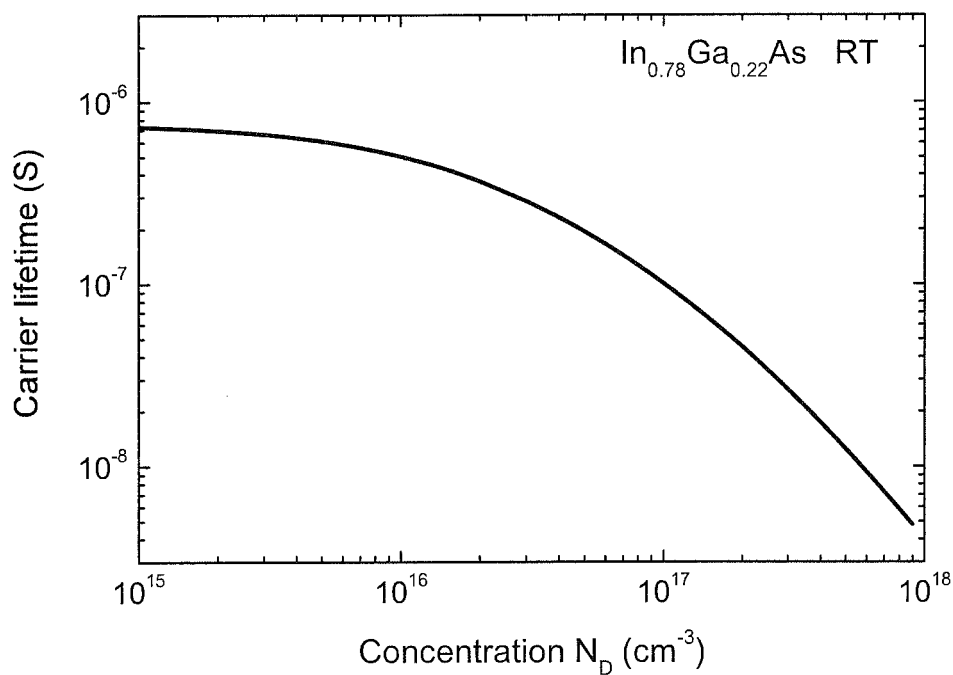
$$\tau = \frac{1}{3 \times 10^5 + 6.8 \times 10^{-11}n + 1.8 \times 10^{-28}n^2} \quad (3.50)$$

图 3.17 描述了 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 少子寿命与施主掺杂浓度的关系, 从图中可以看出少子寿命随着浓度的增加呈下降趋势, 在高浓度时下降的趋势逐渐变大。由于生长的材料中含有失配位错, 相对于 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 来说, 其少子寿命要小一些。需要说明的是公式(3.50)只是根据不同的实验参考综合得出, 与实际的结果可能有一些出入。

3.4.2 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 探测器探测率

与上面的分析类似, 忽略表面反射, $\eta_i = 100\%$, $N_A = 3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$, $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 的厚度为 $3 \mu\text{m}$, 吸收系数为 $5.7 \times 10^3 \text{cm}^{-1}$, D_2 , L_2 根据图 3.16 和 3.17 计算得出, 考虑到晶格失配, 界面处可能存在较多的界面态, 这里 S_2 选取 10^8cm/s , 根据以上这些条件计算出不同掺杂浓度下的峰值处量子效率, 如图 3.18 所示。从图上看 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 探测器的响应率较低, 且随浓度的增加呈下降的趋势, 不过与 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器不同的是, 其下降的趋势不大。

R_0A 采用公式(3.47)计算, $n_i = 6.3 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$, $V_D = 0.53 \text{V}$, 同时假设 τ_{eff} 随浓度线性变化, 并且在 $N_D = 3 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 时 τ_{eff} 为 100ns , 计算得出的 R_0A 随掺杂浓度变化如图 3.19 上图所示。和 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器类似, 总的 R_0A 在掺杂浓度 $5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 附近达到最大值。下图则是探测率随掺杂浓度的变化关系, 也是在 $5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 附近达到最大探测率, 约为 $6 \times 10^{10} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 。

图 3.16 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 空穴载流子迁移率与施主掺杂浓度的关系图 3.17 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 少子寿命与施主掺杂浓度的关系

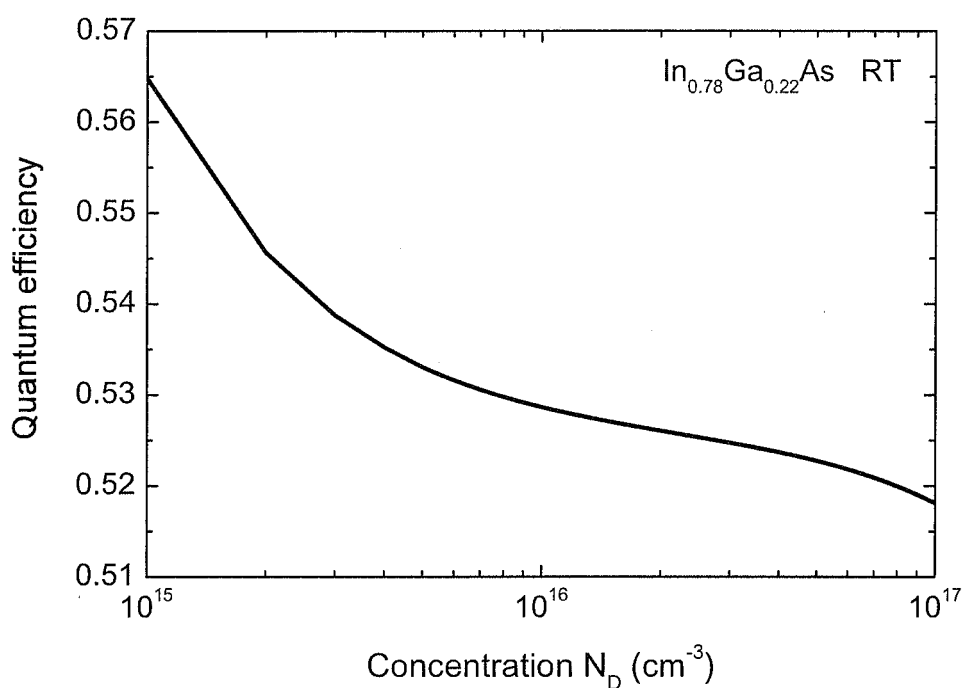
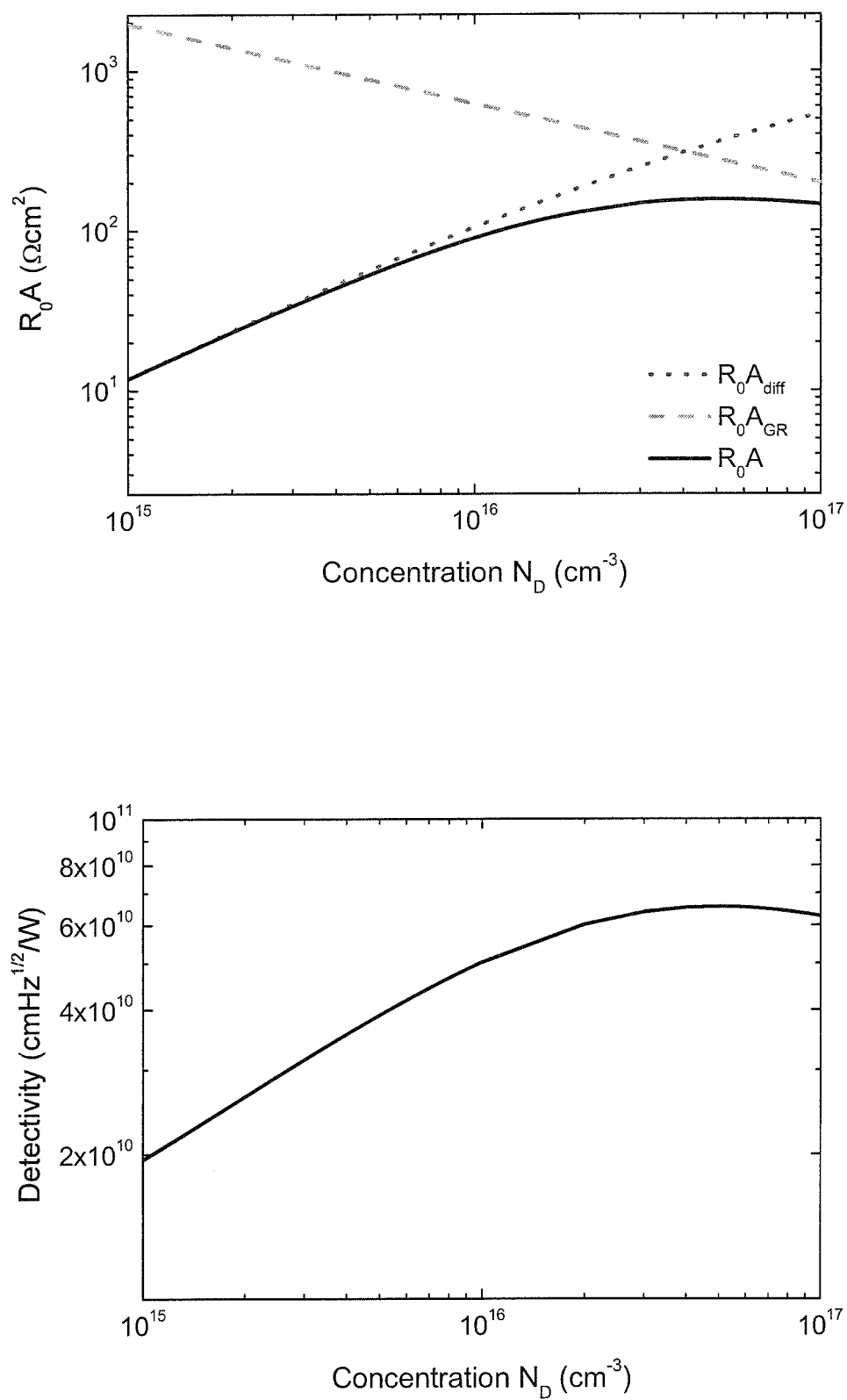


图 3.18 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 探测器量子效率与掺杂浓度的关系

3.5 本章小结

本章主要从理论上分析了 InGaAs 探测器的性能，通过建立 InGaAs 探测器的光谱响应，暗电流及探测率模型，并估算材料的吸收系数、载流子迁移率及少数载流子寿命，从理论上分析了吸收层厚度、掺杂浓度、界面复合速度、少子扩散长度及温度变化对 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器性能的影响。同时还分析了 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 和 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 探测器暗电流、探测率随掺杂浓度变化的关系，估算出优化的掺杂浓度。

图 3.19 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 探测器 R_0A 及探测率与掺杂浓度的关系

第四章 InGaAs 探测器器件性能研究

上一章中对 InGaAs 探测器性能进行了理论探讨，在这基础上本章将重点对实际的 InGaAs 探测器进行分析。

4.1 InGaAs 探测器工艺

对于实际器件，其典型的结构如图 4.1 所示，左图是晶格匹配的器件结构，右图为扩展波长的器件，这里选取截止波长为 $2.4\mu\text{m}$ 的器件作为例子，使用 $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 递变的缓冲层是为了减少吸收层中的位错密度。

$\text{P}^+ \text{InP}$	$d \sim 0.6\mu\text{m}$ $N_A = 2\text{E}18 \text{ cm}^{-3}$	$\text{P}^+ \text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As cap layer}$ $x=0.78$	$d \sim 0.53\mu\text{m}$ $N_A = 6\text{E}18 \text{ cm}^{-3}$
$\text{N}^- \text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As absorption layer}$ $x=0.53$	$d \sim 2.5\mu\text{m}$ $N_D = 3\text{E}16 \text{ cm}^{-3}$	$\text{N}^- \text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As absorption layer}$ $x=0.78$	$d \sim 2.5\mu\text{m}$ $N_D = 3\text{E}16 \text{ cm}^{-3}$
$\text{N}^+ \text{InP}$	$d \sim 0.5\mu\text{m}$ $N_D = 4\text{E}18 \text{ cm}^{-3}$	$\text{N}^+ \text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As grade buffer}$ $y \text{ from } 0.52 \text{---} 0.78$	$d \sim 3\mu\text{m}$ $N_D = 4\text{E}18 \text{ cm}^{-3}$
$\text{N}^+ \text{InP substrate}$	$d \sim 350\mu\text{m}$	$\text{S.I. InP substrate}$	$d \sim 350\mu\text{m}$

图 4.1 典型的 InGaAs 探测器结构图，左、右图分别为晶格匹配和晶格失配器件

实验中我们制作的是台面型器件，典型的探测器工艺流程按顺序包括外延片清洗，光刻腐蚀台面，钝化保护，刻蚀进光窗口，生长正面电极，加厚正面电极，背面减薄抛光，生长背面电极，合金化和解理封装。

对于外延片清洗，由于外延片上存在各种形式的表面玷污，如果不除掉会严重影响器件的性能和成品率。外延片清洗采用常规的有机溶剂超声波清洗法，依次在四氯化碳，丙酮和无水乙醇中进行超声清洗，再使用电阻率 $>16\text{M}\Omega$ 的去离子水清洗，最后在 N_2 气氛下吹干。

对于光刻腐蚀台面，该步骤包括外延片烘干，涂胶，前烘，曝光，显影。其中涂胶采用离心式涂胶设备，光刻胶的厚度与转速有 $d=K/W^{1/2}$ ， d 为胶厚， W 为转速， K 为常数^[126]。光刻胶中含有有机溶剂，其挥发性很强，一旦胶液加到外延片上，其粘性就随着溶剂的挥发而改变，这会影响到涂胶的均匀性，所以滴上胶液后转速必须尽快加速，缩短到达最高速的时间，以减少胶液中溶剂挥发所导致的粘性变化^[127]。另外环境温度和湿度也会影响到胶膜的性能^{[128][129]}，最好在稳定的温度和湿度环境下进行涂胶。关于涂胶更多的研究可以参考 T. Yada^[130], L.

M. Peurrung^[131], L. Wu^[132], K. Norrman^[133]等人的工作。前烘的主要目的是使光刻胶中的溶剂挥发,从而使胶层成为固体薄膜,并提高胶膜的附着力,前烘的温度不可太高或者太低,这里我们选取的前烘温度为 100℃。由于对图形的线宽要求相对不高,选取的曝光方式为接触式紫外曝光,波长使用汞灯中的 g 线和 i 线。

台面的形成主要通过湿法腐蚀完成,对于 InP/InGaAs 结构的器件采取非选择腐蚀液 HBr/H₂O₂ 体系,配比为 HBr:HCl:H₂O₂:H₂O=10:5:1:50,腐蚀速率受扩散机制限制^[134],主要的特点是腐蚀速率与图形尺寸密切相关,存在掩膜腐蚀增强效应,受搅拌影响较大,同时腐蚀呈现各向同性,并具有抛光性^[27]。对于 InGaAs/InAlAs 结构的器件采取 H₃PO₄/H₂O₂ 体系腐蚀液,配比为 H₃PO₄:H₂O₂:H₂O=1:3:6,其腐蚀速率受反应速率限制,主要的特点是腐蚀速率与晶向有关系,腐蚀呈现各向异性,受搅拌影响较小^[27]。这种配比的腐蚀液反应速率稳定,具有很好的腐蚀均匀性并且腐蚀后表面粗糙度较小^[135]。关于 InGaAs/InAlAs 的腐蚀还有其它很多腐蚀液,具体的可以参考 H. Fourre, A. R. Clawson 等人的工作^{[136][137]}。

对于钝化保护,由于半导体表面有很多悬挂键,这些局域化的表面电子能态会俘获电子或者空穴,从而形成漏电流。钝化的另一个目的是使器件材料与外界的大气环境隔离,避免之后的环境污染。相对于 Si 材料来说,目前 III-V 族化合物还没有理想的钝化材料,使用较多的是 Si₃N₄ 薄膜。Si₃N₄ 薄膜是一种物理和化学性能都很优良的介质膜,具有良好的化学稳定性,热稳定性和抗高温氧化性,抗杂质扩散和水汽渗透能力强,并且具有强度高、耐磨损等性能。目前生长 Si₃N₄ 薄膜的方法主要是 PECVD 方法,通过 SiH₄ 和 NH₃ 或者 N₂ 等形成的等离子体反应生成 Si₃N₄ 膜。除了 PECVD 外还发展了 LPCVD 和 ICP-CVD 等方法,其中 ICP-CVD 由于具有等离子体密度高,离子能量和密度分别可控,可以在低温下生长等优势,越来越受到人们重视^[138]。

实验中我们采用的 PECVD 是国产的平板电容耦合型等离子体增强化学气相沉积设备 PD-1,采用 N₂ 稀释的 SiH₄ 和 NH₃ 作为气体源,射频功率为 13.56MHz,功率在 20W-1kW 可调。图 4.2 是不同生长温度下的 Si₃N₄ 膜红外吸收谱图,实验中 NH₃ 的流量为 40sccm, SiH₄ 的流量为 560sccm, RF 的功率为 62.7W,生长的温度为 80℃, 120℃和 200℃。从图上看随着生长温度的升高, Si-N 键的强度

逐渐增高, 这表明 Si_3N_4 膜的质量逐渐变好, 另外所有温度生长下的膜都存在 N-H 和 Si-H 键, 主要是由气体源中的 H 引起的, 在实际工艺中要尽量减少含 H 键的强度。由于测试技术所限我们没有细致地对生长的 Si_3N_4 膜进行表征, 关于 Si_3N_4 膜表征的手段可以参考 Q. Xu 等人的工作^[139]。

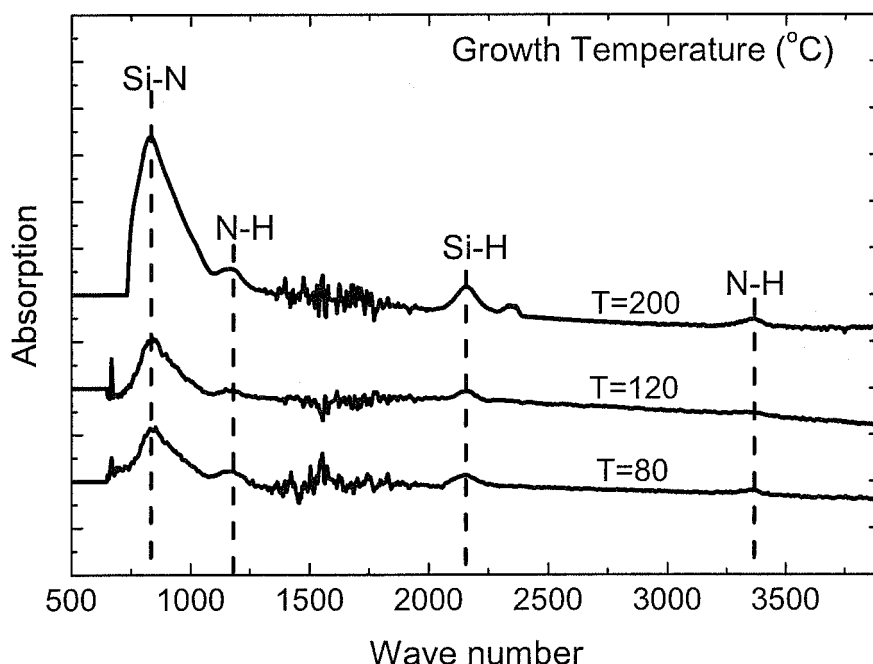


图 4.2 不同生长温度下 Si_3N_4 膜的吸收谱图

对于刻蚀进光窗口, 主要有湿法和干法刻蚀两种手段。湿法腐蚀采用是 HF 缓冲溶液, 其配比为 $\text{HF}:\text{NH}_4\text{F}:\text{H}_2\text{O}=3(\text{ml}):6(\text{g}):9(\text{ml})$, 实验中将溶液放在 50°C 水浴中, 腐蚀 Si_3N_4 膜的速率约为 $2\mu\text{m}/\text{min}$, 需要注意的是其侧向腐蚀速率较快, 需要控制好湿法腐蚀的时间, 防止图形失真。如果要避免侧向腐蚀, 可以考虑使用干法刻蚀, 其技术手段包括 RIE 和 ICP 等, 我们在实验中采用 RIE 刻蚀, 使用的源气体为 CF_4 , 刻蚀时的气体压力为 5Pa , RF 功率为 110W , 刻蚀速率约为 $110\text{nm}/\text{min}$ 。

对于正面电极的生长, 有两种方法。一是先大面积淀积金属, 再通过光刻电极图形和刻蚀金属形成正面电极; 另一种是先光刻出电极图形再淀积金属, 最后通过剥离(list-off)的办法形成正面电极。实验中我们采取的是后面一种方法。主要通过两个途径, 一是采用正常的正光刻胶, 在显影之前泡氯苯 5min , 此时氯

苯会和表面的光刻胶发生反应，反应后的光刻胶在显影液中的溶解速度较慢，从而显影后的光刻胶呈现出“倒角”，有利于金属的剥离。二是利用采用反转胶技术，光刻胶由树脂，溶剂和光敏成分组成，当受到紫外光曝光后，光敏成分转变成可溶于显影液的羧酸，从而形成图形。但反转胶区别于普通光刻胶的特点是高温下这些羧酸会发生交联反应，以至于其在显影液中的溶解速率大大降低，从而显影后会呈现出“倒角”的特征。在实验中我们采取曝光、反转烘、大面积曝光三道工序来形成光刻图形。影响反转性能和“倒角”形状的主要是三个参数，图形曝光时间，反转烘时间和大面积曝光时间。其结论是缩短图形曝光时间和反转烘时间或者延长大面积曝光的时间会增加倒角，使剥离易于进行^[140]。需要指出的是使用反转胶和泡氯苯工艺掩膜图形上是相反的，这在设计掩模版的时候要注意。

为了减少金属和半导体之间的接触电阻，除了接触层使用重掺杂以外，还需要根据不同的接触层淀积合适的金属。对于 P^+-InP 可采用 $AuBe/Au$ ，对于 N^+-InP 可采用 $AuGeNi/Au$ 、 $Ge/Au/Ni/Au$ 或者 $Ti/Pt/Au$ ，而对于 $P^+-InGaAs$ 和 $InAlAs$ 以及 $N^+-InGaAs$ 、 $InAlAs$ 都可以使用 $Ti/Pt/Au$ 来制作接触电极，在 $300^\circ C$ 进行合金化后这些金属半导体之间通常就可以形成欧姆接触。

此后会进行电极加厚，其步骤和正面生长电极类似。接着对外延片进行背面减薄和抛光，有时候为了便于封装会在金属背面生长一层金属膜。对于制作完成的器件可以解理成管芯，采用普通的 TO-can、DIP 等进行封装，并测试器件性能。图 4.3 是制作完成后的台面型器件示意图，左图为晶格匹配的 $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 器件，右图为晶格失配的器件。

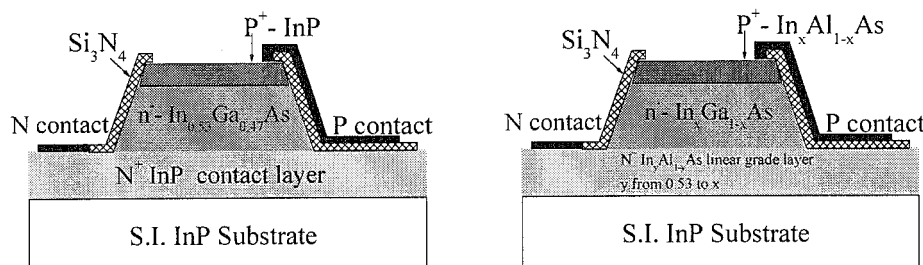


图 4.3 台面型器件示意图，左图为晶格匹配器件，右图为晶格失配器件

4.2 InGaAs 探测器测试技术

In_xGa_{1-x}As 探测器的主要性能测量包括 I-V 测试, 响应光谱, C-V 测试和黑体测试。I-V 特性是器件性能表征最为重要的手段之一, 可以反映器件的暗电流和光电流特性。实验中主要包括外延片上直接压探针测试, 封装后管芯的测试和变温 I-V 测试。通过 HP4156 半导体参数精密测试系统, 及 HP41501B 源, HP16442A(有屏蔽功能)、连接面板等附件, 测试精度可以达到 fA 级。变温 I-V 测试时采用双列直插封装(DIP)管芯装载在 APDCRYOGENICS 公司生产的液氮循环制冷系统的冷头上, 温度采用 Lakeshore 330 温度控制系统进行控制, 可在 10-370K 范围内可调。

光谱响应测试采用红外光谱仪来进行, 红外光谱仪主要分为色散型光谱仪和傅里叶变换光谱仪。色散型光谱仪中红外光源发出的光, 经过样品达到分光单元(光栅或者棱镜)成为单色光, 最终由检测器检测单色光的强度。傅里叶变换光谱仪则是使光源发出的光经过迈克尔逊干涉仪变成干涉光, 再让干涉光照射样品, 由探测器检测到干涉信号, 最后通过计算机将干涉信号经过傅里叶变换获得红外光谱图^[141]。在实验中我们采用的是 Nicolet Magna IR 760 傅里叶变换红外光谱仪, 采用仪器自带的 Ever-GLo 作为红外光源, GaF₂ 作为迈克尔逊干涉仪的分束器, 将待测的探测器件代替光谱仪中的探测器, 待测器件输出的电学信号经过后续的放大电路等处理便可得到探测器的响应干涉图谱, 在结合 Omnic 软件处理就可以获得探测器的响应光谱。需要特别说明的是, 由于光源存在一定的光谱强度范围, 分束器和探测器都有相应的工作波段, 所以在实验过程中应该选取合适的配件, 图 4.4 列出了不同的波段范围内合适的光源、分束器和探测器配件。

C-V 测试可用来表征器件的响应速度, 同时还可以对 PN 结附近的载流子掺杂进行研究。在实验中我们使用 HP4280A 电容/电容-电压特性测试仪, 交流源为内建的 1MHz 正弦信号振荡器, 其测量精度可以达到 0.1%, 最小分辨率为 1pF。利用 HP16080A 连接头, 采用 CN10 方式连接, 直接利用内建直流电源对待测的探测器件进行 C-V 模式扫描。

探测率是描述探测器性能的关键参数, 也是不同器件相互比较的标准, 准确地标定探测率是一项重要的工作。黑体测试是标定红外探测器探测率的有效手段, 其原理如下: 对于一个温度为 T_1 , 辐射小孔面积为 A_B 的黑体, 假设周围的

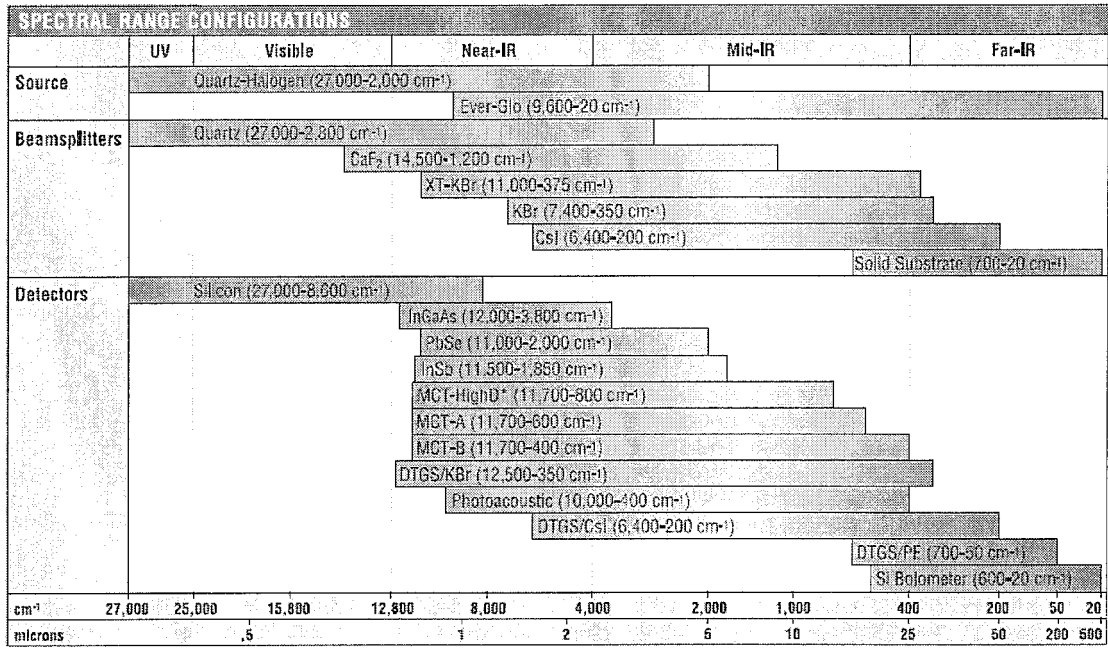


图 4.4 不同波段范围内合适的光源、分束器和探测器配件

环境为 T_2 ，则其单位时间内向外辐射的能量为

$$\Phi = A_B \varepsilon \sigma (T_1^4 - T_2^4) \quad (4.1)$$

其中 ε 为黑体发射率， σ 为 Stefan-Boltzmann 常数， $\sigma = 5.62 \times 10^{-12} \text{ Wcm}^2/\text{K}^4$ 。假设探测器与孔的间距为 L ，探测器光敏元面积为 A ，则加上调制盘后单位时间内照射到探测器上的能量为

$$\Phi' = \frac{m \varepsilon \sigma (T_1^4 - T_2^4)}{\pi L^2} A_B A \quad (4.2)$$

其中 m 为调制因子。假设探测器产生的信号为 V_s ，从而探测器的黑体响应率为

$$R_{bb} = \frac{V_s}{\Phi'} = \frac{V_s \pi L^2}{m \varepsilon \sigma (T_1^4 - T_2^4) A_B A} \quad (4.3)$$

峰值响应率 R_λ 与黑体响应率的 R_{bb} 的关系为 $R_\lambda = G R_{bb}$ ，其中 G 因子为

$$G = \frac{\sigma T^4}{\int_0^\infty R(\lambda) \frac{C_1}{\lambda^5 (e^{C_2/\lambda T} - 1)} d\lambda} \quad (4.4)$$

这里 $C_1 = 3.74 \times 10^{-12} \text{ Wcm}^2$ ， $C_2 = 1.439 \text{ cm/K}$ ， $R(\lambda)$ 为相对响应光谱。对于探测率

$$D_{bb}^* = \frac{\sqrt{A \Delta f}}{NEP} = \frac{V_s}{V_n} \frac{\sqrt{A \Delta f}}{\Phi'} = \frac{V_s}{V_n} \frac{\pi L^2}{m \varepsilon \sigma (T_1^4 - T_2^4) A_B} \sqrt{\frac{\Delta f}{A}} \quad (4.5)$$

和黑体响应率类似，峰值探测率 $D_\lambda^* = G D_{bb}^*$ 。

实验中的黑体测试系统采用小信号调制结合锁相放大技术,通过选频和选相位来排除环境的干扰,其原理如图 4.5 所示^[27]。黑体源发出的红外辐射经过调制盘上的小孔照射到探测器件上,其中调制盘频率和锁相的频率保持一致,测得的电信号经过放大后由数字电压表读出,整个过程由示波器监控。

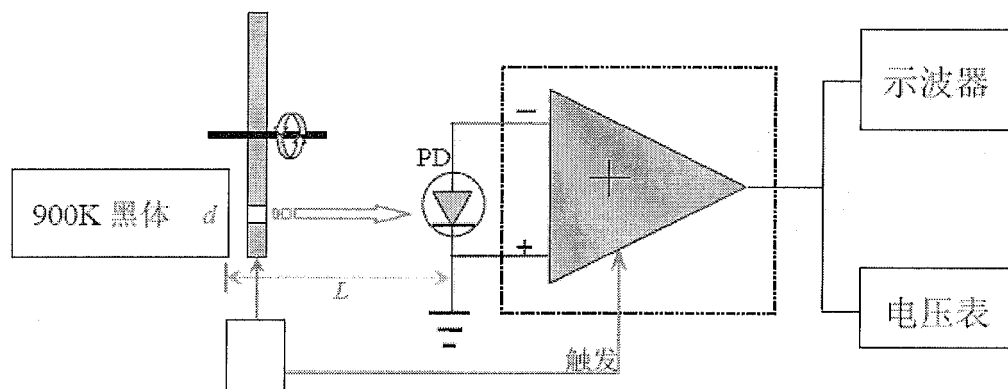


图 4.5 黑体响应测试系统示意图

4.3 InGaAs 探测器器件研究

对于 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 探测器,通过调节 In 的组分研制了一系列不同的探测器,其截止波长从 $1.7\mu\text{m}$ 延伸到 $2.9\mu\text{m}$,下面我们将对其中几个探测器进行重点地表征分析。

4.3.1 截止波长 $2.4\mu\text{m}$ 器件

对于截止波长 $2.4\mu\text{m}$ 的器件,其 In 的组分为 0.78 左右,由于与 InP 衬底晶格失配,为了减少吸收层中的失配位错,采用 $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 线性缓冲层结构,其中 x 从 0.52 变化到 0.78,总体结构如图 4.1 右图所示。外延材料由 VG Semicon V80H 气态分子束外延(GSMBE)生长而成,采用 Thermo-Cell 的元素 Ga 和 In 以及 K-cell 的 Al 作为 III 族源,结合在线监测的离子规,III 族源的流量可以通过改变炉子的温度来控制;高温裂解的 AsH_3 则被作为 V 族源,其流量由压力控制;p 型和 n 型掺杂则是采用 K-cell 的 Be 和 Si 来实现。按照上述的常规工艺流程制成器件,台面的直径为 $200\mu\text{m}$, $300\mu\text{m}$ 和 $500\mu\text{m}$,由 $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2$ 体系腐蚀而成,钝化保护的 Si_3N_4 膜生长温度为 200°C ,膜厚 150nm ,正面电极采用磁控溅射 Ti/Pt/Au,测试的管芯采用 DIP 和 TO-can 封装。

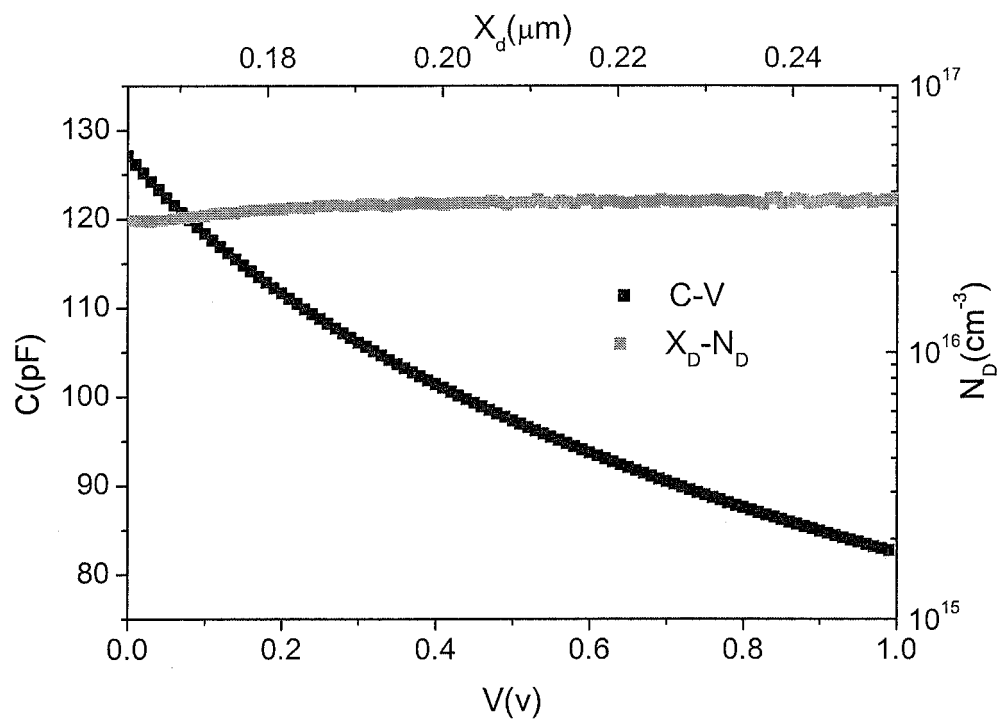
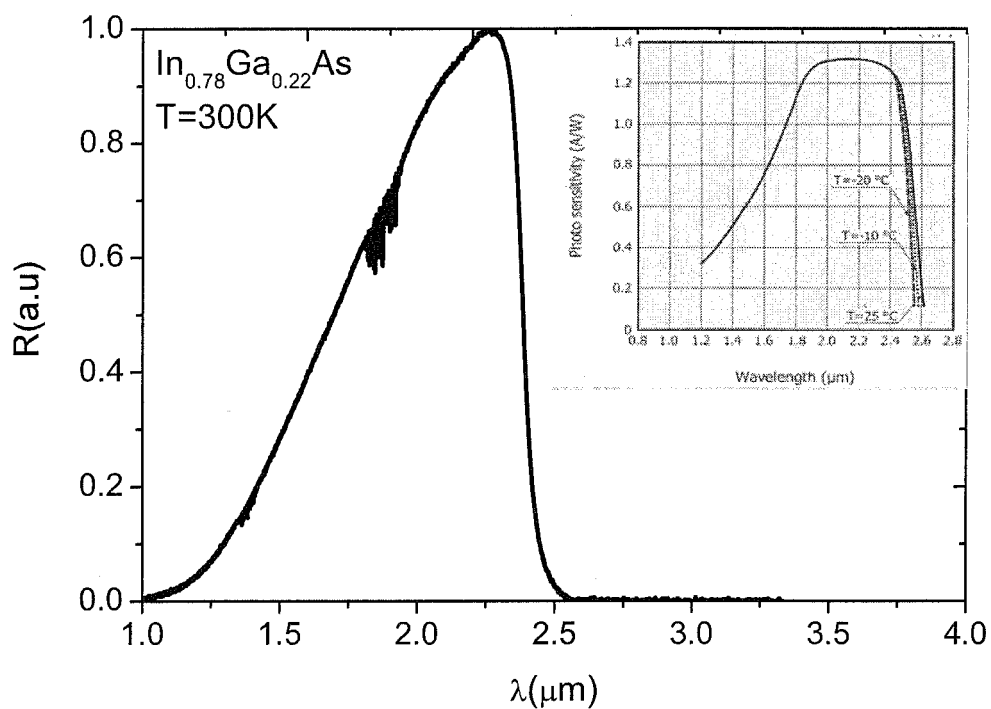
首先在室温下对 TO-can 封装的探测器进行了 C-V 特性的测量,其中探测器直径为 $500\mu\text{m}$,测试频率为 1MHz 。典型的性能曲线如图 4.6 所示,从图中看出

在零偏压附近,探测器的电容为 127pF,通过公式 $N_D = (1/q\epsilon_0\epsilon_r A^2) [C^3/(dC/dV)]$ 和 $X_d = \epsilon_0\epsilon_r A/C$, 其中 A 为探测器结面积, C 为电容, ϵ_r 为介电常数, 计算出电子的掺杂浓度在 $3-4 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 之间, 和设计值几乎相同。

图 4.7 描绘了典型的 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 探测器相对响应光谱, 从图中可以看出, 探测器长波方向 50%截止波长大约在 $2.4\mu\text{m}$, 符合预期的设计。对于在 $1.9\mu\text{m}$ 附近的响应波动, 这主要是由测量光路上的水汽吸收引起^[142]。由于测试时采用傅里叶红外光谱仪自带的 Ever-GLo 光源, 在近红外波段该光源随着波长的变短强度随之下降, 从而导致响应曲线在短波方向的响应较低, 插图中描绘了 Hamamatsu 公司的 G5853-21 产品的标准响应光谱图^[143]。

另外我们还对不同温度下的 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 探测器响应光谱进行了测量, 实验中将芯片封装在定制的 Cu 热枕上, 放入 Oxford Instruments 生产的 Optistat DN-V 杜瓦瓶中, 采用液氮制冷和 PID 智能控温的方式来控制温度, 将杜瓦瓶放入傅里叶红外光谱仪的样品仓中, 红外光源透过杜瓦瓶的 ZnSe 窗口照射到芯片上, 产生的电信号直接输入到光谱仪的前置放大器中, 测量过程中保持光路不动。图 4.8 显示了不同温度下 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 探测器的响应光谱, 从图中可以看出随着温度的降低, 光谱曲线截止波长发生蓝移, 这和 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 随温度降低禁带宽度增加有关, 同时探测器的峰值响应率也变小, 图 4.9 描述了不同温度下的峰值强度值, 虚线是归一化后的结果, 可以看出 77K 时峰值响应强度降低到 300K 时的 40%左右, 从 300K 到 125K 峰值强度随温度变化近似成线性关系, 低于 125K 以后下降的速度则快很多。在第三章中, 通过理论分析得知 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器的峰值响应率随温度下降而减小的结论, 造成这种现象的主要原因是少子寿命和载流子迁移率随温度的降低而减小。这里也可以推断 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 探测器这种现象和其少子寿命和载流子迁移率随温度的变化有关。想进一步更深入地探讨, 需要对这些参数进行仔细地表征和分析。

同时我们还对 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 探测器进行了 I-V 特性的表征, 无光照射和 1550nm 光照下典型的 I-V 曲线如图 4.10 上图所示, 器件台面的直径为 $300\mu\text{m}$, 器件有良好的二极管性能和光响应性。图 4.10 下图为不同台面直径器件的反向暗电流特性, 反向暗电流几乎和台面的面积成正比, 这也表明体电流是暗电流的主要组成部分。直径 $300\mu\text{m}$ 的器件反向 10mV 下, 暗电流为 $4.86 \times 10^{-7} \text{A}$ ($6.9 \times 10^{-4} \text{A/cm}^2$)。

图 4.6 典型的 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 探测器 C-V 曲线图 4.7 典型的 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 探测器相对响应光谱图

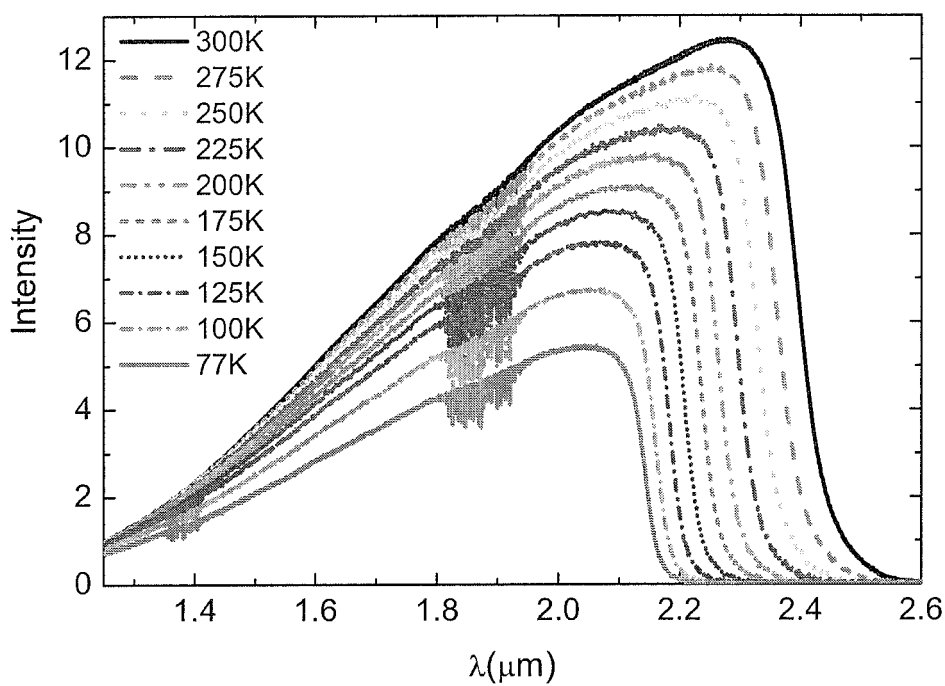
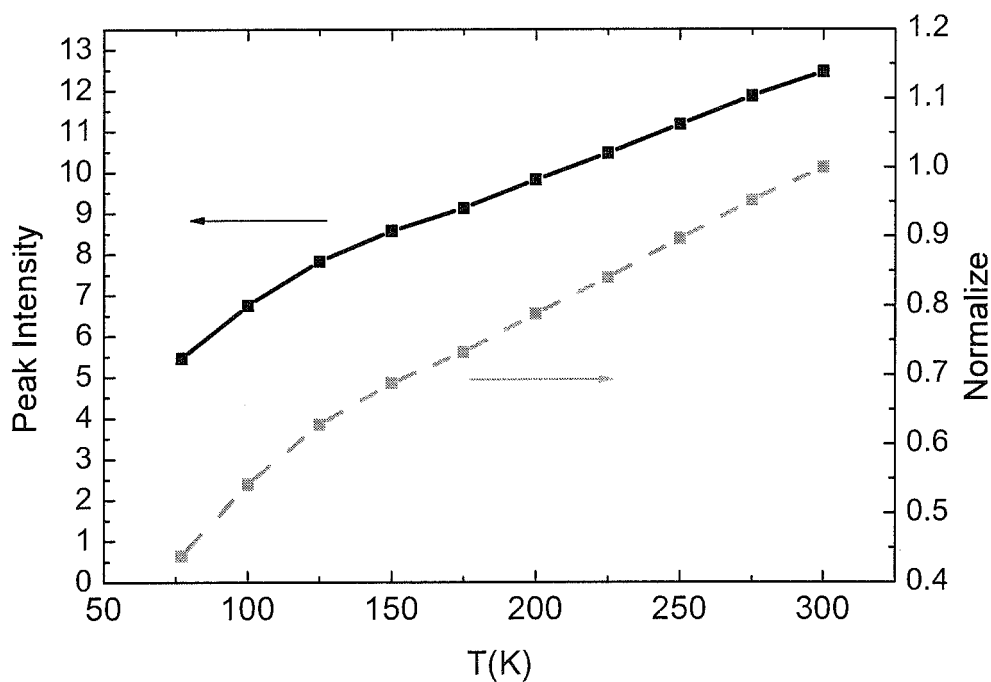
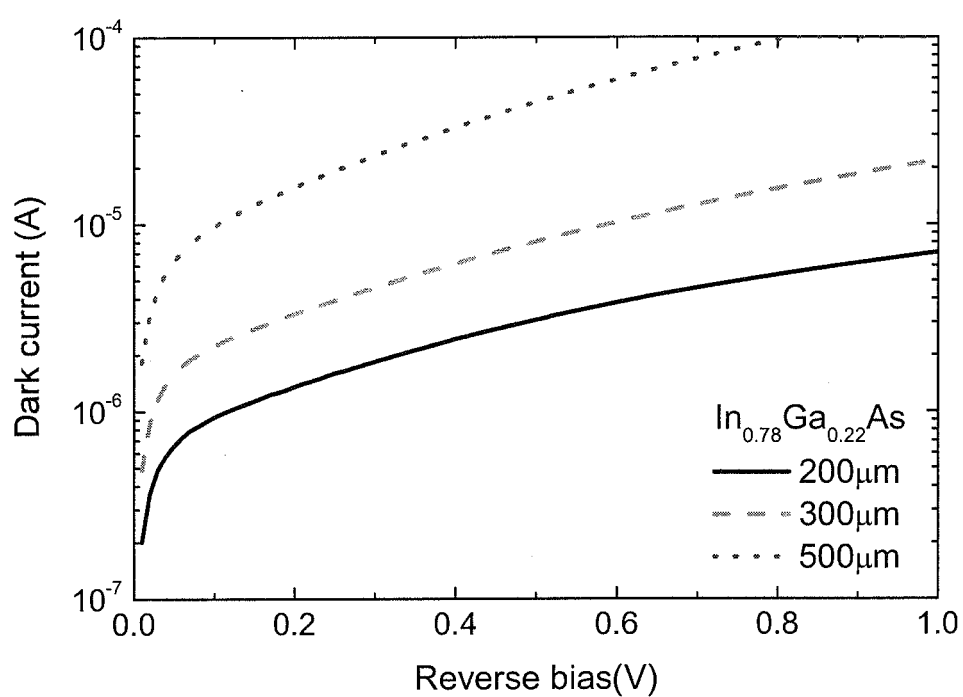
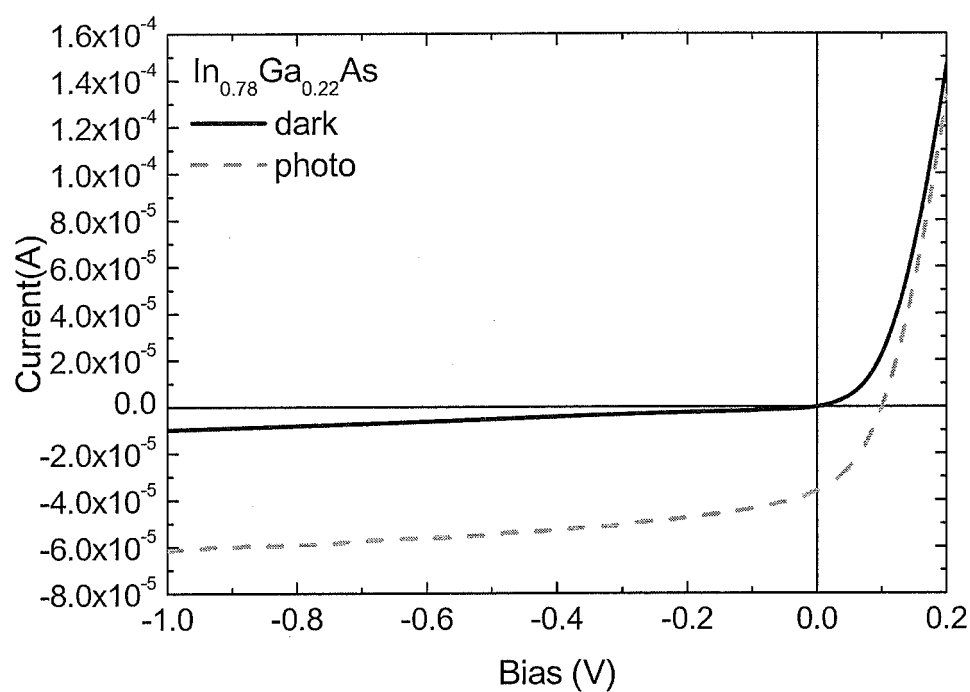
图 4.8 不同温度下 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 探测器的响应光谱

图 4.9 不同温度下的峰值强度，虚线是归一化后的结果

图 4.10 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 探测器光照射 I-V 曲线和不同面积的暗电流曲线

另一方面我们还对 $500\mu\text{m}$ 的器件进行了变温 I-V 测试, 温度从 350K 降到 190K, 每隔 20K 测一条曲线, 如图 4.11 上图所示。从图中可以看出随着温度的降低, 器件的暗电流也逐渐地降低, 当温度从 290K 降到 190K 时, 反向 10mV 处暗电流下降了近 4 个数量级, 从 $8.35 \times 10^{-7}\text{A}$ 降到 $8.39 \times 10^{-11}\text{A}$ 。图 4.11 下图描述了 -10mV 下不同温度的暗电流, 电流近似有 $I_d \propto \exp(-E_a/kT)$, 其中 E_a 为激活能, 这表明在这段温度区域内暗电流主要由热激发产生, 线性拟合的结果显示 E_a 为 0.50eV, 这和 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 的禁带宽度 E_g 较接近。从上一章可以看出, 扩散电流随温度变化有 $I_{\text{diff}} \propto \exp(-E_g/kT)$, 产生复合电流 $I_{\text{GR}} \propto \exp(-E_g/2kT)$, 从而推断在 210K-350K 之间, 器件的暗电流主要为扩散电流。此结论为减小探测器的暗电流提供了参考, 根据扩散电流的产生机理, 通过相应的设计措施, 比如增加掺杂浓度, 可以达到减小暗电流的目的。

除了改变掺杂浓度, 增加载流子的少子扩散长度同样也能降低探测器的暗电流, 这就需提高材料质量, 减少吸收层中的位错密度。仔细地分析图 4.1 右图的结构, 发现有两处可以改善材料的质量。一是增加一层 InP 缓冲层, 结合 F. K. LeGoues 等人对 InGaAs/GaAs、GeSi 等材料应力弛豫机制的分析, 在材料生长初始阶段生长一层缓冲层可以有效地减小因衬底中的位错引起的吸收层中穿越位错的密度^[144]。二是改善 InGaAs/InAlAs 界面的质量, 由于大量的位错都集中在 $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 线性缓冲层中, 部分穿越位错会从缓冲层进入到吸收层中, 如果在界面处增加一点应力, 使穿越位错不能到达 InGaAs 吸收层, 这样就可以减少吸收层中的位错密度, 从而提高材料质量。

根据以上的分析我们在原来的结构基础上(简称样品 A)设计了两种新的结构, 一种结构为在 $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 线性缓冲层和 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 吸收层之间加上一个数字渐变超晶格 DGSL1, 在吸收层和 $\text{In}_{0.78}\text{Al}_{0.22}\text{As}$ 窗口层之间加上另一个数字渐变超晶格 DGSL2(简称样品 B), 其中 DGSL1 是由 9 组 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}/\text{In}_{0.78}\text{Al}_{0.22}\text{As}$ 组成, 总厚度为 $0.072\mu\text{m}$, $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}/\text{In}_{0.78}\text{Al}_{0.22}\text{As}$ 厚度比由 1: 9 逐渐递变到 9: 1, DGSL2 的结构刚好相反, 厚度比则由 9: 1 递变到 1: 9; 而另一种结构(简称样品 C)在样品 B 的结构上在做优化, 在生长 $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 线性缓冲层之前, 先生长一层 $0.16\mu\text{m}$ 的 InP 缓冲层, 样品 C 的结构如图 4.12 所示^[145]。

我们对三种样品进行了室温下的暗电流测试, 如图 4.13 上图所示, 所有样

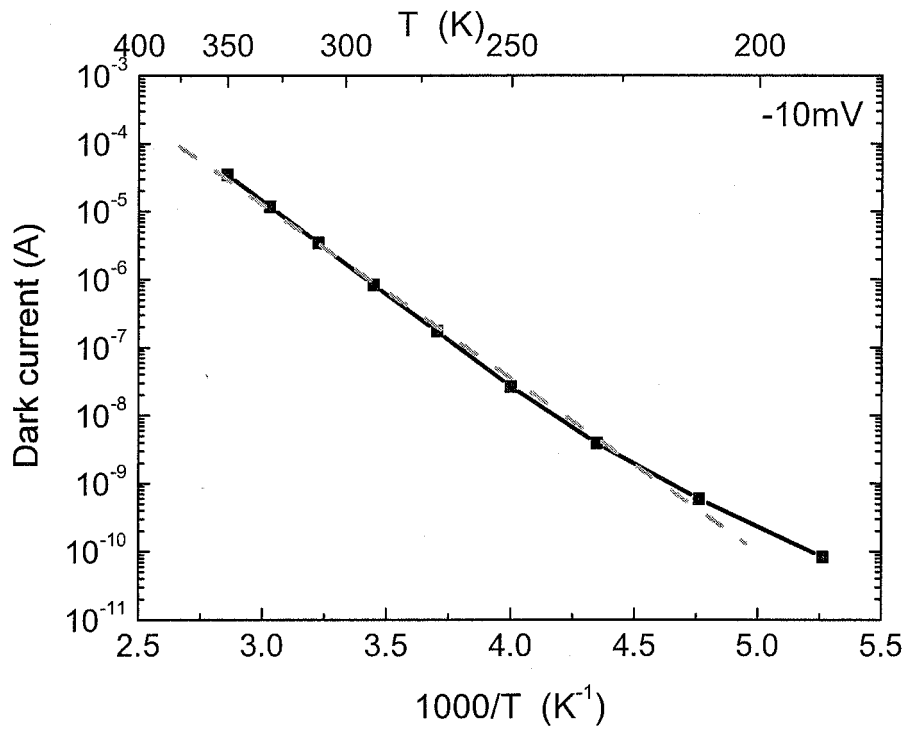
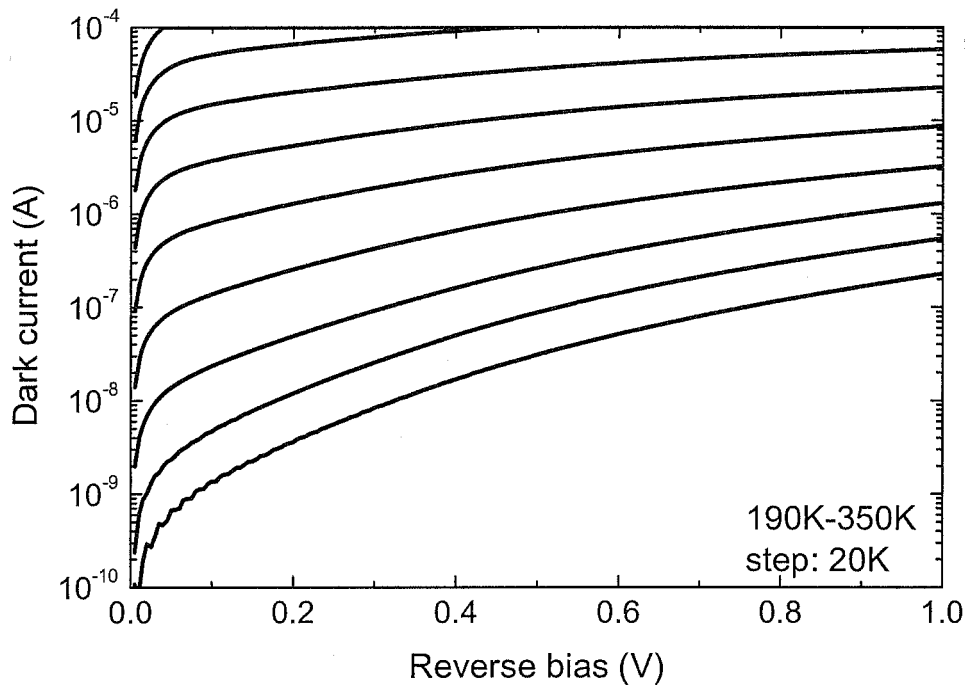


图 4.11 不同温度下 $In_{0.78}Ga_{0.22}As$ 探测器的暗电流及 $-10mV$ 处其与温度的关系

品的直径都为 $300\mu\text{m}$ 。在反向 10mV 下，样品 A、B 和 C 的暗电流分别为 $5.07 \times 10^{-7}\text{A}$ ， $4.97 \times 10^{-7}\text{A}$ ， $4.06 \times 10^{-7}\text{A}$ ，这表明结构优化可以一定程度上减小暗电流，这也可以通过下图中不同温度下的 R_0A 值看出，在 310K 时三种样品的 R_0A 分别为 $4.96\Omega\text{cm}^2$ ， $5.34\Omega\text{cm}^2$ ， $6.83\Omega\text{cm}^2$ ，而 190K 时 R_0A 则上升到 $1.43 \times 10^5\Omega\text{cm}^2$ ， $3.44 \times 10^5\Omega\text{cm}^2$ ， $4.01 \times 10^5\Omega\text{cm}^2$ 。另外从 4.13 上图可以看出，样品 C 的暗电流在高反向偏压下比样品 B 的电流大，这和预期的设计不符，为了探讨这个现象，我们通过暗电流拟合分析了各个样品中的暗电流构成。

结合上一章中对暗电流的介绍，我们对上述三种结构器件在室温下的反向暗电流进行了理论模拟，其中 $n_i=5.4 \times 10^{13}\text{cm}^{-3}$ ， $D_p=12\text{cm}^2/\text{s}$ ， $V_b=0.66\text{eV}$ ， $\epsilon/\epsilon_0=12$ ， $E_t=0.16\text{eV}$ ，模拟结果及其与实测特性的比较如图 4.14、4.15 和 4.16 所示。从图上看二者符合得很好，且室温下暗电流在零偏压附近主要为反向扩散电流，随着电压增加，产生复合电流和欧姆电流逐渐增大，并且欧姆电流对总电流的贡献

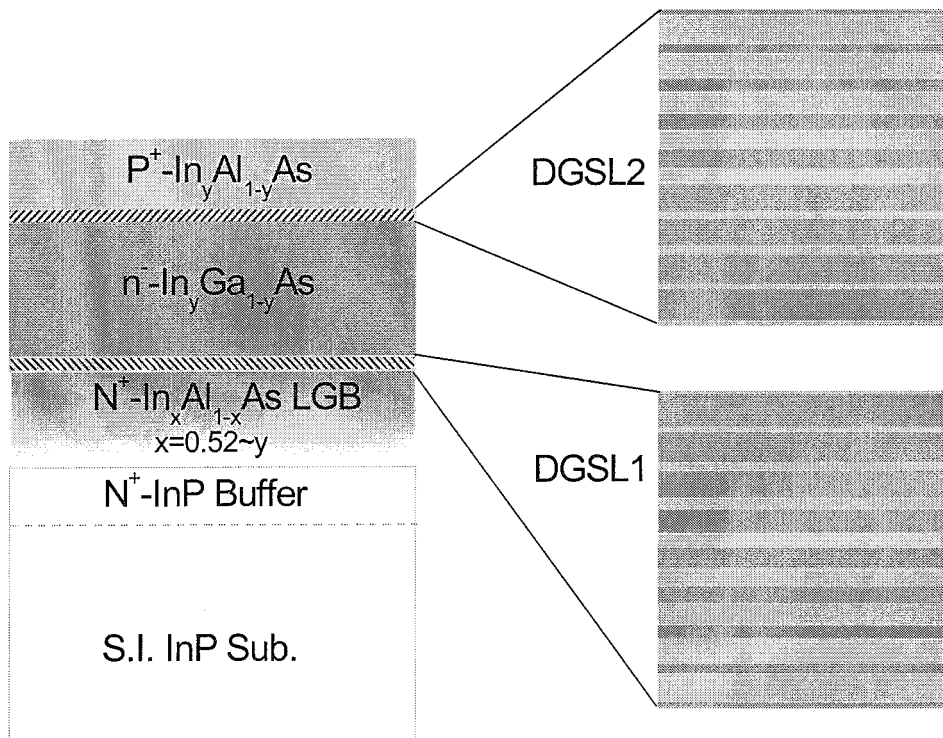
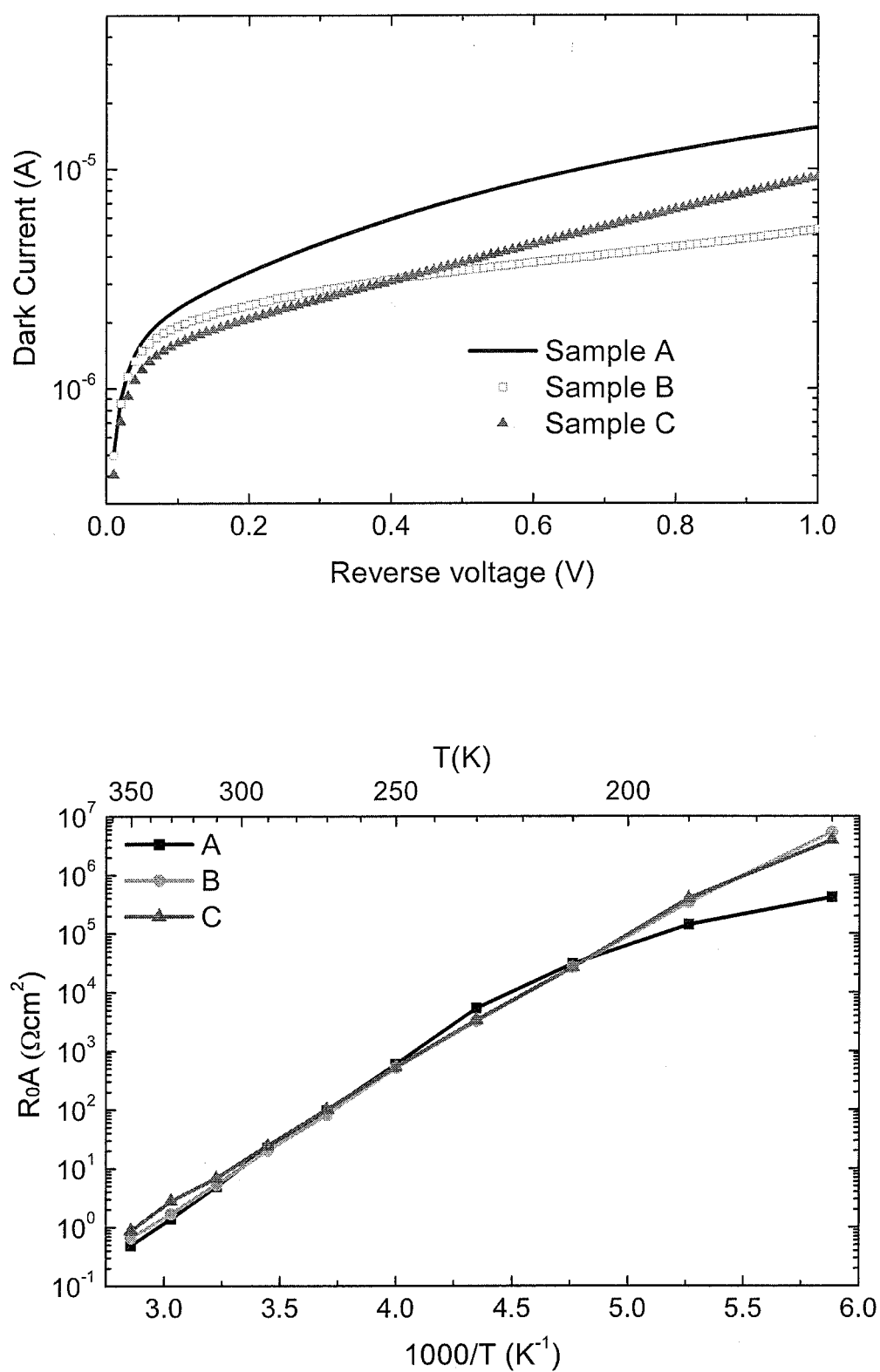


图 4.12 样品 C 的外延结构示意图

图 4.13 三种样品室温暗电流和不同温度下的 R_0A 值

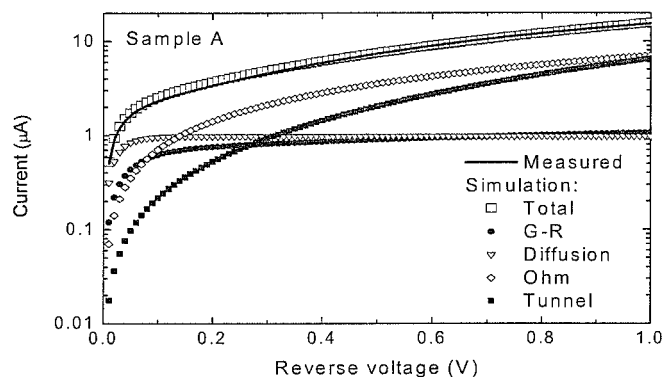


图4.14 样品A反偏下暗电流的模拟结果及其与实测特性的比较，图中绘出了不同暗电流机制的相对贡献

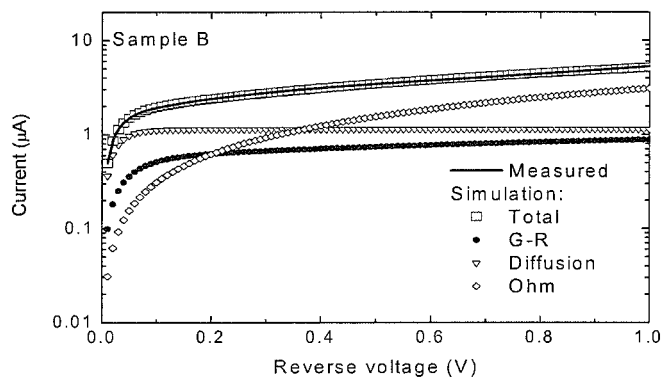


图4.15 样品B反偏下的暗电流的模拟结果及其与实测特性的比较，图中绘出了不同暗电流机制的相对贡献

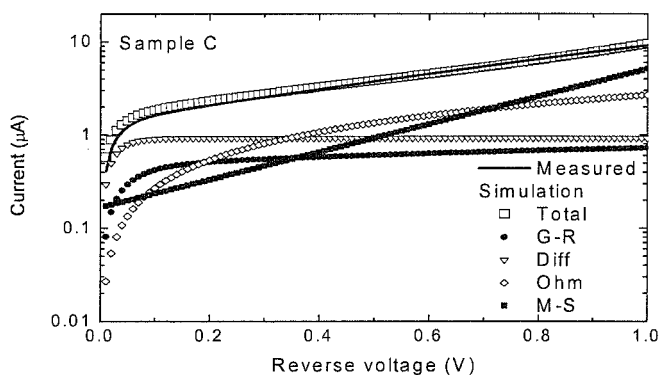


图4.16 样品C反偏下的暗电流的模拟结果及其与实测特性的比较，图中绘出了不同暗电流机制的相对贡献

逐渐变大。同时在偏压低于1V时，样品A中辅助隧穿效应对暗电流的影响随偏压增加逐渐变大，而样品B，C隧穿效应对暗电流影响不明显，这表明数字递变超晶格的引入能够降低吸收层中的深能级复合中心，从而减少辅助隧穿电流。

仔细对比发现三种结构器件的暗电流分量有明显的差别：

(1) 产生复合电流：

模拟结果表明样品A、B和C的载流子产生复合寿命 τ_{gr} 近似为154、187和226ns，见表4.1。由于吸收层与衬底InP晶格不匹配，所以吸收层中不可避免存在穿越位错，这些位错成为有效的电流复合中心，而线性缓冲层和吸收层之间的数字递变超晶格DGSL1能够使部分穿越位错弯曲，使其延伸到样品的边界，有效的减少吸收层中的位错；数字递变超晶格DGSL2一定程度上又能够减少吸收层和帽层之间的失配，提高耗尽区中的界面特性，从而使样品B的载流子产生复合寿命比样品A大。样品C中InP缓冲层的引入能减小衬底自身带有的缺陷对吸收层的影响，所以载流子产生复合寿命又有所提高。这也与材料XRD的结果相符，样品A，B，C的外延峰半高全宽(FWHM)依次为851s，716s和645s，这说明样品的质量逐渐提高。

(2) 扩散电流：

表4.1同时列出了界面复合速度。可以看出InP缓冲层的引入，可以有效的减少界面复合速度，这说明起源于衬底缺陷的位错会对异质结界面产生一定影响。另外表4.1中样品A，B的界面复合速度相等，这似乎表明数字递变超晶格DGSL2的引入对界面性能没有什么影响。但事实上异质结的界面会对载流子有一定的反射，而我们在计算时选取透射系数都为1，从而忽略了这一事实^[81]。引入DGSL2一定程度上能平缓界面处的能带，使载流子透射率增加，这样会使样品B的反向扩散电流相对样品A大，理论计算最终的结果表现为界面复合速度的增加，从另一个角度也可以看出数字递变超晶格DGSL2能够提高界面质量。

另外样品C中还出现了一个较大的电流分量 I_{M-S} ，这也是导致高偏压下样品C暗电流偏大的原因，模拟的结果显示该电流分量表达式近似为 $I_{M-S}=\alpha \times \exp(\beta V)$ ，其中 $\alpha=0.17$ ， $\beta=3.43$ 。此电流产生的可能原因是该样品在 H_3PO_4/H_2O_2 腐蚀台面时腐蚀速率稍大，侧向钻蚀较明显，影响了钝化层的淀积，使部分吸收层侧壁没有覆盖到钝化层，而磁控溅射制作电极时，金属与这些没有受到钝化保护的吸收层

形成肖特基势垒。肖特基势垒的电流输运机制很多，其中一种机制是吸收层中含有的位错缺陷协助载流子通过隧穿方式穿越势垒而到达金属，其电流表达式近似为 $I = I_s \exp(\beta V)^{[81]}$ 。为了减少这类电流，需要进一步稳定腐蚀速率和提高钝化技术。

我们还对三种结构的器件进行了探测率测试，测试过程中黑体温度为 900K，孔径为 5mm，孔径与探测器之间的距离为 16.4cm，光敏元直径为 500 μm ，放大器带宽 Δf 为 80Hz，调制盘频率为 800Hz，调制因子 m 为 $(1/8)^{1/2}$ ，环境温度为 293K。结果显示样品 A, B, C 的探测率分别为 $1.1 \times 10^{10} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$, $2.0 \times 10^{10} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 和 $3.1 \times 10^{10} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ ，这表明改进后的结构使探测器性能得到了一定的改善。

表 4.1 三种不同结构器件的主要拟合参数

	样品 A	样品 B	样品 C
载流子产生复合寿命 τ_{gr}/ns	154	187	226
界面复合速度 $S/\text{cm s}^{-1}$	2.4×10^5	2.4×10^5	1.8×10^5
有效电阻 $R_{eff}/\text{M}\Omega$	0.14	0.32	0.36
隧穿常数 $C/\mu\text{A V}^{-2} \text{cm}^{-1}$	2.3×10^{-4}	-----	-----
Θ	12	-----	-----

4.3.2 截止波长 2.9 μm 器件

目前来说商业化的 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 探测器最长的截止波长大约在 2.6 μm ，而理论上 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 探测器的截止波长可以到 3.5 μm ，不过随着截止波长的增加，探测器的探测率性能逐渐下降，同时 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 与 InP 衬底的失配度也变大，将带来更多的位错，高质量的材料生长也越来越困难，因此有必要分析更长截止波长的 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 探测器性能是否可以达到应用的要求。另一方面在截止波长大于 3 μm 的探测区域，已经存在一些商业化的探测器件，如 InAs 探测器等，与这些探测器相比， $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 探测器在这个波段是否具有较强的竞争实力？为了回答这两个问题，我们生长了截止波长 2.9 μm 的探测器，对其性能进行了表征和分析，并与截止波长 2.4 μm 的 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 器件和 Judson 公司截止波长 3.6 μm 的 InAs 探测器进行了比较。

实验中外延片采用 VG Semicon V80H GSMBE 生长，在衬底解析后生长一层

0.15 μm 的 InP 缓冲层, 接着生长 2.5 μm 线性的 $\text{N}^+ \text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 缓冲层, 其中 x 从 0.52 到 0.90, 之后生长 2.0 μm 的 $\text{In}_{0.90}\text{Ga}_{0.10}\text{As}$ 吸收层, 最后生长一层 0.6 μm 重掺杂的 $\text{P}^+ \text{In}_{0.90}\text{Al}_{0.10}\text{As}$ 窗口层。器件按照上述的常规工艺流程制作而成, 台面的直径为 200 μm , 300 μm 和 500 μm , 由 $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2$ 体系腐蚀而成, 钝化保护的 Si_3N_4 膜生长温度为 200 $^\circ\text{C}$, 膜厚 150nm, 正面电极采用磁控溅射 Ti/Pt/Au, 管芯采用 DIP 和 TO-can 封装。

首先我们对 TO-can 的器件进行了室温 C-V 测试, 测试频率为 1MHz, 器件直径为 500 μm , 如图 4.17 上图所示, 截止波长 2.4 μm 器件的 C-V 列在下图中以作比较。可以看出零偏压下 2.9 μm 器件的电容为 153pF, 大于 2.4 μm 器件的 127pF。掺杂浓度的计算结果显示 2.9 μm 器件的掺杂浓度小于 $1 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$, 这与预期设计值有出入, 一个可能的原因是吸收层中存在较高的位错密度, 导致存在一些电子陷阱和一些活性较低的杂质^[146]。

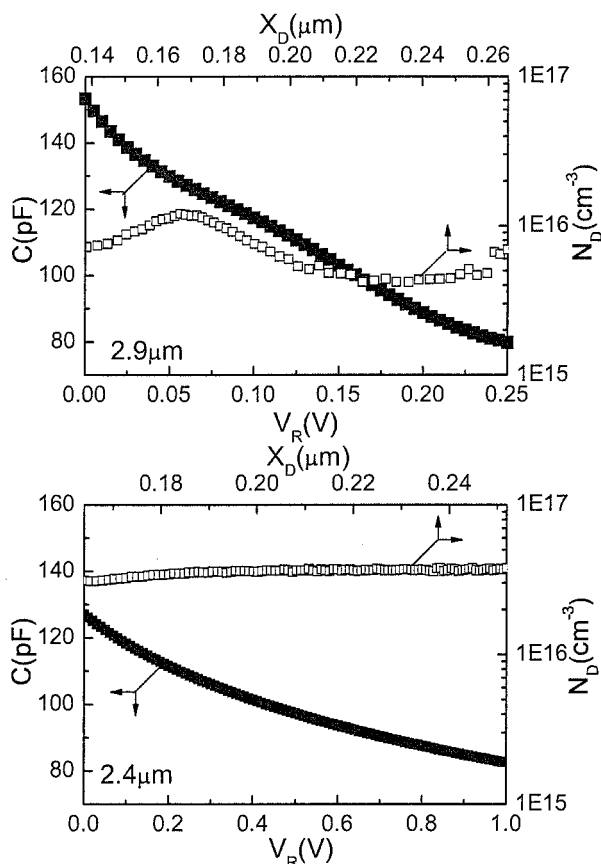


图 4.17 截止波长为 2.9 μm 和 2.4 μm 器件的 C-V 特性

不同温度下 $2.9\mu\text{m}$ 器件典型的 I-V 特性如图 4.18 左图所示, 测量温度从 110K 到 350K, 每隔 20K 测量一条曲线, 为了比较右图还对截止波长 $2.4\mu\text{m}$ 的器件进行了 170K 到 350K 的 I-V 测试。其中 $2.9\mu\text{m}$ 器件的直径为 $300\mu\text{m}$, 而 $2.4\mu\text{m}$ 的器件直径为 $500\mu\text{m}$, 主要是在低温下 $2.4\mu\text{m}$ 的器件电流会很小, 为了避免达到仪器的测量极限, 选取了较大一点的台面直径。在反向偏压 10mV 处, $2.9\mu\text{m}$ 的器件从 290K 的 $2.0\mu\text{A}$ ($2.8\text{E-}3\text{A}/\text{cm}^2$) 到 190K 的 $0.14\mu\text{A}$ ($2.0\text{E-}4\text{A}/\text{cm}^2$), 下降了大约一个数量级, 而 $2.4\mu\text{m}$ 的器件下降了大约 3 个数量级, 从 $0.67\mu\text{A}$ ($3.4\text{E-}4\text{A}/\text{cm}^2$) 减小到 456pA ($2.3\text{E-}7\text{A}/\text{cm}^2$), 这表明两种器件的暗电流机制是不一样的。图 4.19 描述了这两种结构样品在 -10mV 处暗电流随不同温度变化的关系, 从图上可以看出截止波长 $2.9\mu\text{m}$ 器件暗电流在 250K-350K 之间热噪声占主导作用, 其热激活能 E_a 大约为 0.33eV , 比禁带宽度 0.43eV 要小, 这表明扩散电流和产生复合电流都对暗电流起作用。低于 250K 以后暗电流几乎不变, 这说明隧穿电流, 特别是缺陷辅助隧穿电流, 是暗电流的主要构成。与之不同的是, 截止波长 $2.4\mu\text{m}$ 的器件一直到 190K 暗电流都属于热噪声占主导作用。

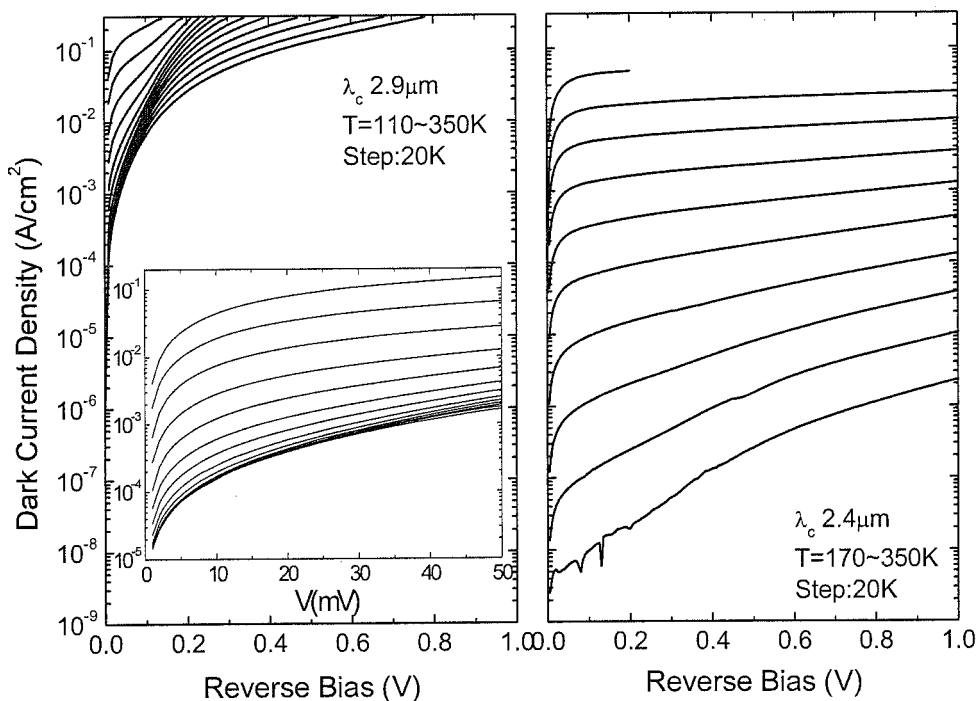
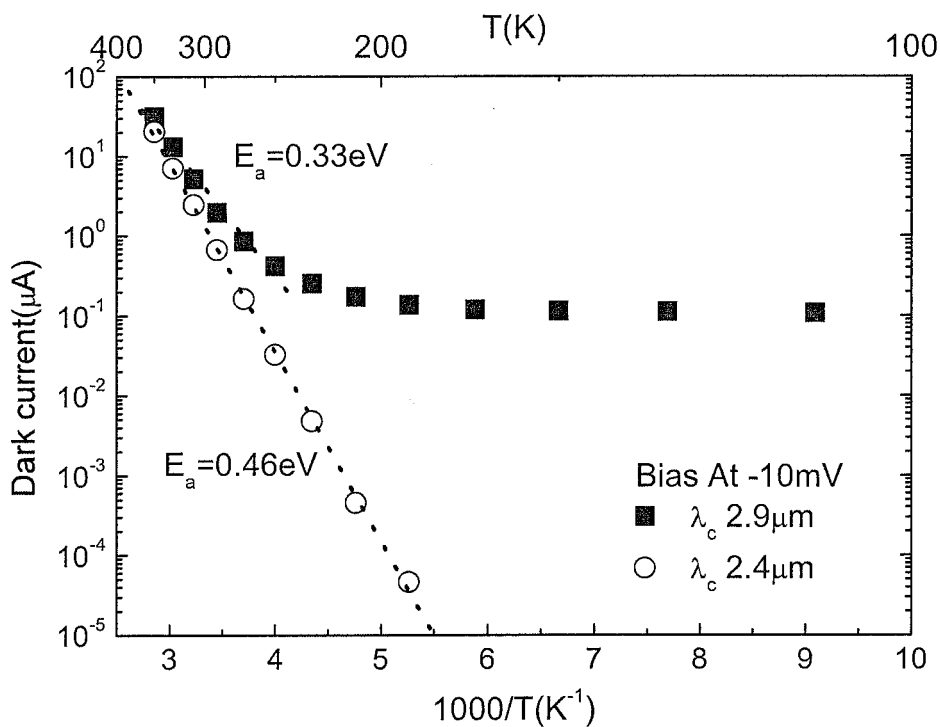
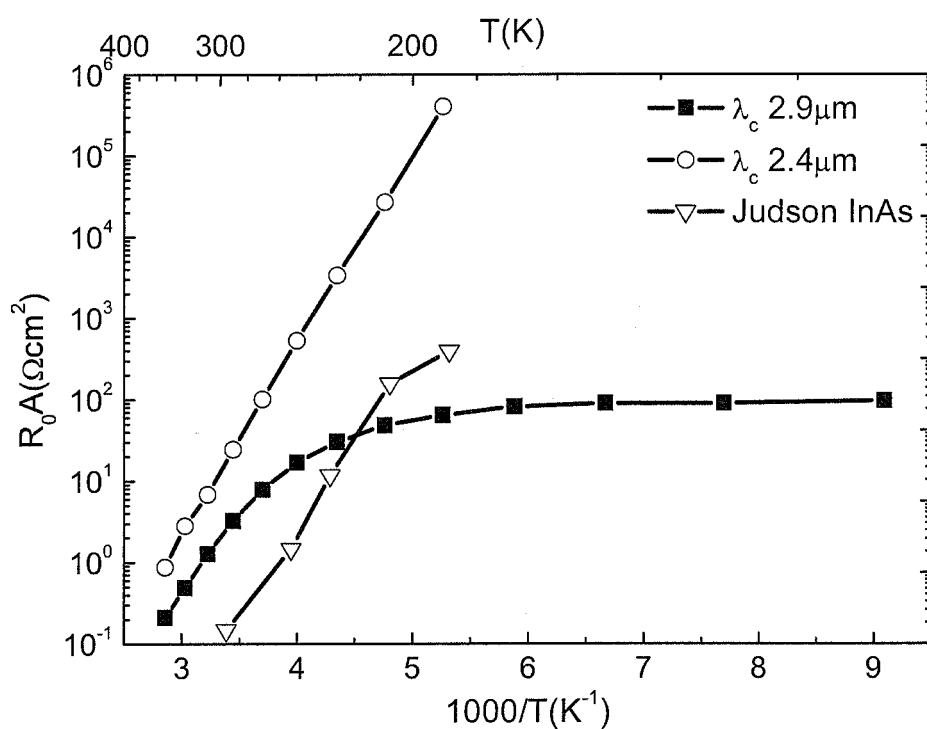


图 4.18 截止波长 $2.9\mu\text{m}$ 和 $2.4\mu\text{m}$ 器件的变温 I-V 特性, 插图是小偏压下的 I-V 特性

图 4.19 截止波长为 $2.9 \mu\text{m}$ 和 $2.4 \mu\text{m}$ 器件的变温 I-V 特性图 4.20 截止波长为 $2.9 \mu\text{m}$ 、 $2.4 \mu\text{m}$ 及 Judson 公司的 InAs 探测器 R_0A 特性

另外我们根据小偏压下的 I-V 曲线,如图 4.18 中的插图,计算了器件的 R_0A 值。图 4.20 列出了不同温度下截止波长 $2.9\mu\text{m}$ 和 $2.4\mu\text{m}$ 器件的 R_0A 值,从图中可以看出在 290K 时,两种器件的 R_0A 分别为 $3.2\Omega\text{cm}^2$ ($R_0=4.5\text{k}\Omega$) 和 $24\Omega\text{cm}^2$ ($R_0=12\text{k}\Omega$),而当温度下降到 250K 时, R_0A 分别升至 $17\Omega\text{cm}^2$ ($R_0=24\text{k}\Omega$) 和 $534\Omega\text{cm}^2$ ($R_0=272\text{k}\Omega$),同时 Judson 公司商业化的 InAs 探测器 R_0A 也显示在图中^[147], 293K 下 R_0A 为 $0.15\Omega\text{cm}^2$ ($R_0=0.3\text{k}\Omega$)而在 253K 则变成 $1.5\Omega\text{cm}^2$ ($R_0=3\text{k}\Omega$)。通过 $2.9\mu\text{m}$ 器件和 InAs 探测器的 R_0A 比较发现,在高于 250K 时 $2.9\mu\text{m}$ 器件的性能还具有一定的竞争力,不过随着温度的降低,InAs 探测器逐渐占据了主导地位。

图 4.21 上图描绘了室温下三种器件的光谱响应图,对于 $2.9\mu\text{m}$ 的器件其 50% 的截止波长在 $2.88\mu\text{m}$, 响应峰值在 $2.65\mu\text{m}$, 符合预期的设计,其中 $2.7\mu\text{m}$ 附近的波动是由于测量过程中水汽吸收造成的。我们还对器件进行了探测率的黑体测试,结果显示 $2.9\mu\text{m}$ 器件的峰值探测率为 $6.6 \times 10^9 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$, 根据这个数值计算了不同波长下的探测率值,如下图所示,其中水汽吸收的部分被平滑处理,商业化的 InAs 探测器也列在图中,其峰值探测率为 $3.7 \times 10^9 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$, $2.65\mu\text{m}$ 处的探测率为 $2.9 \times 10^9 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$, 大约是 $2.9\mu\text{m}$ 器件探测率的一半。从以上的分析看出将 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 探测器的波长延伸到 $2.9\mu\text{m}$ 是有一定的应用价值。对于更长的波段,InAs 探测器表现出很强的竞争力,此时再延伸 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 探测器的截止波长,不管从材料生长还是应用上,都面临巨大的挑战。

4.4 本章小结

本章主要研究了截止波长为 $2.4\mu\text{m}$ 、 $2.9\mu\text{m}$ 的 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 和 $\text{In}_{0.90}\text{Ga}_{0.10}\text{As}$ 探测器。通过改善 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 探测器的外延层结构,增加 InP 缓冲层和界面优化层,减少了吸收层的位错密度,提高了器件的性能,改进后的器件探测率为 $3.1 \times 10^{10} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 。同时分析了 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 探测器室温下暗电流的构成,发现改善后的结构提高了少子寿命及有效复合寿命,并有效降低了界面复合速度。研制的截止波长 $2.9\mu\text{m}$ $\text{In}_{0.90}\text{Ga}_{0.10}\text{As}$ 探测器,室温下的 R_0A 为 $3.2\Omega\text{cm}^2$, 探测率为 $6.6 \times 10^9 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 。通过性能分析及与商业化的 InAs 探测器比较,发现 InGaAs 探测器在小于 $3\mu\text{m}$ 的波段有应用潜力,向更长波方向延伸面临着巨大的挑战。

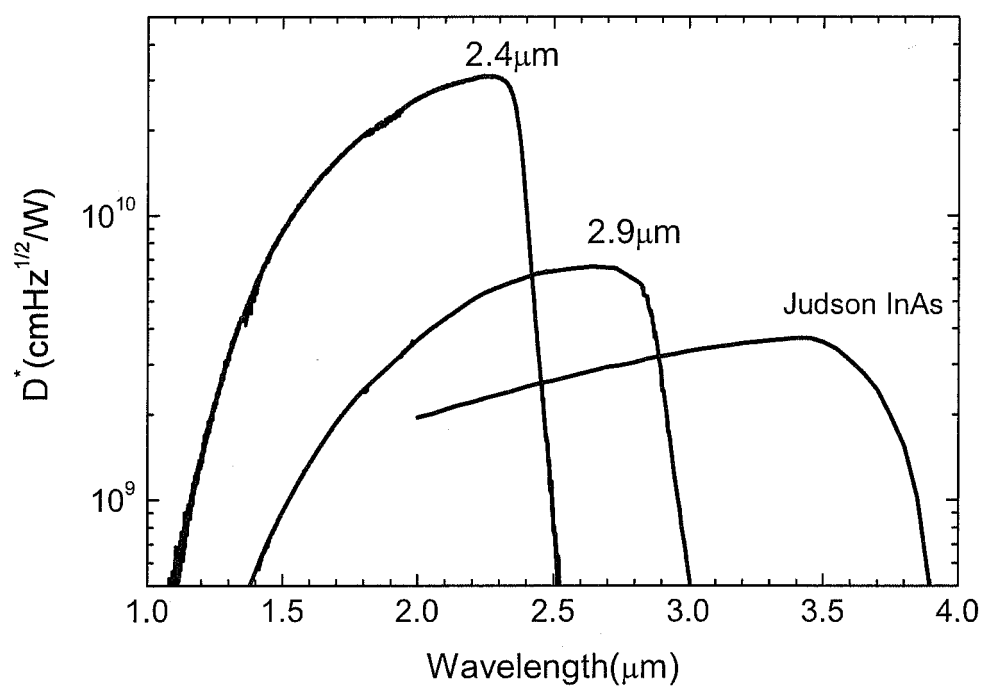
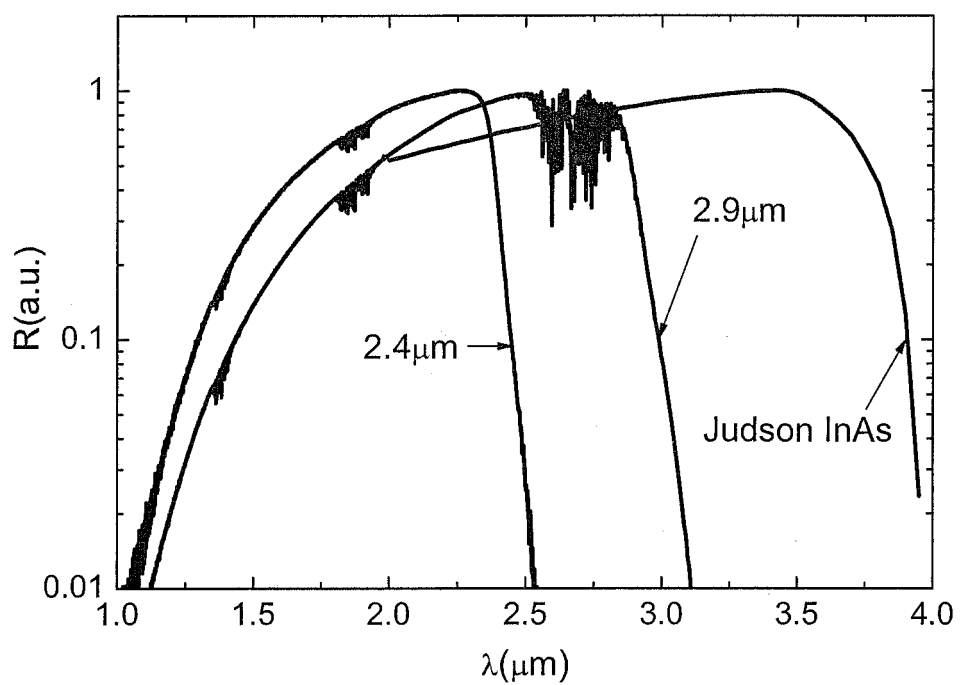


图 4.21 截止波长 2.9 μm 、2.4 μm 及 Judson 公司的 InAs 探测器光谱响应和探测率图谱

第五章 InGaAs 256 元线阵研究

近十年来,随着计算机技术和化学计量学的成熟,近红外光谱分析技术得到了迅猛发展,其具有速度快,操作技术要求低,样品用量少且不破坏样品等优点,在很多领域中都有着应用,比如农产品检测,在线监测等^[148]。性能优异的近红外光谱仪是光谱技术的前提基础和保障^{[149][150]},其中高灵敏度和高动态范围的检测器又是重中之重。InGaAs是探测近红外波段理想的材料,非常适合作近红外光谱仪的检测器。为了适应这些发展要求,我们制作了256×1的线性InGaAs阵列,并对其各项性能进行了研究分析。

5.1 InGaAs 256元线阵材料及工艺分析

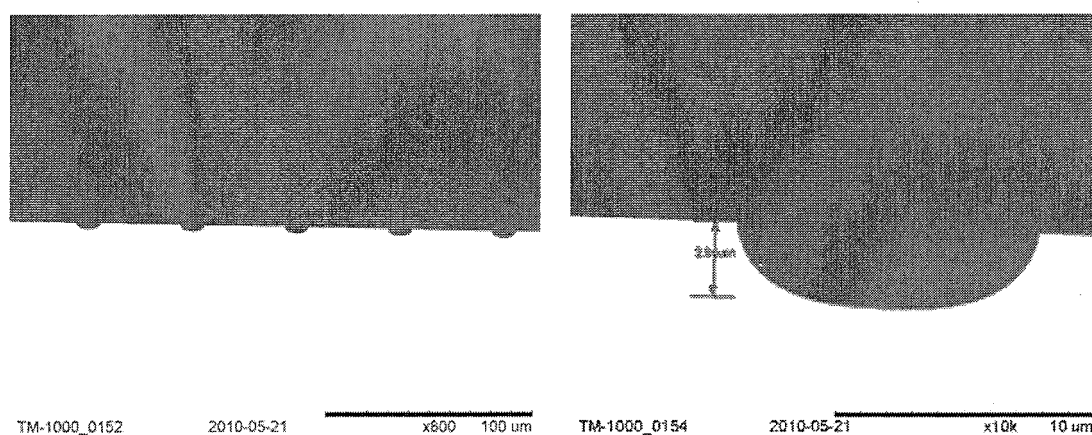
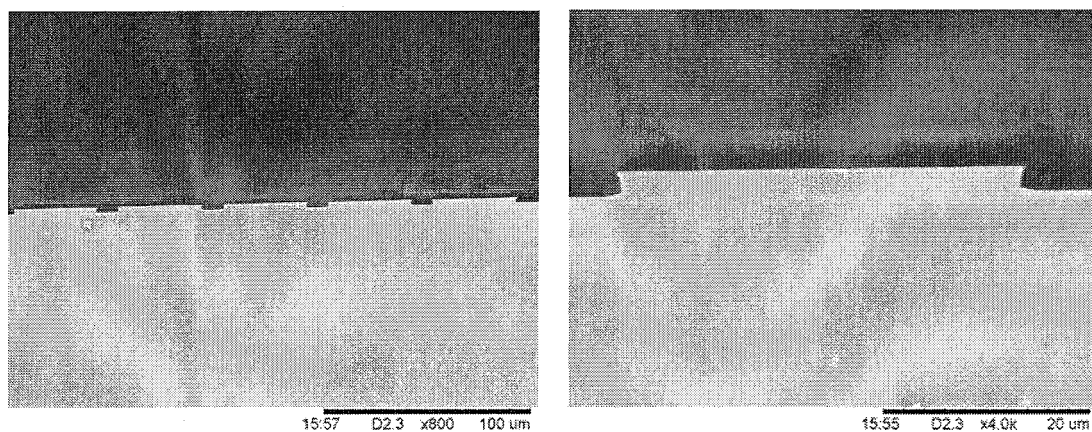
本章中主要研究三种结构的InGaAs线阵,分别为截止波长1.7μm的In_{0.53}Ga_{0.47}As器件(其结构和图4.1的结构类似),截止波长2.4μm的n on p和p on n In_{0.78}Ga_{0.22}As器件,其结构如图5.1所示。使用VG Semicon V80H GSMBE设备生长而成,生长条件和第四章中的单元器件条件相同,阵列器件的工艺流程也大致相同,除了不对衬底进行减薄抛光。特别指出的是对于In_{0.53}Ga_{0.47}As器件,在用HBr/H₂O₂对InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As进行腐蚀时,采取匀速搅拌的方法,实验结果显示搅拌可以显著地提高台面的整体均匀性,不过也会大大加快腐蚀速率,所以在腐蚀时间上要精确地控制。实验中腐蚀的温度为室温,腐蚀大约10s左右肉眼会看到InP窗口层逐渐消失,等其完全消失后再腐蚀10s就可以达到我们所要求的腐蚀深度。图5.2描绘了使用搅拌腐蚀后得到的台面剖面图,可以看出台面之间无论从高度、宽度及形貌上都具有良好的均匀性。另一方面对于In_{0.78}Al_{0.22}As/In_{0.78}Ga_{0.22}As材料,用H₃PO₄/H₂O₂腐蚀后的结果也显示出很好的均匀性,如图5.3所示。图5.4描绘了按上述工艺制作完成的器件,器件的光敏元为40μm×500μm,间距为50μm,由于显微镜视场所限,这里只拍了器件的部分形貌。

5.2 In_{0.53}Ga_{0.47}As 256元线阵器件

按照5.1节中的工艺,制作了In_{0.53}Ga_{0.47}As阵列器件,接触电极使用Ti/Pt/Au,300℃合金化后抽测了部分器件的I-V特性,结果显示器件暗电流的波动较大,-10mV下约有一半的器件暗电流为 5×10^{-10} A,而另一半小于 1×10^{-10} A。经过仔细的分析发现产生这种现象的原因是Ti/Pt/Au与InP没有形成良好的欧姆接触,不同器件接触电阻差别很大。为了改善接触电阻我们提高了合金化的温度,图5.5

$P^+ \text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ cap layer $x=0.78$	$d \sim 0.53 \mu\text{m}$ $N_A = 6E18 \text{ cm}^{-3}$
$N^- \text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ absorption layer $x=0.78$	$d \sim 2.5 \mu\text{m}$ $N_D = 3E16 \text{ cm}^{-3}$
$N^+ \text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ grade buffer y from 0.52--0.78	$d \sim 3 \mu\text{m}$ $N_D = 4E18 \text{ cm}^{-3}$
S.I. InP substrate	$d \sim 350 \mu\text{m}$

$N^+ \text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ cap layer $x=0.78$	$d \sim 0.53 \mu\text{m}$ $N_A = 6E18 \text{ cm}^{-3}$
$N^- \text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ absorption layer $x=0.78$	$d \sim 2.5 \mu\text{m}$ $N_D = 3E16 \text{ cm}^{-3}$
$P^+ \text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ grade buffer y from 0.52--0.78	$d \sim 3 \mu\text{m}$ $N_D = 4E18 \text{ cm}^{-3}$
S.I. InP substrate	$d \sim 350 \mu\text{m}$

图5.1 截止波长 $2.4 \mu\text{m}$ n on p(左)和p on n(右)器件结构图图5.2 HBr/ H_2O_2 腐蚀InP/ $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 后的台面剖面图图5.3 $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2$ 腐蚀 $\text{In}_{0.78}\text{Al}_{0.22}\text{As}/\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 后的台面剖面图

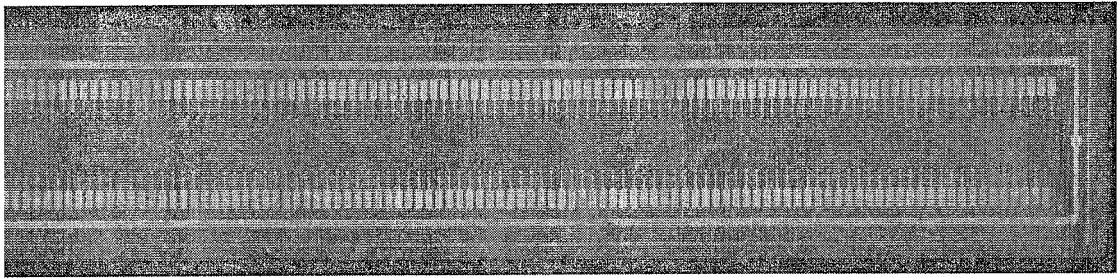


图5.4 制作完成的器件图

描绘了不同温度退火后单个器件的光电流 I-V 曲线, 结合半导体物理学光生伏特效应的知识^[20], 当退火温度到达 475℃ 以后器件零偏压下的光电流才趋于正常值, 表明此时 Ti/Pt/Au 与 InP 形成了欧姆接触。根据这个结论将 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 器件在 500℃ 进行合金化处理, 并对 256 元进行了室温下 I-V 测试, 测试时将芯片放在 HP16442A 屏蔽盒中特制的探针架上。结果显示 256 元中, 有 1 个盲元(光电流响应小于 1/10 平均响应), 15 个过热像元(暗电流大于 10 倍平均暗电流)。去除这 16 个单元, -10mV 处暗电流平均为 1.21nA。同时还对器件的光电流响应进行了测试, 实验中采用卤钨灯做外光源, 器件处于零偏压, 产生的光电流通过 100KΩ 的负载电阻, 电阻上的电压由 Keithley-2000 多功能数字万用表测得, 即 100mV 电压对应 1μA 光电流, 测试过程中保持探针位置和光强不变, 只横向移动芯片。结果显示平均光响应为 102mV, 响应波动约在 ±2%。

虽然 500℃ 合金化会大大改善器件的均匀性, 不过如此高的退火温度对器件有很大的热损伤, 要避免这个问题需要找到在低温下合金化就可形成欧姆接触的金属。AuBe/Au 可以与 $\text{P}^+\text{-InP}$ 形成良好的欧姆接触^{[151][152][153]}, 这里尝试使用 AuBe/Au 来代替 Ti/Pt/Au。首先对 AuBe/Au 与 $\text{P}^+\text{-InP}$ 的接触电阻进行了研究, 实验中采用掺杂浓度为 $2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 的 $\text{P}^+\text{-InP}$ 外延层, 样品正面光刻欧姆接触图形, 热蒸发淀积 AuBe/Au, N_2 气氛中退火, 退火温度分别为 325℃, 375℃, 425℃, 475℃。采用圆形传输线模型研究金属半导体接触的电学性质, 接触图形如图 5.6 插图所示, 四个不同的小圆半径 r_0 分别为 200, 150, 100, 75μm, 大圆半径 r_1 都是 450μm。根据 G. S. Marlow 等人的计算^[154], 圆形传输图形的电阻

$$R = \frac{R_s}{2\pi} \left[\ln\left(\frac{r_1}{r_0}\right) + \frac{L_T I_0(r_0/L_T)}{r_0 I_1(r_0/L_T)} + \frac{L_T K_0(r_1/L_T)}{r_1 K_1(r_1/L_T)} \right] \quad (5.1)$$

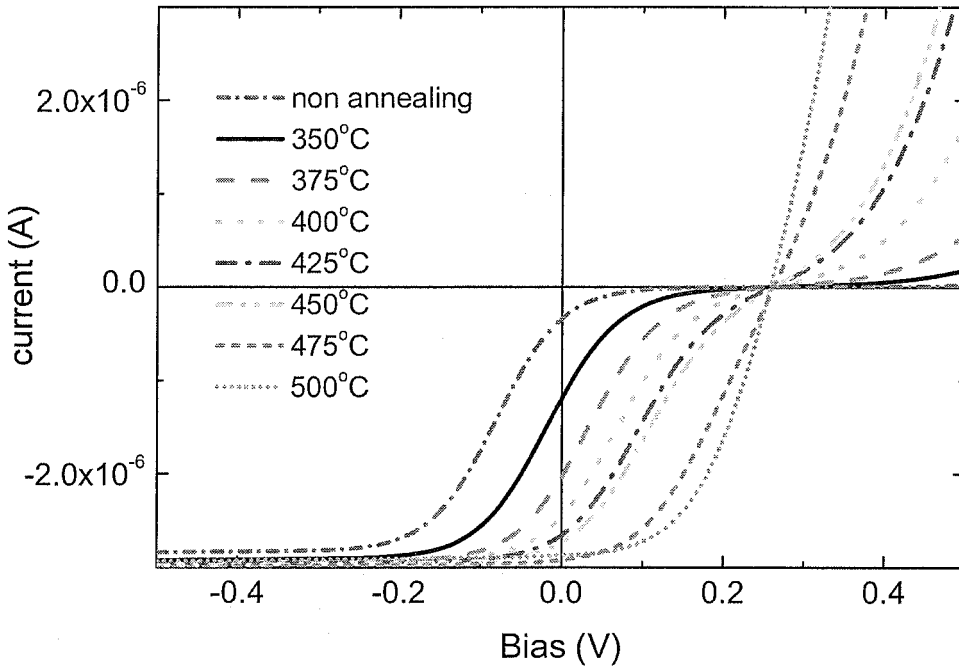


图5.5 不同温度退火后器件的光电流I-V曲线

其中 I_0 , I_1 , K_0 , K_1 为修正的 Bessel 函数。 $L_T = (R_C/R_S)^{1/2}$, R_S 为薄膜的薄层电阻, R_C 为比接触电阻率。当 r_0 和 r_1 大于 4 倍 L_T 时, I_0/I_1 和 K_0/K_1 近似为 1, 这时有

$$R = \frac{R_s}{2\pi} \left[\ln\left(\frac{r_1}{r_0}\right) + L_T \left(\frac{1}{r_0} + \frac{1}{r_1} \right) \right] \quad (5.2)$$

不同退火温度下的 I-V 曲线如图 5.6 所示, 在 325°C 退火还不完全是欧姆接触, 当温度到达 375°C 以上才显示出完全的欧姆接触。由于本次实验中 r_0 较小, 为了防止大的误差, 选用式(5.1)计算比接触电阻率 R_C 和薄层电阻 R_S 。实验结果如表 5.1 所示, 可以看到在 425°C 时比接触电阻率最小, 这和文献[155,156,157] 结果类似, 但此时 R_C 为 $1.8 \times 10^{-3} \Omega\text{cm}^2$, 比文献中要大一个数量级左右。

在后续的器件制作过程中我们采用了 AuBe/Au 做欧姆接触电极, 不过 AuBe 存在的问题是与 InP 的附着力较差, 且 Be 具有毒性对人体有害; 另外冶金学分析表明在合金化过程中 In 会向 AuBe 中扩散, 同时 Au 会向 InP 中扩散^[155], 这对器件的性能会造成影响。基于这样的原因我们不使用 AuBe/Au, 取而代之的是在结构上做了一点改变。通过在 P^+ -InP 窗口层的表面再生长一层约 150nm 的

$P^+-In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 接触层, 使用 Ti/Pt/Au 作接触电极, $300^{\circ}C$ 左右合金化就可以得到良好的欧姆接触。需要说明的是, 在生长电极之前我们会腐蚀掉表面的 $P^+-In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 接触层除了电极接触的部分。图 5.7 描绘了用 $P^+-In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 作接触层的器件光谱响应图及小偏压下的 I-V 特性, 可以看出 50%截止波长在 $1.75\mu m$, 响应峰值波长在 $1.65\mu m$, 这符合预期的设计。不过器件的暗电流相对偏大, 比用 Ti/Pt/Au 做电极 $500^{\circ}C$ 退火的芯片大 4 倍左右, 其原因还需从材料及工艺上仔细地分析。图 5.8 描绘了 256 元芯片室温下 $-10mV$ 处的暗电流值, 其中 0 个盲元和过热像元, 一个像元暗电流稍偏大, 图中没有显示, 阵列平均暗电流为 $4.22nA$, 电流波动约在 $\pm 3.0\%$; 平均光响应为 $80.4mV$, 波动约在 $\pm 2.0\%$ 。

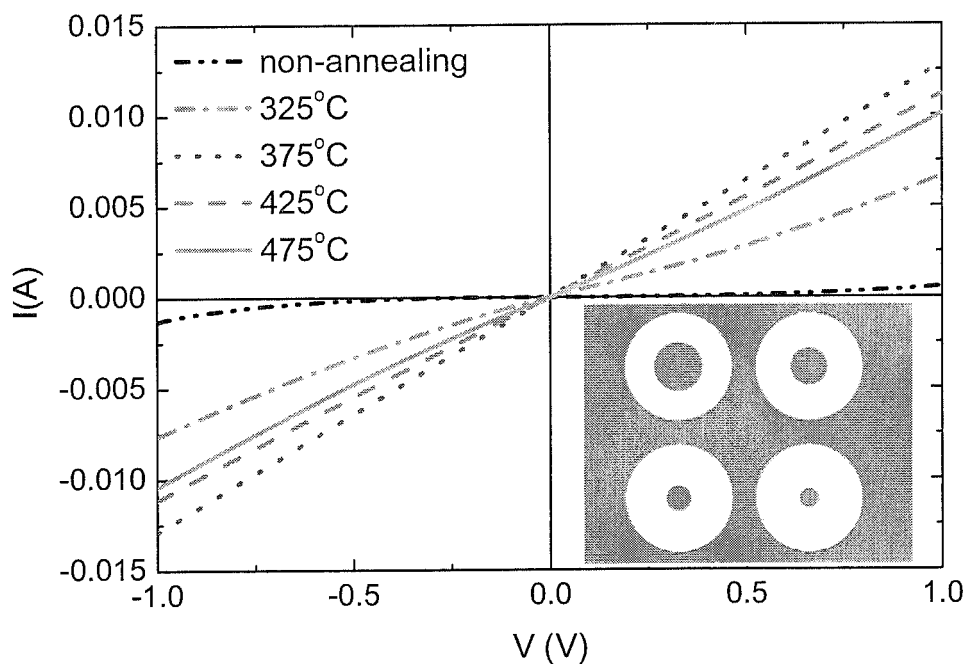
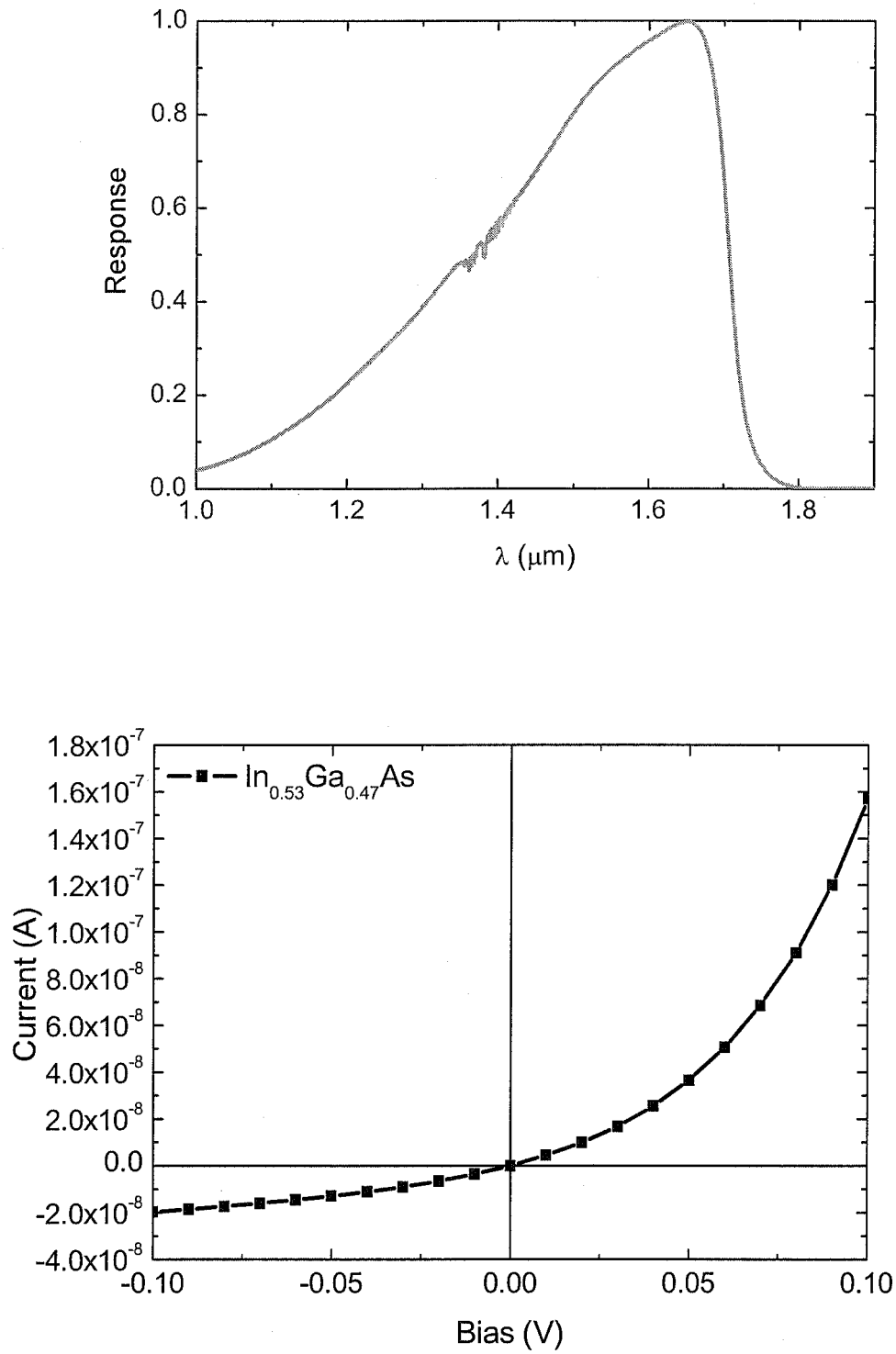


图5.6 AuBe/Au与 P^+-InP 接触不同温度退火下的I-V曲线, 插图为电极图形

表 5.1 不同温度退火下的接触电阻率 R_C 和薄层电阻 R_S

$T/^{\circ}C$	R_C/Ω	$R_S/\Omega cm^{-2}$
375	329	5×10^{-3}
425	441	1.8×10^{-3}
475	493	2.2×10^{-3}

图5.7 使用 $\text{P}^+\text{-In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 接触层器件光谱响应图及I-V特性

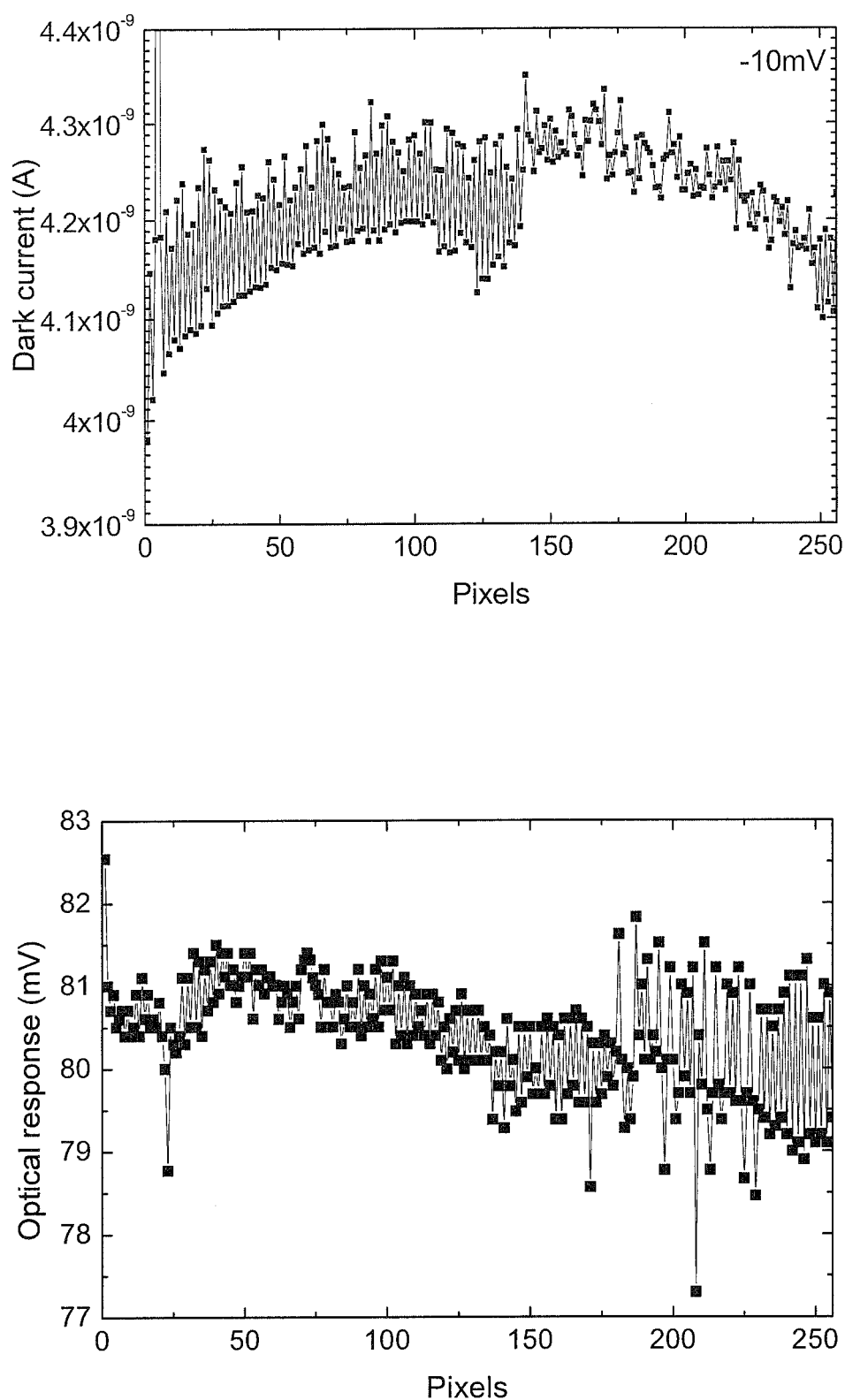


图5.8 使用 $P^+-In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 接触层256元芯片室温下-10mV处暗电流及光响应电流

5.3 In_{0.78}Ga_{0.22}As 256元线阵器件

对In_{0.78}Ga_{0.22}As 256元线阵器件来说，我们制作了p on n和n on p两种不同结构的器件，如图5.1所示。相对于N型掺杂的缓冲层，使用P型掺杂的In_xAl_{1-x}As缓冲层会有效地减少吸收层的位错密度，提高材料质量，从而使器件的暗电流得到降低^{[158][159]}。图5.9描绘了n on p和p on n反向暗电流情况，可以看出n on p器件要比p on n器件的暗电流整体小一个数量级左右，同时下图给出了器件的动态电阻随偏压的关系，在零偏压附近电阻随偏压降低成指数上升，近似有 $R_0 \propto \exp(-qV/nkT)$ ，对p on n和n on p器件来说，线性拟合的结果显示n分别为1.6和1.2，这也说明产生复合电流对暗电流存在一定的贡献，特别是对于p on n器件，产生复合电流的贡献甚至和扩散电流相当。

图5.10描述了室温下-10mV处的暗电流，对于p on n的器件，其平均暗电流为 7.5×10^{-8} A，电流波动约在 $\pm 20\%$ ；对于n on p器件，256元中存在5个盲元和2个过热象元，剩下的249元平均暗电流 1.2×10^{-8} A，波动约在 $\pm 25\%$ 。图5.11描述了二者室温下光响应的情况，实验中采用卤钨灯做外光源，器件处于零偏压，光电流通过1K Ω 的负载电阻，产生的电压由Keithley-2000多功能数字万用表测得，即1mV电压对应1 μ A光电流，测试过程中保持探针位置和光强不变，只横向移动芯片。对于p on n的器件，平均光响应为3.6mV，波动约在 $\pm 8.0\%$ ；对于n on p器件，平均光响应为3.5mV，波动约在 $\pm 4.0\%$ 。需要指出的是在图5.11中，器件的光电流响应呈现奇偶性差异，这主要是由测试过程中的因素引起，以后需要尽量避免。

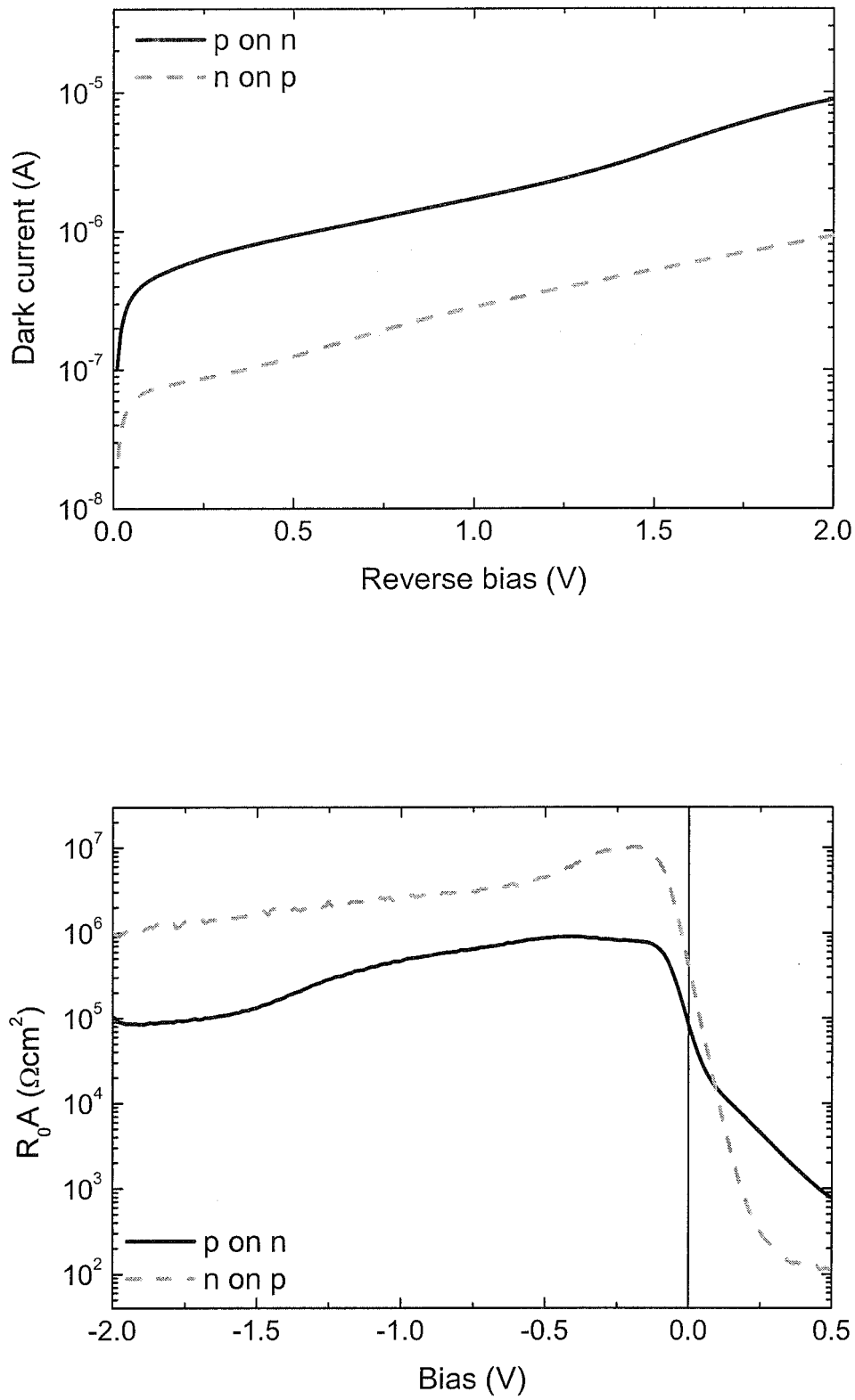


图5.9 p on n和n on p器件反向暗电流及动态电阻与偏压的关系

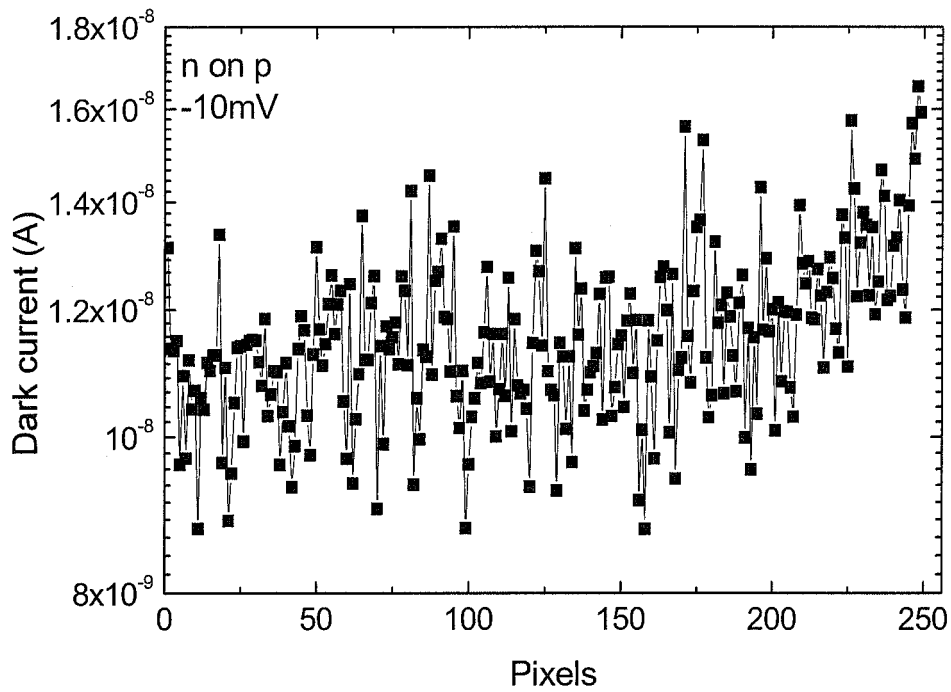
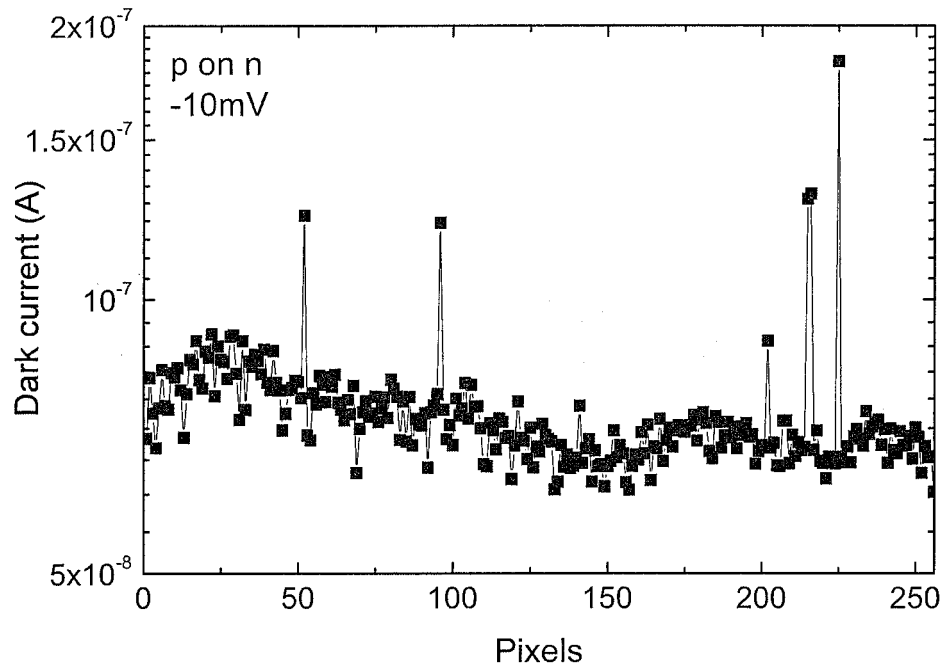
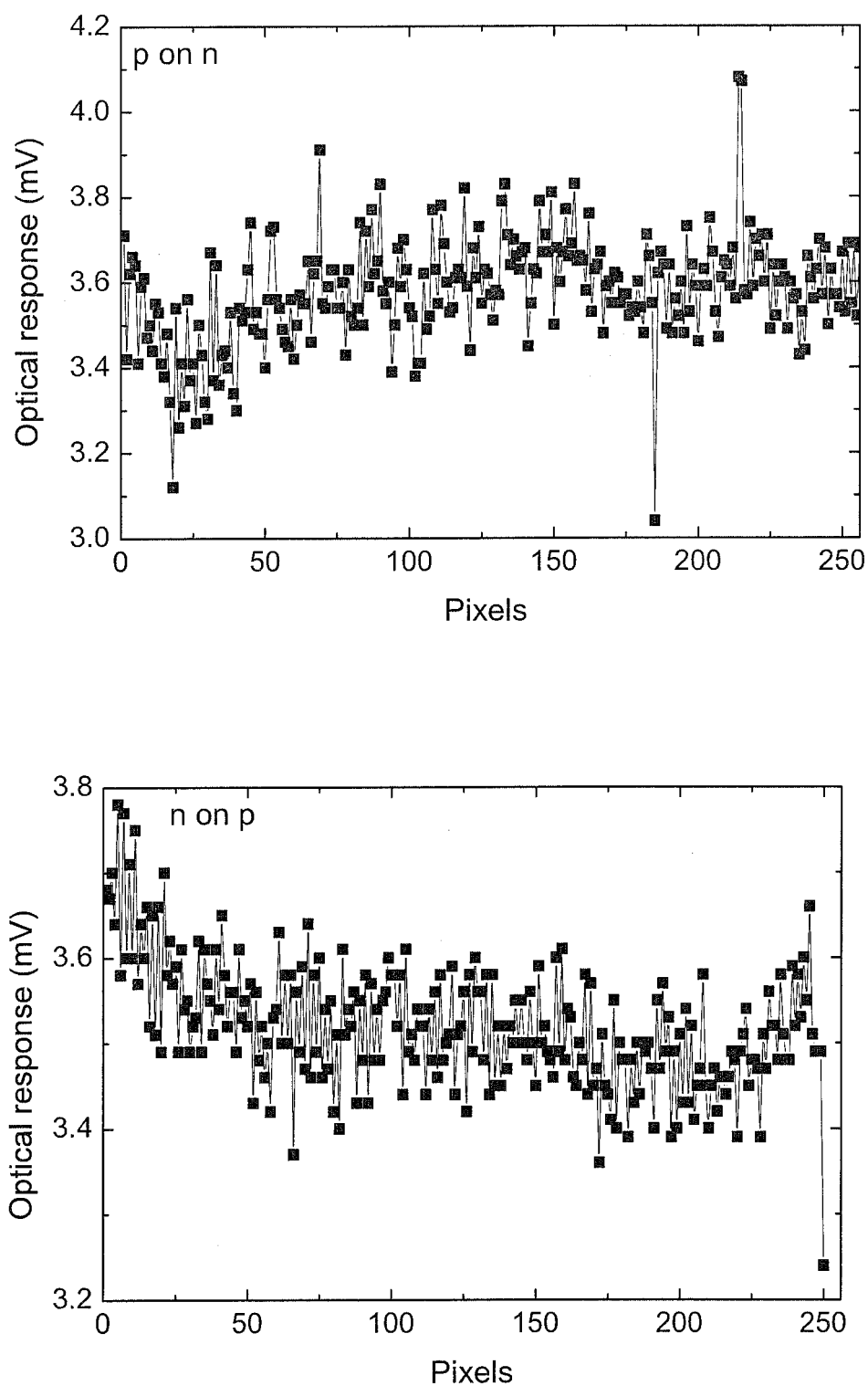


图5.10 In_{0.78}Ga_{0.22}As 256元线阵p on n 和n on p器件室温下-10mV暗电流

图5.11 In_{0.78}Ga_{0.22}As 256元线阵p on n 和n on p器件室温光电流响应

5.4 InGaAs 256元线阵不均匀性分析

众所周知,不均匀性是影响阵列性能的一个重要参数, A. Rogalski指出当器件的探测率大于 $10^{10}\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 时,阵列的性能如噪声等效温差(NEDT)等将会受到均匀性限制^[160]。均匀性较差的阵列需要大量复杂的补偿算法来修正,这会带来繁冗的数据量并减少系统的动态范围^{[161][162][163]}。要想得到高均匀性的阵列,一个重要的步骤是了解不均匀性产生的原因。显而易见,器件的不均匀性应该包括由材料和工艺等引起的不均匀性, Y. Gu等人对材料引起的不均匀性进行了详细地分析^[164],在其工作基础上,我们重点分析了由工艺产生的不均匀性,并将结合材料因素总体探讨器件的不均匀性。严格来说不均匀性定义为偏差的均方跟值与平均值的比,这里为了便于分析,将不均匀性处理成偏差与平均值的比。

5.4.1 器件工艺影响

在整个工艺流程中,除了可能引入的一些随机因素,对器件不均匀性影响最大的是像元几何尺寸的波动。由于器件性能的不均匀性与面积的波动有关,因此要分析工艺因素导致的性能不均匀性,首先要去分析工艺导致的几何尺寸波动对面积波动的影响。对一个阵列来说,假设像元间距为 p ,宽度为 w ,长度为 l ,由于工艺因素引起的波动为 ξ^w 和 ξ^l ,定义填充因子 $f = w/p$,长宽比 $r = l/p$ (对于正方形来说 $r=1$),并假设 $\xi^w = \xi^l$,从而面积的波动为

$$\delta^A = \left(\frac{f+r}{fp}\right)\xi^w \quad (5.3)$$

图5.12描述了不同的宽度波动 ξ^w 下 δ^A 和像素间距 p 的关系,这里假设 $f=0.8$,左图为长方形的像元 $r=10$,右图为正方形的像元 $r=1$,从图中可以看出面积不均匀性受到宽度的波动影响,宽度的波动越大,面积不均匀性也越大,同时减小像元之间的间距也会增加面积的不均匀性。另一方面,相同的宽度波动下正方形 $r=1$ 的像元面积不均匀性大约是 $r=10$ 的两倍,这表明像素的形状也是影响不均匀性的一个因素。

根据面积的波动,就可以分析器件性能的不均匀性。器件的响应和光敏元的面积成正比,从面积的波动可以得到相关的响应波动。而暗电流的情况则稍许复杂,其主要包括体暗电流和面暗电流,体暗电流同样和面积成正比,而面暗电流则和光敏元的周长成正比,所以对于一个器件其暗电流

$$I_D = I_A + I_P = \alpha A + \beta P \quad (5.4)$$

其中 α , β 为体电流和面电流因子。定义 $\gamma = I^P/I^A$, $\gamma=0$ 表明暗电流为体电流, $\gamma=\infty$ 表明暗电流为面电流, 从而暗电流的不均匀性表达成

$$\Delta I_D = \delta I^A + \delta I^P = \frac{\alpha A \delta^A + \beta P \delta^P}{\alpha A + \beta P} = \frac{\delta^A + \gamma \delta^P}{1 + \gamma} = \left(\frac{1 + \frac{f}{r} + \frac{2\gamma f}{f+r}}{1 + \gamma} \right) \delta^w \quad (5.5)$$

其中 δ^A 为面积的相对波动, δ^P 为周长的相对波动, δ^w 为像元宽度的相对变化。

结合式(5.5), 要想得到暗电流及光电流的不均匀性, 需要知道像元宽度的波动。像元的尺寸在微米量级, 由工艺导致的波动应该在亚微米或者几个纳米量级, 显然通过显微镜并结合常规的尺寸测量得出准确的波动值非常困难, 况且这种方法还具有一定的主观性及非重复性, 这里我们创新地发展了一种基于CCD/CMOS显微成像的方法来测量宽度的波动性, 并申请了国家发明专利^[165]。随着近些年微电子的大力发展, 数百万像素的CCD/CMOS成像器件已经越来越普及, 并成为显微镜的一个标准配置设备。利用配有CCD/CMOS的光学显微镜对被测对象成像, 获得其数码图像, 然后采用软件提取图像中被测对象尺寸信息对应的像素位置坐标及强度, 处理后即可获得被测对象的相关尺寸参数。由于采用了十微米量级像素间距的常规CCD/CMOS成像器件, 配合常规光学显微系统约千倍的放大率, 检测尺度及误差可进入十纳米量级。而且对已定CCD/CMOS成像器件, 其像素尺寸及间距等均已固定, 测量用光学系统也固定, 因此据此测量提取的被测对象尺寸信息的波动及人为影响充分消除, 重复性也可以保证。除此之外, 由于提取的信息呈数字化特征, 方便进行软件处理, 从而充分避免了传统模拟测量和判读引起的不确定性和人为误差。

实际过程中我们利用配有Leica DFC500 CCD的Leica DM 4000M显微镜对前面制作的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ p on n和n on p三种阵列器件进行了数码成像, 采用150倍的物镜和10倍的目镜, 图像分辨率为 1360×1024 。然后采用Matlab软件提取图片中的像素坐标和RGB强度信息, 形成二维矩阵数据文件, 根据实际图片对感兴趣的部分提取一维数据, 对这些数据进行处理就可以获得直观的光敏元一维尺寸相关信息, 如图5.13所示, 这里选取的是图片RGB信息中的G颜色信息。由于我们只是对256像元的相对波动感兴趣, 所以合理地选取两个谷x, y之

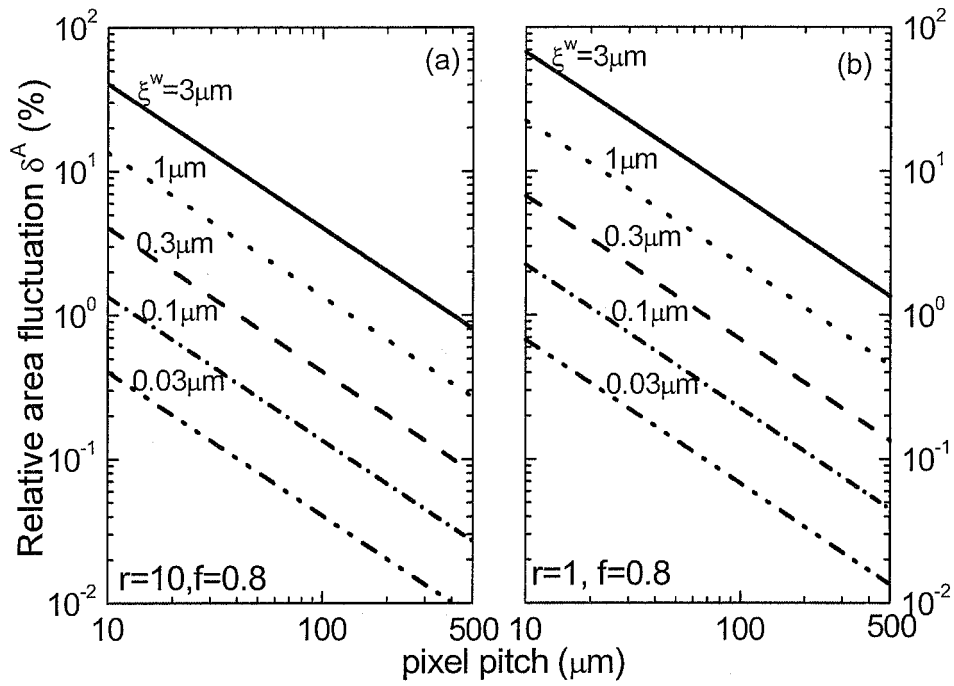


图5.12 不同的 ξ^w 下面积波动 δ^A 和像素间距 p 的关系

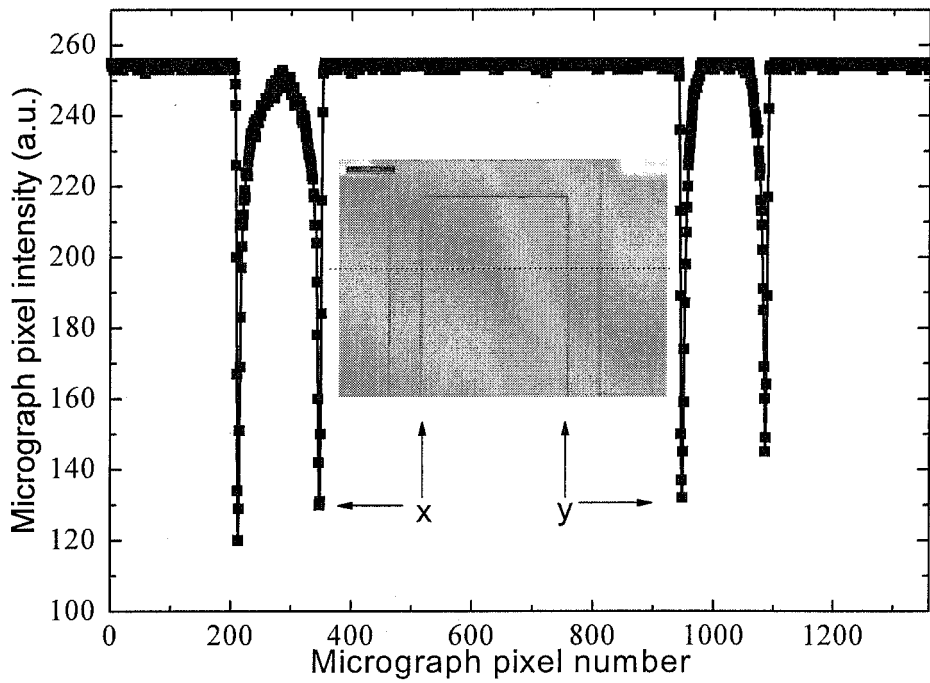


图5.13提取出来的光敏元像素强度图，插图是相对应的光敏元

间的像素距离为对应的台面宽度。

根据上述方法，图5.14列出了三种不同结构阵列的台面相对宽度波动，从图中可以看出所有器件的相对波动都在 $\pm 0.6\%$ 之内，不过它们之间的分布存在着差异，特别是对于截止波长 $1.7\mu\text{m}$ 的器件，这主要是由于不同的腐蚀液导致的，从第四章可以看出 $\text{HBr}/\text{H}_2\text{O}_2$ 腐蚀速率属于扩散机制控制，边上腐蚀要比中间快，而 $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2$ 属于反应机制控制，腐蚀均匀。根据测量的 δ^w ，可以推出 ξ^w 为 $0.24\mu\text{m}$ ，根据式(5.3)得出面积非均匀性为 $\pm 0.6\%$ ，即相关的响应和体暗电流非均匀性也是 $\pm 0.6\%$ 。

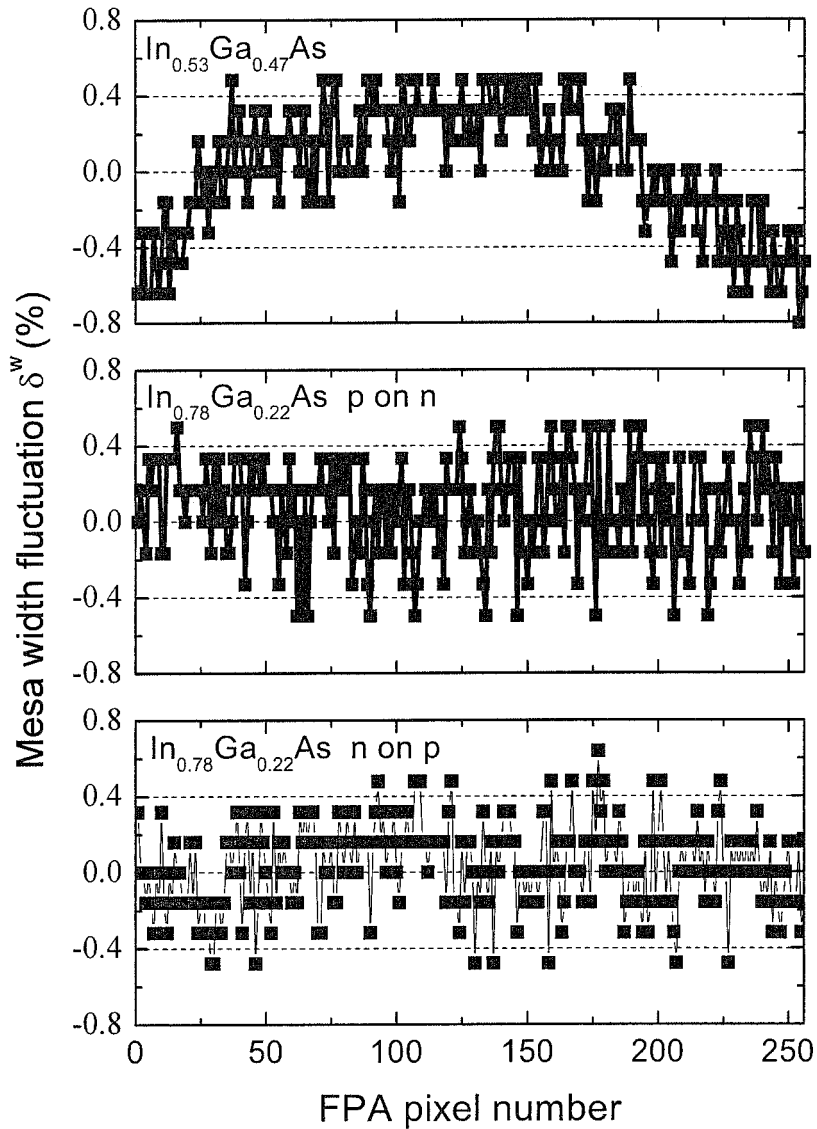


图5.14 三种不同结构器件的光敏元宽度不均匀性

表5.2列出了响应, 暗电流及推导出来的探测率不均匀性与宽度波动的关系, 其中探测率由 $\Delta_D = \Delta_R - (\Delta_{ID}/2)$ 得出

$$\Delta_D = \left(1 + \frac{f}{r} - \frac{\frac{1+f/r}{2} + \gamma \frac{f}{f+r}}{1+\gamma}\right) \delta^w \quad (5.6)$$

从表5.2的第二列可以看出, 阵列性能的不均匀性与宽度的波动处于同一个量级, 在体暗电流为主的情况下($\gamma=0$), 探测率的不均匀性约为响应及暗电流不均匀性的一半。对 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 器件, 面漏电流会对暗电流有一定的贡献, 所以 $\gamma=1$ 的假设比较合理; 对于 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 器件, 暗电流主要表现为体电流, 属于 $\gamma=0$ 的情况。同时表5.2还列出了不同形状或者像素间距对性能不均匀性的影响, 对于正方形的光敏元, 相同的宽度波动下, 其相关的性能不均匀性大约是 $r=10$ 器件的2倍; 同时减小光敏元间距非均匀性也会相应的增大, 因此随着阵列器件像元的增加以及间距的减小, 器件工艺对性能的不均匀性变得越来越重要。

表5.2 根据实测的台面宽度的波动计算得出的器件性能相关的不均匀性

Relative fluctuation of mesa width δ^w	Geometry related nonuniformity		
	Δ_R	Δ_{ID}	Δ_D
$\pm 0.6\%$ (50 μm pitch, $r=10$, $f=0.8$)	$\pm 0.6\%$	$\pm 0.6\%$ ($\gamma=0$)	$\pm 0.3\%$ ($\gamma=0$)
		$\pm 0.4\%$ ($\gamma=1$)	$\pm 0.5\%$ ($\gamma=1$)
		$\pm 0.1\%$ ($\gamma=\infty$)	$\pm 0.6\%$ ($\gamma=\infty$)
$\pm 0.6\%$ (50 μm pitch, $r=1$, $f=0.8$)	$\pm 1\%$	$\pm 1\%$ ($\gamma=0$)	$\pm 0.5\%$ ($\gamma=0$)
		$\pm 0.8\%$ ($\gamma=1$)	$\pm 0.7\%$ ($\gamma=1$)
		$\pm 0.5\%$ ($\gamma=\infty$)	$\pm 0.8\%$ ($\gamma=\infty$)
$\pm 3\%$ (10 μm pitch, $r=10$, $f=0.8$)	$\pm 3\%$	$\pm 3\%$ ($\gamma=0$)	$\pm 1\%$ ($\gamma=0$)
		$\pm 2\%$ ($\gamma=1$)	$\pm 2\%$ ($\gamma=1$)
		$\pm 0.4\%$ ($\gamma=\infty$)	$\pm 3\%$ ($\gamma=\infty$)
$\pm 3\%$ (10 μm pitch, $r=1$, $f=0.8$)	$\pm 5\%$	$\pm 5\%$ ($\gamma=0$)	$\pm 3\%$ ($\gamma=0$)
		$\pm 4\%$ ($\gamma=1$)	$\pm 3\%$ ($\gamma=1$)
		$\pm 3\%$ ($\gamma=\infty$)	$\pm 4\%$ ($\gamma=\infty$)

5.4.2 总体考虑

为了分析器件的实际均匀性，我们对5.2和5.3节中器件性能的测量结果进行了整理，如图5.15所示。首先指出的一点是，由于只关注器件响应的相对非均匀性，这里不严格区分响应及响应率等概念。从图5.15看出这三种结构的器件表现出不同的性能非均匀性。对于 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 器件来说，响应不均匀约为 $\pm 2.0\%$ ；对于p on n和n on p器件来说，不均匀约为 $\pm 8.0\%$ 和 $\pm 4.0\%$ 。剔除部分的热像元， $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 的器件暗电流不均匀约为 $\pm 3.0\%$ ；p on n和n on p器件分别约为 $\pm 20\%$ 和 $\pm 25\%$ 。根据 $\Delta_D = \Delta_R - (\Delta_{ID}/2)$ 得出探测率非均匀性分别在 $\pm 3.5\%$ 、 $\pm 18\%$ and $\pm 16\%$ 范围之内。综合考虑材料及工艺因素，我们估算了器件的不均匀性，结果如表5.3所示，其中材料因素的影响是根据Y. Gu等人的分析结果^[164]，对于 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 的器件假设 $\gamma=1$ ，而 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 器件假设 $\gamma=0$ ，同时表5.3还列出了器件的实测结果。可以看出 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 器件工艺的波动大约是材料波动的3倍左右，其应该对响应的不均匀性影响较大，但是实测的不均匀却为 $\pm 2.0\%$ ，远大于 $\pm 0.6\%$ ，这表明随机因素可能对响应不均匀性的影响较大。对暗电流来说，估算结果显示材料组分的波动是主要的因素，而实测的结果也在估计的范围之内，这表明器件暗电流的不均匀性主要受到材料组分波动的影响。同时推导得出的探测率不均匀性显示材料因素的影响是工艺因素的4倍左右，这表明材料的影响较大，不过由于存在一些随机因素，根据实测结果得出的探测率不均匀性值要比估算值略高一点。因此对于制作的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 阵列来说，材料组分的不均匀性是影响器件不均匀性的主要因素，同时一些随机的因素也不能忽略，随着像元间距的降低和数量的增加，工艺因素的影响也逐渐地变得重要。

对于 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ p on n和n on p器件来说，实测的响应不均匀分别为 $\pm 8\%$ 和 $\pm 4\%$ ，这比估算的值要大很多，表明一些随机的因素如位错缺陷等对响应的不均匀性影响较大。同时我们发现n on p结构的非均匀性要比p on n的低，这表明好的材料质量会提高器件的均匀性。对于暗电流来说，其不均匀性主要受到材料组分波动的影响， $\pm 1\%$ 的组分波动可以引起 $\pm 36\%$ 的暗电流波动和 $\pm 19\%$ 的探测率波动^[164]，而器件实测的暗电流和探测率不均匀性都在 $\pm 20\%$ 之内，与此理论估计基本相符。所以要想改变 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 器件的非均匀性，需要努力减小材料组分的波动，这对材料生长将是一个非常具有挑战的任务。

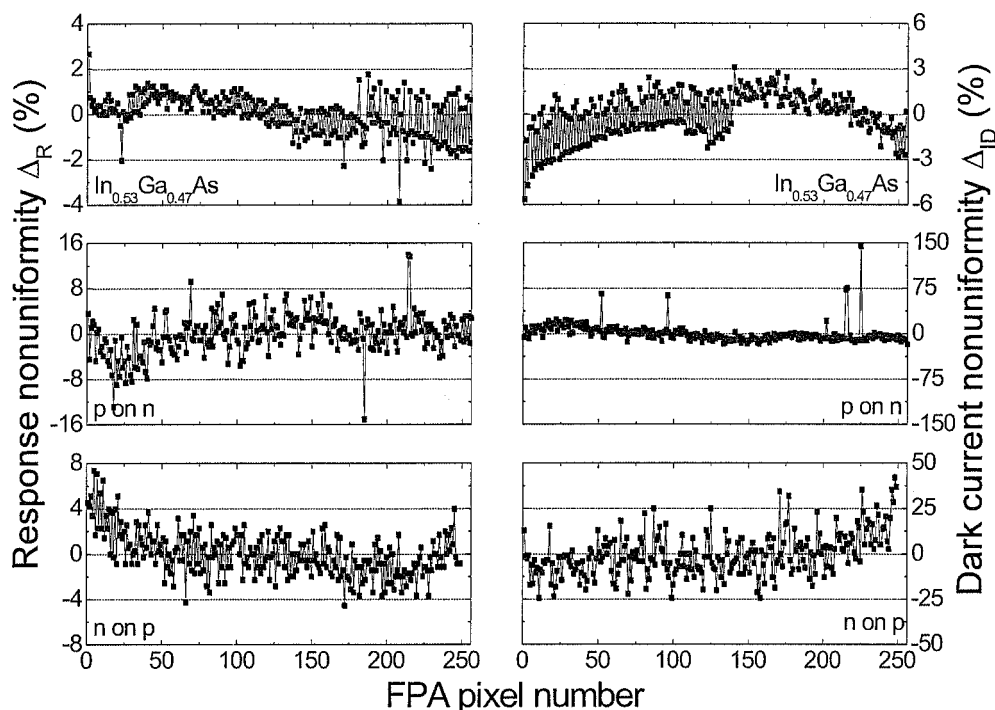


图 5.15 实测的三种不同结构器件的响应和暗电流非均匀性

5.5 本章小结

本章主要研究了 256×1 的 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 线阵器件,通过优化器件工艺,研制了均匀性优良的阵列器件,并对其性能进行了表征。同时分析了工艺因素导致的 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 线阵不均匀性。结合材料因素研究了 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 线阵不均匀性产生的原因,结果表明 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器性能不均匀性主要由材料中组分的波动引起的,同时器件工艺也对不均匀性有一定的影响;而对于 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 探测器,组分波动是导致性能不均匀性的主要因素。

表5.3 结合材料及工艺影响估算的器件不均匀性和实测的结果

PD structure	Fluctuations of parameters		Nonuniformity		
			Δ_R	Δ_{ID}	Δ_D
In _{0.53} Ga _{0.47} As	Composition δ^x	$\pm 0.2\%$	N/A	$\pm 3\%$	
	Thickness δ^d	$\pm 0.2\%$	$\pm 0.001\%$	N/A	$< \pm 2\%$
	Doping δ^n	$\pm 0.2\%$	$\pm 0.05\%$	$\pm 0.2\%$	
	Geometry δ^w	$\pm 0.6\%$	$\pm 0.6\%$	$\pm 0.4\%$	$\pm 0.5\%$
	Measured performance (p on n, 50 μm pitch, r=10)		$\pm 2.0\%$	$\pm 3.0\%$	$< \pm 3.5\%$
In _{0.80} Ga _{0.20} As	Composition δ^x	$\pm 1\%$	N/A	$\pm 36\%$	
	Thickness δ^d	$\pm 1\%$	$\pm 0.005\%$	N/A	$< \pm 19\%$
	Doping δ^n	$\pm 1\%$	$\pm 0.3\%$	$\pm 1\%$	
	Geometry δ^w	$\pm 0.6\%$	$\pm 0.6\%$	$\pm 0.6\%$	$\pm 0.3\%$
	Measured performance (p on n, 50 μm pitch, r=10)		$\pm 8.0\%$	$\pm 20\%$	$< \pm 18\%$
	Measured performance (n on p, 50 μm pitch, r=10)		$\pm 4.0\%$	$\pm 25\%$	$< \pm 16\%$

第六章 总结与展望

6.1 总结

短波红外 InGaAs 探测器在空间遥感如资源分布、土壤水分监测、大气成分分析、农作物估产等方面有着广阔的应用前景,为了满足国家对空间遥感用短波红外探测器的迫切需求,本学位论文围绕空间遥感用 InGaAs 探测器及其阵列的器件物理和工艺展开了深入地研究。取得的主要研究结果如下:

1. 建立了 InGaAs 探测器的光谱响应,暗电流及探测率模型,估算了 InGaAs 材料的吸收系数、载流子迁移率及少数载流子寿命,从理论上分析了吸收层厚度、掺杂浓度等不同参数对探测器性能的影响。

(1) 分析了 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器响应率与吸收层厚度,掺杂浓度,表面界面复合速度及少子扩散长度的关系。随着厚度的增加,掺杂浓度的降低,界面复合速度的降低及少子扩散长度的增加,探测器的响应率逐渐增加。同时随着温度的降低,探测器的响应率随之下降,这和 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 材料载流子迁移率及少子寿命随温度的变化有关。

(2) 分析了 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器暗电流与少子寿命 τ_p 和有效复合寿命 τ_{eff} 的关系,这些参数数值的波动对暗电流影响较大。模拟暗电流的结果表明在合理的假设 $\tau_{\text{eff}}=1\mu\text{s}$ 和 $\tau_p=228\text{ns}$,室温下产生复合电流要比扩散电流大,所以室温下 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器暗电流主要由产生复合电流组成。

(3) 结合上面的分析,研究了 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器探测率随掺杂浓度变化的关系,结果表明掺杂浓度 N_D 约为 $1\times 10^{16}\text{cm}^{-3}$ 时探测率达到最大值,为 $3.5\times 10^{12}\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 。

(4) 研究了 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 探测器探测率和掺杂浓度的关系,结果表明吸收层掺杂约为 $5\times 10^{16}\text{cm}^{-3}$ 时达到最大探测率 $6\times 10^{10}\text{cmHz}/\text{W}$ 。

2. 对台面型器件的工艺进行了部分优化,在此基础上研究了截止波长为 $2.4\mu\text{m}$ 的 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 探测器和 $2.9\mu\text{m}$ 的 $\text{In}_{0.90}\text{Ga}_{0.10}\text{As}$ 探测器。

(1) 研制了截止波长为 $2.4\mu\text{m}$ 的 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 探测器,室温下 R_0A 为 $22.7\Omega\text{cm}^2$, 190K 时为 $1.43\times 10^5\Omega\text{cm}^2$,室温下探测率为 $1.1\times 10^{10}\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 。

(2) 改善 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 探测器的外延层结构,通过增加 InP 缓冲层和界面优化层,减少了吸收层中的位错密度,提高了器件性能,改进后器件室温下 R_0A 为

$24.4\Omega\text{cm}^2$, 探测率为 $3.1\times 10^{10}\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 。

(3)分析了 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 探测器室温下暗电流的构成, 结果表明零偏压附近扩散电流是暗电流的主要构成部分。通过比较不同结构材料的暗电流构成, 发现改善后的结构提高了少子寿命及有效复合寿命, 并降低了界面复合速度, 这为下一步优化材料结构打下了良好的基础。

(4)研究了截止波长 $2.9\mu\text{m}$ 的 $\text{In}_{0.90}\text{Ga}_{0.10}\text{As}$ 探测器, 室温下 R_0A 为 $3.2\Omega\text{cm}^2$, 250K 下 R_0A 为 $17\Omega\text{cm}^2$, 室温下探测率为 $6.6\times 10^9\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 。通过与商品 InAs 探测器比较, 确认了 InGaAs 探测器在小于 $3\mu\text{m}$ 的波段有一定的应用潜力, 向更长波长延伸则面临着巨大的挑战。

3. 在单元器件的基础上研制了 256×1 的 InGaAs 线阵器件, 并对其性能进行了表征, 同时分析了阵列不均匀性产生的原因, 取得了良好的结果。

(1)制作了 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 256×1 线阵器件, 室温下 -10mV 处平均暗电流为 4.22nA , 不均匀约为 $\pm 3.0\%$; 平均光响应为 80.4mV , 不均匀约为 $\pm 2.0\%$

(2)制作了 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 256×1 线阵 p on n 和 n on p 器件, 室温下 -10mV 处平均暗电流分别 $7.5\times 10^{-8}\text{A}$ 和 $1.2\times 10^{-8}\text{A}$, 暗电流不均匀约为 $\pm 20\%$ 和 $\pm 25\%$; 对于 p on n 的器件, 平均光响应为 3.6mV , 不均匀约为 $\pm 8.0\%$; 对于 n on p 器件, 平均光响应为 3.5mV , 不均匀约为 $\pm 4.0\%$ 。

(3)分析了因工艺因素导致的 InGaAs 线阵的不均匀性, 创新性地发展了亚微米尺度精确表征方法, 得到像元尺寸波动约为 $\pm 0.6\%$, 结合材料因素研究了 InGaAs 线阵不均匀性产生的原因, 结果表明 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器性能不均匀性主要由材料中组分的波动引起的, 同时器件工艺对不均匀性也有一定的影响, 而对于 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 探测器, 组分波动是导致性能不均匀性的主要因素。

6.2 展望

虽然本论文工作取得了一定的研究成果, 但是器件还有很多需要优化的地方, 商业化还有不小的差距, 存在大量的研究工作需要开展。

1. 器件钝化的优化

器件的钝化是影响暗电流的关键工艺, 特别是对于 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 器件, 结合新的 ICP-PECVD 设备, 优化低温生长条件(高的生长温度中, 等离子体会对 InP 表面造成一定的损伤), 调节膜的应力, 生长出高质量的 Si_3N_4 膜。同时建议发展

使用两层或者多层钝化的技术,减少 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 材料表面及侧面形成的 As_2O_3 及 In_2O_3 含量,改善钝化膜的保护性能和稳定性。

2. 器件少子扩散长度的测量

扩散长度是一个重要参量,影响到响应率及暗电流,也是材料质量的一个衡量标准,高质量的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 材料扩散长度可以达到 $100\mu\text{m}$ 量级,因此发展和完善少子扩散长度的测量技术并得到准确的数据,对提高材料质量及器件的性能有着重要的意义。另一方面,研究不同温度下的扩散长度对分析器件响应率随温度的变化关系有很大的帮助。

3. 器件暗电流的分析

对于空间遥感器件,降低零偏压附近的暗电流十分关键,所以对零偏压附近的暗电流进行分析很有意义。对于异质结结构的器件来说,使用一些简易的模型分析小偏压下的暗电流会带来较大的误差,因此需要探究更为准确的模型,以得到准确结果。另一方面,分析不同组分 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 器件不同温度下的暗电流给全面研究 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 材料提供很大的帮助。

4. 平面型 InGaAs 器件

平面型 InGaAs 器件会有效地降低暗电流及噪声,发展平面型结构的器件也符合探测器发展的趋势。扩散工艺是制作平面型器件的关键步骤,将 GSMBE 方法与扩散工艺相结合值得尝试,后面需要结合一定的测试手段开展探索。

5. InGaAs 焦平面器件

InGaAs 焦平面器件是探测器发展的趋势,目前已经尝试了 256×1 的线阵器件,后面需要进一步提升线阵像元的性能及均匀性,同时考虑与读出电路配合等,争取实用化。

总之, InP 基 InGaAs 的红外探测器距离实用化还有大量的工作需要研究。一方面需要对器件的钝化工艺及后续的封装等做进一步的改进,另一方面对 InGaAs 器件的性能需要进行更深层次地分析以改进、提高器件性能,从而早日实现商业化。

附录

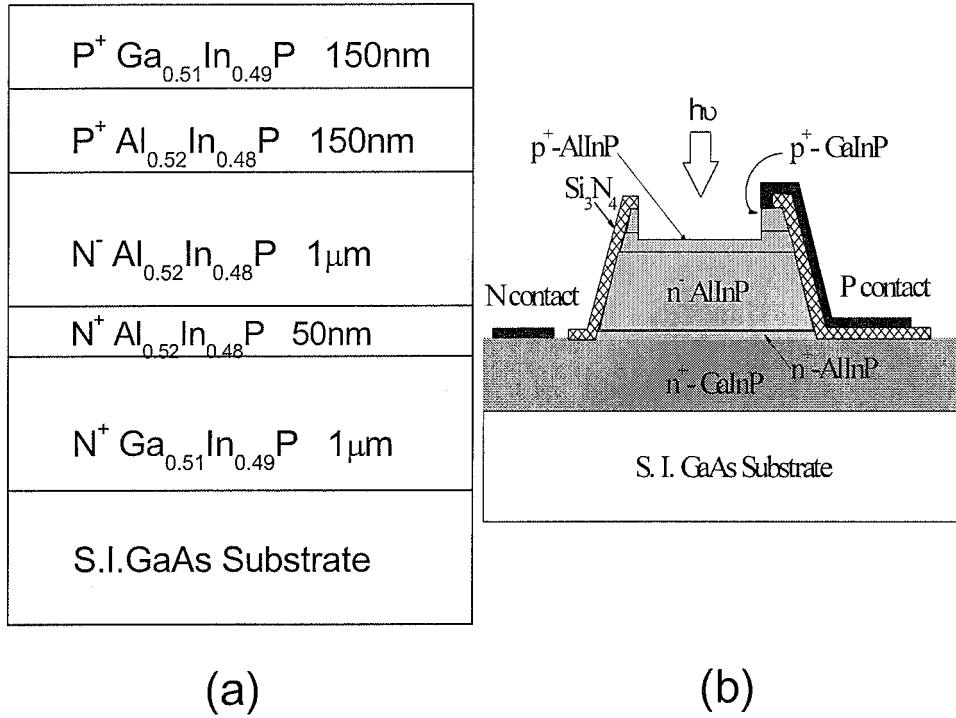
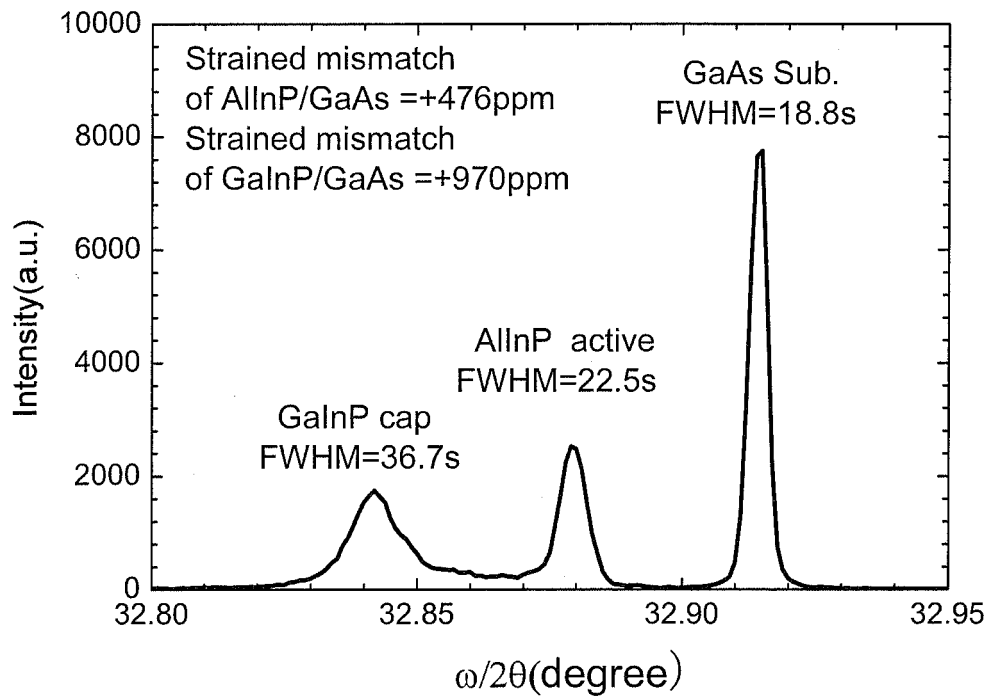
AlInP 光伏型探测器

前面重点研究了短波红外的器件,除此之外我们还对工作在可见光波段的探测器进行了一些探讨。其中与 GaAs 衬底晶格匹配的 $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ 由于具有相应的禁带宽度和较小的折射率,受到了人们的极大关注^[166]。目前主要用于多结太阳能电池的窗口层或者抗反射层^{[167][168]},激光器的覆盖层^[169],量子阱发光管的势垒层等等^[170],但是很少被用作探测器的吸收层,主要的原因是 $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ 是间接跃迁的半导体材料。不过在能带结构中其间接跃迁的 X 谷非常接近直接跃迁的 Γ 谷^[50],如果使用 $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ 作探测器的吸收层,其可能表现成直接跃迁的半导体探测器,在相应的可见光波段就可以得到应用。基于上述考虑,我们制作了 $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ 光伏型探测器,并对其性能进行了详细地研究分析。

1. AlInP 材料生长及表征

和生长 InGaAs 材料类似, $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ 外延材料由 VG Semicon V80H GSMBE 生长而成,采用 Thermo-Cell 的元素 Ga 和 In 以及 K-cell 的 Al 作为 III 族源,结合在线监测的离子规,III 族源的流量可以通过改变炉子的温度来控制,高温裂解的 AsH_3 和 PH_3 被作为 V 族源,其流量由压力控制,p 型和 n 型掺杂则是采用 K-cell 的 Be 和 Si 来实现。在生长探测器材料之前,我们首先在 GaAs 衬底上生长了单层的 AlInP 和 GaInP 材料,以此来决定 Al/In 和 Ga/In 组分比例,通过 XRD 测试确定 $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ 和 $\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ 与衬底的失配度 $<1 \times 10^{-3}$,可以认为与 GaAs 衬底晶格匹配。外延层生长时衬底在 600°C 和 As 气氛保护下解析,然后降低衬底温度至 460°C 后开始生长 $1\mu\text{m}$ 的 N^+ $\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ 缓冲层,掺杂浓度为 $3 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$,缓冲层同时被用于下电极接触层;生长 50nm 的 N^+ $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ BSF(back surface filed)层之后再生长 $1\mu\text{m}$ 的 N^- $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ 吸收层,最后是一层 150nm 的 P^+ $\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ 窗口层(上电极层),掺杂浓度为 $3 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$,整体结构如图 1 左图所示。

外延层的整体结构性能通过 Philips Xpert XRD 测试分析,图 2 描绘了 $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ 探测器外延层的 $\omega/2\theta$ 扫描曲线,可以看出 $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ 吸收层与衬底呈现约 4.76×10^{-4} 的正失配,半峰宽为 22.5s ;而 $\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ 层与衬底的失配为 9.70×10^{-4} ,半峰宽为 36.7s ,其相对较宽的半峰宽主要是由窗口层和缓冲层的信

图 1 $Al_{0.52}In_{0.48}P$ 光伏型探测器的外延结构(a)及台面型探测器的示意图(b)图 2 $Al_{0.52}In_{0.48}P$ 光伏型探测器外延结构层的 $\omega/2\theta$ 扫描曲线

号重叠所致。之前 Y.Gu 等人的实验结果表明结构性能最优化的 $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ 层与 GaAs 衬底为 4.3×10^{-4} 正失配^[171]，根据上述的实验结果，可以认为生长了较高质量的外延层。

2. AlInP 器件表征

图 1 右图是器件示意图，其中台面是由 $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{HCl}$ 腐蚀液腐蚀完成，台面直径为 $200\mu\text{m}$ ， $300\mu\text{m}$ 和 $500\mu\text{m}$ ，钝化和保护层使用 Si_3N_4 膜，上下接触电极都为 Ti/Pt/Au。由于 $\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ 的禁带宽度比 $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ 小，会吸收部分入射光从而影响器件的量子效率。在电极制作完成后以金属电极为掩膜，使用 $\text{HNO}_3:\text{H}_2\text{O}_2=2:1$ 溶液腐蚀 $\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ 帽层。该腐蚀液对 $\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ 和 $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ 腐蚀速率慢，通过精确控制时间，腐蚀掉全部 $\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ 和约 50nm 的 $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ 层。之后器件被解理成管芯并进行 To-can 和 DIL 封装。

图 3 描绘的是探测器典型的室温反向 I-V 测试，探测器直径为 $300\mu\text{m}$ ，在反向偏压 500mV 处，暗电流为 0.78pA ，器件室温下的 R_0A 为 $1.7 \times 10^8 \Omega\text{cm}^2$ 。同时还测量了探测器的响应光谱，实验中使用色散型红外光谱仪，氙灯为光源，调制盘的频率为 14Hz ，经光栅形成单色光，产生的信号由 LiTaO_3 热释电探测器检测出。图 4 描述了 $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ 探测器的光谱响应图，可以看出峰值波长在 470nm ，响应率为 0.287A/W ，峰值处量子效率为 70% 。短波和长波方向 50% 截止波长分别为 440nm 和 495nm ，对应的半峰宽为 12% 。 495nm 截止波长对应的禁带宽度为 2.5eV ，而对于 $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ 材料来说，室温下 X 谷的能带宽度为 2.3eV ，而 Γ 谷的宽度没有确定的值，一般估计在 $2.4\text{--}2.6\text{eV}$ 之间^{[172][50]}，因此可以推断出 $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ 探测器中电子在 Γ 谷处进行直接跃迁。探测器在短波方向响应快速下降，其原因还不是很清楚，一种可能是和 $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ 在短波方向的吸收有关，目前对轻掺杂和重掺杂 $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ 光学特性的研究工作还不多，对这种现象需要进行更深的研究。 $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ 探测器在可见光波段有着应用的潜力，由于具有很窄响应光谱，使用时不需要滤光片或者共振装置，极大的简化了检测系统，比如应用于海洋相关的通信和遥感。由于海水在蓝光($450\text{--}490\text{nm}$)有着最小的吸收，且其透射率的峰值在 480nm 左右，正好处于 $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ 探测器的探测范围内，加上 $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ 探测器具有很高的探测性能，所以在海洋应用方面有着很好的前景。

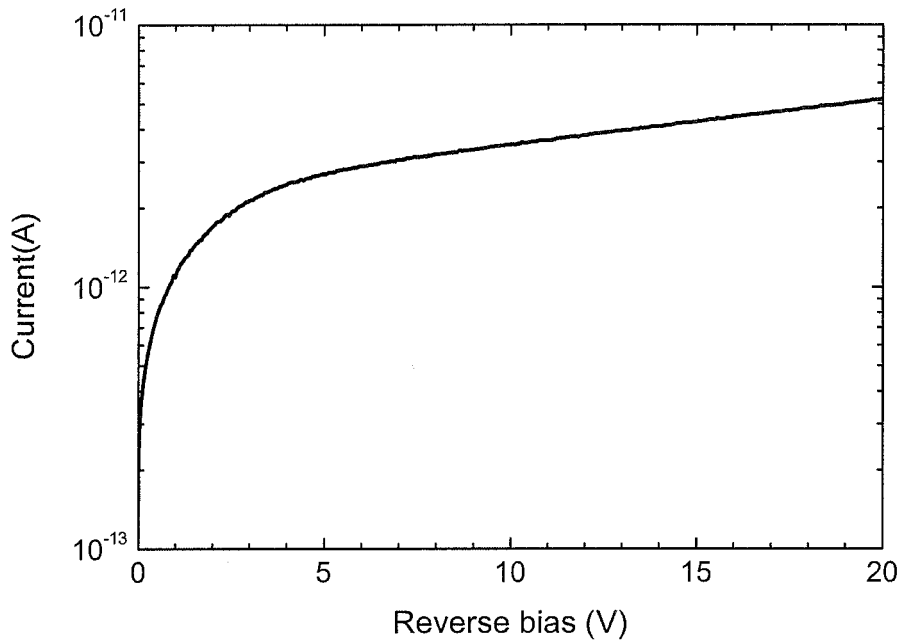


图 3 $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ 光伏型探测器室温下典型的反向 I-V 特性

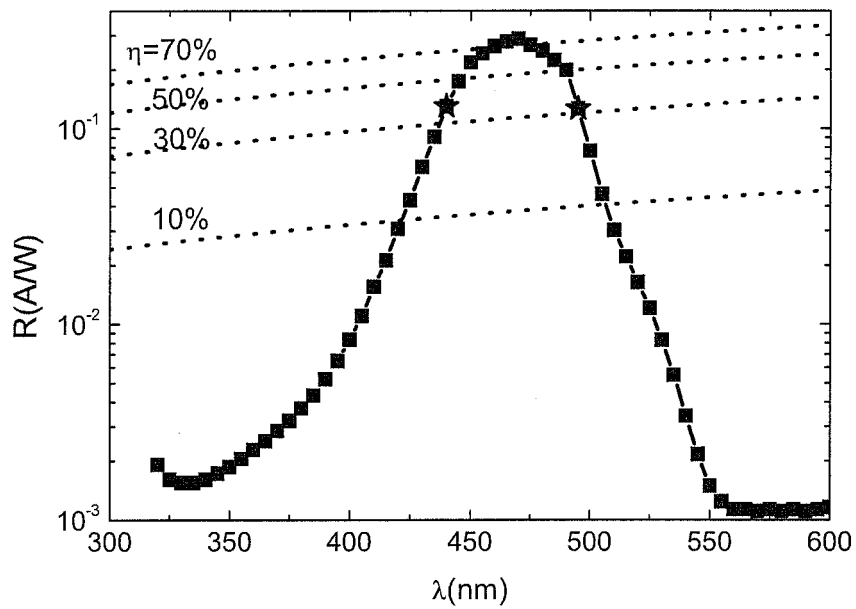


图 4 零偏压下 $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ 探测器的响应光谱, 星号标识的是短波和长波方向 50% 截止波长, 虚线为相应的量子效率

3.小结

本章主要研究了 $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ 光伏探测器, 其中 $\text{Al}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ 有源层与 GaAs 衬底的晶格失配度为 4.76×10^{-4} , 室温下器件的 R_0A 为 $1.7 \times 10^8 \Omega \text{cm}^2$, 光谱响应的峰值波长在 470nm, 响应率为 0.287A/W, 峰值处量子效率为 70%。短波和长波方向 50%截止波长分别为 440nm 和 495nm, 对应的半峰宽为 12%。