

分类号_____

密级_____

UDC _____

编号_____

中国科学院研究生院 博士学位论文

InP 基短波红外 InGaAs 探测器及其物理研究

田招兵

指导老师 张永刚 研究员

中国科学院上海微系统与信息技术研究所

申请学位级别 博士 学科专业名称 微电子学与固体电子学

论文提交日期 2008 年 3 月 5 日 论文答辩日期 2008 年 3 月 21 日

培养单位 中国科学院上海微系统与信息技术研究所

信息功能材料国家重点实验室

学位授予单位 中国科学院研究生院

答辩委员会主席 方家熊 院士

InP 基短波红外 InGaAs 探测器及其物理研究

田招兵 (微电子学与固体电子学)
指导老师: 张永刚 研究员

摘 要

本学位论文针对面向空间遥感应用的 InP 基短波红外 InGaAs 探测器阵列器件的要求, 通过对器件结构参数的优化设计和工艺的优化研究, 研制出了一系列适合空间遥感用的 InP 基晶格匹配和波长扩展的 InGaAs 探测器及其小规模阵列, 并对器件特性进行了细致的表征分析。积极配合了上海技术物理所 InGaAs 红外焦平面的研制工作, 为器件的工程化应用打下了良好的基础。本论文的主要结果总结如下:

1. 通过建立 PIN 型 InGaAs 探测器光响应的物理模型, 对晶格匹配和波长扩展 InGaAs 探测器的光响应特性分别进行了模拟计算, 结合探测器的暗电流分析, 对正照射和背照射器件的结构参数进行了优化设计。
2. 对台面型 InGaAs 探测器的关键工艺进行了优化。分别研究了 Br_2/HBr 和 $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2$ 系腐蚀液对 InGaAs/InP 和 InGaAs/InAlAs 材料的湿法腐蚀特性, 建立了适合于 InGaAs 探测器台面制备的湿法腐蚀工艺; 并分别对聚酰亚胺和 PECVD SiN_x 钝化的关键工艺进行了优化研究, 有效地抑制了器件的表面漏电流。
3. 在上述工作的基础上成功研制出了 1×8 元的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器阵列, 室温下器件的峰值响应波长为 $1.64\mu\text{m}$, 优值因子 R_0A 为 $5.77 \text{ K}\Omega\text{cm}^2$, 相对标准差仅为 1.8%; 278K 下测得器件的峰值探测率 D^*_{lp} 达 $2.37 \times 10^{12} \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$ (相对标准差 3.93%)。
4. 分别对聚酰亚胺和 PECVD SiN_x 钝化的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 阵列长条的均匀性进行了研究。实验结果表明 GSMBE 外延材料具有良好的均匀性; SiN_x 钝化器件具有较好的暗电流特性和后续封装工艺兼容性。器件失效分析表明: 封装后聚酰亚胺钝化器件均匀性变差是聚酰亚胺膜与金属电极间热应力导致膜性能退化所引起的。
5. 研制了采用 InAlAs 缓冲层和帽层的双异质结型应变 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器, 正面照射时器件的峰值响应波长和 50% 峰值长波截止波长分别为 $2.35\mu\text{m}$ 和 $2.44\mu\text{m}$ 。室温下无表面抗反膜器件的峰值探测率 D^*_{lp} 达 $1.84 \times 10^{10} \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 。实验表明, 随着吸收层掺杂浓度的增加, 器件暗电流减小的同时, 光响应也发生降低。正面照射器件的

- I层掺杂浓度应介于 $2.9 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 和 $1.2 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ 之间。
6. 研制了 1×8 应变双异质结型 $2.4 \mu\text{m}$ $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ PIN 探测器阵列，器件具有良好的均匀性。室温下 -10mV 时器件的暗电流为 109nA (2.44%，台面尺寸 $140 \times 110 \mu\text{m}^2$)， R_{0A} 达 $15.06 \Omega \text{cm}^2$ (3.31%)，室温下 $D^*_{\lambda p}$ 的理论值为 $2.39 \times 10^{10} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ (外量子效率取 0.5)。探针测得阵列器件光响应的相对标准差仅为 1.61%。
 7. 通过增加 I 层铟组分，将双异质结型波长扩展应变 InGaAs 探测器的长波截止波长进一步延展至 $2.7 \mu\text{m}$ 。实验结果表明：随着波长的进一步扩展， $3 \mu\text{m}$ 厚的组分线性渐变 InAlAs 缓冲层不足以有效阻挡晶格失配引起的失配位错，器件具有较大的暗电流。在对器件响应波长进一步扩展时，需要对缓冲层技术进一步优化设计。
 8. 研制了 n-on-p 型的波长扩展 InGaAs 探测器。器件的峰值响应波长分别为 $1.94 \mu\text{m}$ 和 $2.20 \mu\text{m}$ ，50%峰值长波截止波长 $2.03 \mu\text{m}$ 和 $2.40 \mu\text{m}$ ；280K 时 -10mV 偏压下器件的暗电流密度分别为 $1.22 \times 10^{-5} \text{A}/\text{cm}^2$ 和 $7.97 \times 10^{-5} \text{A}/\text{cm}^2$ ，室温下实测器件 $D^*_{\lambda p}$ 达 $1.35 \times 10^{11} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 和 $6.55 \times 10^{10} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 。说明采用 P^+ 掺杂的 InAlAs 缓冲层有效降低了吸收层中失配位错密度，改善了器件的暗电流特性。

关键词：InGaAs；短波红外；光电探测器；焦平面；空间遥感

Study on the Physics and Devices of InP-based Short-wave Infrared InGaAs Photodetectors

Tian Zhaobing (Solid-state Electronics and Microelectronics)

Directed by: Professor Zhang Yonggang

Abstract

This dissertation mainly focused on the short-wave infrared InP-based InGaAs photodetectors and their arrays for remote sensing applications. By the optimization of device structural parameters and processing techniques, a series of lattice-matched and wavelength-extended InGaAs photodetectors and arrays were fabricated, and their performances were investigated in detail. The main results achieved in this work could be summarized as follows:

1. A physical model on the optical response of InP-based InGaAs PIN detectors was established. The influence of device parameters on the quantum efficiency of both lattice-matched and wavelength extended InGaAs photodiodes were investigated. In combine with dark current analysis, the optimal structural parameters of InGaAs photodiodes under both front and backside illuminated conditions were discussed.
2. The key processing steps for mesa-type InGaAs photodiodes were investigated. Non-selective wet chemical etching using Br_2/HBr and $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2$ suitable for InGaAs photodiode mesa etching were developed. Polyimide and plasma enhanced chemical vapor deposition silicon nitride passivation techniques for device passivation were also optimized.
3. 1×8 mesa-type $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ photodetector arrays were fabricated. The peak wavelength was around $1.64\mu\text{m}$ at room temperature. The measured resistance area product R_0A was $5.77\text{K}\Omega\text{cm}^2$ at 300K, with relative standard deviation of 1.8%; the measured peak detectivity $D_{\lambda p}^*$ was of $2.37 \times 10^{12}\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ with relative standard deviation of 3.93% at 278K.
4. On wafer tests were preformed for both polyimide and silicon nitride passivated mesa-type $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ photodiode bars. Results showed that GSMBE grown materials had good quality and uniformity; the silicon nitride passivated InGaAs diodes shown

better device performance, better resistibility to thermal shock, and were more consistent to packaging and wiring processes.

5. Wavelength extended $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ photodiodes using InAlAs buffer and cap layers were fabricated. The peak wavelength and 50% cut-off wavelength were of $2.35\mu\text{m}$ and $2.44\mu\text{m}$ respectively; the measured $D^*_{\lambda p}$ of $1.84 \times 10^{10} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ was achieved at 300K. It was found with the increase of i-layer doping density, the dark current decreased drastically; meanwhile the optical response was also reduced. The optimal i-layer doping for front-illuminated InGaAs photodiode lied between $2.9 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ and $1.2 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$.
6. Wavelength extended 1×8 mesa-type $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ detector arrays with high uniformity were also fabricated. The dark current at -10mV were around 109nA with relative standard deviation of 2.44%, $R_{\rho A}$ were $5.06\Omega\text{cm}^2$ with relative standard deviation of 3.31%, and theoretical $D^*_{\lambda p}$ calculated from $R_{\rho A}$ were of $2.39 \times 10^{10} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$; the measured optical response non-uniformity was only 1.61%.
7. By increasing the In mole fraction of the InGaAs absorption layer, the 50% cut-off wavelength was further extended to $2.66\mu\text{m}$. It was indicated that $3\mu\text{m}$ linear graded InAlAs buffer layer was not sufficient in confining the propagation of misfit dislocations, and further optimization on the buffer techniques was needed.
8. InAlAs buffered n-on-p type wavelength extended InGaAs detectors were also fabricated. By adopting Be doped InAlAs buffer layer, improved performances were achieved. The dark current density was only $1.22 \times 10^{-5} \text{A}/\text{cm}^2$ and $7.97 \times 10^{-5} \text{A}/\text{cm}^2$ for photodiodes with peak wavelength of $1.94\mu\text{m}$ and $2.20\mu\text{m}$ at 280K, respectively. The measured $D^*_{\lambda p}$ were of $1.35 \times 10^{11} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ and $6.55 \times 10^{10} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ at room temperature. It was indicated that the misfit dislocation density in the absorber layer can be greatly decreased by using Be doped InAlAs buffer layer, and the dark current characteristics were thus greatly improved.

Key words: InGaAs ; short-wave infrared; photodetector; focal plane array; remote sensing

目 录

摘要	- I -
Abstract.....	- III -
第一章 引言	- 1 -
第二章 文献综述	- 3 -
2.1 红外探测技术的发展和應用.....	- 3 -
2.2 红外探测器分类介绍.....	- 5 -
2.2.1 传统的半导体红外探测器.....	- 6 -
2.2.2 QWIP	- 9 -
2.2.3 QDIP	- 14 -
2.2.4 HIWIP/HEIWIP, QCD, Type-II SL... ..	- 16 -
2.2.5 多色探测器.....	- 20 -
2.3 多元探测器和焦平面技术.....	- 23 -
2.4 空间遥感用 InGaAs 探测器的发展和研究现状	- 28 -
2.5 本论文的研究背景和主要内容.....	- 30 -
第三章 InP 基 InGaAs 探测器的优化设计.....	- 32 -
3.1 探测器的主要性能参数.....	- 32 -
3.1.1 PIN 探测器的工作原理	- 32 -
3.1.2 单管器件的性能参数.....	- 34 -
3.1.3 阵列器件的性能参数.....	- 37 -
3.2 晶格匹配 InGaAs 探测器的优化设计	- 38 -
3.2.1 理论模型.....	- 38 -
3.2.2 材料参数.....	- 40 -
3.2.3 晶格匹配 InGaAs 探测器的结构设计及参数优化	- 43 -
3.3 波长扩展 InGaAs 探测器的结构设计及优化	- 46 -
3.3.1 材料参数.....	- 46 -
3.3.2 正入射时波长扩展探测器的结构优化.....	- 47 -
3.3.3 背面入射器件的结构设计和优化.....	- 48 -
3.4 本章内容小结.....	- 50 -
第四章 InP 基 InGaAs 探测器的器件工艺研究.....	- 51 -
4.1 湿法腐蚀研究.....	- 51 -
4.2 探测器钝化工艺研究.....	- 59 -

4.2.1 聚酰亚胺钝化工艺	- 60 -
4.2.2 PECVD SiN _x 钝化工艺	- 62 -
4.3 InGaAs 探测器的工艺流程与性能表征	- 62 -
4.3.1 台面型 InGaAs 探测器的典型工艺流程	- 62 -
4.3.2 InGaAs 探测器的器件性能表征	- 64 -
4.4 本章小结	- 67 -
第五章 晶格匹配 InGaAs 探测器及其阵列的研究	- 68 -
5.1 PIN 型 In _{0.53} Ga _{0.47} As 探测器的暗电流优化	- 68 -
5.2 In _{0.53} Ga _{0.47} As 小规模阵列的研制	- 71 -
5.2.1 采用 SiN _x 钝化的 InGaAs 探测器阵列的研制	- 71 -
5.2.2 采用 PI 钝化的 In _{0.53} Ga _{0.47} As 探测器阵列	- 73 -
5.3 In _{0.53} Ga _{0.47} As 探测器阵列的均匀性研究和失效分析	- 76 -
5.3.1 In _{0.53} Ga _{0.47} As 探测器阵列的均匀性研究	- 77 -
5.3.2 封装对器件均匀性的影响及失效分析	- 78 -
5.4 本章小结	- 82 -
第六章 波长扩展的 InP 基 InGaAs 探测器及其阵列研究	- 83 -
6.1 p-on-n 型波长扩展 InGaAs 探测器及其阵列的研究	- 84 -
6.1.1 截止波长 2.4μm 的 InGaAs 探测器	- 84 -
6.1.2 截止波长 2.7μm 的 InGaAs 探测器	- 92 -
6.1.3 In _{0.8} Ga _{0.2} As 探测器阵列的研制	- 94 -
6.2 n-on-p 结构的波长扩展 InGaAs 探测器	- 95 -
6.3 本章小结	- 100 -
第七章 总结与展望	- 102 -
7.1 总结	- 102 -
7.2 一些设想与建议	- 104 -
参考文献	- 107 -
发表文章目录	- 119 -
致 谢	- 121 -
作者简介	- 122 -

第一章 引言

波长为 1-3 μm 的短波红外波段是重要的大气窗口。一些分子键振动频率如岩石、矿物中含的氢氧根^[1]，农作物含的 H_2O ，空气中的 CO_2 、 NH_3 、 H_2S 、 N_2O 等^[2]，都落在该频段范围内，因此该波段中包含有很多重要的物质特征谱线。另外，一些高温物体如飞机和火箭的发动机喷口、导弹尾焰等的红外辐射能量也集中在该波段内。因而短波红外波段在空间遥感领域中有着重要的应用，工作在该波段的红外焦平面在如气象预报、环境监测、资源分布、农作物估产、灾情防治以及红外预警、军事侦察和监视等众多重要的民用和军事领域中有着广阔的应用前景。

目前用于制备该波段红外探测器的材料主要有 HgCdTe 和 InGaAs 等。由于 II-VI 族 HgCdTe 材料中较弱的 Hg-Te 键，其具有较高的本征缺陷密度和较差的抗辐照性能，体材料和液相外延材料的均匀性较差。为了抑制器件的热噪声，由 HgCdTe 制成的红外焦平面通常需要低温制冷^[3]。制冷器的使用会大大增加红外系统的体积、功耗和复杂程度，且由于低温下热应力等因素的存在，会影响系统性能和使用寿命。而直接带隙的 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 材料可覆盖 0.8~3.5 μm 波段，具有高迁移率和良好的抗辐照特性。由其制成的红外探测器具有灵敏度高、暗电流低、响应速度快和抗辐照性能良好等优点，相同波段和工作温度下 InGaAs 探测器的优值因子 R_0A 值高出 HgCdTe 器件 1~3 个数量级。与 InP 衬底晶格匹配的高探测率 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 焦平面器件可在室温下工作，而波长扩展的 InGaAs 探测器也可在热电制冷温度下取得良好的性能^[4]。加之 III-V 族材料成熟的外延技术，采用 MBE 和 MOCVD 外延的材料具有良好的均匀性。因而 InGaAs 材料制成的短波红外焦平面阵列在性能、小型化、功耗和成本等方面都具有相当的优势。

正是由于 InGaAs 在材料制备、器件性能、工作温度、抗辐照性以及成本等方面显现出来的竞争力，上世纪八十年代中期起，世界各国纷纷开始致力于空间遥感用短波红外 InGaAs 阵列的研究。经过多年的发展，目前国际上由 InGaAs 红外焦平面制成的各种红外光谱仪已逐渐被应用于遥感卫星，如美国的地球观测卫星 EO-1(2000 年 11 月发射，256 \times 256 元 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 光伏探测器面阵，像元尺寸 40 μm ，工作波段 0.9~1.6 μm)^[5]、冰雪探测环境卫星 POSE、大气层检测卫星 TIMED；欧洲航空局的 SPOT4 & 5 卫星、ENVISAT 环境卫星(2002 年 3 月发射，其核心 SCIAMACHY 光谱仪的四个通道采用了 1024 元的 InGaAs 线列，这是波长扩展 InGaAs 探测器首次在卫星上的应用)、SMOS 科学卫星、SMART-1 卫星、MSG(Meteosat)系列卫星；日本的 ADEOS-1 & 2 地球观测卫星、SELENE 月球观测卫星(非制冷的 320 \times 240 元的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 面阵，像元面积 40 \times 40 μm)^[6]，和用于研究温室气体的 GOSAT 卫星等；印度的 INSAT 系列多用途卫星(300 元 InGaAs 线列)；俄罗斯的 Metcor-3M 系列气象卫星；加拿大的 CanX-2 卫星(2003, 256

元热电制冷工作的 InGaAs 线列)^[2]等。

国内目前空间遥感用的短波红外阵列仍主要为 HgCdTe 器件,一些研究机构也对 InP 基 InGaAs 探测器进行了研究,但大都侧重于光纤通信用的高频特性。中科院上海微系统与信息技术研究所信息功能材料国家重点实验室长期致力于探测器的研究,在该方面取得了一系列成果。先后研制出了上升时间达 15.9ps 的 InAlAs-InGaAs-InP 高速 MSM 光电二极管、峰值波长为 3.8 μm 的 InGaAs 量子阱红外探测器、高速 In_{0.53}Ga_{0.47}As PIN 探测器和紫外增强 GaInP-AlInP 探测器等一系列性能优良的探测器。并对空间遥感用 InGaAs 探测器进行了一些前瞻性的探索工作,采用 GSMBE 方法研制了一系列波长扩展的同质结型 InGaAs 探测器。

由于特定的工作环境和应用,空间遥感对短波红外 InGaAs 探测器阵列提出了一系列要求:首先,为了实现对微弱信号的探测,要求空间遥感用的器件具有低噪声和高灵敏度;其次,焦平面阵列制备要求外延材料和器件工艺具有良好的均匀性;再次,由于波长扩展的 InGaAs 探测器中存在较大的晶格失配,会在器件中引入大量的失配位错,因而必须发展较为理想的缓冲层技术,以充分抑制器件有源区的缺陷密度,提高器件性能;最后,由于阵列制备往往需要采用背面照射结构,因而对背照射器件结构的设计和优化也是空间遥感用 InGaAs 探测器的重要研究课题。

为了满足国家对空间遥感用短波红外阵列的迫切需求,本学位论文结合实验室研究课题,紧密配合上海技术物理所 InGaAs 短波红外焦平面器件的研制,围绕空间遥感用 InP 基 InGaAs 探测器及其阵列的器件物理和关键工艺展开了深入研究。建立了 InGaAs 探测器光响应的物理模型,分别对晶格匹配和波长扩展的 InP 基 InGaAs 探测器的结构参数进行了优化设计;并对台面型 InGaAs 探测器制备的关键工艺进行了优化;在此基础上研制出了一系列面向空间遥感用的 InP 基晶格匹配和波长扩展 InGaAs 探测器及其阵列,并对器件物理进行了分析和研究,为下一步器件的工程化应用打下了良好的基础。

第二章 文献综述

本章简要回顾了红外探测技术的发展,较为系统地介绍了当前主流和较为前沿的各类半导体红外探测器。在此基础上阐述了红外焦平面技术和多色探测技术的发展和现状。最后介绍了短波红外 InGaAs 探测器阵列的发展和现状,评述了 InGaAs 在短波红外焦平面制备方面的优越性、重要性和必要性,并引出了本论文工作的重要意义,简要说明了本论文的主要内容。

2.1 红外探测技术的发展和應用

就如眼睛之于人类一样,探测器在人们感知和发现世界的活动中发挥着不可或缺的作用。它比人眼可感知的频段更宽,距离也更远。红外波段包含极其丰富的信息(普朗克黑体辐射定律告诉我们:任何温度高于绝对零度的物体都会发出与其特性相关的红外辐射),获取自然界的这些重要信息可以极大程度地造福人类,尤其是 $1\sim 3\mu\text{m}$ 、 $3\sim 5\mu\text{m}$ 和 $8\sim 14\mu\text{m}$ 三个大气窗口波段中的红外辐射光,可提供很多重要的有用信息^[7]。获取这些重要信息,便依赖于各种各样的红外探测器。红外探测器即是能够将入射的红外电磁波转化为其它可测物理量(通常为电信号)的能量转换器。

从 1800 年红外辐射的发现到现在,红外技术应用并造福于人类已有两个世纪的历史。随着人类科技的不断进步和发展(新材料的不断涌现,新效应的不断发现,新设计思想的不断引入),各种结构新颖且性能优良的红外探测器件相继问世,器件性能也在逐步提高,如更高的灵敏度,更快的响应速度,更高的工作温度,更低的噪声,更宽的波长覆盖范围等。表 2.1 中列出了红外探测技术发展史上的一些重大事件。

表 2.1 红外探测技术发展简表^[8-11]

1800 年 W. Herschel 发现热红外辐射;	1935-1945 年 采用铅盐材料的探测器工作波长不断拓展 (PbS~ $4\mu\text{m}$; PbTe~ $6\mu\text{m}$; PbSe~ $8\mu\text{m}$)
1804 年 J. Leilie 研究了热辐射的物理本质和其在一些物质中的吸收和传播	1941 年 R. Ohl 发现硅基 p-n 结的光伏效应
1822 年 T. Seeback 发现铜-铋结的热电效应	1958 年 M. Lesser 等人研制出了响应波长至 $6\mu\text{m}$ 的 InSb 探测器(第一个 III-V 材料的光电探测器!)
1830 年 L. Nobili 采用热偶对热辐射进行了测量	1959 年 W. Lawson 等人首次报道了 HgTe -CdTe 混晶体系
1833 年 L. Nobli & M. Melloni 将一系列铋-铋热偶串接在一起,制造出第一个热电堆	1965 年 G. Weckler 在 Si 探测器阵列和 MOS 管上首次实现了单片集成
1839 年 M. Melloni 研究了大气对太阳光谱的吸收特性,并鉴别出其中的水气吸收	1970 年以后:
1840 年 J. Herschel 发现了红外光的三个大气窗口	> IR-CID、IR-CCD、IR-CMOS 等红外器件问世
1859 年 G. Kirchoff 建立了红外辐射的吸收与发射关系	> HgCdTe 材料的光电导探测器成为主流红外探测技术
1873 年 W. Smith 研究了硒(Se)中的光电导效应	> MBE 和 MOCVD 等精确控制的异质外延技术逐渐成熟
1879 年 J. Stefan 确立了黑体辐射强度与温度的经验关系	1980 年, C. T. Elliott 发明了具有内部信号处理功能的 SPRITE 结构 HgCdTe 探测器
1884 年 L. Boltzmann 从热动力学角度揭示了 J. Stefan 发现的经验关系	1980 年以后:
1894-1990 年 J. Rayleigh & W. Wien 研究了黑体温度与辐	> 光纤通信的迅猛发展, InGaAs 的高速探测器被广泛

<p>射波长的关系</p> <p>1900 年 M. Planck 通过引入量子的概念建立了黑体辐射定律</p> <p>1903 年 W. Coblentz 通过红外光谱测量对星体温度进行了研究</p> <p>1905 年 A. Einstein 确立了光电理论</p> <p>1914 年 人们开始利用辐射仪进行探测, 并开始将其应用于鱼类制导</p> <p>1917 年 T. Case 研制出了 TeS 的近红外光电导探测器(内光电效应!)</p> <p>1933 年 E. Kutzscher 展示了 PbS 在短波红外波段的光电导特性</p>	<p>的研究和应用</p> <p>➢ 红外焦平面技术开始得到人们的广泛关注和发展</p> <p>➢ 红外遥感技术也得到了较快的发展</p> <p>1985 年以后, Pt-Si 肖特基 FPA、IR-CCD、IR-CMOS 阵列逐渐投入量产并被广泛应用</p> <p>1985 年 L. C. West 研制成功了第一个 GaAs/AlGaAs 的 QWIP 探测器^[9]</p> <p>1991 年 J. L. Johnson 研制出第一个基于 II 型 InAs/GaInSb 超晶格探测器^[10]</p> <p>1997 年 第一个 QD 探测器诞生^[11]</p>
--	---

在红外探测技术不断发展的同时, 各种性能优良的红外探测器也逐渐被用于各种新的领域, 如通讯、遥感、侦察、图像识别、环境监控等。红外探测器这双明亮的眼睛在人类社会的发展中不断贡献着自己的力量。目前, 红外探测器件的应用领域包含军事, 工业, 农业, 医疗, 气象, 地球物理, 资源勘查等, 覆盖了几乎所有的科技领域。

军事方面的应用从红外探测技术从发展伊始就尤为突出^[12]。二战期间, 从夜间输运到实战坦克, 从船艇侦查到飞机预警, 红外探测器从开始就凸显出其在军事上的重要地位和巨大潜力。世界各国为了保持其军事地位, 纷纷投入大量的人力物力进行相关研究。以红外成像、红外制导和红外预警为核心^[13]所实现的战场侦察, 红外制导、红外对抗、生化武器探测、夜视等应用, 在现代和未来战争中有着重要的战略意义^[14,15]。

在工业方面红外探测技术也有着广泛的应用, 如利用红外探测可进行测温、无损探伤以及过程监控等; 利用红外成像技术, 进行远程控制和检测; 利用红外气体分析实现化学过程监测等。农业领域中红外探测技术可用于病虫害防治, 灾情预警, 农业估产等。医疗卫生领域内, 红外探测技术还可用于临床诊断等, 近年来除热成像在医疗方面的发展和应用外, 利用与病理相关的气体红外特征吸收谱线在医疗诊断方面也崭露头角。由于红外波段有很多特征气体的吸收谱线, 因此在环境监控和污染控制方面也初显峥嵘。此外, 红外波段中一些分子特有的吸收特性, 使得红外探测技术在鉴别生化武器和反恐领域中也有一席之地。

红外技术在遥感成像领域也有着广阔的应用前景。在卫星遥感或机载红外成像系统中, 采用红外光谱仪对地面或太空进行信息采集, 可实现对地观测、环境监控、军事侦查和预警、海洋监控以及天文研究等重要应用。相比于可见光, 大气窗口波段中的红外辐射光具有很多独特的优势, 如受白昼和天气影响较小等。尤其是近红外波段(0.75-3 μm), 由于太阳辐射仍比较强, 可利用反射的太阳辐射获取分辨率较高的遥感图像, 且不像可见光那样极大地受限于天气情况。在气象方面, 由于地面设站仅能覆盖地表面积的约 20%, 因此空间遥感成为了气象检测无可替代的手段, 被广泛应用于气象预测、云图摄制、气温、大气流动等场合。在农林牧业方面, 空间遥感也广泛应用于农业

估产、病虫害防治和火灾防护、矿藏分布、地热及火山活动、水文等方面。此外，在宇宙天文、大气污染监控和军事预警侦查领域中，空间遥感也有着重要的应用。这些无不显示了红外探测和空间遥感技术在国民生计中举足轻重的地位。

2.2 红外探测器分类介绍

经过两个多世纪的发展，当前红外探测器种类繁多，分类也五花八门。按照工作机理（红外辐射与物质作用的各种次级效应）的不同，红外探测器可分为热探测器和光子型探测器两类；按照工作波长的不同可分为近红外、中红外和远红外探测器；按照工作温度不同可分为低温探测器和室温探测器；按照结构不同又可分为单元探测器和多元阵列焦平面；按照响应波段的不同还可分为单色和多色探测器等等。根据工作原理的不同，表 2.2 对当前常见的红外探测器进行了归类，并对其相应特点进行了概要说明：

表 2.2 红外探测器的分类和主要特点

探测器的分类			工作机理	优点	不足	
Thermal	热电偶, 热电堆		温差电效应 (Seebeck 效应)	简单轻便, 成本低廉 可室温工作	无波长选择性 高频时探测率较低 响应速度缓慢	
	热释电		铁电材料的热释电			
Photon	光 导 器 件	IV-VI	基于带间跃迁吸收 光电导效应	窄禁带宽度	材料机械特性差 介电常数大, 结电容大	
		II-VI (HgCdTe)		宽波长范围内晶格匹配 理论和工艺较成熟		缺陷密度高 成本较高
		III-V		材料性能优良 技术成熟		需要合适的衬底
		带内跃迁 (Si, Ge)	重掺杂半导体杂质 能级跃迁, 主要用于 长波长(>20 μm), 很宽的响应谱	可批量生产, 成本低 可通过掺杂浓度调整波长 工艺简单	极低温下工作 量子效率较低	
	光 伏 器 件	PIN、肖特基势 垒探测器、 MSM、APD	光伏型	高灵敏度和响应度 噪声小, 功耗低		
		Quantum well (QW)	子带间跃迁	波长大幅可调 材料和器件工艺成熟 易实现多色探测	需特殊的光耦合方式 量子阱中基态电子浓 度受掺杂限制 量子效率仍不高	
	Quantum dot (QD)	子带间跃迁	较小的暗电流 较大的增益 较高的工作温度	量子点的尺寸、密度以 及均匀性控制仍是最大 的难点		

此外还有扫积型红外探测器(SPRITE)、光磁电探测器等，限于篇幅这里就不一一列举了。下文就当前主流和较为前沿的各类半导体红外探测器分别进行介绍，内容主要包括由体材料制成的较为传统的光电导、光伏、APD、肖特基和 MSM 光电探测器，以及

较前沿的采用低维半导体制成的 QWIP, QDIP 等器件, 此外还对当前多色红外探测技术的发展现状进行了介绍。

2.2.1 传统的半导体红外探测器

本节主要介绍了各种带间跃迁的半导体红外探测器, 顺序依次为光导型半导体探测器; 利用 pn 结和肖特基结光伏特性的半导体光伏探测器; 肖特基势垒光电管和 MSM 结构; 以及具有内增益的雪崩光电二极管(APD)器件。最后简要介绍了重掺杂材料制成的带内跃迁的传统红外探测器。

光照时, 能量大于半导体材料禁带宽度的光子被吸收后, 在光电导型探测器中激发产生光生载流子, 引入额外光电导, 在外加电场作用下产生光电流, 从而根据电流的变化实现对红外辐射的探测。通常光导型探测器由高阻体材料制成, 为了对光生载流子进行收集, 器件需要一定的外加工作偏压。由于体材料通常较厚, 因此光电导型探测器的响应速度较慢。由于外加偏压的作用, 器件的暗电流较大。为了降低器件噪声, 抑制复合对光响应的影响, 光电导型探测器通常需要工作在较低温度下。

光伏探测器利用 p-n 或肖特基结的光生伏特效应, 即在入射光辐照非均匀半导体时, 由于内建场作用, 光生载流子被分开, 在半导体两端形成电荷积累, 从而产生电动势(即光生电压), 将 pn 结短接时则会产生光生电流^[16]。为了改善 pn 结的光伏特性, 通常会在 p 区和 n 区之间加入一个本征层(i 层), 构成 PIN 结构, 以增加器件耗尽层厚度, 提高器件的灵敏度。PIN 型探测器通常工作在零偏压或反向偏压下。反偏时外加电场使 pn 结两侧电势差进一步增加, 从而耗尽层宽度进一步变宽, 减小了结电容, 增大了耗尽区电场强度, 缩短了载流子在 i 层的渡越时间, 有助于提高器件的高频特性; 同时更多的光生载流子在场区内产生, 有助于进一步提高器件的响应速度和灵敏度。在空间遥感等应用中, 由于入射光信号非常微弱, 且对器件的速度无特殊要求, 因此通常希望器件工作在零偏压附近, 以降低器件暗电流, 优化噪声特性。相比于光导型器件, 光伏型探测器具有响应速度快, 功耗低, 量子效率高(其探测率也高出光导型器件约 40%)等优点^[7]。

按照光耦合方式的不同, PIN 型光电探测器主要分为正面入射、背面入射和侧面入射三种; 按照光在探测器中的传播方式, 其可以分为传统型、波导型和谐振腔型。早期的光伏型探测器采用同质结, 随着异质外延技术逐步发展成熟, 人们用宽禁带的材料将 i 型的吸收层夹在中间, 这样形成的双异质结可实现对吸收层中光生载流子的限制作用, 有效地抑制了器件的表面复合。此外异质结具有较好的暗电流特性, 可有效降低器件噪声。下面对通信用 InGaAs PIN 探测器的发展做以简要介绍。

最早 InGaAs 探测器的研究主要针对于光纤通信及其它高速光电系统。它需要光电探测器同时具有高的响应速度和高的灵敏度。对于高频的光信号, 结构上要求探测器具有较薄的光吸收区。早期的研究工作主要集中在对 PIN 结构中 I 层参数的优化上, 主要通过减小吸收层的厚度有效地提高器件的带宽^[17], 但减薄吸收层也会使器件的量子效率

明显下降。1991 年,英国通信研究实验室的 D.Wake 小组成功研制出新型的边耦合 PIN 型 InGaAs 探测器^[18]。该结构中由于光子的传播方向与载流子输运方向垂直,从而解除了 PIN 型探测器中量子效率与带宽之间的制约,在采用较薄的吸收层时仍可望获取较高的量子效率(主要取决于耦合效率)。他们采用 0.13 μm 厚的 InGaAs 吸收层制成的边耦合 InGaAs 探测器带宽达到了 50GHz。1994 年 K.Kato 等人采用刻蚀出蘑菇状台面的方法,研制出的波导型 PIN 探测器带宽为 100GHz,量子效率达 50%^[19]。1995 年 I.Tan 等人与 Bell 实验室合作,研制的采用空气桥的波导型 InGaAs 探测器,其带宽达到了 120GHz^[20],充分显示了侧向入照的波导型结构的优势。此后又出现了如 WG-FED、TWPD^[21]和 P-TWPD^[22]等结构。

另外谐振腔增强结构(RCE)也被引入到 PIN 探测器中。RCE 结构的探测器^[23]利用多层薄膜技术在有源器件结构的两端制作布拉格反射镜(DBR),形成法布里-泊罗型低损耗微腔。这样入射光在谐振腔中来回振荡,增强了吸收,在采用较薄吸收层的同时可获取较高的量子效率。另外,F-P 腔中的驻波关系可用于吸收波长的选择。这样通过优选设计器件,可大大简化对波长精度要求极高的波分复用光纤通信接收系统的复杂程度。RCE-PD 按结构可分为 RCE-PIN 光电探测器、RCE 肖特基、RCE-MSM 和 RCE-APD 光电二极管等。谐振腔增强探测器结构的设计可分为光学结构和电学结构两部分。通常来讲,RCE-PD 的谐振腔由底部的半导体 DBR 反射镜和顶部介质 DBR 或金属反射镜(同时作为欧姆接触实现顶电极引出)构成。目前谐振腔增强探测器主要采用 InP 基和 GaAs 基两大类材料系。其中 InP 基材料外延工艺成熟,且与其匹配的 InGaAs 材料正好覆盖了光通信波段。但与 InP 晶格匹配材料的折射率差异很小,DBR 制备较为困难。2002 年,I.Kimukin 等人采用 InAlAs/InAlGaAs 作为下 DBR 制备出的 5 \times 5 μm InGaAs RCE-PIN 探测器,3dB 带宽达到了 30GHz,同时器件的量子效率高达 66%。GaAs 基 RCE 探测器的优势在于 GaAs/AlAs 材料的折射率相差达 14%,而且工艺更加成熟,但是缺乏适合于光通信波段且与 GaAs 基晶格匹配的吸收层材料。早期人们通过键合 GaAs/AlAs DBR 和 InP 基 PIN 探测器制备光通信波段的 RCE-PD。近些年来,由于掺氮材料技术的逐步发展,用 InGaNaNs 作为吸收层材料制成的 GaAs 基 RCE-PD 取得了比较理想的结果^[24]。此外,采用低温生长的具有深能级缺陷的 GaAs 材料作为吸收层研制的 1.55 μm GaAs 基 PIN 型 RCE-PD,也取得了较好的性能^[25]。美国伊利诺斯大学的 K.Kishino 等人研究了 RCE 结构的光响应特性,研制出的 GaAs/AlGaAs RCE-HPT 量子效率与计算结果具有较好的一致性。该结构的理论带宽增益积可达 140GHz^[22]。

肖特基势垒光电管是一种利用金属与半导体接触势垒进行工作的器件。与 pn 结不同,肖特基二极管是一种多子器件,不存在少数寿命和反向恢复问题,因此开关速度非常快,且损耗小。而且肖特基二极管势垒高度低于 pn 结,故器件具有较小的正向开启电压,因此特别适合于高频应用。其结构简单,易于实现单片光电集成,可制成大面积面阵。金属-半导体-金属结构(MSM)的光伏型探测器由两个叉指形的背靠背肖特基二极

管构成, 叉指作为电极, 叉指间隙作为光敏面。从而克服了传统肖特基光电二极管灵敏度低和寄生电容高的缺点^[26]。MSM-PD 结构也比较简单, 易于集成, 器件具有较高的灵敏度和响应度^[27]。其本质相当于两个肖特基结背靠背串联, 在外加偏压时, 一个结处于正偏, 另一个反偏。MSM-PD 的伏安特性由处于反偏的肖特基结决定, 当外加偏压增大到一定程度(穿通电压 V_{RT})时, 耗尽层相遇从而会发生穿通。

人们对 MSM 结构也进行了各种各样的改良。如对于 InGaAs 的 MSM, 为了减小由于肖特基势垒较低($\sim 0.25\text{eV}$)而引入的过量噪声, 通常会在 InGaAs 和金属中间加入势垒增强层, 以提高势垒, 降低器件的暗电流; 为了进一步降低金属叉指状电极对入射光的阻挡, 人们采用透明电极取代金属电极, 使器件性能得到了很大程度上的提高; 此外还有引入垂直 MSM-PD 方向电场、集成波导结构和低温外延等常用手段^[28]。目前, 最快的 Si 基 MSM-PD 响应时间已达到 3.2ps ^[29]。

上述的几种探测器都不具有内部增益功能, 在光纤通讯等特殊应用场合, 为了简化系统, 人们希望在实现光探测的同时能对信号进行放大。因而 APD(雪崩光电二极管, avalanche photodiode)应运而生。利用雪崩效应, 在吸收层通过光激发产生的载流子, 在经过电场强度非常高(10^5V/cm 量级)的发射区时产生雪崩倍增放大作用, 使光电流得以放大, 从而大大提高了器件的灵敏度。增益系数 M 与材料的离化率和发射区厚度有关, 离化率的大小与材料 and 外加电场强度紧密相关。APD 的一个重要问题是噪声, 由于存在内部增益, 在普通探测器的噪声之外还存在附加噪声。附加噪声与雪崩管内的碰撞电离有关。理论研究表明, 当只有一种载流子引起碰撞电离时, APD 的噪声比较低^[30]。而实现一种载流子产生碰撞电离则要求电子和空穴离化率具有一定的差异。当然, 也可通过优化设计来确保这一点。如可将 APD 的雪崩区和吸收区分开, 让入射光在吸收区产生的电子空穴对被电场分开, 从而只有一类型的载流子进入高场强区域产生倍增。随着研究的深入, 当前的主流 APD 为结构更为复杂的 SACM(separate absorption, charge and multiplication)结构, 即吸收层、带电层和倍增区相互分隔的 APD 结构。通常为了消除突变势垒对载流子输运性能的影响, 提高器件的响应速度, 人们会在 SACM 结构中的窄带隙吸收层和宽带隙倍增层之间加入一个过渡层。此外, 在传统的 APD 结构上还发展出了 WG-APD^[31]、RCE-APD^[32]等改良结构, 使器件的增益带宽积达到 320GHz 。

传统的带内跃迁红外探测器(以 n 型为例)利用高掺杂材料中电子从杂质能级到导带的跃迁光吸收。其可探测波长由杂质的电离能决定, 也就是说掺杂浓度越高, 其可探测的波长越长。与带间跃迁的半导体探测器不同, 非本征型光导探测器中入射光子不会引起载流子数目的变化, 而仅仅引起载流子迁移率的变化。器件通常需要一定的外加工作偏压。为了抑制载流子与声子之间的能量交换, 这类探测器通常要求工作在极低温下。重掺杂的带内跃迁光伏型探测器通常被人们称为 BIB(blocked impurity band)探测器, 由一个高掺的光吸收部分和一个低掺的阻挡部分组成。由于低掺杂阻挡层空穴势垒的存在, 光生的空穴无法进入而产生积累, 从而形成电势差。

2.2.2 QWIP

利用量子阱内的子带间跃迁进行红外探测概念的提出^[33]至今已有 20 多年的时间。随着材料外延技术的发展和人们对量子阱红外探测器(QWIPs: quantum well infrared photodetectors)器件物理的不断深入,近年来中远红外 QWIP 得到了迅猛发展。目前用 QWIP 制成的阵列器件部分性能参数甚至已超过了非常成熟的 HgCdTe 探测器,并开始逐渐应用于各种红外成像系统中,成为 HgCdTe 探测器强有力的竞争对手。

QWIP 是一种基于量子阱内子带间光吸收跃迁的红外探测器,工作波长通常在中红外和远红外波段。与普通的半导体探测器不同,QWIP 是一种单极型器件,其工作波长与材料的禁带宽度无关,而主要取决于势垒高度和量子阱的宽度。因此只要势垒能够提供足够的限制作用,就可通过调整量子阱的阱宽实现不同波长的红外辐射探测。相比于 HgCdTe 等体材料,采用 III-V 族半导体的 QWIP 具有均匀性良好,成本低,抗辐照, 1/f 噪声低,波长可调整,可实现多色探测等优点,易于实现阵列化等优点^[34]。

按照利用价带或导带内子带跃迁光吸收的不同,QWIP 可以分为 n 型和 p 型两类。对于 p 型 QWIP 而言,由于轻重空穴分裂态能够直接吸收垂直入射的光线,因此无需光栅耦合。但由于重空穴较大的有效质量,其迁移率较低,因此 p-QWIP 的量子效率一般会低于 n-QWIP。此外,随着器件工艺的发展,耦合光栅制备不再成为障碍,因此目前 QWIP 的研究主要还是集中于 n 型 QWIP。因此下面以 n 型 QWIP 为例,简要说明一下 QWIP 的基本原理。

Quantum Well Infrared Photo-detector (QWIP) — a photo-conductor

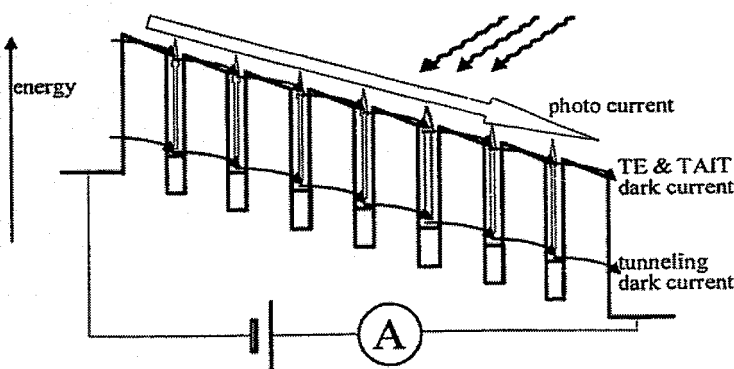


图 2.1 量子阱探测器的工作原理示意图

n 型 QWIP 的工作原理如图 2.1 所示:在入射红外辐照的作用下,电子从低能级的基态被入射光子激发到较高能级的激发态。由于高能级与基态电子在垂直于量子阱的方向上迁移率的差异,会在该方向上产生光电导,从而实现了对红外辐射的探测。目前性能较好的量子阱红外探测器为 n 型光导型探测器,其需要在一定的工作偏压才能产生光电流(处于激发态的光电子,一部分在外场作用下沿 z 方向漂移,形成光电流;另一部分弛豫到基态,将能量传递给晶格或产生光子,不对光电流产生贡献)。器件的暗电流主要由三部分组成:热电离发射电流、声子辅助隧穿电流和隧穿电流。通常较低温度(<30K)

下基态的隧穿电流占主导；声子辅助隧穿在中间温度范围主导；而较高温度下器件的暗电流主要由热电离发射电流决定。其中热电离发射电流与量子阱中掺杂浓度和势垒层的厚度有关。

(a) QWIP 的跃迁模式:

- **Bound-to-Bound:** 束缚态到束缚态跃迁^[35]，电子吸收光辐射能量后从基态跃迁到激发态，通过隧穿作用进入导带，在外加电场作用下形成光电流。该类结构的 QWIP 通常光响应谱较窄，由于具有强的振子能，在峰值处的光吸收系数较大。由于 B-to-B 结构的 QWIP 通常需要较大的工作偏压，在较高温度时暗电流非常大，因此上器件的工作温度相较偏低。
- **Bound-to-Continuum:** 束缚态到连续态^[36]跃迁。1988 年 B.F.Levine 小组通过减小量子阱宽度，使第一激发态处在高于势垒进入连续态，导带中电子吸收光辐射能量直接进入到了导带。这样载流子的激发就不再需要隧穿过程才能达到连续态，从而有效地降低了所需的偏置电压，降低了器件的暗电流。由于势垒厚度对光电子收集效率的关系不大，通过增加垒层厚度可有效降低器件的暗电流，提高工作温度。
- **Bound-to-Quasi bound^[37]:** 束缚到准束缚态跃迁。为了进一步降低 QWIP 的暗电流，1997 年美国 NASA 空气推进实验室的 S.D.Gunapala 等人提出了 B-to-QB 结构。该结构中，设计量子阱中基态为束缚态，第一激发态为接近势垒高度的准束缚态。这样，由于热电子发射的能量势垒与光激发势垒相近，因此可有效降低器件的暗电流（约一个数量级），从而使探测率更进一步提高。此外由于振子强度的不同，B-to-QB 结构的光吸收比 B-to-C 要强而窄，因此 B-to-QB 的 QWIP 具有更窄的响应谱($\Delta\lambda/\lambda \sim 10\%$)。与 B-to-C 结构类似，B-to-QB 结构 QWIP 还可通过增加垒层厚度有效地降低器件的暗电流。
- **Bound-to-Miniband^[38]**微带结构于 1991 年由佛罗里达大学的 L.S.Yu 等人提出。该能带结构如图 2.2 所示，由量子阱+超晶格结构组成。量子阱中激发态与超晶格的微带重合，光激发载流子就在微带中输运。其光响应略低于 B-to-C 结构。

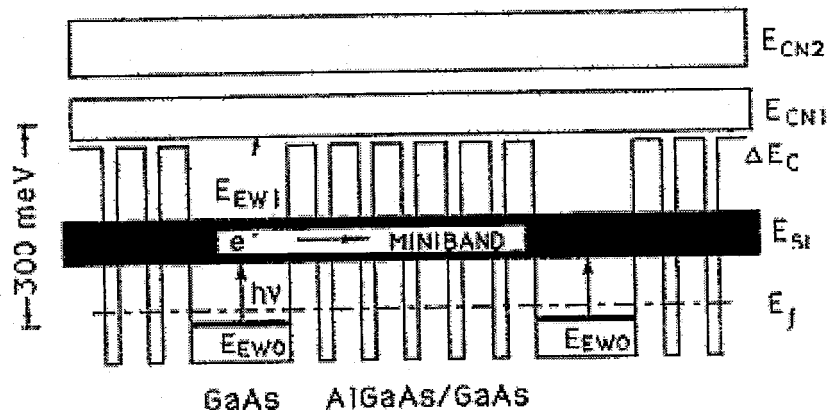


图 2.2 Bound-to-Miniband 跃迁配置的能带结构示意图

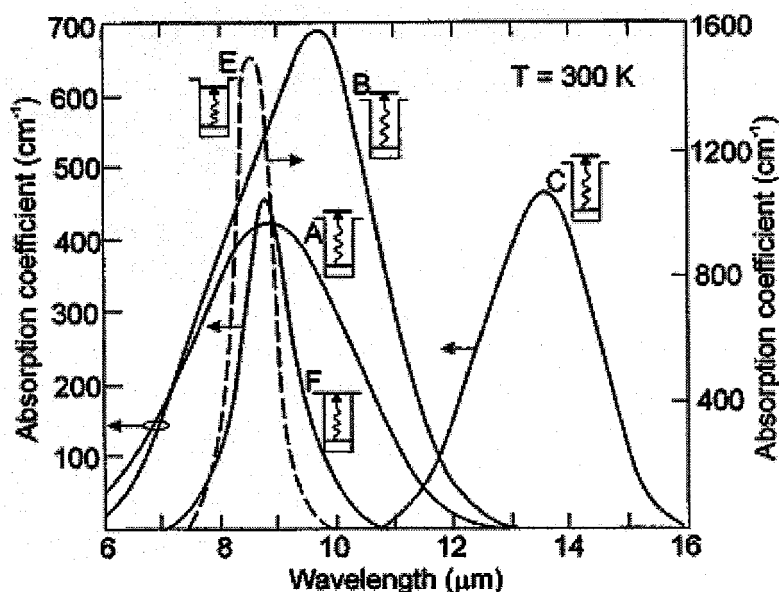


图 2.3 采用不同跃迁机制 QWIP 吸收系数的比较

为了进一步降低 QWIP 器件的暗电流，提高工作温度，各种改良结构被引入到 B-to-QB and B-to-C 的 QWIP 结构中，如加厚势垒或引入暗电流的势垒阻挡层、以及采用共振隧穿势垒的 T-QWIP 结构等。

(b) QWIP 的光耦合方式：

对于 n 型 QWIP 来说，由于电子的子带光跃迁对入射光的偏振状态具有很强的选择性，只有电矢量垂直于量子阱生长面的入射光才能被电子吸收，完成在量子阱中的子带间跃迁，因此就对 QWIP 的光耦合方式提出了要求。

最早 B.F.Levine 等人采用的是 45° 的光波导耦合，即将量子阱探测器侧面的两端磨成 45° 的平行侧面，光从一端面垂直入射，通过 QWIP 有源区上下面的多次反射折线前进，多次穿过量子阱，从而具有较大的光吸收效率。采用 45° 光波导耦合的吸收强度比采用布鲁斯特角入射时高出约 1~2 数量级。但是该耦合方式仅适用于单管器件或线列，难以用于焦平面阵列。此后，人们又开发出了光栅耦合模式^[39]，先后出现了一维、二维^[40]和随机耦合光栅等结构。最早普利斯顿大学 K.W.Goossen 等人提出利用光栅对垂直入射的光的散射效应实现对 QWIP 的光耦合^[40]。此后实验也证实了光栅结构对光耦合的优越性，器件响应率提高了 2~3 倍^[41]。1989 年美国 Bell 实验室的 G.Hasnain 等人首次报道了利用化学腐蚀的二维光栅对 QWIP 进行光耦合的实验结果^[40]。其中瑞士的 J.Y.Andersson 小组对光栅的优化设计进行了卓有成效的研究^[40,42]。十几年来已发展出多种结构的耦合光栅，从一维到二维，到随机耦合结构。材料可以是淀积在器件表面的介质膜、金属膜，或直接刻蚀的半导体材料表面。2001 年，日本富士通公司的 T.Fujii 等人研究了椭圆形随机耦合光栅在 QWIP 及其 FPA 中的应用，他们发现少量的椭圆耦合光栅单元即能产生有效的随机散射，获取良好而均匀的耦合效率^[43,44]。但是由于光栅耦合结构中光敏面台面尺寸的减小，其光耦合性能受到了限制，而且由于其对波长的选择

性，在如宽频谱及多色等场合也限制了其应用。

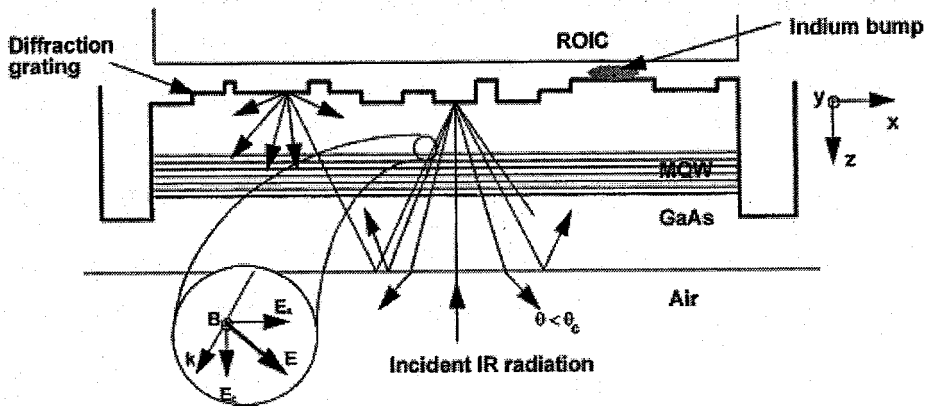


图 2.4 采用椭圆形随机耦合光栅的 QWIP 结构剖面图

随机反射耦合^[45]结构(random reflector coupling)是 1994 年由 Bell 实验室的 G.Sarusi 等人提出的。其原理如图 2.5 所示，根据探测波长的需要，在 QWIP 结构的顶层上随机刻蚀出设计好的反射单元，形成粗糙的反射面。在垂直于衬底背面入射的光束遇到反射单元时发生大角度反射（其中大部分满足全反射条件），从而发生反射后被捕获在量子阱区域内。与光栅结构类似，在光敏面较小时，由于制备困难，其光耦合效率也较低。

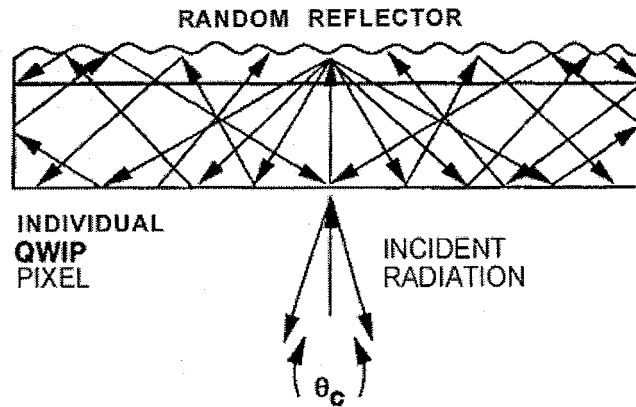


图 2.5 随机反射耦合结构示意图

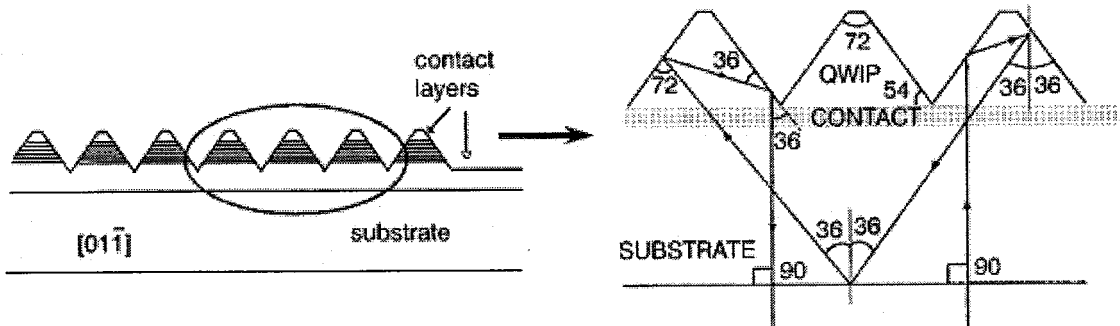


图 2.6 波纹耦合结构的原理图

波纹耦合^[46] (corrugated coupling)是普林斯顿大学 C.J.Chen 等人 1996 年提出的一种全新的 QWIP 光耦合思想。它的原理如图 2.6 所示，首先采用化学方法在量子阱区域刻

蚀出 V 形槽，在器件表面形成类似于波纹的形状。在垂直红外辐射通过背面入射到三角形的波纹结构时，利用半导体与空气间的全反射，使反射光线几乎平行于量子阱平面，从而大大提高了量子阱对光的吸收，提高了量子效率。且它对于探测波长无选择性，适用于光敏元较小的阵列制备，而且制作工艺比较简单，因此在 QWIP 的焦平面制备中被广泛应用。

(c) QWIP 研究进展:

近些年来，在 QWIP 及其焦平面器件性能不断改进的同时，在更长的响应波长（THz-QWIP^[47-50]），多色^[51,52]，新的材料体系（如含氮材料体系^[53,54]等）方向也有着卓有成效的进展。QWIP 的焦平面阵列方面的进展也比较迅猛，下面就 QWIP 阵列的发展情况作以介绍。

1993 年美国 Bell 实验室的 C.G.Bethea 等人研制的 GaAs/AlGaAs 基 8-14 μm 128 \times 128 元 QWIP 面阵，60K 下 NETD 小于 10mK，探测率达 $4.2\times 10^{10}\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ ^[55]。1997 年 NASA 空气动力实验室的 S.D.Gunapala 等人采用束缚到准束缚态配置制成的截止波长 15 μm 的 128 \times 128 面阵，45K 下 NETD 为 30mK，55K 下探测率约 $1.6\times 10^{10}\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ ^[37]；9 μm 的 256 \times 256 面阵，70K 下 NETD 为 26mK^[56]。1998 年，他们又研制出了 640 \times 486 的焦平面阵列，77K 下峰值探测率达 $10^{11}\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ ^[57]。2007 年有多个小组相继对 QWIP 阵列研究成果进行报道，NASA 空气动力实验室的 S.D.Gunapala 小组研制的中红外和远红外 1024 \times 1024 QWIP FPA 器件具有良好的均匀性。前者 95K 下 NETD 为 17mK，后者 70K 下 NETD 仅 13mK^[58]。土耳其的 S.Ozer 等人报道了 640 \times 512 的 InGaAs/InAlAs 中红外 QWIP 面阵，105K 下 NETD 达 23mK^[59]，和 640 \times 512、截止波长 9 μm 的 InGaAsP/InP QWIP 面阵，66K 下 NETD 达 46mK，响应度大于 $1\text{A}/\text{W}$ ^[60]。NASA 戈达德空间飞行中心的 M.Jhabvala 等人报道的 8-12 μm 采用波纹耦合的 1024 \times 1024 GaAs/AlGaAs QWIP 焦平面阵可工作在 70K 左右，NETD 约 23mK^[61]。

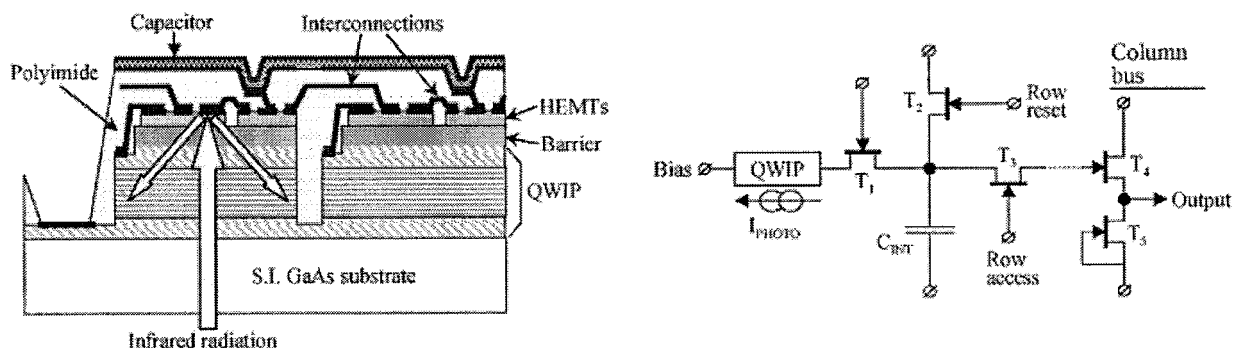


图 2.7 采用撇除技术 QWIP 面阵的单元结构示意图

另外，1995 年加拿大国家研究院微结构研究所 H.C.Liu 等人提出了 QWIP-LED，利用中远红外光跃迁激发的载流子的辐射复合将中远红外辐射转化为近红外信号^[62]，从而可以采用 Si-CCD 实现 FPA 的读出耦合。2001 年以色列的 D.Madelik 等人在 QWIP 的小尺寸焦平面阵上采用 HEMT 读出电流的实现了单片集成^[63]，可望更大程度上发挥

QWIP 焦平面的潜能, 提高系统的集成度和稳定性。法国 THOMSON 公司 P.Bois 小组采用撇除技术有效地降低了 FPA 的噪声影响(如图 2.7 所示), 使 85K 下 QWIP 面阵的性能达到了 65K 下的性能指标^[64]。

2.2.3 QDIP

将量子点应用于光电器件的概念最早由东京大学的 Y.Arakawa^[65]提出。由于量子点的三维尺寸与电子德布罗意波长可比拟, 因而对其中的载流子具有强的三维限制效应。由量子理论可知, 三维限制导致载流子能量的增加, 同时其体相的连续能级也会变成类似原子的分裂能级。量子点尺寸越小, 分裂的能级间距就越大。此外, 不同形状的量子点限制势不同, 也会对量子点的态密度和电子能级产生影响。因而相比于 QWIP, 理论上量子点红外探测器(QDIPs: quantum dot infrared photodetectors)具有许多独特的优点:

1. 由于入射光的波长远大于量子点的尺寸, 电磁场的谐振强度在量子点中会呈现出各向同性, 因而 QDIP 可以直接吸收垂直入射的光。但是实验中显示自组织生长的量子点水平耦合下的光响应远大于垂直方向上的光响应, 这是因为自组织量子点沿生长方向上的尺寸(nm 级)远小于垂直方向的尺寸(10nm 量级)。这样导致平面内量子点中电子的限制作用较弱, 从而导致平面内光跃迁对光电流的贡献^[66]。
2. QDIP 具有更小的暗电流。(实验上 QDIP 的暗电流, 可能是由于电离杂质导致势垒波动引入的暗电流。)
3. 由于量子点的分立能级结构, 若设计分立能级的能量间距大于室温激活能, 由于声子瓶颈效应^[67], 量子点中载流子具有较长的弛豫时间^[68]。所以 QDIP 具有比 QWIP 更高的光生载流子输运效率, 因而具有更高的探测率、响应度和工作温度^[69]。
4. 由于量子点生长时, 尺寸, 形状, 分布等天生具有一定的不均匀性, 因此就可使探测器具有一个较宽的响应范围。而无需像 QWIP 一样需特别设计量子阱结构来实现宽频响应。

量子点的制备有两种方法, 第一是通过量子阱结构进行电子束曝光和刻蚀, 或淀积纳米尺度的电极(通过外加电场将电子局域化在很小的区域内); 另外一种是采用 Stranski-Krastanow 法外延生长的自组织生长量子点。后者由于晶体结构完整, 均匀性好, 易于操作和实现等优点被广泛采用。

与量子阱探测器一样, QDIP 也是依靠光激发的子带间跃迁将基态电子激发到激发态或者连续态, 在外加电场下光电导增益产生光电流^[70]。由于量子点很薄, 因而为了提高光响应, 通常 QDIP 中采用外延多层的量子点结构(10~30 层)。QDIP 的暗电流主要由热激发电流、热辅助隧穿电流和隧穿电流三部分构成, 随着温度和外加偏压的增大, 器件的暗电流呈指数增加。图 2.8 是 N^+-n-N^+ 型 QDIP 导带的能带结构和工作原理示意图^[71]。

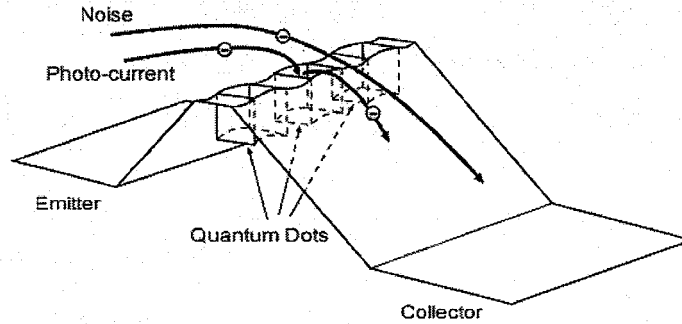


图 2.8 QDIP 的工作原理示意图

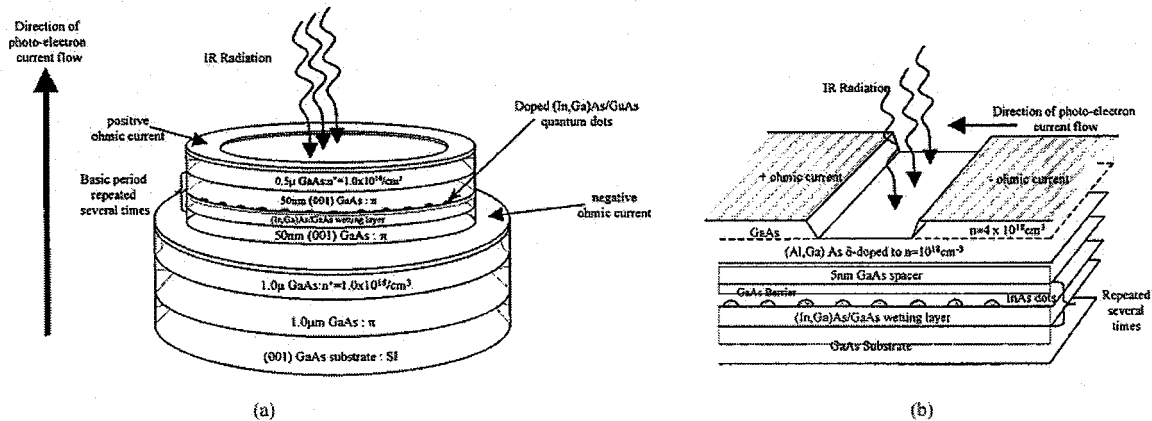


图 2.9 QDIP 的两种不同运输模式 (a).垂直运输; (b).水平运输

QDIP 有两种基本结构：垂直输运型和水平输运型。如图 2.9 所示，前者光电流沿外延生长的方向传播；而后者光电流的方向沿垂直于生长方向的平面。水平输运结构中电子可在高迁移率的沟道中运动，这样采用调制掺杂技术，可获取较低的暗电流和较高的工作温度。但是水平输运的器件不容易实现焦平面的制备，因而大多数的研究仍然基于垂直输运结构^[72]。

由于量子点的制备困难，量子点光电器件很长时间上一一直停留在理论阶段。随着 MBE 和 MOCVD 等外延技术的进步，QDIP 近些年才得以快速发展。1996 年 V.Ryzhii 对 QDIP 基本理论进行了研究，预言了 QDIP 的优越性^[72]。1997 年普利斯顿大学的 K.W.Berryman 等人首次在实验上观察到量子点的光电导效应^[11]，随后世界上许多小组纷纷投入了 QDIP 的研究，器件的性能和工作温度逐步提高，波长也不断扩展。如 1999 年日本东京大学的 S.W.Lee 设计的 Bound-to-Continuum 结构，通过在有源区中引入调制掺杂的异质结构，成功将 GaAs 基的 InAs 量子点探测器的响应度增大到 4.7A/W，最高工作温度达 190K^[73]。2001 年台湾国立大学的 S.F.Tang 等人在 InAs 量子点层上下分别加入 50nm 厚的 $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ 势垒做为暗电流阻挡层，器件 250K 下峰值探测器达到 $2.4 \times 10^8 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ ^[74]。2003 年佛罗里达大学的 L.Jiang 等人通过加厚的 $\text{In}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ 量子点两侧的 GaAs 隔层(60nm)，也有效抑制了器件的暗电流，使得器件 260K 下仍能观察到

光响应, 77K 下器件的响应度 0.22A/W , 峰值探测率也达到 $1.1 \times 10^{10}\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}^{[75]}$ 。2004 年南加州大学的 E.T.Kim 等人采用更小的 InAs 量子点和 $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ 帽层, 78K 下峰值探测率达到了 $3 \times 10^{11}\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}^{[76]}$ 。2005 年密歇根大学的 P.Bhattacharya 等人设计了一种双势垒阻挡层, 利用共振隧穿使光电流通过而将暗电流阻挡, 从而消除了单势垒结构阻挡暗电流同时降低了器件光响应的缺点, 将该结构用在 InGaAs QD 制成的隧穿量子点探测器(T-QDIP)300K 时暗电流密度仅 $1.55\text{A}/\text{cm}^2$, 280K 下器件的响应度 0.16A/W , 探测率达 $1.5 \times 10^7\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}^{[77]}$ 。2007 年, 美国西北大学的 H.Lim 等人研制的 InP 基 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 阱中 InAs 量子点结构(DWELL: 阱的插入有效的降低了量子点中基态能级, 因而该结构具有较小的热电离发射几率, 具有较小的暗电流^[78])结合调制掺杂技术, 120K 时峰值探测率达 $2.8 \times 10^{11}\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$, 量子效率达 35%, 由于较低的暗电流和高的光响应, 器件在室温下仍有非常好的性能, 峰值探测率达 $6.7 \times 10^7\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}^{[79]}$, 代表了 InP 基 QDIP 的最高水平。此外, GaAs 基的性能也在不断改进, 2007 年马萨诸塞洛厄尔大学的 X.Lu 等人研制的 GaAs 基 InAs 量子点探测器, 77K 下响应度达 $5.4\text{A/W}^{[80]}$ 。当前, 制约 QDIP 器件性能的主要因素包括相对较低的量子点密度($<10^{11}\text{cm}^{-2}$)、扁平状量子点导致垂直入射下吸收效率较低和量子点尺寸的不均匀性等。更密更小的量子点对提高器件性能至关重要^[81], 最近英国设菲尔德大学的 P.Aivaliotis 等人在 GaAs 上生长 InAs 量子点时, 通过插入单层锑原子层, 将量子点的密度提高了一倍, 因此 QDIP 的性能可望进一步的大幅改善^[82]。

从 Bound-to-Bound 结构, 到 Bound-to-quasi-Bound 和 Bound-to-Continuum 结构。暗电流抑制方面, 常用方法有加入宽禁带的阻挡层、隧穿 QDIP 结构(T-QDIP)、引入阱中量子点结构(DWELL)等等。器件的性能不断得到改善和优化, 暗电流不断降低。短短 10 年的发展, 目前 QDIP 的性能已接近甚至超过了 QWIP 器件。阵列器件被应用于成像系统中, 从最早美国西北大学研制的 256×256 元的 InGaAs/InGaP QDIP 的中红外波段焦平面 77K 下噪声等效温度分辨率 (NEDT) 仅为 $509\text{mK}^{[83]}$ 。最近他们最新研制的 320×256 的 QDIP 中红外焦平面 120K 下 NEDT 仅 334mK , 器件最高工作温度达到 $200\text{K}^{[84]}$ 。另外美国空气推进动力实验室的 S.D.Ganapala 小组研制的 640×512 元长波 QDIP 面阵已试用于成像系统, 取得了较为理想的效果^[85]。

2.2.4 HIWIP/HEIWIP, QCD, Type-II SL...

(a) 界面功函数探测器:

同质结/异质结界面功函数探测器(HIWIP/HEIWIP: homojunction/heterojunction interfacial workfunction internal photoemission)是依靠重掺杂半导体中的内光发射效应进行中远红外光直至太赫兹(THz)波探测的探测器。相比于 QWIP, HIWIP/HEIWIP 可直接吸收垂直入射的光, 而且可以比较简单地通过调整重掺杂半导体的掺杂浓度对截止波长进行剪裁。下面就以当前研究较为广泛的 GaAs/AlGaAs 材料体系 HEIWIP 为例进行简

要说明。

HIWIP/HEIWIP 结构通常为多个发射层/势垒层的周期结构夹在两个高掺杂的欧姆接触层中间（其中上接触层可同时作为最顶一个周期的发射层）。对于 HIWIP 结构，功函数 Δ (即垒层与发射层费米能级之差) 由掺杂浓度决定；对 HEIWIP 结构，如图 2.10 所示，功函数则由两部分构成，一部分是由异质结导致的能带偏移，另一部分是掺杂引入的 Δ_d 。因此上，相比于 HIWIP，HEIWIP 探测器的价带偏移更多的依赖于 AlGaAs 垒层中 Al 组分的大小，而与 GaAs 发射极的掺杂浓度关系不大。因此，HEIWIP 提供了截止波长设计的灵活性。此外，由于势垒的引入，HEIWIP 具有较小的暗电流。

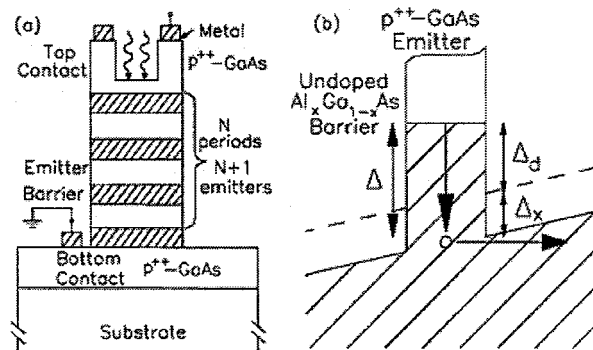


图 2.10 HEIWIP 结构和能带示意图(a).结构 GaAs/AlGaAs HEIWIP 示意图; (b).HEIWIP 能带示意图

HEIWIP 探测器的典型结构如图 2.10 所示，通常由高掺杂的 GaAs 发射极和本征的 AlGaAs 垒层构成。探测原理可用三步来概括：首先 GaAs 中的自由载流子吸收红外光，然后由内光发射激发 GaAs/AlGaAs 界面处的光生载流子，最后被收集。与两个固定态之间的跃迁不同，自由载流子吸收无需垂直于界面方向上的电场存在。GaAs/AlGaAs 界面功函数由导带偏移和重掺杂导致的禁带宽度窄化共同作用的结果。HEIWIP 的截止波长由功函数决定： $\lambda=1.24/\Delta$ ， Δ 为功函数(即 AlGaAs 势垒层价带和 GaAs 发射极的费米能级之差)。光激发的载流子被外加电场扫出并在电极处收集，从而实现对入射红外辐射的探测。由依赖自由载流子吸收，HIWIP/HEIWIP 探测器的响应光谱通常较宽。

应用 HIWIP/HEIWIP 进行远红外探测的理念最早由 D.D.Coon 等人于 1989 年提出^[86]。近些年随着 THz 波逐渐成为人们研究的热点，由于 HIWIP/HEIWIP 探测器对 THz 波段潜在的应用前景，其得到了非常迅猛的发展。1995 年 A.Perera 等人对 HIWIP 的性能进行了较为系统的理论分析^[87]。1998 年，他们研制的 Si 基 HIWIP 探测器，截止波长达 $48\mu\text{m}$ ，4.2K 时器件响应度和峰值探测率分别达到 12.3A/W 和 $6.6 \times 10^{10} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ ^[88]。2001 年他们组研制的采用 GaAs/AlGaAs 异质结构的界面功函数探测器截止波长 $70\mu\text{m}$ ，峰值探测率达 $1 \times 10^{13} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 。由于器件具有较低的暗电流，器件的工作温度提高到 15K ^[89]。2003~2004 年 D.G.Esaev 等人对 GaAs/AlGaAs HEIWIP 的性能进行了细致的研究，他们提出采用超晶格缓冲层作为 DBR 反射镜，可有效的增加器件的响应，对响应波长进行调节^[90,91]。2005 年，M.B.M.Rinzan 等人采用高掺杂的低 Al 组分 AlGaAs 作为发射层、非掺的 GaAs 作为势垒层，利用高掺杂的能带窄化效应和异质结能带不连续效

应的相抵成功研制出了截止波长 $128\mu\text{m}$ (2.3THz) 的 HEIWIP 探测器^[92]。2006 年, A.G.U. Perera 等人研制的 GaAs/AlGaAs HEIWIP 探测器, GaAs 自旋分裂(split-off)在 130K 仍有强的响应峰, 而自由载流子吸收的响应只能在 40K 以下可见。这样就有望利用 InP 或者含氮材料的自旋分裂带吸收, 提高器件的工作温度^[93]。

此外, 一些新的材料体系也被应用于 HIWIP/HEIWIP 的研制中。2006 年美国乔治亚州立大学的 A.G.U.Perera 小组采用 GaN/AlGaN 材料系制成响应波段 $8\text{-}14\mu\text{m}$ 和 $20\text{-}70\mu\text{m}$ 的 HEIWIP 探测器, 器件具有与较为成熟的 GaAs/AlGaAs 体系 HEIWIP 可比拟的性能^[94]。2007 年, 他们又研制了 p 型 GaSb HIWIP 探测器截止频率达 3THz , 响应度为 9.7A/W ^[95]。

(b) II 型量子阱/超晶格探测器:

GaSb 基的 II 型量子阱/超晶格探测器可用于 $3\text{-}25\mu\text{m}$ 乃至更长波长红外辐射的探测^[96]。相比于该波段常见的如 HgCdTe、InAsSb 及 QWIP 探测器, II 型量子阱/超晶格探测器可简单的通过调整层厚或各层的组分大幅调整光响应波段。对于应用体材料的 HgCdTe 和 InAsSb 的探测器, 这些窄带隙材料探测器的性能受俄歇复合的制约^[97]; 而对 QWIP 而言, 热激发载流子则制约着工作温度的提高, 且需要特殊的光耦合方式, 较低的吸收系数导致器件量子效率偏低。相比而言, II 型量子阱/超晶格探测器由于良好的载流子限制作用^[97]、较大的电子和空穴有效质量、以及较小的俄歇复合速率, 器件具有较低的暗电流和较高的工作温度。这类器件的缺点是电子与空穴的波函数不发生交叠, 因此辐射跃迁几率较低。如图 2.11 所示, 由 InAs/Ga(In)As 构成的 II 型超晶格中电子和空穴的波函数分别集中在不同的材料内, 在入射光作用下, 超晶格形成的微带之间发生空间上的斜跃迁, 从而产生光生载流子。

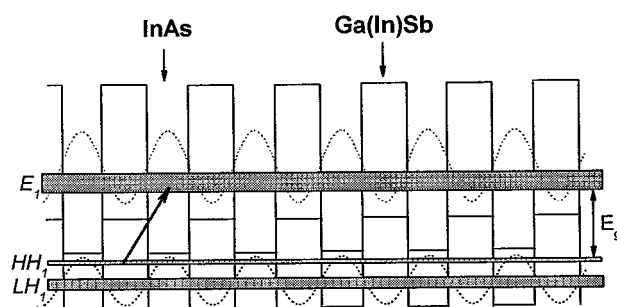


图 2.11 II 型量子阱/超晶格探测器的能带结构示意图

从 1987 年采用 InAs/GaInSb 应变补偿超晶格材料进行红外探测概念的提出^[98], 随着材料外延技术的不断发展, I.H.Campbell 等人首次在 GaSb 衬底上生长了 InAs/GaInSb 超晶格并观察到 $10\mu\text{m}$ 处的光子吸收^[99]。J.L.Johnson 等人首次报道了 InAs/GaInSb 超晶格的探测器^[10]。C.H.Grein 和 H.Ehrenreich 等人报道的 $11\mu\text{m}$ 和 $3.5\mu\text{m}$ InAs/GaInSb 探测器在 $200\text{-}300\text{K}$ 处取得了良好的性能^[100]。H.Mohseni 等^[101]报道的工作在 $8\text{-}12\mu\text{m}$ 的 GaAs 基 InAs/GaSb 的 II 型红外探测器室温下 D^* 达到 $1.3 \times 10^8 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$, 优于 HgCdTe 的报

道结果。E.Plis 等人通过增加 SL 的层数使截止频率 $4.6\mu\text{m}$ 的 II 型超晶格探测器室温下量子效率达到了 32% ^[102]。长波方向上, A.Hood 等人通过改进表面钝化工艺, 使截止波长 $17\mu\text{m}$ 的器件在 77K 下探测率达 $7.63 \times 10^9 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$, 量子效率约 30% ^[103]。R.Rehm 等人采用 InAs/GaInSb II 型超晶格探测器制成了响应段 $8\sim 10\mu\text{m}$ 的 256×256 元混合集成焦平面, 73K 下 NETD 仅为 9.4mK , 结果显示了器件具有良好的均匀性^[104]。

(c) 量子级联探测器:

量子级联探测器(Quantum Cascade photodetector)是最近几年发展起来的一种新型的光伏型量子结构的探测器^[105]。在典型的光导型 QWIP 中, 为了收集光激发载流子, 通常需要一定的偏压使器件中电场保持在 kV/cm 量级。(这个电场是获取较高量子效率和保持相对较低暗电流的综合权衡结果。)外加偏压的存在使得器件具有仍然偏大的暗电流绝对值。这样, 一方面给焦平面的读出带来了一定的困难, 另一方面也使得器件功耗较大。此前也有光伏型 QWIP(PV-QWIPs)提出, 其利用基态与激发态电子在空间上的不重合特性, 在光照情况下会产生静态的极化效应。由于激发态电子会通过弛豫作用会很快的回到基态, 因此, 光照下的极化效应极弱, 导致器件量子效率较低。

量子级联探测器中的电子位移则是利用激发态电子在级联的量子态隧穿到下一级, 进而在器件一端形成电子积累。器件可以工作在零偏下, 因而具有很小的暗电流^[105], 可望实现室温工作。图 2.12 是量子级联探测器的原理图^[106], 在 n 型的耦合量子阱结构中, 第一个量子阱采用 n 掺杂, 以提高基态 E_1 的电子浓度。吸收的光子能量对应从基态 E_1 跃迁到较高的 E_6 或 E_7 能级, 处于激发态的电子通过与声子作用进入到第二个量子阱的 E_5 能级, 然后连续的隧穿到下一级, 依次类推, 从而在器件两端产生光生电压。当与外电路连接时, 在不加偏压的情况下就会产生光电流。由于其小的暗电流和功耗, 量子级联探测器适合于大面积焦平面阵列的制备。

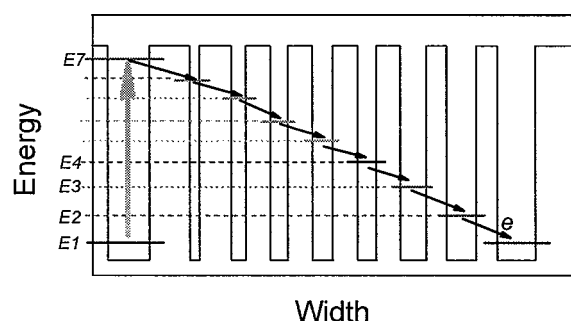


图 2.12 量子级联探测器的能带结构示意图

2002 年瑞士的 D.Hoffstetter 等人研究了量子级联激光器材料的光伏特性, 峰值波长 $4.5\mu\text{m}$ 和 $7.5\mu\text{m}$ 室温下峰值探测率分别为 1.63×10^6 和 $6.41 \times 10^4 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ ^[107]。M.Graf 等人利用量子级联的多量子阱结构实现的 3.5THz 探测器 10K 下响应度 $8.4\text{mA}/\text{W}$, 探测率 $5 \times 10^7 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$, 器件最高工作温度 50K ^[108]。2004 年法国的 L.Gendron 首次提出了量子级联探测器这一名称, 并较为全面的分析了量子级联探测器的工作原理和特点, 设

计出 $9.2\mu\text{m}$ 的量子级联探测器零偏下 50K 时光响应达到 35mA/W , D^* 达到 $7 \times 10^9 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ ^[106]。此后,他们又通过改进耦合量子阱结构,有效的降低了器件的暗电流并实现了单色探测^[109],零偏下器件光响应达到 44mA/W ^[110]。2006 年,瑞士 M.Graf 组在 InP 基上采用光学声子的共振隧穿耦合结构制成 QCD(如图 2.13 所示),背景辐射限下 D^* 分别为 $2 \times 10^8 \text{Jones}$ (150K, $5.3\mu\text{m}$)和 $3 \times 10^9 \text{Jones}$ (70K, $9\mu\text{m}$),器件实现了室温工作^[111]。且器件室温下工作在 23GHz 仍有较好的性能^[105]。2007 年该小组又在 InP 基上实现了 $16.5\mu\text{m}$ 的探测,10K 下响应度 1.72mA/W ,峰值探测率达 $2.2 \times 10^9 \text{Jones}$ ^[112]。最近,他们又在 InGaAs/AlAsSb 材料上实现了短波(2.14 和 $2.46\mu\text{m}$)探测^[113],显示了量子级联探测器设计的灵活性。

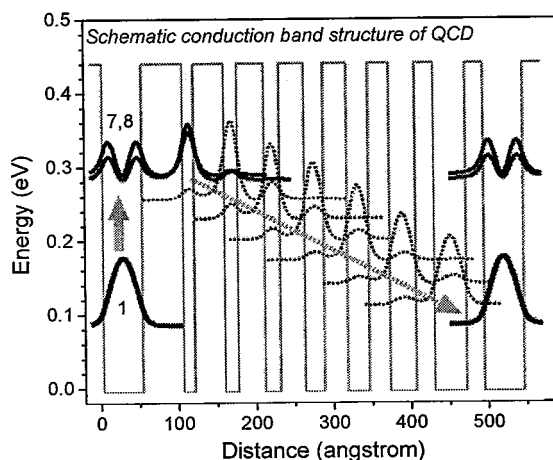


图 2.13 采用光学声子共振隧穿结构的量子级联探测器

非常值得一提的是 J.V.Li 等人利用 II 型带间量子级联激结构研制的带间级联探测器 (ICD)^[114],波长 $4.0\mu\text{m}$ 时室温下响应度 21mA/W 、探测率 $7.1 \times 10^8 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$, $3.0\mu\text{m}$ 时达 46mA/W 和 $1.4 \times 10^9 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 。由于带间跃迁具有更高的吸收系数,且带间级联探测器无需像 QWIP 及 QCD 一样需要制备特殊的光耦合结构,因此通过优化器件结构设计,可望取得更良好的性能,具有非常好的发展前景。

2.2.5 多色探测器

双色和多色探测在目标识别、特征辨别、抵制混杂干扰信号等方面具有重要意义和应用前景。例如对于 NIR/FIR 的双色探测器,可用近红外波段探测枪炮口高温,从而在战斗中有效的定位敌军位置。此外,多色探测在矿藏分布探测^[115]、环境监控、医疗诊断、空间天文等方面也有着重要的用途。

对于传统的多色红外系统,通常需要采用多个单色探测器或阵列,采用复杂的光路系统对入照光辐射进行分路、滤波和对准。对于制冷型的焦平面,则需要多个制冷器和读出电路等周边配套设备,增加了系统的重量和功耗,大大提高了其成本较高,较大的体积也很大程度上限制了其应用。由于多色探测器可在单一的器件或者像元中分别探测

几个波段，单个焦平面在封装中节约了重量和功耗，大大降低了光路的复杂程度，提高了多色红外系统的稳定性^[116]。通常多色探测器进行波长组合时候，应考虑光学系统的波长兼容性（通常以同一波段或相邻波段为宜，如短波/中波红外，中波/长波红外等）。常见的多色探测器主要有本征型(采用带间跃迁)的多色探测器和量子结构的多色探测器，下面就其工作机理分别作以介绍。

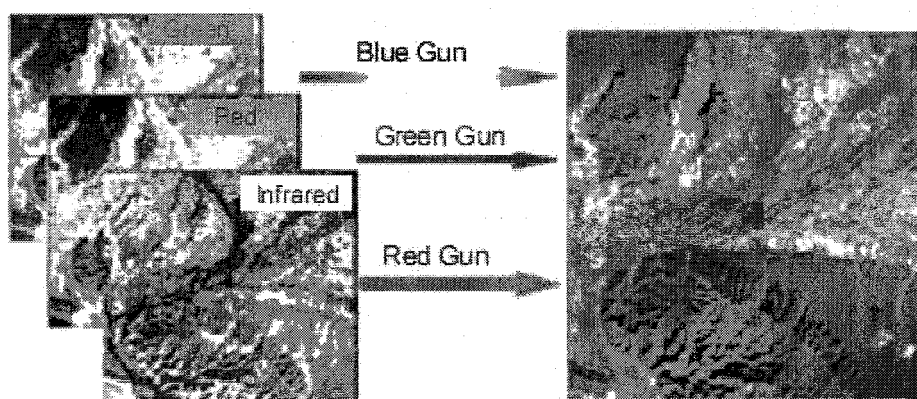


图 2.14 多色探测的原理示意图

常见的光伏型本征双色探测器通常采用背对背的结构（首次提出背对背的双色探测是在 InGaAsP/InP 的双色短波红外探测器中^[117]）。如图 2.15 所示^[118] (n-P-n 结构)，通过窗口层的入射光进入宽禁带的材料吸收层 A1 中，能量大于 A1 禁带宽度的光子被层吸收形成光生载流子，在回路中产生光电流 I_{ph1} ；能量小于 A1 禁带宽度的光子进一步传播到 A2 层被吸收产生 I_{ph2} 。根据信号读出的不同，双色探测器有两种工作方式：同时工作模式(simultaneous operating mode)和分别工作模式(sequential operating mode)。图 2.5 即采用同时工作，需要三条电极分别将信号读出。

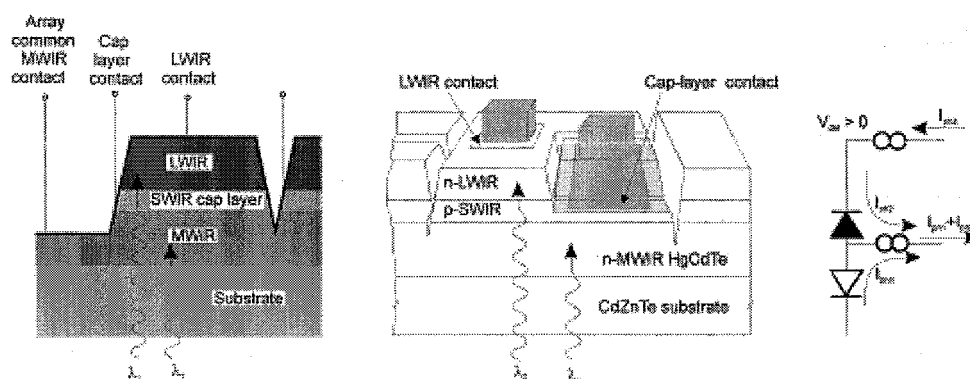


图 2.15 背对背结构的光伏型本征双色探测器

分别工作模式如图 2.16 所示，其无需额外的帽层电极，采用偏压选择输出。相比于同时工作模式，有以下优点：

1. 其仅需要单一的钢柱、读出，简化了读出电路和封装，有利于减小像元面积；
2. 可达到接近 100% 的填充因子；

3. 无需牺牲掉部分长波吸收层。

其缺点是长波信号中存在中波吸收的串音^[119]。

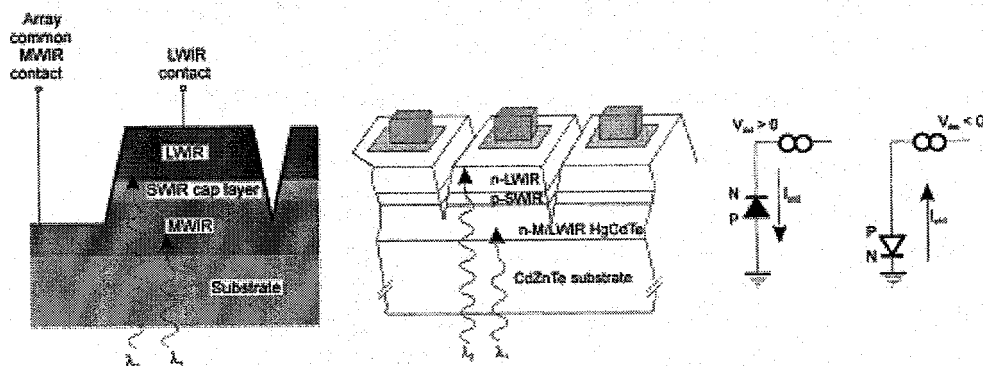


图 2.16 采用分别工作模式的双色探测器

为了抑制串音，H.K.Pollehn 等人提出了一种新的同时读出模式^[120]，他们采用深刻蚀形成的共用电极(这样可尽量提高同时工作模式下填充因子)，制成了双钢柱引线同时读出模式工作的 HgCdTe 双色探测器。其结构剖面图和原理图如图 2.16 所示。

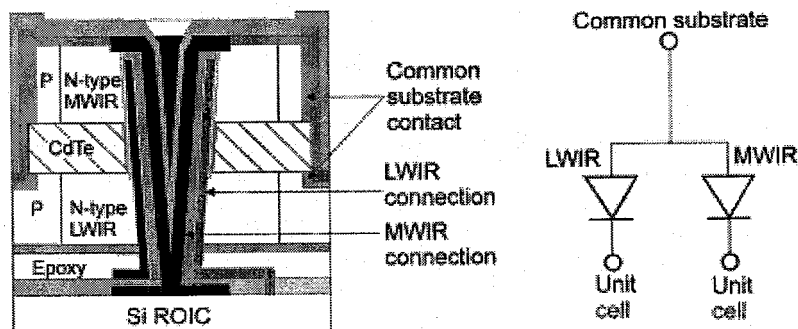


图 2.17 改良的同时工作模式双色探测器的结构示意图

M.B.Reine 等人也对分别工作模式 HgCdTe 探测器的结构进行了改进，他们采用 P-n-N-P 的背对背结构^[121]，宽禁带部分采用 n-on-P 配置，然后在其上生长 P-on-n 配置的窄禁带结构。通过在上下两部分中间插入 n 型的垒层，形成的 n-N 同质结可有效阻挡短波段的光生载流子向长波段吸收层的扩散。

依靠子带间跃迁的 QWIP 由于工作波长与吸收层的禁带宽度无关，而主要取决于量子阱的宽度和势垒高度，因而可通过设计改变其结构参数，较为方便地实现多色探测^[122]。此外，量子结构的探测器还可结合吸收层的带间跃迁，实现跨波段(如近红外/远红外，紫外/远红外等)的多色探测。下文就采用量子结构的探测器多色探测的原理做以简要介绍。

QWIP 和 QDIP 结构的双色(多色)探测通常利用基态到多个激发态的跃迁实现，或结合带间跃迁吸收^[123-125]。下面以乔治亚大学 S.Krishna 等人 2003 年报道的阱中量子点结构(DWELL)研制的三色探测器^[126]为例对 QWIP 和 QDIP 结构中多色探测的原理加以

说明。如图 2.18 所示，由于夹在 GaAs 之间 InGaAs 的量子阱结构可有效地降低 InAs 量子点中基态能级，因此他们设计的结构量子点内有两个束缚态，阱内有一激发态。量子点中的基态电子可吸收不同能量的红外辐射，分别跃迁到量子点中激发态、阱中激发态和连续态，从而具有三色响应。

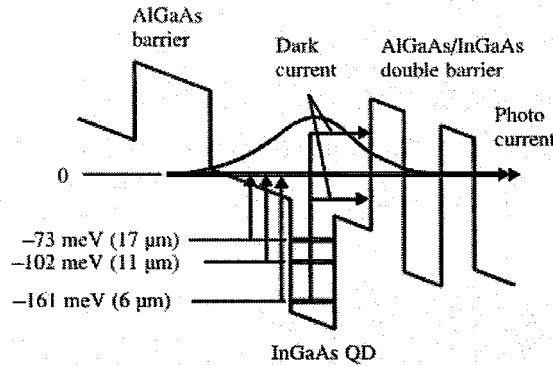


图 2.18 利用 DWELL 结构实现三色探测

HIWIP 和 HEIWIP 的双色探测器通常采用垒层材料的本征吸收和界面功函数的远红外吸收。如图 2.19 所示，能量大于垒层禁带宽度的入射光子被垒层吸收后产生的电子-空穴对，小于禁带宽度的光子被发射层自由载流子吸收产生激发态电子，它们在外场作用下分别被电极收集，从而实现双色探测。G.Ariyawansa 等人研制的 GaAs HIWIP 双色探测器 20K 下，对应带间吸收 $0.8\mu\text{m}$ 处的响应度 8A/W ，峰值探测率 $6 \times 10^9 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ ； $57\mu\text{m}$ 处响应度 7A/W ，峰值探测率 $5 \times 10^9 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ ^[127]。去年他们又报道了 GaN/AlGaIn 的 HEIWIP 紫外/红外双色探测器^[128]， $\text{Al}_{0.026}\text{Ga}_{0.974}\text{N}$ 垒层对应吸收波长 360nm ， $8\text{-}14\mu\text{m}$ 红外吸收对应异质界面的功函数，充分显示了量子结构探测器在双色探测方面的优势。

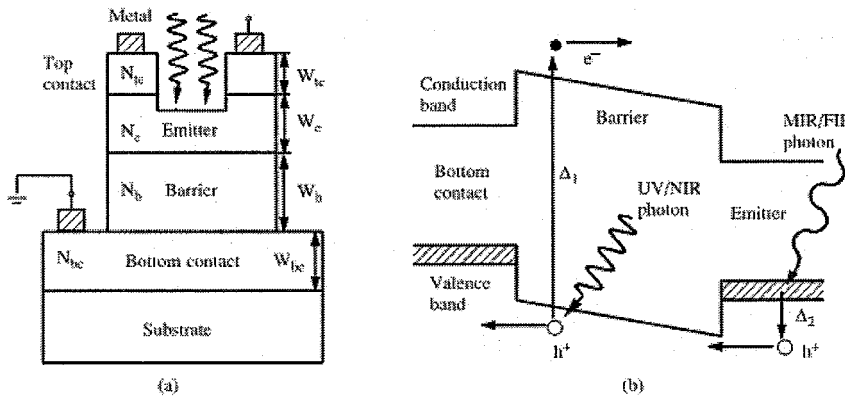


图 2.19 HEIWIP 多色探测器的示意图

2.3 多元探测器和焦平面技术^[129]

在红外探测系统中，特别是在红外成像系统中，为了提高系统的作用距离，分辨率和响应速度，简化光机扫描结构，人们期望采用多元或焦平面（Focal Plane Array）器件

取代单元器件。相比较于单元，采用多元和焦平面器件具有以下优点^[130]：

1. 响应时间短；
2. 减小了放大器的带宽，从而有效地降低了系统噪声 ($I_n^2=2q(I_{ph}+I_d) \Delta f$, 正比于 $\Delta f^{1/2}$)；
3. 简化了机械扫描部分；
4. 具有较高的分辨率 (取决于敏感元的密度，密度越高，成像的分辨率越高)。

相应地，多元探测器和焦平面的制备也提出了以下要求：

1. 均匀性；
2. 引出电极 (钢球倒装焊等)；
3. 输出信号的放大处理：电荷耦合器件(CCD)、MOSFET 开关、CTD(Charge transfer devices)和 CIM 等^[131]。

从第一代的红外扫描系统，发展到第二代的凝视红外系统，再到当前第三代更先进的红外成像系统^[132]。相应地，作为红外成像系统的关键部件，探测器阵列也从一维的线列发展到面阵，再到当前更高的性能、更大的规模、和多色探测的红外焦平面。表 2.3 中对各种多元探测器的优缺点做了简要的总结。

表 2.3 多元探测器的优缺点比较

		优点	不足
线列	一字排列	用数量较少的探测元即可获取高的空间分辨率。 侧面有很大面积可用，容易在读出电路上集成更多的功能 (易于实现单片集成)。 有利于拼接超长线列。 可并行输出，同时性好，无需时间延迟。	由于成像需要光机扫描，因此像元积分时间仍受限制，系统比较复杂。
	错开排列	较高的空间采样率	不利于拼接
面阵		具有更长的积分时间	需要光机扫描 FPA 的制造难度正比于探测元的规模
凝视焦平面		结构紧凑，体积小，重量轻。光学系统简单。 由于取消了光机扫描器，探测元的积分时间明显增加，因此 FPA 成像系统具有较高的灵敏度。	制造难度大。 空间采样率不如错位排列的线列。 读出和信号处理电路复杂。

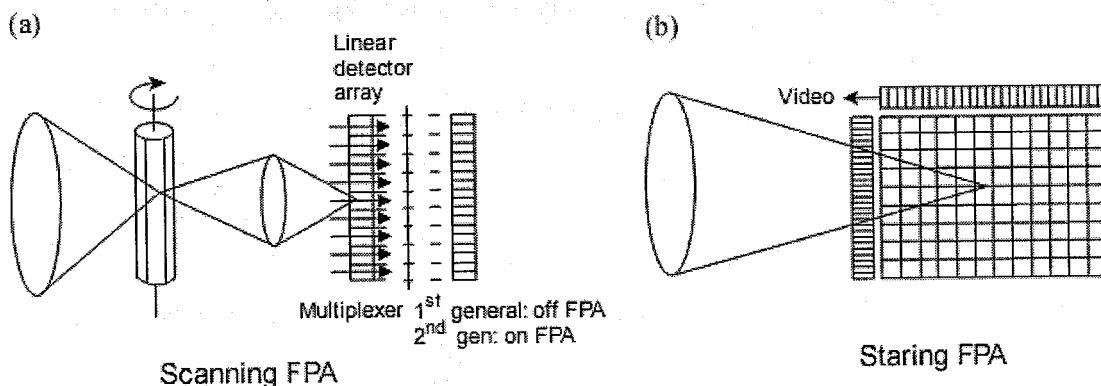


图 2.20 多元探测器示意图(a).扫描焦平面; (b).凝视焦平面

红外焦平面可分为多种形式，如按照制冷与否可分为制冷型和非制冷型；按照探测机理可分为光子型和热探测器；按照波长可分为单色和多色；按照成像方式可分为扫描型(扫描型一般采用时间延迟积分(TDI)，采用串行方式读出)和凝视型；按照结构方式可分为单片型、混合集成型和 Z 平面三种类型^[133]。

混合式红外焦平面器件通过分别制备红外焦平面和相应的信号处理芯片后，采用钢柱互连实现电学连接。其可以充分利用成熟的硅工艺，并能获得各自的最佳性能。焦平面阵列和读出电路的设计灵活，可适用于多种材料体系，填充因子可接近 100%，但工艺相对复杂。单片式是在同一材料上同时制备光敏器件和信号处理部分，这种结构器件均匀性良好，性能稳定，但受到材料体系的限制。Z 平面结构是在 Z 方向上将信号处理芯片采用叠层方法组装起来。这种结构能够有效地缩小整机体积，而且具有良好的扩展性^[134]。

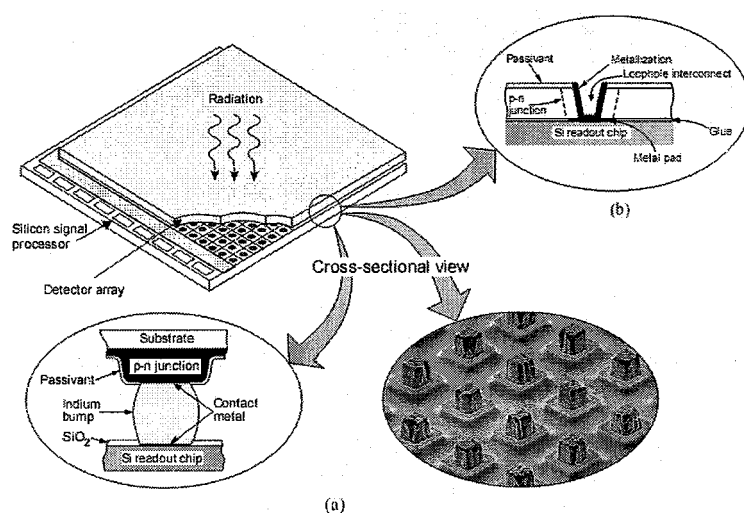


图 2.21 混合集成红外焦平面的结构示意图

当前的主流技术仍为混合集成的红外焦平面。其结构如图 2.21 所示，探测器阵列与 Si 基读出电路采用钢柱互连面对面相接，入射光从探测器阵列的背面进入。

红外成像系统中凝视焦平面像元的尺寸越小，成像分辨率越高。通常像元的最小尺寸由光学衍射艾利斑的大小和读出电路决定。其中艾利斑直径 $d=2.44\lambda f$ ， λ 为工作波长， f 为聚焦透镜的 F 数（镜头直径与焦距的比值，表示镜头的透光能力。F 数越低(即光圈越大)，镜头的光通量越大)。此外，为了便于匹配，像元面积应不小于单元读出电路所需面积。对于短波红外波段焦平面，像元面积主要受限于读出电路。

由于红外成像中被测物体的辐射信号通常非常弱，光电流为 nA 甚至 pA 量级，因此信号读出电路的设计也就显得尤为重要。在读出微弱信号的同时，应尽量降低读出电路引入的噪声。图 2.22 是美国传感无限公司的 InGaAs 短波红外焦平面阵列中所采用的 CAIT 读出电路^[135]，其为运放和反馈积分电容构成的复位积分器。探测器产生的光电流在反馈电容上积分，增益的大小由积分电容决定。它可以提供很低的输入阻抗和恒定的探测器偏压，在从很低到很高的背景范围内都具有非常低的噪声。缺点是功耗和芯片面

积较大，复位开关也会引入一些噪声。

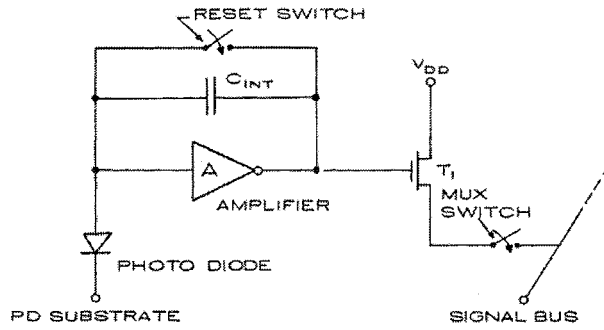


图 2.22 美国传感无限公司为 InGaAs 焦平面设计的 CAIT 读出电路

在向更大规模的凝视型焦平面、多色探测器发展的历程中，长波器件已达到 640×480 元的规模，中、短波器件达到了 2048×2048 的规模。长线阵的扫描型焦平面因其在空间对地观测方面的需求受到了高度重视。美国预警卫星采用了 6000 元的超长线列双色中、短波焦平面器件，美国大气红外深度探测仪采用了 4000 元长波扫描焦平面器件。法国的 SPOT4 卫星采用了 3000 元的短波扫描焦平面器件。

在欧美等发达国家，单色的红外焦平面技术已基本成熟，以 640×512 甚至 1024×1024 元中波和 640×512 元的长波为代表的焦平面器件已基本取代了多元线列组件被广泛应用于各类战机、导弹、卫星和防御系统中。鉴于传统的多色红外系统应用的复杂性，进一步发展双色和具有智能化集成功能的红外焦平面具有重要的意义。自上世纪 90 年代中期，美国率先提出了发展多色焦平面列阵(MSFPA)的概念，并由美军方注入大量资金开展 MSFPAs 的相关研究。90 年代后，美、法等国相继成功研制出了碲镉汞双色焦平面探测器。在此技术基础上，美国提出了第三代 FLIR 探测器系统概念。与第二代 SADA-I 比较，第三代 FLIR 系统要求更快的搜索速度，更高的环境识别率以及多目标识别率。像元规模达到 1000×1000 、 1000×2000 以及 2000×2000 ，波段为短波/中波/长波双色或三色，单色 NETD 提高到 $<10\text{mK}@f/1$ ($60\text{mK}@f/2.5$)；多色 NETD 达到 $<1\text{mK}, f/2$ (长波)， $<5\text{mK}, f/2$ (中波)，空间非均匀性 $<0.5\text{NETD}$ ^[136]。

1997 年美国 HRL 和 Lockheed 分别报道了基于掺杂型 HgCdTe 多层异质外延结构的双色探测器，探测波段分别为中波/中波，以及长波/中波，规模达到 64×64 。探测率分别 $4.8 \times 10\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ (中波)， $7.1 \times 10^{10}\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ (长波)。1998 年美国 Hughes/SBRC 实现了中波/中波 128×128 规模的双色焦平面探测器。1999 年 J.L.Johnson 等人报道的 HgCdTe 双色焦平面，最大规模达 320×240 元^[137]。2000 年 RVS/Hughes 研制了长波/长波双色 128×128 元的焦平面器件，结合 $0.8\mu\text{m}$ 的 CMOS 读出电路工艺，实现了同时光谱积分。2001 年美国 Rockwell 公司报道了 128×128 元的单极型长波/短波、中波/中波双色焦平面器件。探测率分别 $6.0 \times 10^{11}\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ (长波)， $1.6 \times 10^{12}\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ (短波)。2005 年 RVS 研制的 640×480 元的 HgCdTe 中波/长波红外焦平面 78K 下截止频率达 $11\mu\text{m}$ ，盲元率低于 1%，NETD 优于 25mK ^[138]。2006 年 DEFIR 公司和 Raytheon 研究中心分别报道了他们

研制的 1280×720 元的 HgCdTe 双色探测器^[139,140]。法国 Safradir 公司也报道了他们 HgCdTe 焦平面阵列的最新研究成果，中波焦平面达到 1280×1024 元，长波器件也达到了 640×512 元规模^[141]。美国 Rockwell 公司 4096×4096 元的短波红外 HgCdTe 混合集成 FPA^[142]，其由四个采用 HAWAII-2RG™ 读出的 2048×2048 元 FPA 拼接而成，是当前元数最多的红外焦平面成像系统(如图 2.23 所示)，该阵列将被用于 VISTA 天文望远镜上。图 2.24 为 2006 德国 Fraunhofer 研制的 384×288 元双色 MCT 焦平面在恶劣天气下的红外照片^[143]。

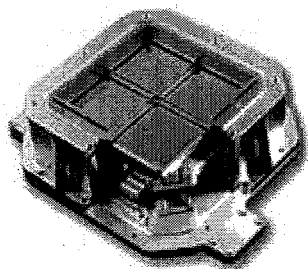


图 2.23 美国 Rockwell 公司研制的 4096×4096 元短波红外 HgCdTe 混合集成 FPA



图 2.24 采用双色红外焦平面在恶劣天气下的红外照片

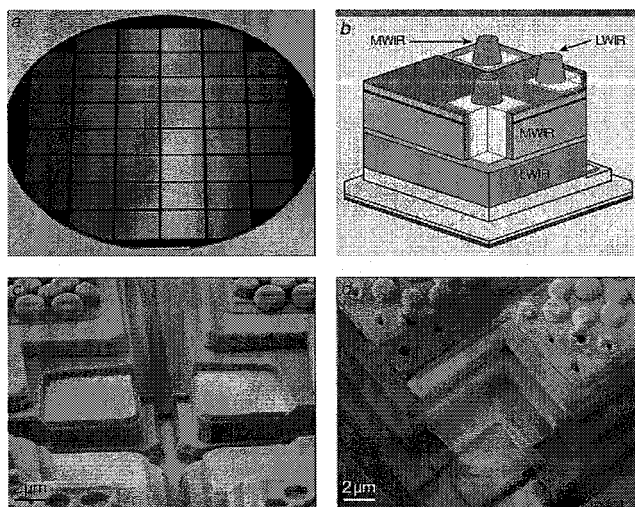


图 2.25 (a). 4 英寸的双色 QWIP 管芯；(b). 双色 QWIP 结构示意图；(c). & (d). 单元间金属电极互联的 SEM 图

近些年 QWIP 焦平面方面的研究也取得了许多令人瞩目的进展。2000 年 Fraunhofer IAF 研究的截止波长 $9\mu\text{m}$ 256×256 元光伏型 QWIP 焦平面阵列 77K 下 NEDT 最低可达 5.2mK, 是长波范围内至今最好的结果^[144]。此外还有 2004 年 JPL 的 S.D.Gunapala 等人报道的 640×512 元的四色 QWIP 焦平面^[145]由四个 640×128 元的小阵列拼接而成, 也充分展示了 QWIP 在多色探测方面的优势。图 2.25 为美国 JPL 研制的双色 QWIP 器件的示意图^[146]。



图 2.26 NASA JPL 研制的 640×512 元单色 QWIP 焦平面夜视仪的成像图, 图中人清晰可辨。

当前红外焦平面阵列发展趋势是 1000×1000 元以上的双色、三色红外焦平面阵列, 具有数据处理功能的灵巧型焦平面探测器, 以获得更高分辨率、更远探测距离、更高工作温度和更快的目标探测。

2.4 空间遥感用 InGaAs 探测器的发展和研究现状

早期 InGaAs 探测器的研究主要针对于光纤通信系统用的高频器件^[147]。InGaAs 探测器可覆盖石英光纤在 $1.31\mu\text{m}$ 和 $1.55\mu\text{m}$ 低损耗和低色散窗口, 由于其良好的性能已普及应用在光纤通信系统中, 在当前的信息时代中发挥着重要作用。光通信用探测器的研究主要侧重器件的响应速度, 因此在对传统的 PIN 型结构优化的基础上, 相应发展出了如波导型 PIN 探测器、MSM 结构、APD、WG-APD、RCE-PIN 及 RCE-APD 等结构。而空间遥感及成像用的 InGaAs 探测器, 则更侧重于低噪声和高灵敏度特性的要求。因而降低器件暗电流, 提高器件的量子效率, 便成为研究的首要任务。

由于 II-VI 族 HgCdTe 材料中较弱的 Hg-Te 键, 其具有较高的本征缺陷密度和较差的抗辐照性能。材料制备困难较大, 体材料及液相外延材料的均匀性较差, 不利于阵列的制备, 造价昂贵。而直接带隙 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 材料可覆盖 $0.8\sim 3.5\mu\text{m}$ 波段, 具有高迁移率、良好的抗辐照特性等优点。由它制成的探测器具有噪声低、灵敏度高、速度快、良好的抗辐照特性和室温工作等优点。由于 III-V 族良好的材料特性和成熟的外延工艺, 使得

InGaAs 材料在短波红外的阵列制备方面无论在技术还是成本方面都有着相当的优势。表 2.4 是各波长 InGaAs 与 HgCdTe 探测器的性能比较, 相同波长 InGaAs 探测器的优值因子要比 HgCdTe 高 1~3 个数量级。因此, 采用 InGaAs 材料制成的短波红外探测器阵列可望取代 HgCdTe 探测器。

表 2.4 不同响应波长下 InGaAs 与 HgCdTe 探测器 R_0A 的比较^[148]

Detectors		1.4 μm		1.7 μm		2.1 μm		2.5 μm	
		300K	220K	300K	220K	300K	220K	300K	220K
R_0A (Ωcm^2)	InGaAs	2.5×10^5	1.3×10^8	2.5×10^5	1.3×10^8	2.5×10^3	6.5×10^5	1.3×10^2	1.0×10^5
	HgCdTe	4×10^4	7×10^6	2×10^2	2×10^5	7×10^1	7×10^3	1×10^1	1×10^3

图 2.28 是美国 Indigo 公司采用短波红外 InGaAs 阵列采用不同滤波器下的成像结果比较。图 c 可清楚地显示出日光照射对成像的影响。



图 2.28 InGaAs 成像仪采用不同滤波器的成像结果。(a). 采用 900-1000 nm 的滤波器; (b). 采用 1400-1600 nm 滤波器; c. 两者成像结果的比较, 其中日光照射皮肤和植物的区别明显^[149]。

国际上最早进行空间遥感用 InGaAs 探测器阵列研究的是法国 THOMSON 公司和美国 EPITAXX 公司。上世纪 80 年代中期, 法国 THOMSON 公司研制的 3000 元 InGaAs 线列(采用 10 个 300 元线列拼接而成)就被用在了 SPOT4 和 SPOT5 卫星上, 其地面分辨率达到 20 米^[150]。美国 EPITAXX 公司研制的 1024 元 InGaAs 线列也被用在了欧洲空间局(ESA)新一代 ENVISAT 环境卫星上^[151], 该卫星于 2002 年 3 月发射, 其核心的部件 SCIAMACHY 光谱仪中, 四个通道分别采用了 1024 元的 InP 基晶格匹配和波长扩展的 InGaAs 线列, 单元尺寸 $25 \times 500 \mu\text{m}^2$, 器件分别工作在 200K 和 150K 下, 这是波长扩展 InGaAs 探测器阵列首次在卫星遥感上的应用。2000 年 11 月美国 NASA 发射的 EO-1 环境观测卫星, 其核心部件 LAC 上装有 3 个 256×256 元 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 光伏探测器面阵, 像元尺寸为 $40 \mu\text{m}$, 工作波段 $0.9 \sim 1.6 \mu\text{m}$ 。日本 2007 年发射的 SELENE 月球观测卫星, 其上装有非制冷的 320×240 元的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 面阵, 像元面积 $40 \times 40 \mu\text{m}$ 。此外还有 NASA 的冰雪探测环境卫星 POSE、大气层检测卫星 TIMED; ESA 的 SMOS 科学卫星、SMART-1 卫星、MSG(Meteosat)系列卫星; 印度的 INSAT 系列多用途卫星; 俄罗斯的 Meteor-3M 系列气象卫星; 加拿大的 CanX-2 卫星等。

目前美国传感无限公司(已被 Goodrich 收购)在该领域保持着世界领先水平。他们采用氢化物气相外延(HVPE)结合平面结扩散工艺研制的线列和面阵具有优异的性能。此外, 他们通过采用总厚度达 $8 \mu\text{m}$ 的阶梯状 InAsP 缓冲层, 将器件的工作波长扩展到

2.6 μm , 并取得了良好的性能。-1V 时, 器件暗电流为 0.9 μA (5mA/cm²), 峰值响应度为 1A/W, 量子效率达 70%^[152]。该公司先后研制出了 512 和 1024 元线列以及不同规模的 InGaAs 红外焦平面器件, 已被应用于近红外光谱和空间成像中。2000 年他们报道的 640 \times 512 元 In_{0.53}Ga_{0.47}As 探测器阵列, 器件光敏元为 25 μm \times 25 μm , 室温下暗电流密度仅 3 \times 10⁻⁸ A/cm², 优值因子 $R_0A > 2 \times 10^6 \Omega\text{cm}^2$, D_{sp}^* 超过 10¹⁴ cmHz^{1/2}/W。工作温度降至 250K 时, D_{sp}^* 达 10¹⁵ cmHz^{1/2}/W^[153]。2005 年 DARPA(Defense Advanced Research Projects Agency) 为美国传感无限公司投资 4500 万美元, 用于研制超低噪声(室温下暗电流密度 < 2nA/cm²) 的 1280 \times 1024 元的 InGaAs 双色成像焦平面(已在 NASA 网站上展示出来, 单元大小为 12.5 μm)^[154]。这将使 DARPA 可在无月光照射的情况下识别 100 米外的目标^[155]。2007 年, DARPA 又与该公司续约, 资助其继续研究用于成像夜视系统的 InGaAs 焦平面阵列^[156]。另外, 硅基和 GaAs 基 InGaAs 焦平面阵列的研究也取得了引人注目的成果^[157,158]。

2.5 本论文的研究背景和主要内容

通过对红外探测技术和红外焦平面技术的回顾和发展现状的介绍, 可以看到当前红外探测技术正在高速发展, 并具备广阔的应用前景。因此发展红外探测技术, 关系到我国的国计民生。由于短波红外波段具有许多独特的特性和应用, 因而研究和发下一代空间遥感用短波红外探测器阵列便显得尤为迫切和重要。

响应波长覆盖 0.8~3.5 μm 的直接带隙 In_xGa_{1-x}As 材料具有迁移率高、抗辐照特性良好等特点。由其制成的 InGaAs 探测器具有灵敏度高、暗电流低、响应速度快和抗辐照性能良好等优点。高探测率的 In_{0.53}Ga_{0.47}As 焦平面器件可工作在室温下, 波长扩展的 InGaAs 探测器也可在热电致冷温度下取得良好的性能。且由于 InGaAs 成熟的材料外延技术和良好的均匀性, 使得 InGaAs 在材料制备、器件性能、工作温度、抗辐照性以及成本等方面均显现出相当的优势。目前国际上由 InGaAs 红外焦平面制成的各种红外光谱仪已逐渐被用在了遥感卫星上。

当前国内空间遥感用的短波焦平面阵列仍主要为 HgCdTe 器件, 由于需要低温制冷, 增加了系统的体积和功耗。国内的一些研究机构也展开了对光纤通信用 InP 基 InGaAs 探测器的研究, 但大都侧重于器件的高频特性。中国科学院上海微系统与信息技术研究所信息功能材料国家重点实验室长期致力于探测器的研究, 在该方面取得了丰硕的成果。先后研制出了上升时间达 15.9ps 的 InAlAs-InGaAs-InP 高速 MSM 光电二极管^[159,160]、峰值波长为 3.8 μm 的 InGaAs 量子阱红外探测器^[161,162]、高速 In_{0.53}Ga_{0.47}As PIN 探测器^[163,164]和紫外增强 GaInP-AlInP 探测器^[165]等一系列性能优良的探测器。并对空间遥感用 InGaAs 探测器进行了一些前瞻性的探索工作, 采用 GSMBE 方法研制了一系列波长扩展的同质结型 InGaAs 探测器^[166-168]。

本学位论文结合实验室研究课题, 紧密配合上海技术物理所关于 InGaAs 短波红外焦平面阵列的研制工作, 针对空间遥感用短波红外 InGaAs 探测器阵列的要求, 围绕空

间遥感用 InP 基 InGaAs 探测器及其阵列的器件物理和关键工艺展开了深入研究，主要包括以下方面的内容：

1. 通过建立 PIN 型探测器光响应的理论模型，分别对空间遥感用的晶格匹配和波长扩展 InGaAs 探测器的结构参数进行了优化设计。
2. 对台面型 InGaAs 探测器的关键工艺进行了研究。分别研究了溴/氢溴酸系和磷酸/双氧水系腐蚀液对 InGaAs/InP 和 InGaAs/InAlAs 的湿法腐蚀特性，确立了适合 InGaAs 探测器台面制备的湿法腐蚀工艺；并分别对聚酰亚胺钝化的关键工艺和 PECVD SiN_x 的钝化器件进行了优化研究，有效地抑制了器件的表面暗电流。
3. 通过优化设计晶格匹配 InGaAs 探测器的器件结构，降低了器件的暗电流。在此基础上研制的 1×8 的 In_{0.53}Ga_{0.47}As 阵列器件具有较好的性能和良好的均匀性。此外，为了配合上海技物所关于 InGaAs 探测器阵列的研制工作，还对 In_{0.53}Ga_{0.47}As 探测器阵列条的均匀性进行了测量表征，印证了 GSMBE 外延材料的均匀性。并对封装后 PI 钝化器件的失效机理进行了研究。
4. 采用宽禁带的 InAlAs 缓冲层研制了 InP 基波长扩展 InGaAs 探测器及其阵列，研究了 I 层掺杂对器件性能的影响。并通过进一步增加 InGaAs 层中铟的组分，将其响应波长扩展到 2.7μm。
5. 采用 P⁺-InAlAs 缓冲技术研制了 n-on-p 结构的波长扩展 InGaAs 探测器，峰值波长分别为 1.94μm 和 2.20μm，器件具有良好的性能，室温时测得无抗反膜器件的峰值探测率 $D^*_{\lambda p}$ 分别达 $1.35 \times 10^{11} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 和 $6.55 \times 10^{10} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 。

第三章 InP 基 InGaAs 探测器的优化设计

本章首先介绍了用于描述 InGaAs 探测器及其阵列的性能参数。然后通过建立器件的物理模型，分别对正面照射和背面照射时晶格匹配和波长扩展 InGaAs 探测器的光响应与结构参数的关系进行了模拟计算。结合器件的暗电流分析结果，分别对正照射和背照射器件的结构参数进行了理论优化设计。

3.1 探测器的主要性能参数

本节对 InGaAs 探测器及其阵列的主要性能参数进行了说明。首先简要说明了 PIN 型探测器的工作原理，然后对光电探测器以及焦平面阵列的性能参数进行了分类介绍。

3.1.1 PIN 探测器的工作原理

PIN 型光电探测器利用 pn 结的光生伏特效应的原理，将入射光子直接转化为传导电子产生的光电流或电压，从而实现对入射光辐射探测。在重掺杂的 P 区和 N 区间插入的一层非掺杂或轻掺杂的吸收层(i 层)，可增加器件的耗尽层宽度和串联电阻，从而改善器件的灵敏度和信噪比。图 3.1a 为典型的双异质结型 InGaAs PIN 探测器的结构示意图。由 PN 结的基本理论可知，当入射光辐照 P_0 的光子能量大于 InGaAs 的禁带宽度时，价带电子通过带间跃迁作用被激发到导带，产生的电子-空穴对在电场作用下被分别扫到 pn 结的两端，形成光生电压，在有外电路的情况下形成额外光电流 I_L (如图 3.1b 所示)。光照时 PIN 型 InGaAs 探测器的 I-V 特性可表示为：

$$I(V) = I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right] - I_L \quad (3.1)$$

其中 I_s 为反向饱和电流。式 3.1 中第一项表示探测器的暗电流，第二项为探测器的光电流。光电流的大小与入射光辐照能量和器件的光电转换效率有关。

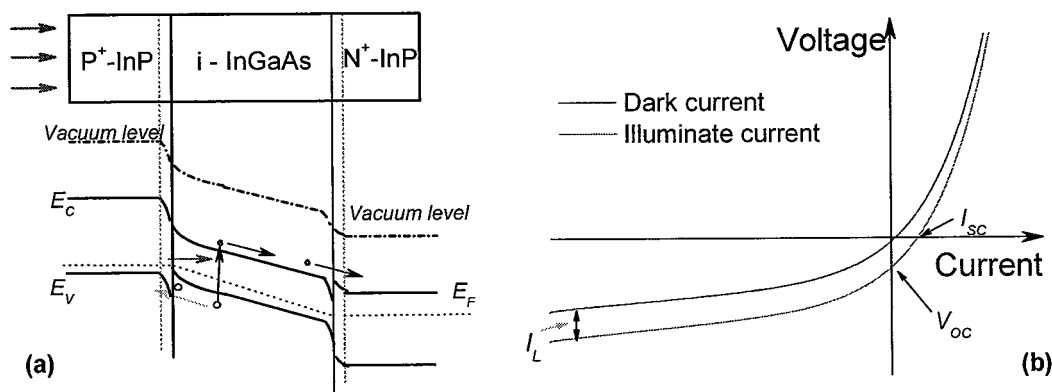


图 3.1 (a) InGaAs PIN 探测器的示意图; (b) PIN 探测器典型 I-V 特性曲线

通常 PIN 型探测器工作在零偏或反向偏压状态下。反向偏压时，由于 pn 结两端的电势差增加，耗尽层变宽，从而降低了器件的结电容，增大了耗尽区电场强度，缩短了载流子在 i 层中的渡越时间；同时有更多的光生载流子在场区内产生，提高了器件的响应速度和灵敏度。因而光通信用的 PIN 型 InGaAs 探测器通常工作在较高的反向偏压下，以获得更好的频响特性^[169]。但在空间遥感和成像等应用中，通常要探测的光信号非常微弱，且对器件响应速度无特别要求，因此为了降低器件的暗电流，提高信噪比，通常希望器件工作在零偏压下。但实际上由于读出电路会引起一定电压漂移，为了确保系统的稳定工作，探测器的工作点通常会选定在较小的反向偏压下，偏压大小由相应读出电路的种类决定，因而本论文中的主要研究器件在零偏压附近的性能。

根据材料结构不同，PIN 探测器可分为同质结型和异质结型两种。异质结构由于具有良好的载流子限制作用，可有效地抑制表面复合的影响，从而可获取更低的暗电流和更高的光响应，但是由于通常界面处存在势垒，易形成载流子积累(主要影响器件的响应速度)。对于空间遥感和成像用的 PIN 型 InGaAs 探测器，通常异质结器件的性能要优于同质结^[170]。根据进光角度的不同，PIN 型探测器又可分为正入射、背入射和侧面入射(多用于光通信器件中)，其中背面照射结合钢柱互连技术被广泛用在遥感和成像用的红外焦平面阵列的制备中，因而对背面照射结构的研究也具有非常重要的意义。按照器件结构的不同，PIN 探测器还可分为台面型和平面型，前者利用原位掺杂技术结合刻蚀工艺形成台面，后者则是利用离子注入或扩散技术，在低掺的外延材料上形成扩散结，平面型器件工艺比较复杂，横向扩散会导致光敏面扩大。通常认为台面型工艺简单，制成的器件表面漏电偏大，性能方面稍差于平面结型器件。但通过优化器件结构和钝化工艺，台面型器件也可获取良好的性能。图 3.2 中分别是平面型和台面型 PIN 探测器的结构示意图。

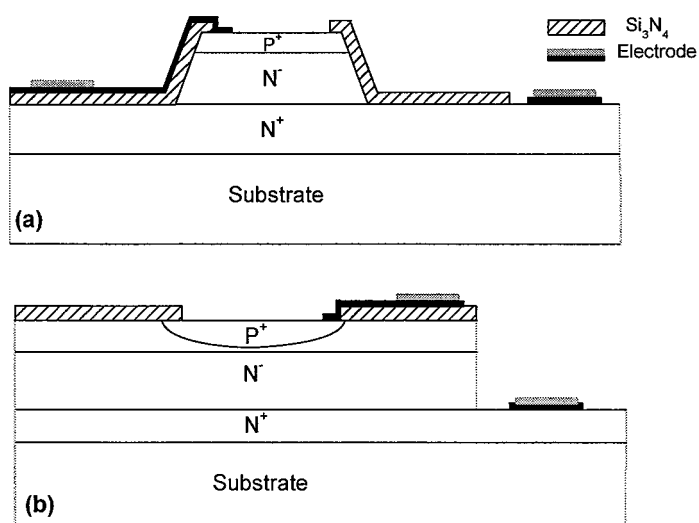


图 3.2 台面型(a)和平面型(b) PIN 探测器的结构示意图

3.1.2 单管器件的性能参数

用于表征光电探测器单管的性能参数主要可分为四大类：第一类用于描述探测器的光响应特性，如响应度、量子效率、峰值波长、截止波长等；第二类为器件噪声特性的相关参数，包括暗电流、优值因子 R_0A 、噪声等效功率等；第三类为综合性能参数，包括峰值探测率、信噪比等；第四类为高频特性参数，如响应时间、带宽、C-V 特性等。下文就这四类性能参数分别进行介绍。

(a) 光响应特性：

由前面的讨论可知，由于 pn 结的光生伏特效应，光照时光电二极管的两极间会形成一开路电压 V_{oc} ，接通时便会产生光电流 I_{sc} (如图 3.1b 中所示)，两者之间有： $V_{oc}=I_{sc}\times R_0$ ，其中 R_0 为器件的零偏电阻。光电流和光电压的大小与入照光信号的强弱和器件的灵敏度直接相关。为了描述器件对光辐射的灵敏度，人们采用定义单位光辐照功率下产生的光电流(I_S)或光电压(V_S)为光电探测器的响应度(Responsivity)。即：

$$R_I = \frac{I_S}{P_0} \quad R_V = \frac{V_S}{P_0} \quad (3.2)$$

其中 $P_0(=A\Phi_{ph}hc/\lambda)$ ，其中 Φ_{ph} 为入射光子流密度，单位 $\text{ph}/\text{m}^2\text{s}$ 为入射光功率。 R_I 、 R_V 分别为电压和电流响应度，单位分别为 A/W 或 V/W ，二者之间的关系有如下关系：

$$R_V / R_I = R_d \quad (3.3)$$

其中 R_d 为器件在工作点附近的微分电阻。

器件响应度的大小还与入射光子的能量有关。为了更直观地描述光电探测器对入射光子的转换效率，人们常用量子效率来表征探测器的光响应特性。光子型探测器的量子效率可直观地理解为入射光子数目与被电极收集到电子数目的比值。量子效率(QE: quantum efficiency) 又分为外量子效率和内量子效率。后者表示进入到半导体内的光子的转换效率。由于半导体表面的反射作用，通常会在进光面上淀积一层增透膜(AR: anti-reflection)以提高器件在工作波长处的量子效率。

与热探测器不同，光子型探测器中仅有能量大于禁带宽度的入射光子才能对光电流有贡献，也就是说光子型的探测器具有波长选择性。相对响应光谱用于描述探测器输出信号随入射光波长的变化关系。光电探测器理想的响应光谱如图 3.3 中虚线所示，在短波方向上光响应随着波长的增加线性上升，达到峰值后陡然下降。但是实际上越往短波方向，光吸收越靠近于表面(因为材料对波长较短入射光的吸收系数更大)，受表面复合影响，短波方向的光响应会低于理论值。响应光谱中的特征参数主要有峰值波长和截止波长(通常指 50%或 10%峰值处的波长)，其中长波方向的截止波长与吸收层材料的禁带宽度密切相关。

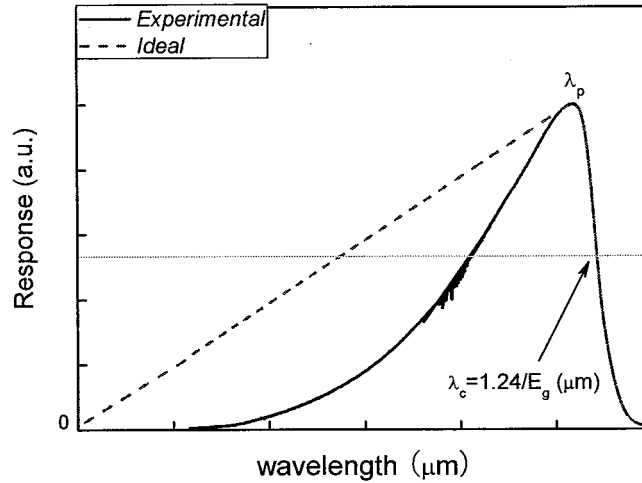


图 3.3 光子型探测器的相对响应光谱

(b) 噪声特性参数:

光电探测器的噪声即无外加光信号时探测器的输出电流(或电压)。同各种电学器件一样,光电探测器噪声的产生机理多种多样^[8]。表 3.1 简要列出了光电探测器的主要噪声源:

表 3.1 光电探测器的主要噪声源及其特点

种类	机理	数学表达式	备注
热噪声	由电子热运动引起	$i_N^2 = \frac{4kT}{R}(1+n)\Delta f$	其中 R 为阻值, Δf 为测量带宽。其与温度和测量带宽有关,而与频率无关。
粒散噪声	源于电子的粒子性	$i_N^2 = 2eI\Delta f$	I 为电流大小,亦与频率无关
产生-复合噪声	电子-空穴对产生与复合的起伏,引起载流子浓度的起伏所致	$i_N^2 = \frac{4I^2}{V_0} \frac{(b+1)^2}{(bn_0 + p_0)^2} \left(\frac{n_0 p_0}{n_0 + p_0} \right) \frac{\tau}{1 + 4\pi^2 f^2 \tau^2} \Delta f$	$b = \mu_n / \mu_p$ τ 少子寿命 f 为测试频率 与频率有关
背景辐射噪声	周围物体的黑体辐射		与环境温度和 FOV 有关
光子噪声	入射辐照的光子流扰动	$\phi_N^2 = 8A\epsilon kT\sigma T^4$	σ 为斯忒番常数 与频率无关
1/f 噪声	机理不明 一说为载流子散射几率的涨落;另一说与表面态和界面态有关。	$i_N^2 \propto I^2 f^{-\alpha}$	A 为系数 α 接近 1 低频时显著

从物理本质上看,探测器的噪声可分为外界干扰和器件固有噪声(暗电流)两类,在器件研究上通常更侧重于后者的抑制和优化。对于 PIN 型光电二极管,其暗电流的分量主要包括扩散电流、产生-复合电流、隧道电流、表面暗电流和欧姆电流。关于 InGaAs 探测器的暗电流特性本课题组也进行了较为系统的分析研究,这里仅作以概要介绍。表

3.2 列出了 InGaAs 探测器暗电流的主要分量、成因及一些主要结论^[171]。台面型 InGaAs 探测器在小反向偏压下(工作频率 1K~1MHz)工作时,产生-复合电流和表面漏电流对器件的性能起着决定性作用。

表 3.2 InGaAs 探测器暗电流的主要分量、成因及相关结论

	成因	表达式	主要结论
扩散电流	耗尽层边缘 p 区和 n 区热激发的少子向空间电荷层内扩散	$I_{diff}^n = qn_i^2 \left(\frac{D_p}{\tau_p}\right)^{1/2} \left(\frac{A}{N_d}\right) [1 - \exp\left(\frac{-qV}{kT}\right)]$ $I_{diff}^p = qn_i^2 \left(\frac{D_n}{\tau_n}\right)^{1/2} \left(\frac{A}{N_a}\right) [1 - \exp\left(\frac{-qV}{kT}\right)]$	提高 P 区和 N 区的掺杂浓度可有效的降低器件的扩散电流
产生-复合电流	势垒区热激发载流子在电场作用下向势垒区的扩散	$I_{gr} = \frac{qn_i A W}{\tau} [1 - \exp\left(\frac{-qV}{kT}\right)]$	与耗尽层厚度成正比
隧道电流	载流子通过隧道效应穿越禁带,分带间隧道电流和缺陷隧道电流。	$I_t^{b-b} = \gamma A \exp\left(-\frac{\Theta m_0^{1/2} E_g^{3/2}}{q E_m \hbar}\right)$ $I_t' = C E_m V \exp\left(-\frac{\Theta m_0^{1/2} E_t^{3/2}}{q \hbar E_m}\right)$	较高偏压下和缺陷密度大时主导,禁带宽度窄时作用明显
表面漏电流	成因复杂,与表面态直接相关	$I_s \propto \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right)$	与禁带宽度有关;与表面钝化质量直接相关。
欧姆电流		$I_{ohm} = I_o \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right)$	

* γ 由隧穿过程的始态与终态决定,对带间隧道而言, $\gamma = [(2 m_e^* E_g)^{1/2} q^3 E_m V / 4\pi^2 (\hbar/2\pi)^2]$,其中 $E_m = 2(V + V_b)/W$; $\Theta = \alpha(2m_e^*/m_0)^{1/2}$, α 取决势垒形状, C 为隧穿常数, E_t 为缺陷隧穿势垒。

优值因子 R_0A 是衡量探测器噪声特性的重要性能指标,其大小定义为零偏电阻 R_0 和器件电学面积 A 之积。其中零偏电阻($R_0 = nkT/qI_s$)可由器件 I-V 曲线的导数求出,其是描述电学噪声的有效参数; A 为探测器的电学面积,对于台面型器件,在无光学元件时,其大小与探测器的光学面积相等。 R_0A 能较为直观反映出不同光敏元面积探测器的噪声特性。在热噪声限的情况下,光伏探测器的峰值探测率 $D^*_{\lambda p}$ 与 R_0A 的关系可表示为:

$$D^*_{\lambda p} = \eta \frac{\lambda q}{hc} \sqrt{\frac{R_0 A}{4kT}} \quad (3.4)$$

其中 η 为探测器的外量子效率, λ 为峰值波长, q 为电子电荷, h 为普朗克常数, c 为光速, k 为玻尔兹曼常数, T 为工作温度。

噪声等效功率(NEP: noise equivalent power)的含义是当入射红外光照在探测器上产生光信号的功率正好等于器件噪声的均方根值时入射光功率的大小。NEP 是噪声在功率域中表示,单位为瓦。NEP 与探测器的受光面积 A 、视场角 FOV 及测量系统的带宽 Δf

乘积的平方根成正比。

(c) 综合性能参数

信噪比和探测率能同时反映了探测器的响应特性和噪声特性，属于综合性参数。其中信噪比(SNR: signal-to-noise ratio)为光照情况下输出信号与无光照情况下输出噪声信号的比值。SNR 的大小与入射光功率和噪声的大小密切相关。

为了方便比较不同探测器的性能，定义归一化的探测率 D^* (detectivity)为:

$$D^* = \frac{\sqrt{A \cdot \Delta f}}{NEP} = \frac{R_V \sqrt{A \Delta f}}{\sqrt{V_n^2}}, \quad D^* = \frac{\sqrt{A \cdot \Delta f}}{NEP} = \frac{R_I \sqrt{A \Delta f}}{\sqrt{I_n^2}} \quad (3.5)$$

其中 A 的单位为 cm^2 ， Δf 的单位为 Hz， R_V 的单位为 V/W， V_n 的单位为 V， R_I 的单位为 V/W， I_n 的单位为 A。 D^* 是一个与面积无关的性能参数，其定义是 1Hz 带宽内的信噪比均方根与入射光功率和探测器面积的平方根的比值，其单位为 $\text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{W}^{-1}$ ，也称 Jones。按照光源的不同， D^* 可分为单色 D^*_λ 和黑体 D^* 。通常人们采用峰值波长处的单色探测率对探测器性能进行描述，即峰值探测率 $D_{\lambda p}^*$ 。对于红外探测器，由于器件工作在一定的环境温度下，从而不可避免的存在背景辐射。如图 3.4 所示，在较低温度下，器件的峰值探测率受背景辐射限制。

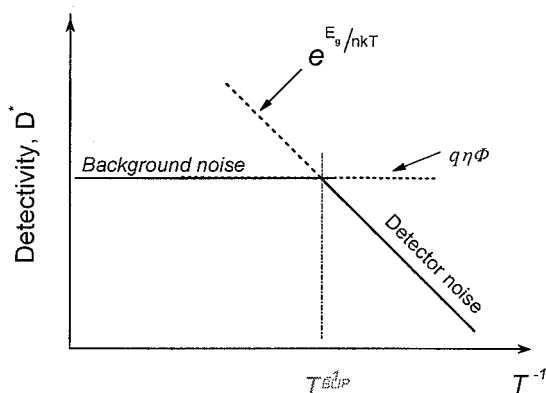


图 3.4 光电探测器峰值探测率与温度的关系

对于背景限红外探测器，由于背景辐照的大小决定器件的噪声特性，因此 D^* 的大小还与视场角 θ 密切相关。因而人们定义 $D^{**} = D^* \times \sin\theta$ ，单位为 $\text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{sr}^{1/2} \cdot \text{W}^{-1}$ 。

3.1.3 阵列器件的性能参数

短波红外焦平面阵列的主要性能参数包括像元响应度、像元探测率、噪声等效功率、噪声等效温差、盲元率、过热像元数、响应度不均匀性、视场角等^[172,173]。

- 平均响应率：在一定帧周期或行周期下有效像元每单位辐照功率下的输出电压的均值。
- 平均探测率：所有有效像元探测率的平均值。

- 噪声等效功率(NEP): 焦平面各元的平均噪声功率。
- 噪声等效温差(NETD): 指焦平面输出的峰值信号电压与均方根噪声电压比值为 1 时目标与背景的温差。
- 盲元数: 像元响应率小于平均响应率 1/10 的像元数。
- 过热像元数: 像元噪声电压大于 10 倍平均噪声电压的像元数。
- 响应度不均匀性: 有效像元响应的均方根偏差与平均响应度的比值。
- 串音: 指像元对相邻元的串扰, 定义为相邻像元响应与本像元响应的百分比。

此外, 积分时间、帧周期、饱和辐照功率、动态范围、视场角等参数由于与红外系统的光学系统、电路设计以及特定应用场合等因素有关, 这里就不进行说明了。

3.2 晶格匹配 InGaAs 探测器的优化设计

与 InP 衬底晶格匹配的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 材料可覆盖 $0.9\sim 1.7\mu\text{m}$ 波段, 由其制成的探测器由于良好的性能而被广泛的用于光纤通信系统中。对于高速光通信用的 InGaAs 探测器, 由于光纤较低的损耗和成熟的中继放大技术, 首先侧重于探测器的响应速度, 其次是器件的光响应和噪声。而对于空间遥感及成像用的 InGaAs 探测器及其阵列, 积分时间通常都在 $\mu\text{s}\sim\text{ms}$ 量级, 因而对器件高频特性没有特别的要求。但入射光信号通常非常微弱, 因此首先要求器件具有较小的暗电流, 其次是器件具有较高的量子效率。遥感成像用 InGaAs 探测器的红外成像系统, 噪声主要来源于两部分: 即器件的暗电流和读出电路(ROC: readout circuit)。由于晶格匹配的 InGaAs 材料非常良好的晶体质量, 利用其制成的探测器具有非常低的暗电流。而采用 Si 的 CCD 或 CMOS 读出电路引入的噪声通常远大于器件本身的暗电流。因而对匹配 InGaAs/InP 探测器量子效率的优化设计就显得尤为重要。

前面本课题组也对 InGaAs 探测器的暗电流特性进行了细致的研究和优化^[174-176]。本论文提出了一种用于模拟分析 PIN 型 InGaAs 探测器光响应特性的改良模型, 结合暗电流分析的相关结论, 采用该模型对几种正面和背面入射结构进行分析和优化。下面以典型 InGaAs/InP 双异质结 PIN PD 在正面入射时的情况为例对该模型进行说明。

3.2.1 理论模型

如图 3.5 所示, 对于正入射的 InGaAs/InP 探测器, 入射到半导体内能量 $>E_g$ 的光子通过带间跃迁激发产生电子-空穴对。进入空间电荷区的光生电子和空穴在内建电场作用下被分开, 电子向 n 区、空穴向 p 区运动, 形成光电流 J_R 。按照光生载流子位置的不同, 光电流可分为两部分: 其一是耗尽层中产生的光激发载流子对光电流的贡献; 其二为空间电荷区之外产生通过扩散作用进入空间电荷区内被收集的电子或空穴所形成的光电流。通过计算入射光在探测器中的载流子产生率, 引入一个收集效率函数, 对探测

器结构中不同区域中的光生载流子采用收集效率函数加权后积分，即可计算出探测器的光响应和量子效率。

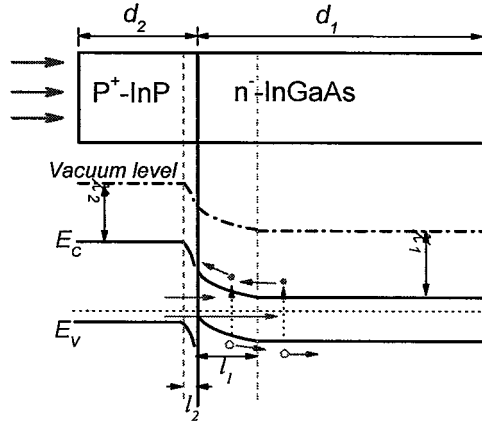


图 3.5 正入射 In_{0.53}Ga_{0.47}As PIN 探测器示意图

根据异质结的基本理论，采用 Anderson 近似，即认为 ΔE_c 未发生偏移，结合器件中各层材料的能带参数和掺杂浓度计算出 pn 结中的内建电势差 V_d :

$$q \cdot V_d = \Phi_2 - \Phi_1 = \left(\chi_2 + E_{g2} - kT \ln \left(\frac{N_{a2}}{N_{v2}} \right) \right) - \left(\chi_1 + kT \ln \left(\frac{N_{d1}}{N_{c1}} \right) \right) \quad (3.6)$$

这样 pn 结两边的耗尽层厚度可分别表示为:

$$l_1 = \left[\frac{2\epsilon_1\epsilon_2 N_{a2} (-V + V_D)}{qN_{d1} (\epsilon_2 N_{a2} + \epsilon_1 N_{d1})} \right]^{1/2} \quad (3.7)$$

$$l_2 = \left[\frac{2\epsilon_1\epsilon_2 N_{d1} (-V + V_D)}{qN_{a2} (\epsilon_2 N_{a2} + \epsilon_1 N_{d1})} \right]^{1/2} \quad (3.8)$$

而 n-InGaAs 和 P⁺-InP 中少子扩散长度可根据扩散系数和少子寿命算出:

$$L_{h1} = (D_h \times \tau_1)^{1/2} \quad (3.9)$$

$$L_{e2} = (D_e \times \tau_2)^{1/2} \quad (3.10)$$

当入射光辐照 P_0 照在器件表面时，InGaAs 吸收层中电子-空穴对的产生率 $g_1(x)$ 与位置的关系可表示为^[177]:

$$g_1(x) = P(x) \cdot \alpha_1 = P_0 \cdot e^{-\alpha_2 d_2} \cdot e^{-\alpha_1 x} \cdot \alpha_1 \quad (3.11)$$

其中 α_1 、 α_2 分别为 InGaAs 和 InP 的吸收系数， d_2 为 InP 帽层的厚度。由于 InGaAs 材料中电场作用下的载流子在穿过耗尽层时速度非常快，空间电荷层内载流子的复合可以忽略不计^[177]。考虑到晶格匹配的 In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP 良好的界面质量，计算中忽略界面态的影响^[178]。另外为了简化计算，暂不考虑能带不连续对载流子运输的影响，这样耗尽层内的光生载流子收集效率取 1。假设耗尽层外光生载流子的收集效率随与耗尽区的距离

以少子扩散长度 L_{hl} 呈指数衰减, 这样 InGaAs 吸收层中的收集效率函数可写为:

$$\eta_1(x) = \begin{cases} 1, l_1 \geq x \geq 0 \\ e^{-x/L_{hl}}, d_1 \geq x \geq l_1 \end{cases} \quad (3.12)$$

其中 l_1 为 n-InGaAs 侧的耗尽层宽度, d_1 为 InGaAs 吸收层厚度。从而 InGaAs 吸收层对光电流的贡献可表示为:

$$J_{R1} = \int_0^{d_1} g_1(x) \cdot \eta_1(x) dx \quad (3.13)$$

同理, 可算出 InP 层光吸收对光电流的贡献 J_{R2} , 两者之和即为总的光电流 J_R 。

3.2.2 材料参数

材料参数的选取对模拟结果的准确性有着极其重要的意义。尤其是模型中用到的关键电学和光学参数如少子寿命、迁移率和吸收系数等^[177]。常用的 III-V 族材料物理参数可在相关的手册和文献中^[179,180]查到, 但有些参数则缺乏翔实可靠的数据, 这就需要进行必要的估算和拟合。下面就模拟中所用到的关键材料参数作以说明。

对于典型的 PIN 型 InGaAs 探测器, P⁺-InP 帽层典型的掺杂浓度 $2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$, 厚度 $0.6 \mu\text{m}$ 。由于 InP 具有较小的表面复合速率, n-InP 表面复合速率仅 $1 \times 10^4 \text{cm/s}$, 而 p-InP 表面复合速率也仅为 $5 \times 10^5 \text{cm/s}$, 远小于 GaAs 材料的表面复合速率 (10^7cm/s)。因此计算中忽略表面复合的影响。

半导体中光激发带间直接跃迁在单位时间、单位体积内的跃迁概率可表示为^[181]:

$$W_{ab}^{cv}(\hbar\omega) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{c,v} |P_{ab}^{cv}|^2 N_\lambda G(\hbar\omega) \delta[E_c(\vec{k}) - E_v(\vec{k}) - \hbar\omega] \quad (3.14)$$

式中 $G(\hbar\omega)$ 为辐射场模式密度, N_λ 表示光子密度, 式中 $|P_{ab}^{cv}|$ 为

$$|P_{ab}^{cv}|^2 = \frac{2\hbar e^2}{\epsilon m_0^2 \omega_\lambda} \left| \langle c | e^{iq_\lambda r} \vec{a}_\lambda \cdot \vec{P} | v \rangle \right|^2 = \frac{2\hbar e^2}{\epsilon m_0^2 \omega_\lambda} \left| \vec{a} \cdot \vec{M}_{cv}(\vec{k}) \right|^2 \quad (3.15)$$

其中 $M_{cv}(k)$ 为动量矩阵元。

$$\text{令 } \frac{2|M_{cv}(\vec{k})|^2}{m_0 \hbar \omega} = f_{vc}(\hbar\omega) \quad (3.16)$$

振子强度 $f_{vc}(\hbar\omega)$ 为一无量纲表征跃迁强弱的量。忽略导带和价带的兼并, 并令:

$$J_{vc}(\hbar\omega) = \frac{1}{4\pi^3} \int_{BZ} \sigma(E_c - E_v - \hbar\omega) d\vec{k} \quad (3.17)$$

跃迁概率可写为:

$$W_{ab}^{cv}(\hbar\omega) = \frac{4}{3} \frac{\pi e^2 \hbar N(\hbar\omega)}{\epsilon m_0} f_{vc}(\hbar\omega) J_{vc}(\hbar\omega) \quad (3.18)$$

从而有：

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{\omega \epsilon''_r(\omega)}{\eta c} = \frac{2\hbar W_{ab}^{cv}(\hbar\omega)}{\eta c \epsilon_0 \omega A_0^2} = \frac{4\pi \hbar e^2}{3m_0 \epsilon_0 \eta c} f_{vc}(\hbar\omega) J_{vc}(\hbar\omega) \quad (3.19)$$

对球形等能面近似下 $k=0$ 处，有：

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{2}{3\pi} \frac{(2m_r^*)^{3/2} e^2}{\eta c \hbar^2 \epsilon_0 m_e^*} f_{vc}(\hbar\omega) (\hbar\omega - E_g)^{1/2} \quad (3.20)$$

模拟中的光吸收系数采用文献中实测数据结合理论拟合，InP、In_{0.53}Ga_{0.47}As 吸收系数与光子能量的关系如图 3.6 所示^[182,183]。

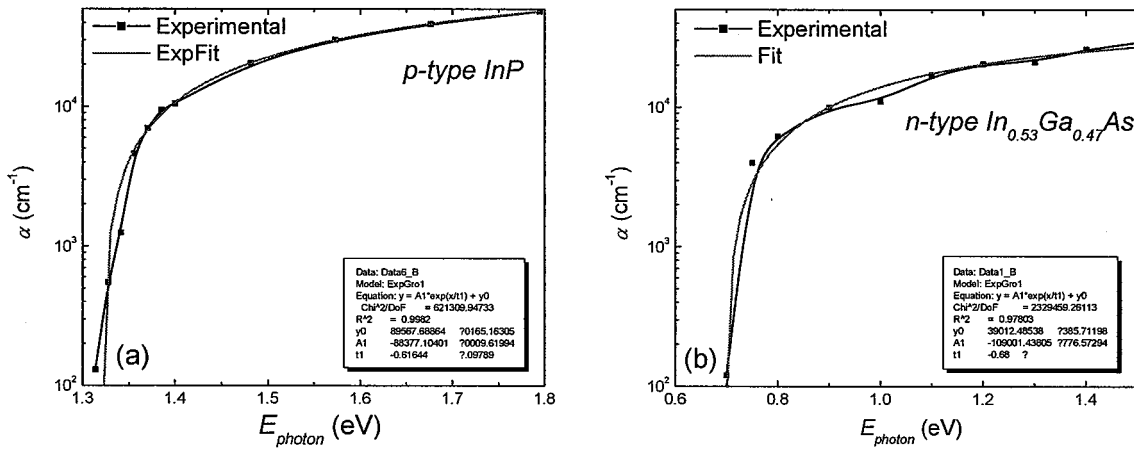


图 3.6 室温时 InP 和 In_{0.53}Ga_{0.47}As 材料吸收系数随光子能量的关系

迁移率是描述半导体中电荷运输的重要的电学参数，利用爱因斯坦关系可进一步推算出材料的扩散系数。这里采用 M.Sotoodeh 提出的迁移率与掺杂浓度的经验公式^[184]。其与掺杂和温度的关系可表达如下：

$$\mu(N, T) = \mu_{\min} + \frac{\mu_{\max}(300K) \cdot (300k/T)^{\theta_1} - \mu_{\min}}{1 + \left(\frac{N}{N_{ref}(300K) \cdot (T/300K)^{\theta_2}} \right)^\lambda} \quad (3.21)$$

表 3.3 迁移率计算中用到的部分参数

		$\mu_{\max}@300K$ (cm/Vs)	μ_{\min} (cm/Vs)	$N_{ref}@300K$ (cm ⁻³)	λ	θ_1	θ_2
InP	μ_e	5200	400	3E17	0.47	2	3.25
	μ_h	170	10	4.87E17	0.62,	2	3
In _{0.53} Ga _{0.47} As	μ_e	14000	300	1.3E17	0.48	1.59	3.68
	μ_h	320	10	4.9E17	0.403	1.59	3.68

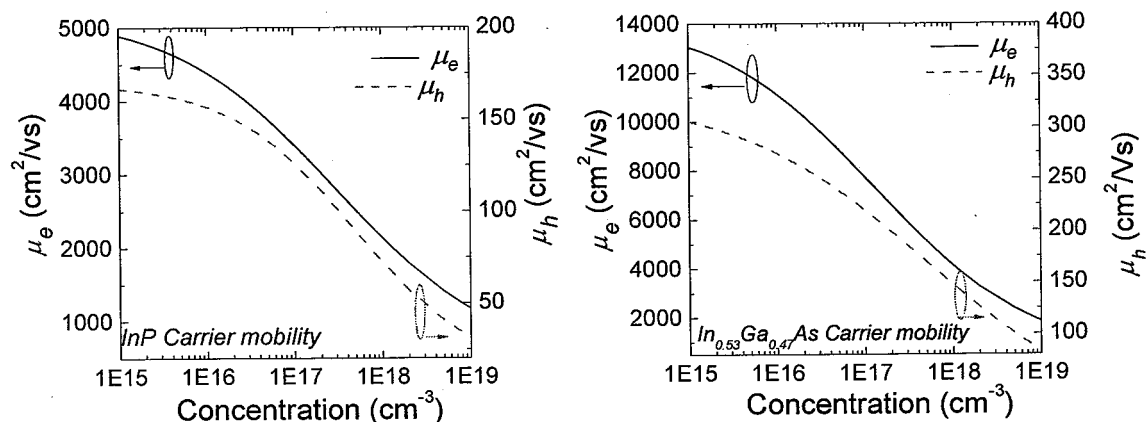


图 3.7 300K 下 InP 和 InGaAs 材料载流子迁移率随掺杂浓度的关系

III-V 族材料的少子寿命主要由 SRH(Shockley-Read-Hall)复合、辐射复合和俄歇复合三种复合机制决定。对于 InGaAs 材料,通常低掺杂时少子寿命主要由 SRH 复合决定,重掺杂时主要由俄歇复合决定,中间掺杂时辐射复合起主要作用。本模拟中室温时 In_{0.53}Ga_{0.47}As 少子寿命与掺杂浓度的关系采用 R.K.Ahrenkiel 等人提出的半经验公式^[185]:

$$\tau = \left[\tau_{SRH}^{-1} + BN + CN^2 \right]^{-1} = \left[2.11 \times 10^4 + 1.43 \times 10^{-10} N + 8.1 \times 10^{-29} N^2 \right]^{-1} \quad (3.22)$$

其中 N 为 In_{0.53}Ga_{0.47}As 层的掺杂浓度。由于双异质结 InGaAs 材料中的光子循环效应^[186],即辐射复合所产生的光子在半导体中传播时会被再次吸收,如此重复,直至光子逸出 InGaAs 材料。计算中假定光子循环因子为 $10^{[187,188]}$ 。图 3.8 为考虑了光子循环效应后计算出 In_{0.53}Ga_{0.47}As 材料的少子寿命。

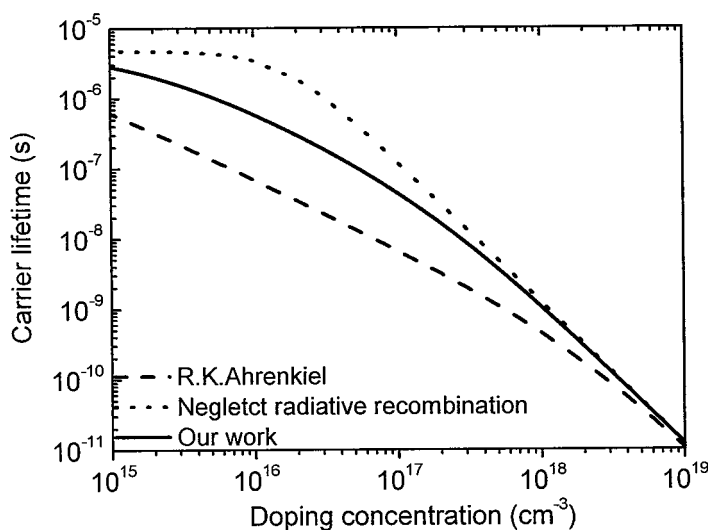


图 3.8 In_{0.53}Ga_{0.47}As 材料中载流子寿命与掺杂浓度的关系

表 3.4 列出了模拟中用到的其它的一些关键材料参数。其中 InP 帽层的少子寿命参照 Y.Rosenwaks 等人的报导的结果^[189]。

表 3.4 计算中用到的一些关键重要材料参数

	P ⁺ -InP	In _{0.53} Ga _{0.47} As
$\alpha@1.65\mu\text{m} (\text{cm}^{-1})$	5 ^[179,180,182]	2.9×10^4 ^[182]
E _g (eV)	1.331 ^A	0.74
N _C (cm ⁻³)	5.72×10^{17}	2.08×10^{17}
N _V (cm ⁻³)	1.14×10^{19}	7.56×10^{18}
D _e (cm ² /s)	~130	~300
D _h (cm ² /s)	~5	~7.5
τ (ns)	0.5 ^{[189]B}	See Fig.3.8

A: band-gap narrowing due to heavily doping is considered.

B: τ of n-doped InP is 1~2ns^[187], 1ns is adopted in our simulation

3.2.3 晶格匹配 InGaAs 探测器的结构设计及参数优化

采用前述理论模型, 本节对与 InP 基晶格匹配 In_{0.53}Ga_{0.47}As PIN 探测器的光响应特性进行了模拟分析和优化。由于探测器的光响应特性主要与 InGaAs 吸收层相关, 因而这里主要就 InGaAs 层的结构参数对峰值波长处的内量子效率的影响进行分析和讨论。首先研究了典型的 PIN 型 InGaAs/InP 探测器分别正面和背面进光情况下 I 层参数对器件量子效率的影响, 并对其光响应特性进行了讨论。然后在此基础上提出了两种适合背照射的改进结构, 并对其性能参数进行了优化。

(a) 典型的 InGaAs/InP 双异质结型 PIN 探测器的性能分析

对于典型结构的 PIN 型探测器(如图 3.5a 所示), 正面入射情况下器件内量子效率随 I 层结构参数的变化关系如图 3.9 所示。模拟中设定 P⁺-InP 帽层的掺杂浓度为 $2E18\text{cm}^{-3}$, 厚度为 $0.5\mu\text{m}$ 。由图 3.9a 可以看出, 在正面照射情况下, 固定 I 层厚度 d_I 时, 器件内量子效率随 I 层掺杂浓度的增加呈减小趋势。这是因为随着 I 层掺杂浓度的增加, InGaAs 层中耗尽层宽度减小, 另一方面少数寿命也随之下落, 耗尽层内和耗尽层外的光响应同时降低, 从而随掺杂的增加内量子效率呈降低趋势。固定 I 层掺杂时, 随着 d_I 的增加内量子效率而增大(如图 3.9b 所示)。当 InGaAs 厚度大于 $1.5\mu\text{m}$ 时, 探测器的内量子效率呈现饱和趋势。

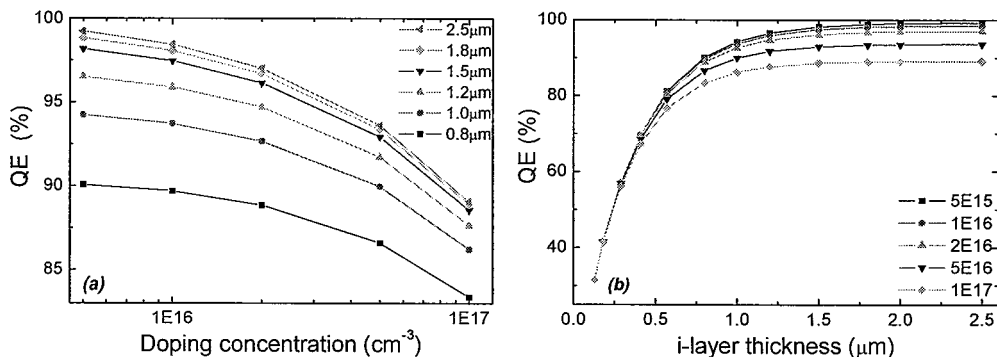


图 3.9 正进光时 In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP 探测器量子效率(a)与 I 层掺杂浓度的关系; (b)与 I 层厚度的关系

因而,对于正面入射的双异质结 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 探测器, I 层厚度取 $1.5\sim 2\mu\text{m}$ 即可,而掺杂浓度则需要在量子效率和暗电流两者之间权衡。结合 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器暗电流分析的结论,可以认为在 n^- - $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 层厚度大于 $1.5\mu\text{m}$ 、掺杂浓度在 $2\sim 5\text{E}16\text{cm}^{-3}$ 时,室温工作的器件可在具有较低暗电流同时内量子效率高于 90%。

背入射时 InGaAs 探测器如图 3.10a 所示,其中阴影表示器件的耗尽层,粗线代表光强分布,虚线表示收集效率函数。理论计算的结果如图 3.10b 所示,随着 d_I 的增大,背照射器件内量子效率呈现先增加后降低的趋势。I 层掺杂浓度越高,内量子效率降低越快。由分析可知,在背照射情况下, n^- -InGaAs 层厚度取 $0.8\sim 1.2\mu\text{m}$ 、掺杂低于 $5\text{E}16\text{cm}^{-3}$ 时,器件可同时具有较高的光响应和较低的暗电流特性,内量子效率约为 80%。

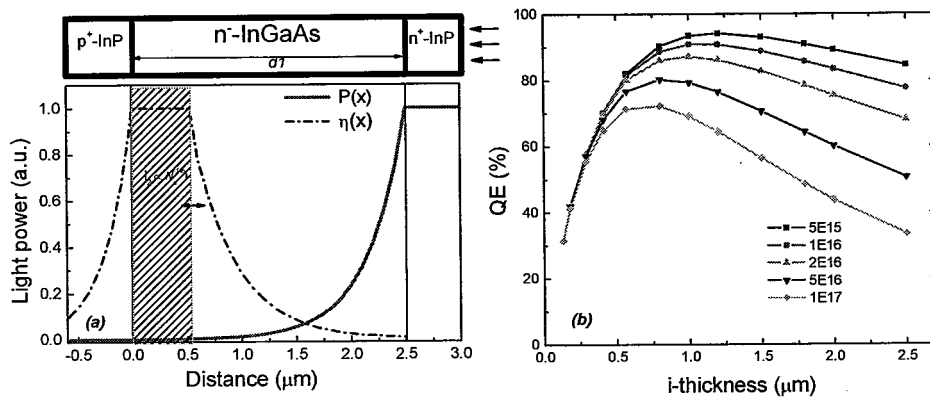


图 3.10 (a). InGaAs/InP 探测器背面照射示意图; (b). InGaAs/InP 双异质结型 PIN 探测器在背照射时内量子效率随 I 层厚度及掺杂浓度的变化情况

(b) 两种改良的背入射结构及其参数优化

从上面的模拟结果可以看到,对于典型结构的 PIN $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 探测器,背照射时 InGaAs 吸收层较薄时内量子效率较高。但对于空间遥感用的探测器,由于入射辐射本身就非常微弱,通常希望探测器能尽可能多的吸收入射的光子。为了进一步提高背照射 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 探测器的量子效率,本论文提出了两种改良的 PIN 型探测器结构。

结构 1 如图 3.11 的插图所示,为 n-on-p 配置。由于同质结偏软的反向特性,且受表面复合的影响严重。为了克服以上缺点,这里在吸收层和欧姆接触层中间插入一层宽禁带的 InP 阻挡层,这样可有效阻挡光生载流子向表面的扩散,从而提高器件的量子效率。模拟计算中设定 P^+ -InP 层的掺杂浓度为 $2\text{E}18\text{cm}^{-3}$, N^+ -InGaAs 的厚度 $0.5\mu\text{m}$,掺杂浓度为 $5\text{E}17\text{cm}^{-3}$ 。器件内量子效率与 n^- -InGaAs 层结构参数的关系如图 3.11 所示,由模拟结果可以看出,背照射时该器件的内量子效率随 I 层厚度增大呈对数增加。当 n^- -InGaAs 层厚度大于 $1\mu\text{m}$ 时, N^+ -InGaAs 帽层对光响应的贡献小于 2%。综合晶格匹配 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器的暗电流优化结果,当 n^- -InGaAs 层厚度大于 $1.5\mu\text{m}$ 、掺杂浓度为 $2\sim 5\text{E}16\text{cm}^{-3}$ 时,背照射器件的内量子效率可达 95% 以上。

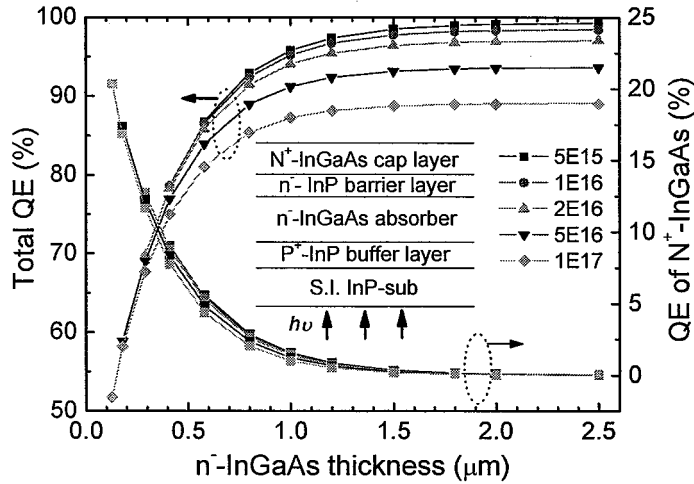


图 3.11 背照射 PD1 内量子效率与 I 层掺杂浓度和层厚的关系，插图为背照射结构 1 的示意图

对于结构 1，由于本论文中所用的 GSMBE 系统为 n 型本底，且考虑到生长时 p 型掺杂剂 Be 的互扩散比较严重，吸收层中可能会产生杂质补偿现象，影响材料的性质。因而又提出了 p-on-n 配置的结构 2(如图 3.12 插图所示)。模拟中设定器件结构中 p-InP 势垒层厚度 $0.2\mu\text{m}$ ，掺杂浓度 $1\text{E}18\text{cm}^{-3}$ ， P^+ -InGaAs 的掺杂浓度 $5\text{E}17\text{cm}^{-3}$ ， n^- -InGaAs 与 P^+ -InGaAs 层的总厚度为 $2\mu\text{m}$ 。

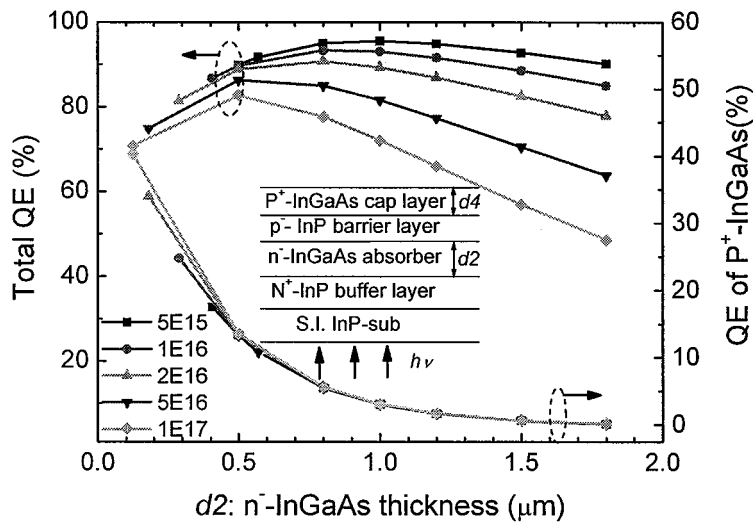


图 3.12 背入射结构 2 中 n^- -InGaAs 层掺杂和厚度对 QE 的影响，插图为背入射结构 2 示意图。

由计算结果可以看出，随着 d_2 的增加，总的内量子效率先增大后缓慢降低，而 P^+ -InGaAs 层的贡献在逐渐减小。在 d_2 大于 $1.0\mu\text{m}$ 时， P^+ 帽层的贡献可忽略不计。在 n^- -InGaAs 层厚 $0.8\sim 1\mu\text{m}$ 、掺杂浓度约 $2\text{E}16\text{cm}^{-3}$ 时，内量子效率达 90%。InP 势垒层的掺杂浓度对 P^+ -InGaAs 帽层的贡献也有一定的影响，其在决定 n^- -InGaAs 帽层中耗尽层的厚度的同时也影响着 P^+ -InGaAs 帽层对光电流的贡献。图 3.13 为不同 d_2 情况下 p-InP 势垒层的掺杂浓度对探测器内量子效率的影响：

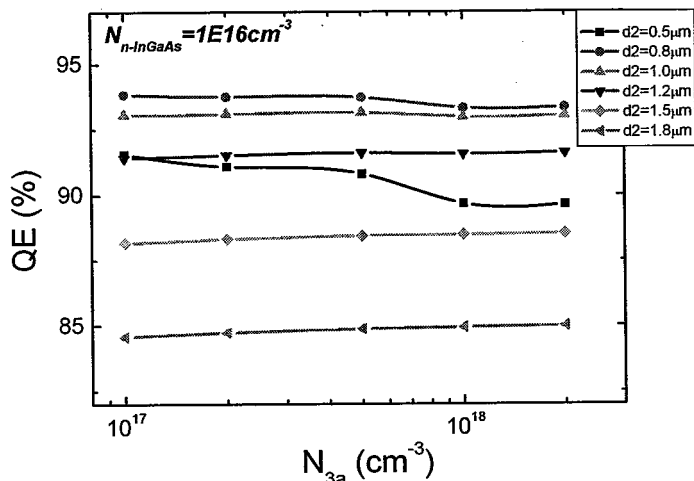


图 3.13 不同 n-InGaAs 厚度时 InP 阻挡层掺杂浓度对量子效率的影响

如图 3.13 中所示, 当 n-InGaAs 层较薄时, 探测器量子效率随 p-InP 掺杂浓度变化明显, 而当 n-InGaAs 层厚大于 $0.8\mu\text{m}$ 以后, 改变 p-InP 层掺杂浓度对量子效率的影响不大。而考虑到其互扩散的影响, p-InP 层的掺杂浓度 $5\text{E}17\sim 1\text{E}18\text{cm}^{-3}$ 范围为宜。

3.3 波长扩展 InGaAs 探测器的结构设计与优化

采用前面所建立的模型, 本论文还对波长扩展的 InP 基 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器的光响应特性进行了研究。讨论了结构参数对器件峰值波长处内量子效率的影响, 结合波长扩展 InGaAs 探测器暗电流分析工作, 对器件结构参数进行了优化设计。

3.3.1 材料参数

对于波长扩展的 InGaAs 探测器, 由于高 In 组分的 InGaAs 和 InAlAs 材料的相关报导较少。且采用不同缓冲层技术的外延材料, 晶体质量差异较大, 从而材料参数也有较大的差异。本部分模拟计算所用的材料参数中, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的参数部分源自相关手册和文献, 部分采用二元系材料 InAs 和 GaAs 相应的线性插值; 高 In 时直接带隙的 InAlAs 材料由于较少报导, 所用绝大部分参数采用 InAs 和 AlAs 对应参数的线性插值。

计算中 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的吸收系数采用 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 材料带边平移的结果^[190], 峰值波长处的吸收系数取 $3\text{E}4\text{cm}^{-1}$ 。双异质结 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 层少数寿命采用 T.H.Gfroerer、W.K.Metzger 及 R.K.Ahrenkiel 报导^[191-193]各项复合参数的拟合结果:

$$\tau(N) = \left(A + B \cdot \frac{N}{R} + C \cdot N^2 \right)^{-1} = \left(1.30 \times 10^6 + 7.5 \times 10^{-11} \times \frac{N}{R} + 4 \times 10^{-28} \times N^2 \right)^{-1} \quad (3.23)$$

其中 N 为 InGaAs 的掺杂浓度, A, B, C 分别为 SRH、辐射和非辐射复合的速率, R 为光子循环因子。图 3.14 是 300K 下 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 双异质结在取不同 R 时少数寿命与掺杂浓

度的关系。表 3.5 中列出了模拟中所用到的主要材料参数:

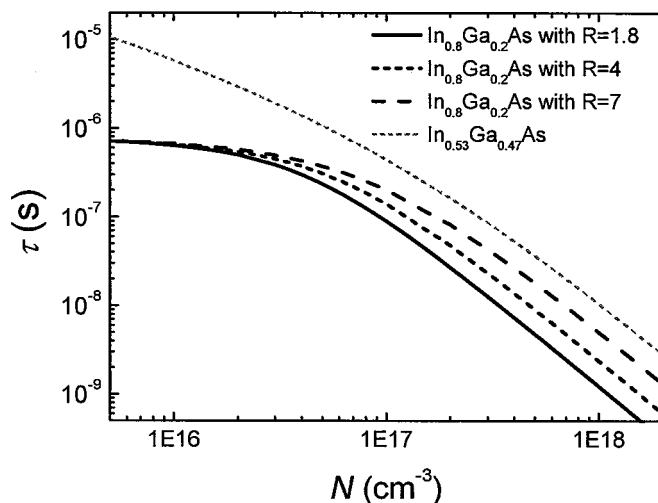


图 3.14 300K 下 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 少子寿命与掺杂浓度的关系

表 3.5 计算中用到的 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 和 $\text{In}_{0.79}\text{Al}_{0.21}\text{As}$ 的部分关键参数

	$\text{P}^+-\text{In}_{0.79}\text{Al}_{0.21}\text{As}$	$\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$
$\alpha@2.4\mu\text{m} (\text{cm}^{-1})$	$10^{[179]}$	$3 \times 10^4 [191]$
$E_g (\text{eV})$	0.863^A	0.503
$N_C (\text{cm}^{-3})$	3.06×10^{18}	1.34×10^{17}
$N_V (\text{cm}^{-3})$	8.68×10^{18}	6.82×10^{18}
$D_e (\text{cm}^2/\text{s})$	800	645
$D_h (\text{cm}^2/\text{s})$	~ 11	~ 7
$\tau (\text{ns})$	0.5^B	See Fig.3.14

A: 计入了重掺杂导致的能带窄化

B: 估计值, 这里假设 p 型和 n 型 InAlAs 帽层的少子寿命均受限于表面复合。

3.3.2 正入射时波长扩展探测器的结构优化

如图 3.15 所示的典型双异质结 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器中, 模拟时设定 $\text{P}^+-\text{In}_{0.79}\text{Al}_{0.21}\text{As}$ 帽层厚度为 $0.6\mu\text{m}$, 掺杂浓度 $2\text{E}18\text{cm}^{-3}$; n^--InGaAs 吸收层厚度为 $2.5\mu\text{m}$; $\text{N}^+-\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 缓冲层掺杂浓度为 $2\text{E}18\text{cm}^{-3}$ (x 从 0.52 递增至 0.79)。采用上述模型计算出探测器内量子效率与吸收层掺杂浓度的关系如图 3.15 所示, 图中虚线表示模拟结果, 黑色实线为采用 GSMBE 研制的台面型波长扩展 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器光响应的实测结果(相对值, 光源为非单色的卤钨灯, 掺杂浓度 N 为 C-V 测试数据的计算结果), 灰色实线为器件暗电流的实测数据(290K, -10mV)。图中可以看出, 正面照射时波长扩展的双异质结 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器的光响应随 I 层掺杂浓度的增大而降低, 当 I 层掺杂浓度为 $1\text{E}17\text{cm}^{-3}$ 时, 器件的内量子效率约为 85%。随着 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 掺杂浓度的进一步增加, 内量子效率迅速降低。实测器件的相对光响应与理论计算结果较为接近。综合考虑器件的暗电流和光响应特

性,对正面进光的扩展波长 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}/\text{In}_{0.79}\text{Al}_{0.21}\text{As}$ 探测器,室温工作时吸收层的最优掺杂浓度应该介于 $3\text{E}16\sim 1\text{E}17\text{cm}^{-3}$ 之间。

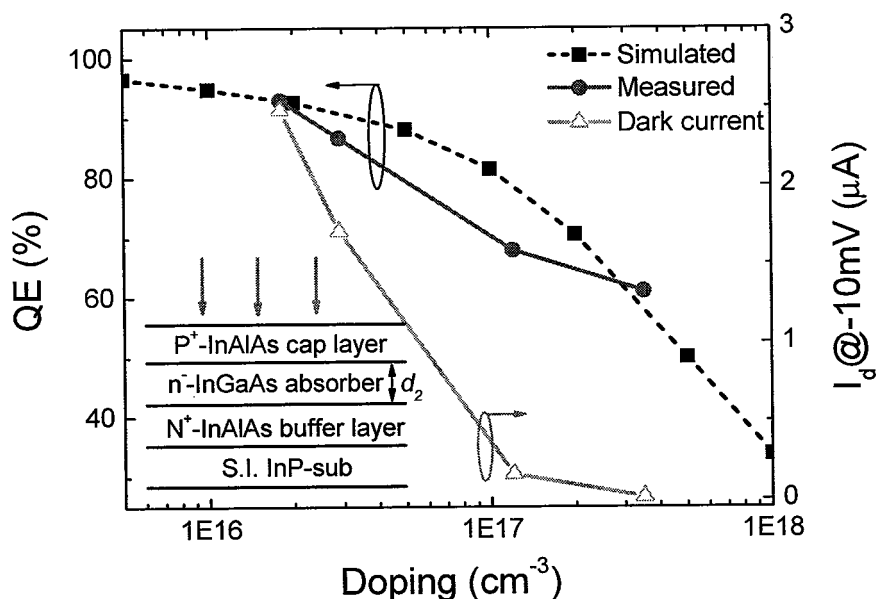


图 3.15 正入照情况下典型结构 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}/\text{In}_{0.79}\text{Al}_{0.21}\text{As}$ 探测器内量子效率与 I 层掺杂浓度的关系

3.3.3 背面入射器件的结构设计和优化

本论文还对上述典型结构的波长扩展 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器在背照射时光响应与 I 层结构参数的关系进行了模拟。图 3.16 为不同掺杂浓度下器件内量子效率随 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 层厚 d_2 的关系,结果表明相同 d_2 下 I 层掺杂浓度越高,光响应越低;而在给定掺杂浓度时,内量子效率首先随 I 层厚度的下降($2.5\mu\text{m}$ 到约 $0.8\mu\text{m}$)逐渐增加,然后急剧减小。在 I 层掺杂低于 $5\text{E}16\text{cm}^{-3}$ 时背照射器件的最优厚度约为 $0.8\sim 1.2\mu\text{m}$,内量子效率约为 70%。

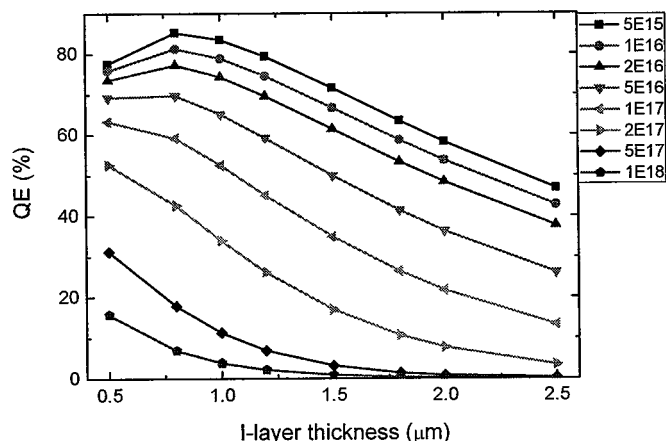


图 3.16 背照射的波长扩展 InGaAs 探测器量子效率与 I 层结构参数的关系

图 3.17 中绘出了 I 层厚度 $d_2=2.5\mu\text{m}$ 时背照射的波长扩展 InGaAs 探测器光响应的理论计算(黑线)和器件实测结果(灰色虚线)。由图可见实验数据与理论计算结果吻合较好,

这充分说明了物理模型和材料参数的准确性。

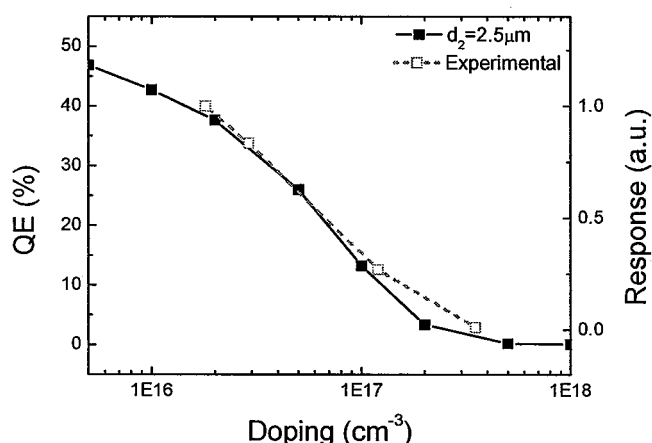


图 3.17 背照射时波长扩展 InGaAs 探测器光响应模拟结果与实测数据的比较

为了进一步提高背照射 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器的内量子效率, 本节还对两种改良结构 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器的光响应特性进行了模拟和优化。PD1 (见图 3.18) 为 n-on-p 型单异质结构, 模拟中取 N- $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 帽层厚度为 $0.6\mu\text{m}$, 掺杂浓度 $5\text{E}17\text{cm}^{-3}$; InAlAs 势垒层的厚度 $0.2\mu\text{m}$; P^+ -InAlAs 缓冲层掺杂浓度为 $2\text{E}18\text{cm}^{-3}$ 。计算出背照射时器件内量子效率与 I 层结构参数的关系如图 3.18 所示, 随着 I 层掺杂浓度的增加, 器件的内量子效率迅速降低; 随着 InGaAs 吸收层厚度的增加, 内量子效率逐渐增加并趋于饱和。当吸收层厚度超过 $1\mu\text{m}$ 时, N-InGaAs 帽层对光响应的贡献可以忽略不计。由模拟结果可知, 当 I 层掺杂浓度低于 $1\text{E}17\text{cm}^{-3}$ 、厚度大于 $1.5\mu\text{m}$ 时, 器件的内量子效率可达 80% 以上。

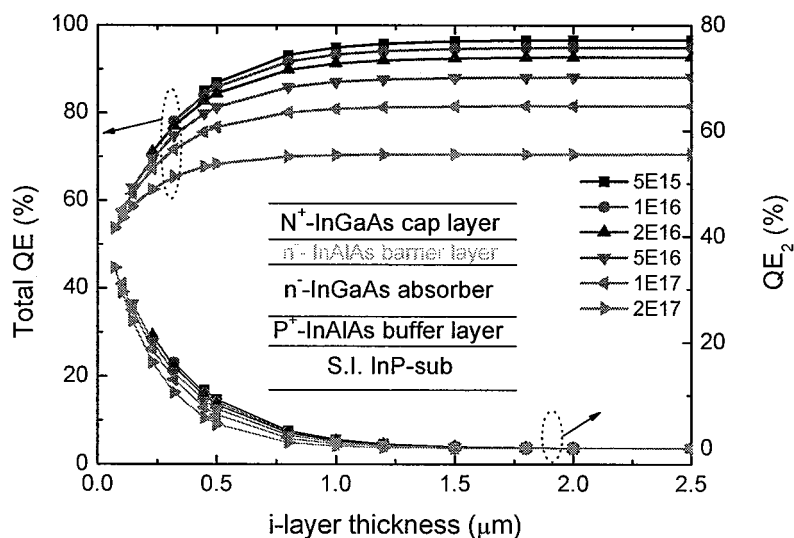


图 3.18 波长扩展的背照射 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器 PD1 光响应特性的模拟结果

对于如图 3.19 插图所示 p-on-n 配置的多层结构 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器 PD2, 器件内量子效率与 I 层参数的关系如图 3.19 所示。模拟中假定各层结构参数分别为: p-InAlAs 垒层厚度 $0.2\mu\text{m}$, 掺杂 $1\text{E}18\text{cm}^{-3}$, P-InGaAs 帽层掺杂浓度固定为 $5\text{E}17\text{cm}^{-3}$, $d_2+d_4=2\mu\text{m}$ 。

由图可见，器件内量子效率随 I 层掺杂的增大呈递减趋势，而随 d_2 的增加先增加后减小。通过优化 I 层结构参数(掺杂 $<5E16cm^{-3}$, $d_2\sim 0.5\sim 1.0\mu m$)，器件的内量子效率可达 80% 以上。

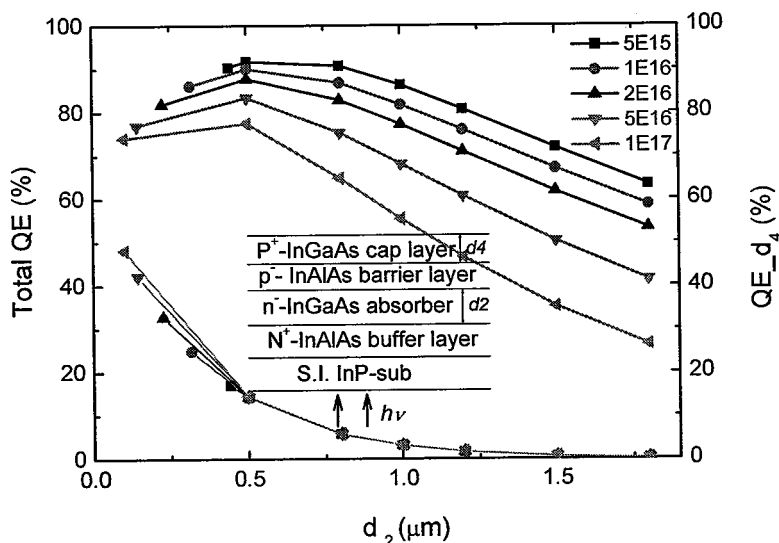


图 3.19 波长扩展的背照射 $In_{0.8}Ga_{0.2}As$ 探测器 PD2 光响应特性的模拟结果

3.4 本章内容小结

本章中首先对 PIN 型 InGaAs 探测器的工作原理进行了说明，详细介绍了红外探测器及其阵列的性能参数。然后建立了 PIN 探测器的光响应理论模型，结合关键参数的拟合优选，分别对晶格匹配和波长扩展的 InGaAs 探测器光响应特性进行了理论计算。并结合 InGaAs 探测器暗电流分析的结果，针对空间遥感用探测器低噪声和高灵敏度的要求对器件的结构参数进行了优化设计。

第四章 InP 基 InGaAs 探测器的器件工艺研究

本章的主要内容为 InP 基 InGaAs 探测器工艺流程和关键单项工艺的优化研究。探测器对表面漏电流的要求极其严苛，因此保证平整清洁的表面和良好的钝化质量，对台面型 InGaAs 探测器尤其是阵列制备便显得尤为关键。本章中首先研究了 InGaAs/InAlAs/InP 材料的湿法腐蚀特性，然后分别对 PECVD SiN_x 和聚酰亚胺钝化工艺进行了研究，最后介绍了台面型 InGaAs 探测器的工艺流程及相关注意事项。

4.1 湿法腐蚀研究

湿法腐蚀是利用腐蚀液中溶剂与表面材料发生化学反应，通过表面原子的脱离有目的地去除材料的工艺过程。湿法腐蚀过程可以唯象地用以下几个步骤描述：首先腐蚀剂通过扩散作用到达材料表面，与表面材料发生化学反应后，生成物离开材料表面，从而实现化学反应过程的持续进行^[194]。最慢的步骤中对湿法腐蚀特性起着决定性作用。腐蚀速率主要有两种限制机制，即扩散机制(diffusion-limit, mass-transport-limit)和反应速率限制机制(reaction-rate-limit)。腐蚀过程受何种机制控制，往往与腐蚀液体系、配比、腐蚀材料、环境温度等众多因素相关。通常液体中溶剂的扩散系数在 $10^{-9}\text{m}^2/\text{s}$ 量级，所以大多数情况下湿法腐蚀的速度受扩散限制，而浓度较低的腐蚀液大都呈反应速率限制^[195]。表 4.1 列出了两种限制机制下湿法腐蚀液的主要特点。

表 4.1 两种不同限制机制下湿法腐蚀的特性

特征 ^X	扩散限制 ^[196]	反应速率限制
激活能	激活能受溶剂的粘附性控制，通常为 1~6 kcal/mol。随着搅拌速度的增加，反应激活能呈递增趋势；	激活能受化学反应控制，通常在 8-20kcal/mol。
腐蚀速率	与时间呈平方根关系，与刻蚀图形的尺寸等因素密切相关 边缘的腐蚀速率通常快于中间区域 腐蚀速率呈现出各向同性	与时间呈正比关系 腐蚀速率与晶向有关
侧壁	与掩模图形密切相关 存在掩模腐蚀增强效应	呈现出特定的晶面
表面形貌	呈现抛光性 ^A	与材料缺陷情况密切相关 ^B
搅拌	敏感	对腐蚀速率的影响不大
温度	由于温度的高低对化学反应速率和扩散都有着较大的影响，因此温度升高时两种机制下控制的腐蚀速率都会增加。一般地，温度每增加 10℃ 腐蚀速率会增加一到两倍。	
备注	A: 对于扩散机制控制的腐蚀剂来说，其在不同晶向的腐蚀速率一般情况下呈各向同性，即腐蚀速率与晶向无关，因此在腐蚀过程中，由于凸起处易与腐蚀液发生交换，会呈现出较为明显的抛光效果。 B: 对于反应速率限制下的腐蚀液体系来说，由于反应相较于扩散缓慢得多，发生在表面的化学反应的电化学本质就表现了出来，因此在表面缺陷处由于较低的键能，可能会呈现出表面缺陷。 X: 有些湿法腐蚀液体系的组分会随着时间而变化，因而化学性质也会随时间的变化而发生变化。在工艺设计中需要灵活考虑。	

通常 III-V 族化合物半导体材料的湿法腐蚀液中，腐蚀剂包括两种组分：即氧化剂和溶解剂^[197]。腐蚀过程中氧化剂扩散到达材料表面与表面原子发生氧化反应后，反应生成物与溶解剂进行络合溶解后从表面脱附，使得反应得以继续进行。由于闪锌矿晶格中的非对称性，半导体表面存在微观上的阳极和阴极点，氧化易于在阳极面进行，因而通常 (III)A 面上[Group-III]的腐蚀速率小于(111)B 面[Group-V]。在局部区域存在掩模的情况下，需采用 2D 扩散模型来考虑。一般来讲，受反应速率机制控制的腐蚀液体系，腐蚀后的掩模边侧壁呈现特定晶向形状（沿这些晶面腐蚀速率较慢），可用 Wulff-plot 模型精确描述^[198]。

由于高纯水室温下表面张力达 $7.2 \times 10^{-4} \text{N/cm}$ ，不利于反应产物穿过腐蚀液体表面进入高纯水中。因此添加非离子表面活性剂（如辛基酚聚乙二醇醚，TX-10 等），可显著降低液体表面张力和两相界面张力，促使器件表面迅速被腐蚀液浸润，减少了因为存在空气夹层和反应生成气泡阻挡作用等产生的腐蚀不均匀现象。同时，由于腐蚀液表面张力的降低，提高了化学反应中物质的传递速度，使腐蚀表面的反应生成物浓度维持在较低的水平，可有效地抑制腐蚀化学反应的逆向进行，从而改善腐蚀表面的平整度。此外，腐蚀过程中有时会生成气体，附着在片子表面上，影响腐蚀的均匀性，可以通过进行搅拌加以控制。光照由于会产生电子-空穴对，从而影响表面电化学特性，亦会对其产生一定的影响^[199]。

采用物理溅射和化学反应结合的等离子体干法腐蚀技术虽然具有无侧向腐蚀、均匀性和重复性好等优点，但由于等离子体中高能粒子的碰撞和物理溅射作用，会在半导体材料表面形成晶格缺陷。虽然干法刻蚀结合湿法腐蚀会在一定程度上消除表面损伤。但是由于等离子体损伤产生的缺陷周围原子结合能较弱，在湿法腐蚀时往往更容易被腐蚀掉，在非抛光性的腐蚀液中腐蚀后形成缺陷坑，增加了器件表面的悬挂键数目，致使器件的表面漏电流增加。对于台面型 InGaAs 探测器，由于器件台面尺寸通常较大($>10 \mu\text{m}$)，在腐蚀深度不是很深的情况下(约为 $3 \mu\text{m}$)，通过选择合适的腐蚀液体系并优化腐蚀条件，也可取得较为理想的侧向尺寸控制，可以较好地满足器件制备的要求。

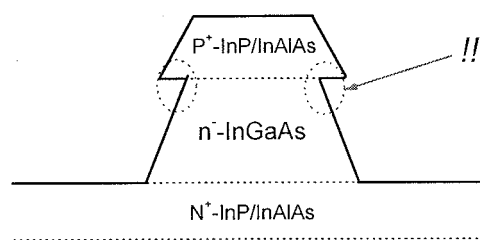


图 4.1 采用选择性湿法腐蚀液体系的台面结构示意图

虽然选择性湿法腐蚀具有可控性好等优点，但采用具有选择性的湿法腐蚀液体系进行探测器台面制备时，由于侧向腐蚀的存在，导致腐蚀后侧壁往往会出现如图 4.1 所示

的情况, 部分 pn 结裸露在表面, 一则增加了表面的接触面积, 从而会产生较大的表面漏电流; 另外在采用聚酰亚胺或 SiN_x 薄膜钝化保护时该凹坑处往往不容易被覆盖到, 给器件性能、均匀性和可靠性带来影响和隐患。基于以上考虑, 本论文在 InGaAs 探测器的台面制备工艺时采用非选择性的湿法腐蚀技术。

(a) $\text{Br}_2:\text{HBr}:\text{H}_2\text{O}$ 对 InGaAs/InP 体系的湿法腐蚀特性研究

InGaAs/InP 系材料常用的非选择性湿法腐蚀液体系主要有: $\text{HCl}/\text{HNO}_3(\text{H}_2\text{O}_2)^{[200,201]}$, $\text{Br}_2/\text{methanol}^{[202]}$, $\text{HBr}/\text{H}_3\text{PO}_4(\text{CH}_3\text{COOH})/\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7^{[203]}$, $\text{HBr}/\text{H}_2\text{O}_2^{[204]}$, HBr/HNO_3 和 $\text{Br}_2/\text{HBr}^{[205]}$ 等。其中 Br_2/HBr 系由于具有抛光性, 腐蚀后表面平整度极好, 因而在 III-V 族器件的制备中被广泛应用。针对晶格匹配的双异质结型 InGaAs/InP 探测器的台面制备, 本节主要研究了 $\text{Br}_2:\text{HBr}:\text{H}_2\text{O}=1:25:50$ 的腐蚀液(分析纯饱和溴水和氢溴酸, 体积比)对 InP/InGaAs 材料的湿法腐蚀特性。针对台面型 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器的制备要求, 本节主要侧重于研究该腐蚀液体系对 InP 和 InGaAs 材料的腐蚀速率、侧壁情况和表面形貌的影响。

实验中湿法腐蚀的样品分别为 N^+ 掺硫的正晶(100) InP 衬底材料和在 InP 衬底上气态源分子束外延(GSMBE)生长的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 材料(n 型轻掺 Si, 外延层厚度为 $1.5\mu\text{m}$)。腐蚀前样品采用四氯化碳、丙酮和乙醇进行常规超声清洗, 然后在 120°C 烘箱中干燥。采用 Shipley 公司 S6809 正性光刻胶(甩胶速率 2500rpm , 坚膜后胶厚 $0.75\sim 0.80\mu\text{m}$)作为掩模, 光刻出 $100\mu\text{m}$ 见方的掩蔽图形, 在 120°C 烘箱中坚膜 30min 后, 冷却 5min 立即进行腐蚀。腐蚀在室温下进行, 由于受扩散限制机制控制, 腐蚀特性对搅拌非常敏感, 因此腐蚀实验中统一不搅拌。腐蚀结束后样品用去离子水漂洗, 以去除残余的腐蚀液。丙酮去胶后采用 AMBios XP2 高精度台阶仪测量腐蚀深度, 表面形貌由 Veeco MultiMode AFM 在 Contact 模式下测得。

由于溶液中存在 Br^- 离子, 可形成 Br_3^- 离子, Br_2/HBr 对 InGaAs/InP 的腐蚀机理较为复杂。HBr 和 Br_2 都可直接腐蚀 InP 材料, 而 InGaAs 的腐蚀通常需要 Br_2 的参与^[198]。但由于反应过程中往往伴随着光化学腐蚀作用, 详细的腐蚀机理难以具体描述, 大致化学过程可以由以下反应式描述:

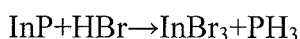
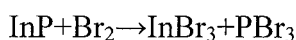


图 4.2 为 Br_2/HBr 腐蚀液对 InP 和 InGaAs 材料腐蚀深度及沟槽深度随时间的变化关系。由图可知, 腐蚀深度随时间大致呈线性关系; 腐蚀液对 InP 的腐蚀速率稍快于 InGaAs 材料; 沟槽深度达到 $2\mu\text{m}$ 后逐渐趋于饱和。沟槽的形成源于扩散控制机制作用, 由于掩模阻挡了腐蚀剂与材料表面的反应, 腐蚀剂会向两端浓度较低的地方扩散, 因而产生掩模边增强效应, 在台面下产生沟槽。众所周知, 扩散限制下的湿法腐蚀液体系对腐蚀

样品边缘和中心的腐蚀速率稍有差别。图 4.2 上还标出了边缘处和中心的腐蚀速率的差异，可以看出，随着反应的进行，该差异逐渐增大。在台阶高度达 $3\mu\text{m}$ 时，腐蚀深度的差异约为 $0.3\mu\text{m}$ 。

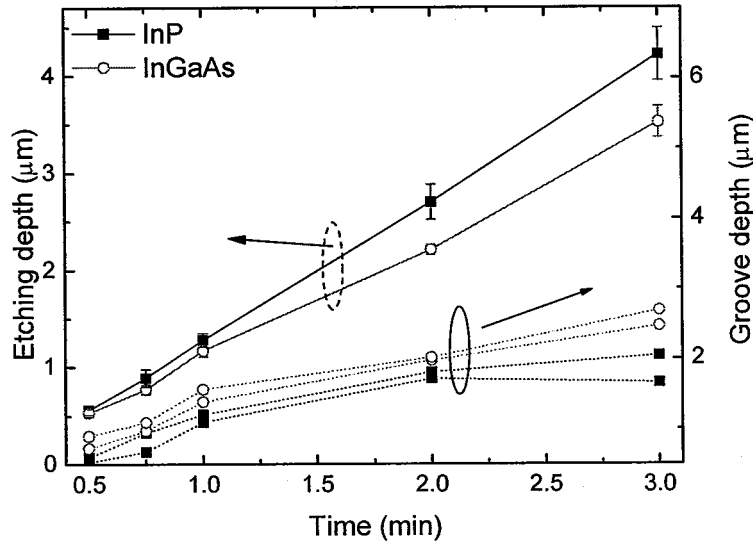


图 4.2 腐蚀台面和沟槽深度的随腐蚀时间的变化关系

InGaAs/InP 材料腐蚀前后的表面形貌如图 4.3 所示。可以看出腐蚀后 InP 和 InGaAs 材料的表面较为平整，局部区域有小丘或凸起。腐蚀前 InGaAs 材料的表面粗糙度均方根 RMS 为 0.47nm ，腐蚀后 RMS 仅为 0.493nm ，两者基本相同。InP 材料腐蚀后的 RMS 仅为 0.32nm ，这充分说明了抛光性 Br_2/HBr 溶液腐蚀后的 InGaAs/InP 材料具有良好的表面平整度。

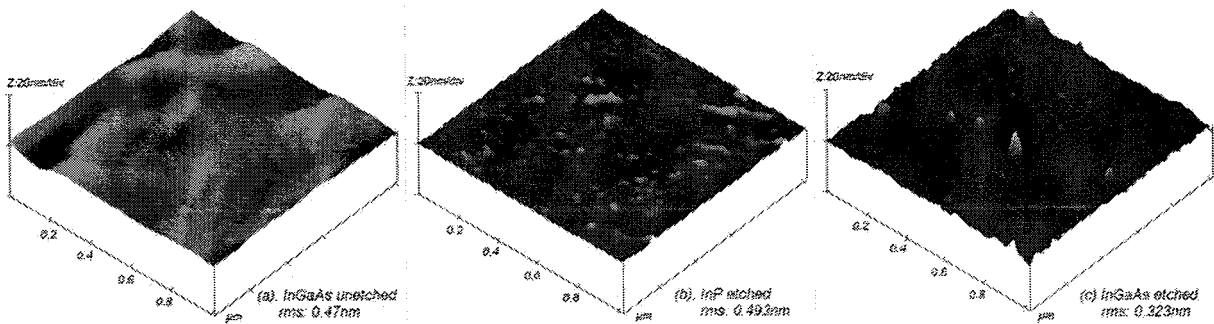


图 4.3 样品的表面形貌 AFM 图像(a)腐蚀前 InGaAs 的表面形貌; (b)腐蚀后 InP 的表面形貌; (c) 腐蚀后 InGaAs 的表面形貌

图 4.4 为 InGaAs/InP 腐蚀后侧壁形貌的显微照片。图中腐蚀的沟槽清晰可见，在 (011) 面上， Br_2/HBr 腐蚀后 InP 和 InGaAs 材料都呈现出扩散控制的典型侧壁剖面。而在 $(0\bar{1}1)$ 面上，InGaAs 材料腐蚀后呈现出特定的晶向。图 b 中 $(0\bar{1}1)$ 方向的侧壁可分为两段，InGaAs 腐蚀后的侧壁夹角约 90° ，InP 侧壁所成夹角约 45° 。分析认为这是由于 InGaAs 的腐蚀速率慢于 InP，随着侧向腐蚀的逐渐增大在溶剂扩散的共同作用下形成的。

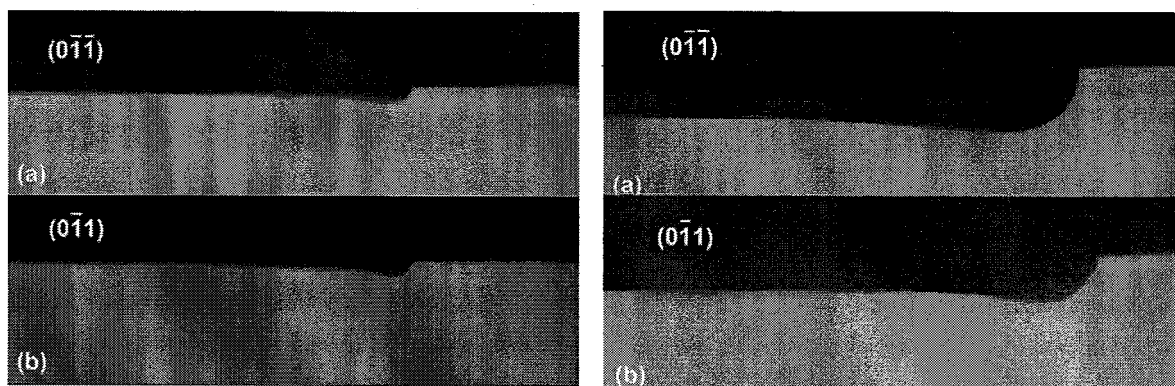


图 4.4 腐蚀后 InGaAs/InP 侧壁形貌的显微照片

(b) $\text{H}_3\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ 体系对 InGaAs/InAlAs 材料体系

InGaAs/InAlAs 材料系常见的腐蚀液有 $\text{H}_2\text{SO}_4/\text{H}_2\text{O}_2$ 系, $\text{C}_6\text{H}_8\text{O}_7/\text{H}_2\text{O}_2$ 系, $\text{C}_4\text{H}_6\text{O}_6/\text{H}_2\text{O}_2$ 系, $\text{HBr}/\text{H}_2\text{O}_2$ 系及 $\text{Br}_2/\text{CH}_3\text{COOH}$ 系等^[206-211]。表 4.2 列出了常见腐蚀液体系及其特点。在选择腐蚀液体系时,需针对相应材料体系和器件结构设计合理的腐蚀方案,选择合适的腐蚀液体系和配比。上文已经提到,InGaAs 探测器的制备侧重于稳定均匀的腐蚀速率和平整的表面形貌的要求。

表 4.2 InGaAs/InAlAs/InP 材料系常用腐蚀液体系

腐蚀液体系	特点
$\text{H}_2\text{SO}_4/\text{H}_2\text{O}_2$	非选择腐蚀 InGaAs/InAlAs, 浓度较低时不腐蚀 InP
Citric Acid/ H_2O_2	选择比与配比有强烈依赖关系, 几乎不腐蚀 InP (选择比>180)
Tartaric Acid/ H_2O_2	腐蚀 InGaAs, 几乎不腐蚀 InP
$\text{NH}_4\text{OH}/\text{H}_2\text{O}_2^*$	选择比和速率与组分相关
Succinic acid/ H_2O_2	对 InGaAs/InAlAs 的选择比与配比及 PH 值有关
Oxalic acid/ H_2O_2	
Malonic acid/ H_2O_2	
$\text{Br}_2/\text{ethanol}/[\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7]^*$	非选择性腐蚀, 扩散机制主导。
$\text{HBr}/\text{H}_2\text{O}_2$	
HBr/HNO_3	
$\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2$	腐蚀速率稳定, 侧壁形状规整 ^[212]
$\text{HCl}/[\text{H}_3\text{PO}_4]$	不腐蚀 InGaAs[含磷酸时不腐蚀 InAlAs] ^[213] ,低浓度时的呈各向同性, 高浓度时具有很小的侧向腐蚀 ^[214] 。

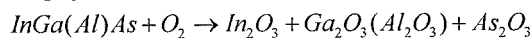
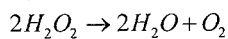
注: 标有*的腐蚀液体系对光刻胶有腐蚀作用

磷酸/双氧水系腐蚀液以其良好的可控性和腐蚀稳定性, 被广泛应用于各种 GaAs/AlGaAs 和 InGaAs/InP 器件的台面制备工艺中^[207-210]。但是对 InGaAs/InAlAs 腐蚀特性系统化的研究相对较少, 尤其是该腐蚀液体系腐蚀后表面形貌的相关研究未见报导。因此本节针对波长扩展的同质结和采用 InAlAs/InGaAs 异质结结构的 InGaAs 探测器制备的需求, 对磷酸/双氧水系腐蚀 InGaAs/InAlAs 系材料的特性进行了较为系统地研究, 讨论了腐蚀液在不同浓度和配比下腐蚀速率和表面形貌变化, 并对其机理进行了讨论。

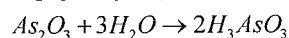
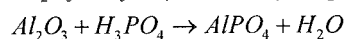
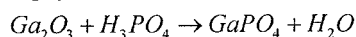
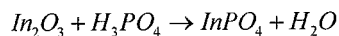
实验所用外延片是在 Epi-ready 的 S.I.(001)InP 衬底上 GSMBE 的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 和 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 材料。其中 InGaAs 外延层厚度 $1.9\mu\text{m}$, n 型轻掺 (Si, 浓度为 $8\times 10^{15}\text{cm}^{-3}$); InAlAs 外延层厚度 $0.7\mu\text{m}$, n 型掺杂 (Si, 浓度 $2.9\times 10^{18}\text{cm}^{-3}$)。清洗后的外延片通过常规光刻工艺 (Shipley S6809, 120°C 坚膜 30min) 形成腐蚀掩膜。实验中用到的磷酸 (85wt%) 和双氧水 (30wt%) 为分析纯试剂, 与去离子水按一定体积比配好腐蚀液, 充分搅拌后放置 20min 以稳定溶液温度。腐蚀在 25°C 下进行, 辅以轻微搅拌 ($\sim 100\text{rpm}$)。腐蚀完成后去离子水冲洗, 然后丙酮去胶, 冲洗干净后 N_2 吹干。台阶高度由 AMBios XP-2 型台阶仪测定, 进而确定腐蚀速率。腐蚀后的表面形貌由 Veeco MultiMode AFM 在 Contact 模式下进行测量表征。

$\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2$ 系对 InGaAs 和 InAlAs 材料腐蚀的反应机制如下: 首先由双氧水产生的活性氧, 与表面 InGaAs 或 InAlAs 材料反应生成相应氧化物。然后氧化物与扩散到材料表面的磷酸反应, 生成溶于水的化合物, 使得反应得以继续进行。由于 InP 中的 P 不足以被 H_2O_2 氧化, 因此室温下该腐蚀液体系几乎不腐蚀 $\text{InP}^{[215]}$ 。下面是 InGaAs 和 InAlAs 与 $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2$ 反应的化学式:

(1)



(2)



腐蚀后镜检样品表面光亮, 台阶测试表明腐蚀速率具有较好的均匀性, 表 4.3 列出了采用 $\text{H}_3\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}=1:1:6$ 腐蚀液腐蚀 InGaAs/InP 样品 1min 后样品表面不同区域 12 点台阶高度。由表可知, 不同区域、不同台面尺寸以及不同晶向的腐蚀深度差异很小 (相对标准差仅为 0.9%)。说明该体系腐蚀液的腐蚀速率具有很好的均匀性, 这对 InGaAs 探测器制备, 尤其是阵列器件的制备尤为重要。

表 4.3 $\text{H}_3\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}=1:1:6$ 腐蚀 InGaAs 样品 1min 后不同点的台阶高度

组号	台面尺寸	[011]	[01-1]
1[中心]	100 μm	1.17 μm	1.19 μm
	30 μm	1.18 μm	1.17 μm
2[边缘 1]	100 μm	1.17 μm	1.18 μm
	30 μm	1.18 μm	1.16 μm
3[边缘 2]	100 μm	1.15 μm	1.17 μm
	30 μm	1.16 μm	1.17 μm

由于磷酸/双氧水系的湿法化学腐蚀速率为反应速率控制^[197], 台面侧壁呈规整的特定晶面结构。图 4.5 为 (100) 正品 InGaAs/InP 材料湿法腐蚀后侧壁剖面的显微照片, 由图

可知, 在(0 $\bar{1}1$)面上呈现出正台面, 侧壁夹角约为 54°, 呈(111)面; 而在(011)面上形成倒台面, 侧壁夹角约 115°, 呈 (332)面。这与 A.Stano 的结论一致^[212]。

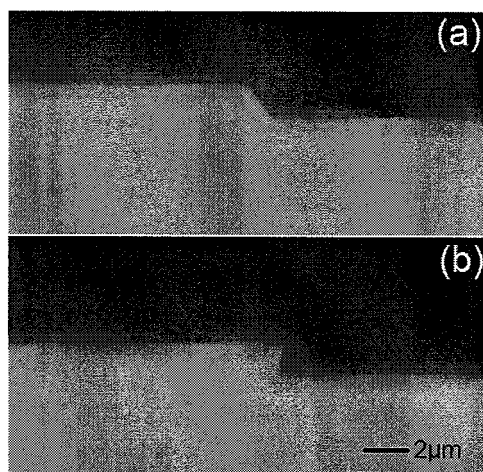


图 4.5 腐蚀(腐蚀液体积比 $H_3PO_4:H_2O_2:H_2O=1:1:4$)后 InGaAs 侧壁形貌的显微照片

为了研究浓度对腐蚀特性的影响, 本论文还对体积比 1:1 的 H_3PO_4/H_2O_2 混合液 M 采用不同稀释比进行了腐蚀实验。结果表明, 随着溶液浓度的减小, 化学腐蚀速率呈指数减小, 而表面形貌特征和粗糙度变化不大(如图 4.6 所示)。图 4.7 分别为 InGaAs 和 InAlAs 在 $H_3PO_4:H_2O_2:H_2O=1:1:4$ 腐蚀液中腐蚀 1min 后的 AFM 图像, 粗糙度均方根(RMS)分别为 1.27nm 和 0.91nm。

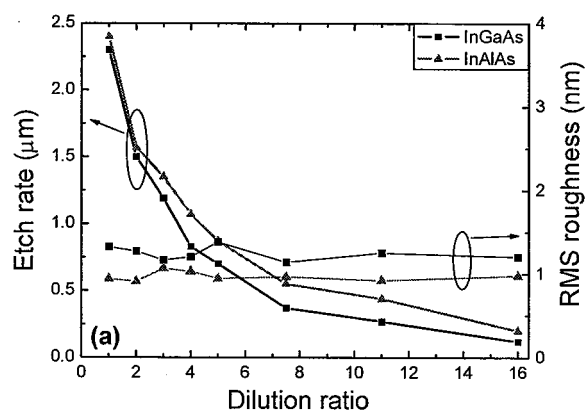


图 4.6 混合液 M 在不同稀释比下对 InGaAs, InAlAs 的腐蚀速率和表面粗糙度随稀释比的变化曲线

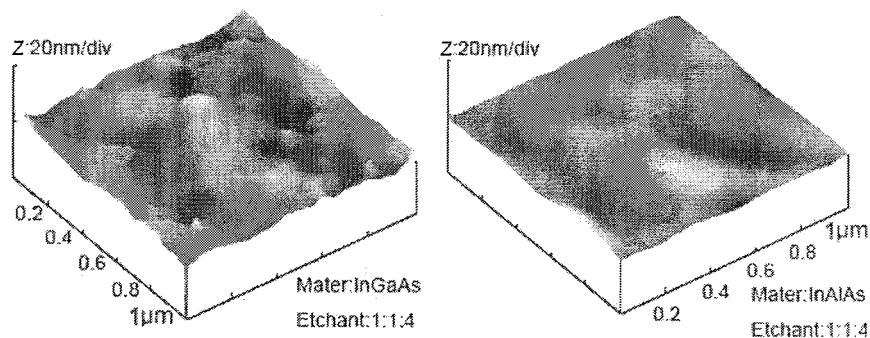


图 4.7 腐蚀液 $H_3PO_4:H_2O_2:H_2O=1:1:4$ 时 InGaAs 和 InAlAs 腐蚀后的表面形貌

为了确立出适合 InGaAs 探测器台面制备的湿法腐蚀工艺, 本论文还研究腐蚀液配比对湿法腐蚀特性的影响。采用 $H_3PO_4:H_2O_2:H_2O$ 体积比分别为 5:1:6, 3:1:6, 1:1:6, 1:3:6, 1:5:6 的五种腐蚀液对 InGaAs/InP 和 InAlAs/InP 进行腐蚀实验, 结果如图 4.8 所示:

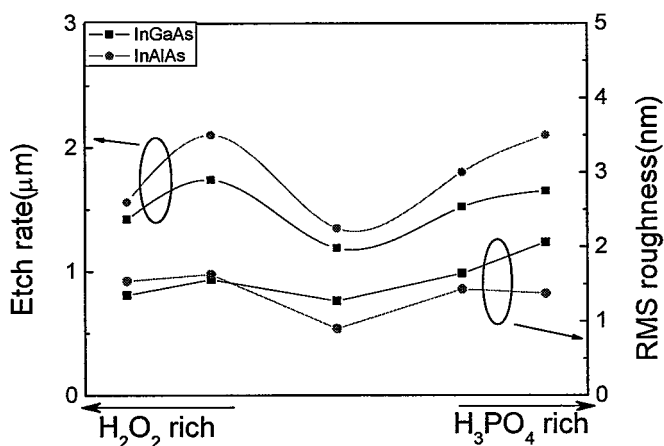


图 4.8 H_3PO_4/H_2O_2 腐蚀液配比变化对 InGaAs 和 InAlAs 腐蚀特性的影响

由图可以看出, 随着双氧水浓度的增大, InGaAs 和 InAlAs 的腐蚀速率先有所增大然后减小。我们知道, 对于氧化-络合方式的湿法腐蚀中, 腐蚀是通过氧化剂扩散到表面与表面材料发生氧化反应, 然后通过酸的络合作用使表面氧化物溶解得以进行的。因而腐蚀速率的快慢是扩散速率和化学反应速率共同决定的结果, 即腐蚀速率由氧化剂及络合剂在溶液中的扩散速率和表面氧化或络合反应中最慢的因素决定^[198]。因此, 随着双氧水浓度的逐渐增加, 更多的氧化剂扩散到材料表面, 使反应速率加快, 从而腐蚀速率首先加快; 然而双氧水浓度进一步增加的同时, 由于磷酸浓度的降低, 扩散到表面的磷酸不足以溶解生成的氧化物, 使络合反应成为腐蚀速率的决定因素, 从而腐蚀速率开始降低。同理, 磷酸浓度增加亦会使腐蚀速率呈现出先增加后减小的趋势。

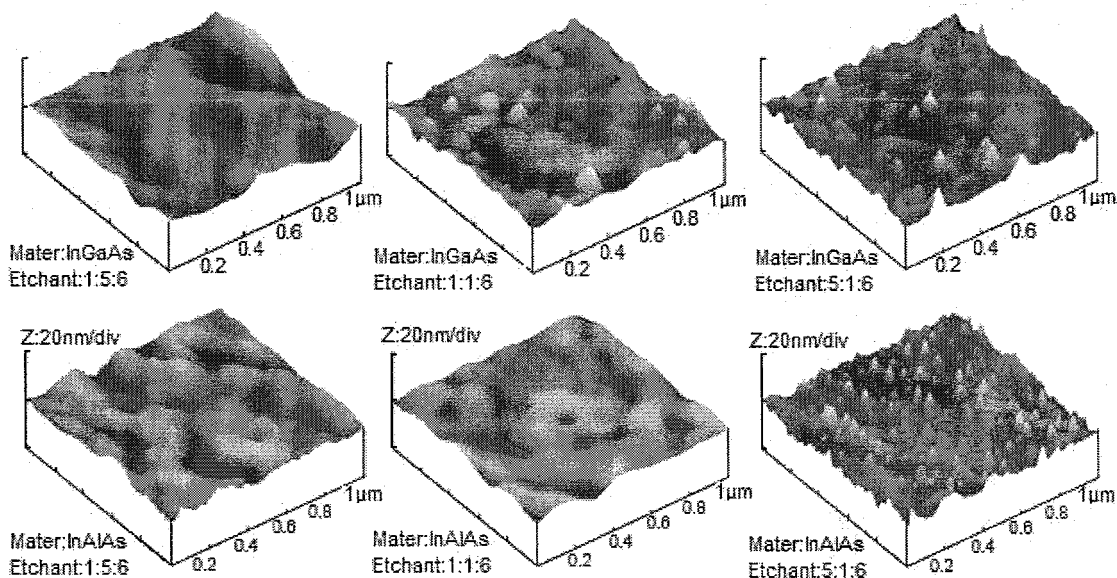


图 4.9 不同配比的磷酸/双氧水腐蚀后 InGaAs 和 InAlAs 的表面形貌 AFM 图像

InGaAs 和 InAlAs 腐蚀后样品表面粗糙度基本保持在同一水平(如图 4.6 所示),与溶液配比关系不大。但表面形貌与腐蚀液配比呈现一定的规律性。图 4.9 为不同配比腐蚀液腐蚀 InGaAs 和 InAlAs 材料后的表面形貌 AFM 图像。由图可见,在磷酸含量增加时,腐蚀后表面出现尖锥状,且趋于致密。而随着氧化剂的增多,表面趋于平坦,尖锥状突起逐渐消失。我们认为这是因为该体系在腐蚀过程中氧化反应速率快于氧化物溶解速率,在磷酸浓度较高时,溶解反应得以较快进行,导致局部化学反应增强所致^[216,217]。

4.2 探测器钝化工艺研究

由于晶格周期性结构的终止,半导体表面上的原子通常会偏离理想晶格的位置,从而使表面出现很多不饱和键(悬挂键,容易失去电子而出现正电荷)。这些局域化的表面/界面电子能态会对器件产生影响,甚至会对器件性能起到决定性作用^[218]。因此通常电学和光电器件往往都要在表面生长或涂覆一层介质膜,以实现电学隔离、钝化和保护作用^[219]。常用的钝化保护膜主要有 SiO₂、Si₃N₄、Al₂O₃、AlN 和有机介质膜等等。表 4.4 列出了一些常见介质膜及其主要特性。

表 4.4 III-V 族化合物半导体光电器件的常用介质钝化膜及其主要特性

	生长方法	主要特性	备注
SiO ₂	溅射, CVD, PECVD...	<ol style="list-style-type: none"> 1、钠离子迁移和水汽等杂质阻挡能力弱; 2、折射率~1.5, 禁带宽度 8eV, 红外吸收峰>9um; 3、面电荷密度较小~10¹¹/cm²; 4、导热系数 0.32K/mK, 热膨胀系数 5.6×10⁻⁷/°C; 5、淀积温度较高。 	InP 基上呈压应力; 可用 HF 和缓冲 HF 腐蚀。
Si ₃ N ₄	蒸发、溅射、PECVD...	<ol style="list-style-type: none"> 1、SiN 膜结构密实, 电离杂质阻挡能力强; 2、高的化学稳定性, 耐高温; 3、折射率~2, 禁带宽度 4~5eV, 抗辐射能力强; 4、导热系数 6.7K/mK, 热膨胀系数约 3~3.5×10⁻⁶/°C; 5、硬度高; 6、面电荷密度高于 SiO₂(>10¹²cm⁻²) 	InP 基上呈张应力 ^[220] ; 热磷酸中腐蚀; 含氧时也可在 HF 中腐蚀。
Al ₂ O ₃ ^[221]	CVD...	<ol style="list-style-type: none"> 1、膜密度大, 极强的离子阻挡能力; 2、抗辐射损伤能力强; 3、介电常数大, 具有很好的绝缘性; 4、膜中存在负电荷。 	
AlN	蒸发、溅射、PECVD...	<ol style="list-style-type: none"> 1、热导率高(约 270W/mK), 接近 BeO 和 SiC, 是 Al₂O₃ 的 5 倍以上; 2、热膨胀系数 4.5×10⁻⁶/°C, 与 Si 和 GaAs 匹配^[222]; 3、各种介电性能参数和绝缘特性良好; 4、机械特性好; 5、光传输特性好; 6、纯度高。 	

有机膜	PI	涂覆+亚胺化	1、工艺简单, 成本低; 2、良好的热稳定性和化学惰性, 具有良好的抗腐蚀和阻挡特性; 3、良好的表面平坦化特性; 4、与金属间的强粘附性; 5、吸水率较大。	聚酰亚胺 可通过酸/碱在亚胺化前进行图形刻蚀
	BCB	涂覆+固化	与 PI 相比 1、低介电常数和介电损耗; 2、粘附性好; 3、固化温度较低。	双苯环丁烯

表面漏电流是 InGaAs 探测器(尤其是台面型器件)暗电流中极其重要的分量, 因此优化器件钝化工艺, 对改善器件性能具有极其重要的意义。通常钝化是在表面生长一层相应的介质膜, 通过束缚半导体表面的悬挂键, 从而降低其表面态的密度, 减小表面复合速率, 实现表面的钝化。钝化可有效地防止电性能退化并减少由潮湿、离子或其他外部沾污物引起的漏电流通路, 此外还可以避免后续工艺制作中可能的划伤和工艺损伤。表面态/界面态按照与半导体空间电荷层交换电荷速度的快慢可分为快态和慢态^[218]。慢态通常在绝缘体的外表面, 而快态通常在半导体-绝缘体的界面上。界面态可处在禁带、导带和价带的任意位置。通常为了获取更好的电学特性, 要求钝化膜界面处具有较少的表面态密度(禁带宽度内), 且钝化膜具有足够高的势垒, 以阻止材料从半导体向钝化层的注入。目前 InGaAs 探测器常用的钝化层多为 SiO₂、Si₃N₄ 和有机介质膜等。有时也会采用多层钝化膜, 如 SiO₂-Si₃N₄, SiO₂-PI 等, 前者在有效地集合 SiO₂ 和 Si₃N₄ 钝化的优点同时, 还可实现应力补偿; 后者二次钝化膜 PI 可有效地克服 SiO₂ 对水和电离杂质阻挡弱的缺点。

针对本实验室研制的台面型 InGaAs 探测器, 结合现有实验条件, 本节还对器件的钝化工艺进行了研究和优化。下面分别对聚酰亚胺工艺和 PECVD 生长 SiN_x 钝化膜工艺的研究内容作以介绍。

4.2.1 聚酰亚胺钝化工艺

有机的聚酰亚胺(PI: polyimide)薄膜钝化是本组研制高速 InGaAs 光电探测器时所用的器件钝化工艺^[163]。由于聚酰亚胺具有较小的介电常数, 采用其隔离钝化的器件具有更小的寄生电容, 因而更适应于高速器件的制备。聚酰亚胺钝化还具有工艺简单, 化学稳定性良好, 界面电荷面密度低, 优良的抗辐照特性, 与金属粘附力好, 应力小等优点, 在台面型结构的钝化中被广为应用^[223]。此外, 由于采用旋转涂覆的聚酰亚胺具有自平坦化作用, 在需要倒装的 InGaAs 二维面阵制备中具备特有的优势。

实验中所用的聚酰亚胺树脂是由上海交通大学高分子材料研究所研制的 PI-5 电子级封装钝化专用聚酰亚胺(采用 N,N-二甲基乙酰胺稀释)。采用聚酰亚胺钝化的工艺步骤

如下：从冰箱中取出放置 40 分钟至室温；采用甩胶台 3000rpm/min 旋转涂覆制成，厚度约 $1.3\mu\text{m}$ ；采用 150°C 烘箱中预固化 30 分钟；光刻开出窗口，在 MF320 显影液中选择性腐蚀；丙酮中超声清洗去除光刻胶；在 250°C 通 N_2 保护下固化，升温过程为 $50\text{-}100^\circ\text{C}(10\text{min}) \rightarrow 100\text{-}150^\circ\text{C}(15\text{min}) \rightarrow 150\text{-}200^\circ\text{C}(15\text{min}) \rightarrow 200\text{-}250^\circ\text{C}(20\text{min}) \rightarrow 250^\circ\text{C}(1\text{hr}) \rightarrow 200^\circ\text{C}(30\text{min}) \rightarrow$ 室温(自然降温，约 2hr)。

本论文还研究了涂覆聚酰亚胺进行钝化保护前外延片预处理对器件暗电流特性的影响。其中样品 A 在涂覆聚酰亚胺前未进行任何处理(按常规工艺进行，即刻蚀出台面后丙酮去胶后，去离子水冲洗干净后干燥皿放置过夜，涂覆前 120°C 烘箱中干燥)，而样品 B 则用酒石酸^[224]双氧水溶液漂 10 秒钟，去离子水冲洗干净后 N_2 充分吹干后涂覆聚酰亚胺。样品 C 也在酒石酸双氧水溶液中漂洗并冲洗干净后放入 120°C 烘箱干燥 30 分钟后立即进行聚酰亚胺钝化。图 4.10 是室温下分别对样品 A、B 和 C 进行的 I-V 特性的探针测试结果：

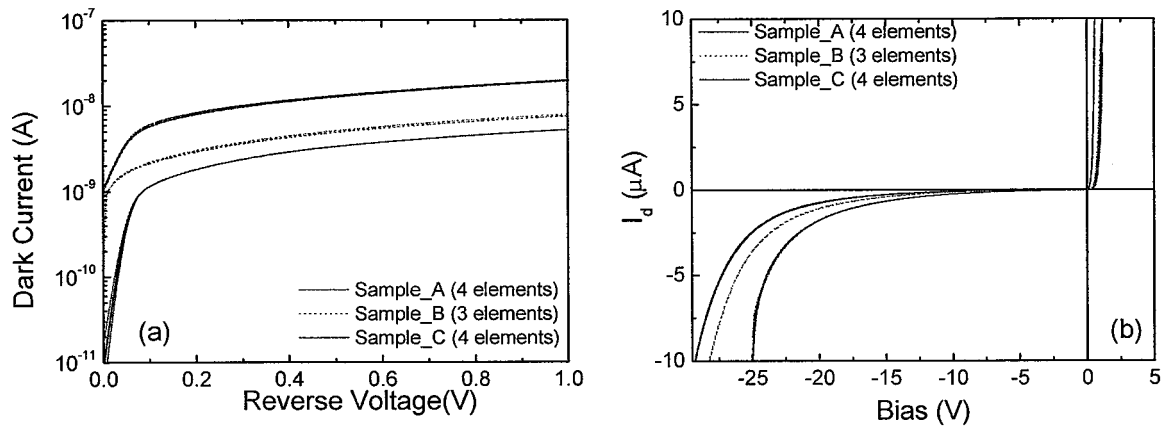


图 4.10 室温下测得聚酰亚胺钝化 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器的 I-V 特性

样品 C 在 -10mV 下的暗电流仅为 20pA ，远小于样品 A 和 B (-10mV 下暗电流分别为 1.2nA 和 0.9nA)。由图 4.10a 可以看出，在表面未进行任何处理的情况下，器件的反向漏电流偏大；对在聚酰亚胺钝化前进行表面漂洗处理的样品 B，其反向偏压大于 0.1V 时的 I-V 特性变化趋势与漂洗后干燥处理的样品 C 一致，而在较低的反向偏压下则差异较大。此外，从图 4.10b 也可以看出，钝化前的表面处理对器件的反向击穿特性也有较大的影响。其反向击穿电压从大到小依次为 $\text{C} > \text{B} > \text{A}$ 。

研究结果说明清洁干燥的表面对于聚酰亚胺钝化的 InGaAs 探测器的性能有着至关重要的影响。由于沾污对半导体表面特性的决定性作用，酒石酸/ H_2O_2 溶液中漂洗腐蚀后可取得新鲜的表面，去离子水充分清洗后可获得干净的表面，从而有效降低表面的金属离子及其它沾污。因而相较于 A，器件 B 和 C 的性能有了较大程度的提高。由 B 和 C 暗电流特性的比较也可看出，表面的干燥处理对聚酰亚胺的钝化效果也有着较为明显的

影响。这是由于芳香二酐和二胺聚合生成的聚酰胺酸中的酰胺基易与水分子发生反应,使胺酸发生降解,从而影响聚酰亚胺薄膜的钝化质量^[225,226]。在表面不干燥的情况下直接涂敷聚会对亚胺化后的聚酰亚胺薄膜质量产生影响,因此涂敷聚酰亚胺前对表面的干燥处理也极其关键。

4.2.2 PECVD SiN_x 钝化工艺

SiN_x 薄膜由于其良好的绝缘特性、优良的掩蔽特性和耐腐蚀特性、致密、硬度高等优点,因此被广泛的用于半导体器件的钝化保护中。由 III-V 族半导体材料在较高温度下 V 族元易挥发,器件工艺过程的温度受到了限制。等离子体增强化学气相淀积(PECVD)可在较低的温度下生长出致密均匀的 SiN_x 膜,且具有较好的侧壁覆盖特性,因而在 III-V 族半导体器件中应用比较广泛。

由于 InP 基上淀积 SiN_x 薄膜存在张应力,随着膜厚的增加,较大的膜应变不但会导致器件表面性能的变化,致使器件性能变差,而且还会影响到器件的长期可靠性。因而 SiN_x 钝化保护膜也不宜太厚。但过薄时由于膜中可能存在针孔等缺陷,亦会影响到钝化效果。SiN_x 较大的热膨胀系数达 $3\sim 3.5\times 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$, InP 材料 $4.56\times 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$, InGaAs 为 $5.66\times 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$, 而 PECVD SiN_x 时基底温度通常 200 $^{\circ}\text{C}$ 左右,对于工作在室温及制冷条件下的 InGaAs 探测器来说,热失配会引入应力,导致膜退化,严重时还会导致 SiN_x 薄膜的龟裂。因此,优化工艺条件,在保证膜质量的前提下尽可能降低的淀积温度,同时适当减薄膜厚度,降低引入应力,对 InGaAs 探测器的钝化尤为关键。

实验中采用的 PECVD 设备是国产的平板电容耦合型等离子增强化学气相淀积设备 PD-1, SiN_x 淀积采用 SiH₄(N₂ 稀释,浓度 3%)和 NH₃ 作为气体源。射频等离子体源的频率为 13.56MHz,功率在 20W~1KW 范围内可调。为了获取致密性良好的膜,通常希望 Si/N 控制在比小于 10%以内^[227], 实验中设定 SiH₄ 和 NH₃ 流量分别为 40mL/min 和 800mL/min。综合考虑膜厚均匀性和降低等离子体的表面损伤,生长中射频等离子源的功率设定为 62.7W。

本论文研究了不同基底温度下生长的 SiN_x 薄膜的机械性能和致密性。相同的真空度的情况下(说明氧的含量基本一致),耐腐蚀性可以说明膜的致密性。结果表明,随着基底温度的降低,缓冲氢氟酸的腐蚀速率增加,这说明膜的致密性在逐渐下降。当基底温度降至 140 $^{\circ}\text{C}$ 以下时,显微镜下 SiN_x 薄膜斑点增多,吹 N₂ 后表面部分区域 SiN_x 剥落。膜厚选定在 150~180nm 范围内。

4.3 InGaAs 探测器的工艺流程与性能表征

4.3.1 台面型 InGaAs 探测器的典型工艺流程

本论文中所采用的台面型 InGaAs 探测器的基本工艺流程如图 4.11 所示。对于匹配

和扩展波长不同结构的器件，工艺流程也有所不同，下文对各种不同材料和结构的 InGaAs 探测器的工艺流程进行简要说明。

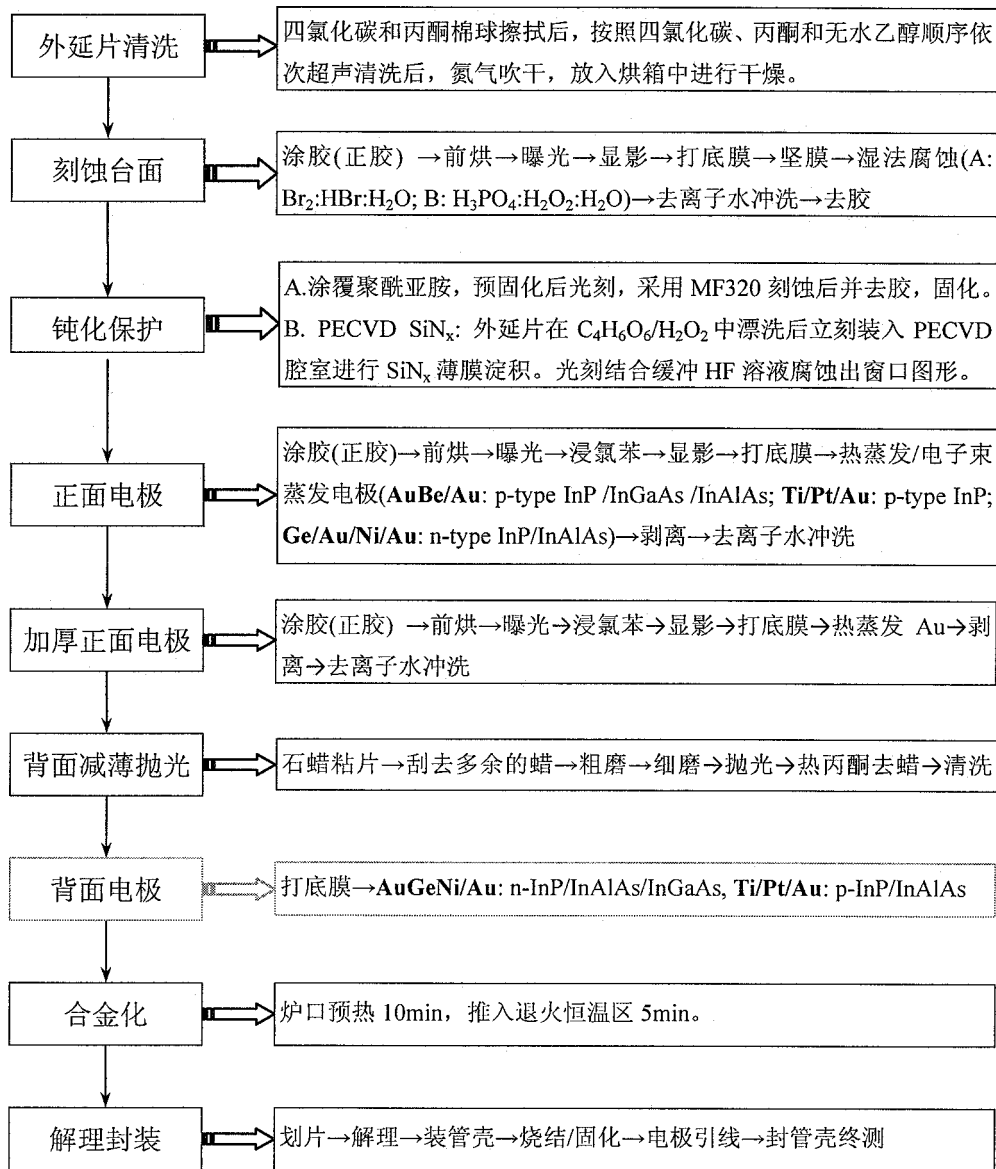


图 4.11 台面型 InGaAs 探测器的工艺流程

由于外延片上存在各种形式的表面沾污，会严重危害器件的性能和成品率，首先需要对外延片进行清洗。这里采用常规的有机溶剂超声波清洗法，分别依次在四氯化碳、丙酮和无水乙醇中进行超声清洗，去离子水冲洗干净后，然后氮气吹干并进行干燥。有机溶剂在超声(<100kHz)作用下产生声流并鼓泡成穴，有效的运输颗粒并溶解相应的有机物沾污，从而实现对外延片清洗。去离子水冲洗可有效去除化学试剂残余和引入的金属离子沾污。

然后采用常规的光刻技术(光刻板 1#)结合湿法腐蚀工艺进行探测器的台面定义，详细工艺步骤如图 4.11 中所示。对于台面型 InGaAs 探测器及其阵列的制备中，湿法腐蚀

的均匀性和表面形貌是我们关注的主要内容。需要注意的是搅拌对 Br_2/HBr 系腐蚀液的腐蚀特性影响明显,为了较为精确的控制腐蚀速率,通常腐蚀时不加搅拌。而 $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2$ 系腐蚀液中因双氧水易分解,因而该腐蚀液须在配好后 20~60min 内使用。此外需考虑环境温度的变化,必要时可进行水浴。

腐蚀完成后需要对台面进行钝化保护。由前面的研究知道,清洁干燥的表面对于器件的钝化效果有着重要的影响。因此在对台面进行钝化保护前,需要在酒石酸/双氧水溶液中对外延片进行漂洗。对于聚酰亚胺钝化工艺,漂洗后的外延片进行干燥后趁热涂敷聚酰亚胺并进行预固化(150℃, 30min)。然后光刻(光刻版 2#)出相应的窗口(包括进光窗口和电极窗口)后,在 MF320 显影液(碱性溶液)中刻蚀掉相应的部分。最后在氮气保护下进行固化(250℃, 1hour)。对于 PECVD SiN_x 钝化工艺,漂洗后器件立刻装入真空腔室中抽真空,同时利用基底加温对外延片进行干燥,按照前述的优化后工艺条件(等离子源功率 62.7W, 稀释硅烷/氨气流量 40/800mL/min, 基底温度 150℃, 淀积厚度~150nm)对器件进行钝化保护后,光刻结合缓冲氢氟酸溶液刻蚀出窗口。

随后采用剥离工艺结合电子束蒸发/热蒸发制作正面欧姆接触电极(光刻版 3#),电极从正台面一侧引出。对于不同的材料采用不同的欧姆接触电极,对于 $\text{P}^+\text{-InP}$ 采用的电极为 AuBe/Au 或 Ti/Pt/Au, $\text{P}^+\text{-InAlAs}$ 和 InGaAs 的正面电极采用 AuBe/Au。正面电极的加厚(光刻版 4#)采用 Au 或 Ti/Au。

此后会对外延片进行背面减薄和抛光。对于正面进光的 InGaAs 探测器,该项工艺是为了便于后续的解理划片。而对于背面入光结构,为了降低因衬底自由载流子吸收引起的光损耗和背面对入射光的反射作用,对减薄后的厚度和抛光的平整度也提出了严格的要求。

对于正面进光的器件,有时候需要制作背面电极,通常 N 型 InP 衬底欧姆接触采用的 AuGeNi/Au, P 型 InP 的欧姆接触用 Ti/Pt/Au。

外延片进行解理成管芯后,采用导电银浆或环氧树脂粘贴到管芯上并固化后,热压焊或超声键压进行引线。常用的封装方式包括 TO-can、DIP 和 Dewar 封装。封装完成后进行器件性能的最终测试。

4.3.2 InGaAs 探测器的器件性能表征

InGaAs 探测器的主要性能测量表征主要包括器件 I-V 特性、C-V 特性的测试,响应光谱测试以及黑体测试。下面分别做以介绍和说明。

I-V 测试:

InGaAs 探测器的 I-V 特性是器件性能表征最为重要表征手段之一。通过 I-V 测试获取的暗电流特性能够反映器件的噪声特性,而光电流特性也可对器件的物理特性进行研究。本论文中 I-V 测试的主要包括片上探针测试、封装后管芯的测试及对变温 I-V 测试。

实验中所用的测试系统 HP4156 精密半导体参数仪, 其还包括 HP41501B 源、HP16442A (有屏蔽功能)、连接面板等附件, 其测试精度可达到 fA 量级。变温 I-V 测试时, 双列直插(DIP:dual-in package)封装的管芯装载在 APDCRYOGENICS 公司生产的液氮循环系统的制冷头上, 温度采用 Lakeshore 330 温度控制系统进行控制, 温度在 10K~370K 范围可调, 误差小于 0.1K。

C-V 测试:

C-V 测试主要用于表征器件的响应速度, 同时, 根据探测器的 CV 特性可对器件结区附近的掺杂特性进行研究。实验中所用的测试系统为 HP4280A 电容/电容-电压特性测试仪, 采用内建 1MHz 正弦信号振荡器作为交流源, 其测量精度可达 0.1%, 最小分辨率为 1pF。测试中通常采用 C-G 模式, 利用 HP16080A 连接头采用 CN10 方式连接, 直接利用内建直流源对待测的 InGaAs 探测器的 C-G 特性进行电压扫描。

对于单边突变的 P⁺N 结, 在反向偏压下, 其势垒电容可表示为:

$$C = A \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_r \epsilon_0 q N_d}{2(V_b - V)}} \quad (4.1)$$

其中 ϵ_0 和 ϵ_r 分别为真空中和 N 型半导体的介电常数, q 为电子电荷, V_b 为内建电势差, N_d 为 N 区的少数浓度。将 $C=dQ/dV$ 和 $C=\epsilon_0\epsilon_r A/x_d$, 分别代入上式, 有:

$$N_d = \frac{1}{q\epsilon_0\epsilon_r A^2} \cdot \frac{C^3}{dC/dV} \quad (4.2)$$

$$X_d = \frac{\epsilon_0\epsilon_r A}{C}$$

其中 A 为 PN 结的面积。从而可通过 C-V 曲线计算出不同偏压下对应的耗尽层厚度和相应的掺杂浓度。

相对响应光谱测试:

InGaAs 探测器的光谱响应采用 Nicolet Magna IR 760 傅立叶变换红外光谱仪进行测量。实验中用仪器所带的 Ever-Glo 作为红外光源, 迈克尔逊干涉仪中的分束器采用短波红外的 GaF₂ 分束镜。用待测的探测器代替光谱仪中的探测器, 这样测量时被测探测器为零偏工作, 输出的电学信号经过前置放大输入到光谱仪中。利用迈克尔逊干涉仪中动镜位置的机械扫描结合傅立叶变换实现对探测器光响应的频率扫描, 从而可测定出探测器的相对相应光谱。

黑体响应测试:

实际应用中连续可调的单色光源及其功率标定的困难, 通常采用较易实现的黑体辐射源来对探测器的光响应进行测量表征。由于黑体辐射的能谱分布与黑体温度有着特定的关系(满足普朗克定律), 结合黑体辐射的特性可比较容易地计算出探测器单色响应度和探测率, 因此黑体测试成为标定红外探测器响应特性的重要手段。所用的黑体测试系

统如图 4.12 所示。采用小信号调制结合锁相放大技术，通过选频和选相位去排除环境辐射引入的测量误差。如图 4.12 所示，由黑体源发出的红外辐射经过调制盘上的小孔照射在待测探测器上，调制盘与锁相放大器同步，测得的电流信号经跨阻放大器放大成电压信号，通过数字电压表读出。整个过程由示波器监控。

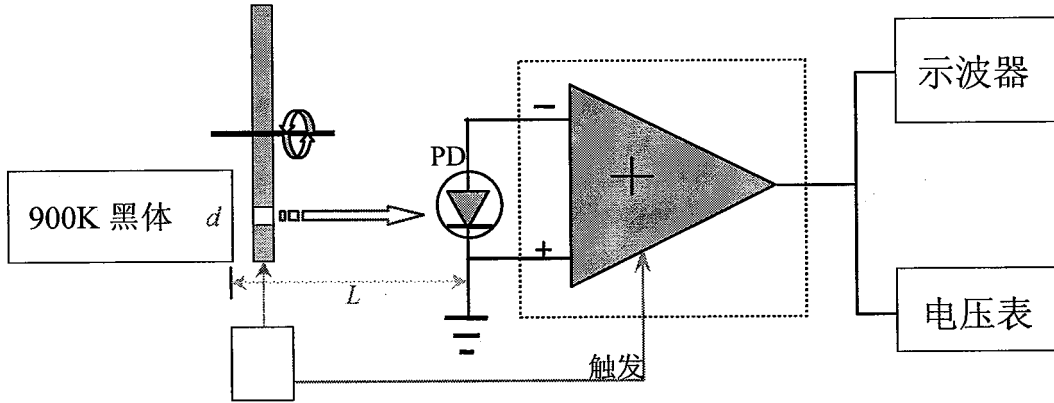


图 4.12 黑体响应测试系统的示意图

测试中设定黑体温度为 900K，黑体孔径 d 为 8mm，孔径到待测探测器的距离 L 为 30cm。假设探测器的光敏元面积为 A ，则照射在探测器上的功率为：

$$P_{in} = \frac{\sigma(T_B^4 - T_0^4)}{2\sqrt{2}\pi L^2} \cdot \frac{\pi d^2}{4} \cdot A \quad (4.3)$$

其中 T_B, T_0 分别为黑体和环境的温度， σ 为斯忒番常数 ($5.67 \times 10^{-12} \text{W/cm}^2 \text{K}^4$)。由 D^* 的定义有探测器的黑体探测率 D_{bb}^* ：

$$D_{bb}^* = \frac{\sqrt{A\Delta f}}{NEP} = \frac{\sqrt{A\Delta f}}{\frac{P_{in}}{I_S/I_N}} = \frac{S/N}{P_{in}} \cdot \frac{\sqrt{A\Delta f}}{I_S/I_N} = \frac{S/N}{\sigma(T_B^4 - T_0^4) \cdot \frac{\pi d^2}{4}} \cdot \frac{\sqrt{\Delta f} \cdot 2\sqrt{2}L^2}{A} \quad (4.4)$$

其中放大器的带宽 Δf 为 100Hz。假设探测器的单色探测率为 D_{λ}^* ，则 D_{bb}^* 可表示为：

$$D_{bb}^* = \frac{\int_0^{\infty} D_{\lambda}^* \cdot r(\lambda, T) d\lambda}{\int_0^{\infty} r(\lambda, T) d\lambda} \quad (4.5)$$

将探测器响应度 R_{λ} 按 $R_{\lambda p}$ 归一化，得到归一化的响应光谱 R'_{λ} ，有 $R_{\lambda} = R_{\lambda p} \cdot R'_{\lambda}$ 。定义 G 因子为：

$$G = \frac{\int_0^{\infty} R'_{\lambda} \cdot r(\lambda, T) d\lambda}{\int_0^{\infty} r(\lambda, T) d\lambda} \quad (4.6)$$

其中 G 因子可由相对响应光谱与黑体辐射谱进行叉乘运算得出。通常情况下, 由于探测器响应主要集中在某一个波段, 所以实际情况下计算的 G 因子为波段 G 因子。即:

$$G = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R'_\lambda \cdot r(\lambda, T) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r(\lambda, T) d\lambda} \quad (4.7)$$

将计算得出的 G 因子代入到式 4.5 中, 则有:

$$D_{bb}^* = G \cdot D_{\lambda p}^* \quad (4.8)$$

4.4 本章小结

本章主要研究了台面型 InGaAs 探测器制备中极其关键的湿法腐蚀和钝化工艺, 确立了台面型 InGaAs 探测器的工艺流程。并对论文中用到的探测器相关测量表征方法进行了说明。主要研究结果如下:

1. 对 Br_2/HBr 系对 InGaAs/InP 材料的湿法腐蚀特性进行了研究。结果表明受扩散控制的 Br_2/HBr 湿法腐蚀液体系对 InGaAs/InP 材料腐蚀后表面平整度较好, 腐蚀速率比较均匀稳定, 较好地满足了 InGaAs 探测器台面制备的要求。
2. 研究了 $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2$ 系不同浓度和配比的腐蚀液对 InGaAs、InAlAs 材料的湿法腐蚀特性。该腐蚀液体系对 InGaAs 和 InAlAs 材料具有较为一致的腐蚀速率。随着腐蚀液浓度减小, 腐蚀速率呈指数降低趋势; 但表面形貌和粗糙度变化不大。而随着 H_2O_2 和 H_3PO_4 浓度增大, 腐蚀速率先增大后减小; AFM 测试表明, 增加磷酸浓度时, InGaAs 和 InAlAs 的表面尖锥状小丘趋于致密, 这是由于酸浓度增大导致局部反应增强所致。
3. 对聚酰亚胺钝化质量与钝化前处理的关系进行了研究。器件结果表明采用聚酰亚胺钝化时, 保持干燥的表面对钝化质量极为关键。
4. 对 PECVD SiN_x 钝化膜的生长条件进行了优化。在降低淀积温度和膜厚的同时, 获取了较为致密均匀的钝化膜。

在此基础上, 建立了台面型 InGaAs 探测器的器件工艺流程。最后还对探测器性能的测量表征技术进行了简要说明。

第五章 晶格匹配 InGaAs 探测器及其阵列的研究

本章主要围绕 InP 基晶格匹配的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ PIN 探测器及小规模阵列的研制。在 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器暗电流优化的基础上研制了 1×8 元的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 小规模阵列。对采用不同台面钝化工艺 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器阵列的均匀性进行了细致表征,研究了其与后续封装引线工艺的兼容性,并对采用聚酰亚胺膜钝化 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器的失效和退化机理进行了研究和分析。

5.1 PIN 型 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器的暗电流优化

对于空间遥感和成像用的 InGaAs 探测器,低噪声和高响应度是探测器最为重要的性能指标,暗电流的优化对提高器件信噪比尤为重要。在较低的反向偏压下,与 InP 衬底晶格匹配的台面型 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器的暗电流主要源于耗尽层内的产生-复合电流和表面漏电流^[174,228]。前者与材料中产生-复合中心的数量及其在能带中的位置密切相关^[229],后者则与器件钝化工艺的质量紧密关联^[228]。因此下面就台面型 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器暗电流的优化工作主要集中于以下两方面的内容:一方面对 InGaAs 探测器结构参数进行优化,通过吸收层的轻掺杂技术,减小耗尽层厚度,从而有效地降低器件的产生-复合电流^[175];另一方面,通过对 PECVD SiN_x 钝化膜生长条件的优化,降低器件的表面态和可动电荷密度^[227],从而抑制表面漏电流对器件性能的影响。下面就这两方面的工作分别进行介绍。

与 InP 晶格匹配的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 材料外延技术成熟,外延材料的均匀性和缺陷密度可以得到很好的控制,因而这里主要通过 PIN 型 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器的结构参数的优化抑制器件中的产生-复合电流分量。结构优化设计中必须综合两方面的考虑,即在确保光响应的同时,通过适当对 I 层进行掺杂以降低器件的耗尽层宽度,从而减小产生-复合电流^[174,230]。

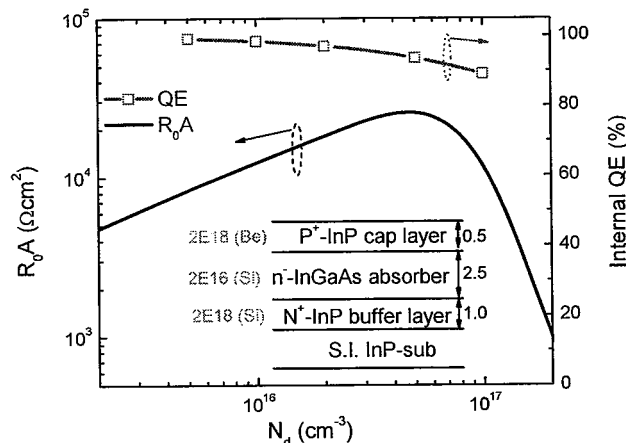


图 5.1 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ PIN 探测器的理论模拟结果,插图是器件结构的示意图

由郝国强等人的暗电流分析的结论^[174]，结合本论文第三章中器件光响应的理论计算^[230]，本节中所用的器件结构参数见图 5.1 插画所示，其中 I 层 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 的掺杂浓度为 $2\sim 3 \times 10^{16}\text{cm}^{-3}$ ，厚度 $2.5\mu\text{m}$ （峰值波长入射光的透过率小于 0.2%）。这样可保证器件室温工作时具有较低的暗电流，同时也能确保内量子效率大于 95%。

器件材料结构采用 VG Semicon V80H 气态源分子束外延生长而成。生长时采用 Ga 和 In 的 SUMO-cell 作为 III 族源，其束流采用炉温（由 PID 精确控制，精度可达 0.1°C ）控制；V 族源为 1000°C 下高温裂解 AsH_3 和 PH_3 产生的 As_2 和 P_2 ，其束流大小由压力控制。P 型和 N 型的掺杂源分别为 Be 和 Si 的常规 K-cell，其束流也由炉温控制。生长前先要对实验参数进行标定，通过 X 射线衍射和 Hall 测试校准其组分和掺杂浓度等相关生长参数。外延生长时 Ga 和 In 的束流由原位离子规进行在线监控以获得合适的束流比，从而得到所需的 In 组分和合适的生长速率。

生长好的外延材料采用第四章介绍的常规工艺流程制成具有不同直径的台面型 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器（剖面示意图如图 5.2 所示）。首先采用光刻结合 Br_2/HBr 体系的湿法腐蚀定义出光敏面（台面直径分别为 200、300 和 $500\mu\text{m}$ ）后，然后 PECVD SiN_x 对台面进行钝化保护。湿法腐蚀开出电极窗口后，热蒸发 AuBe/Au 形成正面电极，热蒸发 Au 加厚并进行合金化处理后，进行划片封装和相关测试表征。其中样品进行 PECVD SiN_x 之前，在酒石酸/双氧水腐蚀液漂洗并在去离子水中冲洗干净以获取清洁的表面，PECVD 的等离子体源功率 62.7W ， SiH_4/NH_3 流量分别为 40 和 $80\text{mL}/\text{min}$ ，工作压强约 50Pa ，基底温度为 170°C ，淀积膜厚约 150nm 。

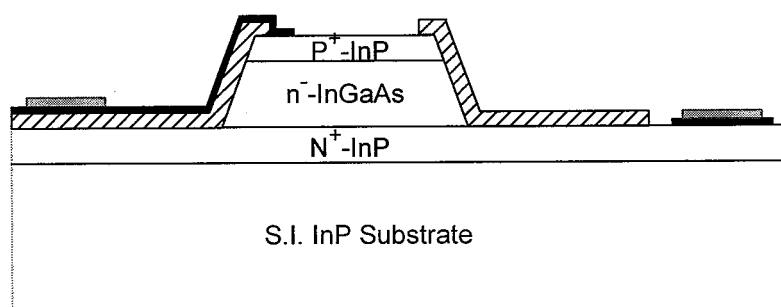


图 5.2 采用 SiN_x 钝化的 InGaAs 探测器的剖面示意图

图 5.3 为室温下探针测试测得台面直径分别为 200、300 和 $500\mu\text{m}$ 器件的 I-V 测试结果。图 5.3a 为三种不同台面直径器件的反向暗电流特性曲线，插图为其典型 I-V 曲线。由图可知，相同台面尺寸的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器的 I-V 特性曲线重合非常好，这说明器件具有良好的均匀性。表 5.1 列出了为 295K 下不同台面直径 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器单管的探针测试 I-V 数据及相应的计算结果。台面直径 200、300 和 $500\mu\text{m}$ 的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器在 -10mV 的暗电流分别为 179pA ， 402pA 和 1.16nA ，比值为 $1/2.2458/6.48$ ，非常

接近台面的面积比 1/2.25/6.25。由于表面漏电流分量与周长成正比，而体暗电流分量与结面积相关，因而上述结果充分说明了器件的表面漏电流得到了很好的抑制，暗电流的大小主要与耗尽层中的产生-复合电流相关。器件的优值因子 R_0A 达 $18\text{k}\Omega\text{cm}^2$ ，取量子效率为 0.6 时由 R_0A 计算出的理论峰值探测率 D_{1p}^* 达 $8.3\sim 8.4\text{E}11\text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 。

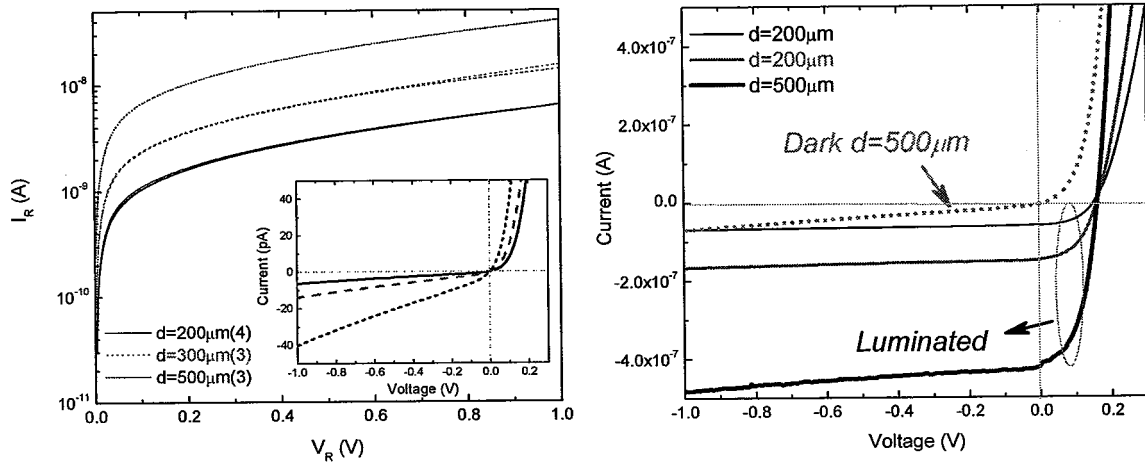


图 5.3 台面直径分别为 200、300 和 500 μm In_{0.53}Ga_{0.47}As 探测器单管的 I-V 特性曲线

图 5.3b 是采用卤钨灯作为光源照射下测得 In_{0.53}Ga_{0.47}As 探测器的 I-V 特性曲线。为了方便比较，图中还绘出了台面直径 $d=500\mu\text{m}$ InGaAs 探测器的暗电流曲线(灰色虚线)。由图可见，反向工作时器件的光响应与外加偏压关系不大；三种不同直径的器件具有相同的开路电压 V_{OC} ，这也充分说明了不同尺寸器件之间也具有良好的均匀性。

表 5.1 In_{0.53}Ga_{0.47}As 探测器单管的 I-V 数据

		$I_d@-10\text{mV}$ (pA)	R_0 (M Ω)	R_0A (Ωcm^2)	D^* (cmHz ^{1/2} /W) 根据 R_0A 理论计算	$I_{Res}@-10\text{mV}$ (μA)
d=200 μm	A1	-192	53.3	16745	7.97E11	0.56
	A2	-177	58.0	18221	8.32E11	
	A3	-179	58.0	18221	8.32E11	
	A4	-179	57.1	17938	8.25E11	
d=300 μm	B1	-402	26.5	18732	8.43E11	1.18
	B2	-402	26.5	18732	8.43E11	
	B3	-414	25.6	18096	8.29E11	
	B4	-419	25.5	18025	8.27E11	
d=500 μm	C1	-1160	9.3	18260	8.32E11	2.96
	C2	-1340	8.0	15708	7.72E11	
	C3	-1160	9.3	18260	8.32E11	
	C4	-1160	9.2	18064	8.28E11	

表上还可以看出，在-10mV 偏压时，不同尺寸的 In_{0.53}Ga_{0.47}As 探测器的光电流也呈现出良好的面积相关性，从另一方面也很好说明了通过优化的表面钝化工艺，器件表面复合得到了很好的抑制。

5.2 In_{0.53}Ga_{0.47}As 小规模阵列的研制

在前述 InGaAs 探测器暗电流优化工作的基础上, 本论文还研制了 1×8 的台面型小规模 In_{0.53}Ga_{0.47}As 探测器阵列, 并对分别采用聚酰亚胺和 PECVD SiN_x 钝化的 InGaAs 阵列器件的性能进行了比较。

5.2.1 采用 SiN_x 钝化的 InGaAs 探测器阵列的研制

采用前述外延材料结构参数和器件钝化工艺优化技术, 研制了 1×8 的 PIN 型 In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP 线列。晶格匹配的双异质结型 In_{0.53}Ga_{0.47}As 探测器的外延结构和工艺流程与前述类似。首先采用光刻和湿法刻蚀制作单元面积为 125×140μm² 的台面结构, 8 个单元分两行交叉排列, 单元中心距为 100μm; 然后用 PECVD SiN_x 进行钝化, 刻出 105×105μm² 的单元进光窗口; 然后热蒸发结合剥离工艺制作正面接触电极; 最后划成阵列器件芯片, 采用超声键压进行电极引出, 封装进金属杜瓦中进行性能测试。探测器阵列芯片显微照片如图 5.4 所示。

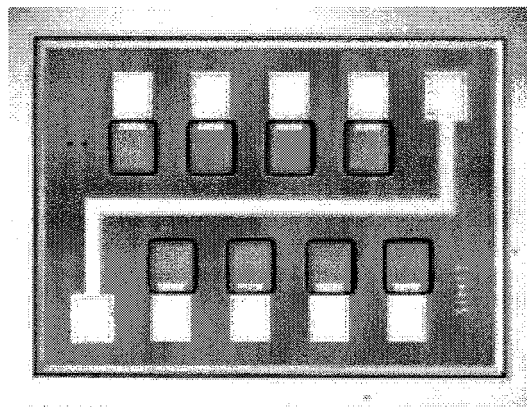


图 5.4 1×8 In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP 探测器线列的显微照片

In_{0.53}Ga_{0.47}As 探测器室温和 77K 下的相对响应光谱如图 5.5 所示。室温下器件的峰值响应波长为 1.64μm, 50%响应的长波截止波长 1.69μm, 短波截止波长 1.41μm。77K 下的峰值波长 1.54μm, 50%响应长波和短波截止波长分别为 1.56μm 和 1.44μm。长波截止波长的温度系数约为 0.59nm/K。图上 1.38μm 附近起伏是由于测试光路中的水汽吸收引起的。图中还可以看出, 随着温度的降低, In_{0.53}Ga_{0.47}As 探测器的响应波长除发生相应蓝移外, 响应波长范围也有变窄的趋势。响应波长的蓝移主要源于禁带宽度的温度效应, 300K 和 77K 时 InGaAs 禁带宽度对应的波长分别为 1.67μm 和 1.53μm。而响应波长范围的变窄是因为随着温度的增加, In_{0.53}Ga_{0.47}As 材料中少子寿命增大, 由于半导体材料的吸收系数 α 随光子能量的增大而增加, 也就是说入射光子的能量越大, 其吸收越靠近 InGaAs 的材料表面, 相应的, 光生载流子也就更集中于 InGaAs 的表面, 因而温度较低时, 随着光生载流子寿命的增大, 其受表面复合的影响更为明显。

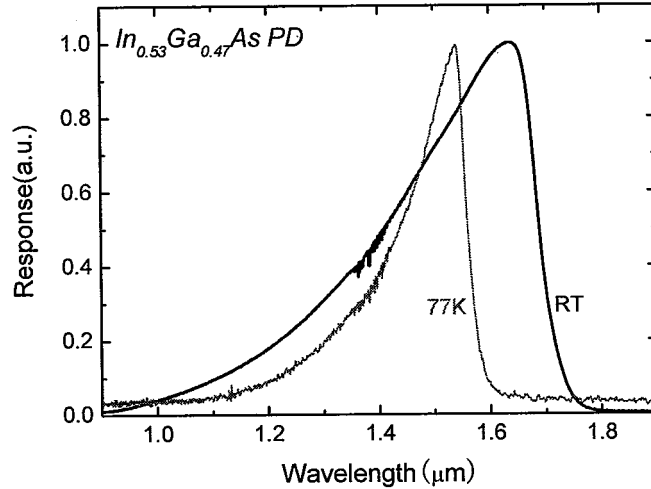


图 5.5 室温和 77K 下测得的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器的相对响应光谱图

由于遥感和成像用 InGaAs 探测器对响应速度并无很高要求，而更侧重于器件的暗电流和光响应特性。为了降低器件的噪声，通常希望光伏探测器工作在零偏压下。但是由于读出电路通常具有一定范围的漂移，因此实际器件往往工作在一定的反向偏压下(反偏的大小取决于相应的读出电路)。下图是对所研制的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器阵列暗电流特性的测试结果。其中图 5.6a 为偏压 $\pm 50\text{mV}$ 范围内 8 元阵列中各单元的暗电流特性曲线；图 5.6b 为 $0\sim 5\text{V}$ 偏压下的典型暗电流特性曲线。插图分别为 -10mV 和 -1V 偏压附近 I-V 特性曲线的放大结果。由图 5.6 可以看出，阵列中各单元的暗电流特性在具有很好的均匀性， -1V 偏压下的暗电流约为 4.5nA (差异小于 0.1nA)。器件室温下 I-V 测试数据也列在表 5.2 中。

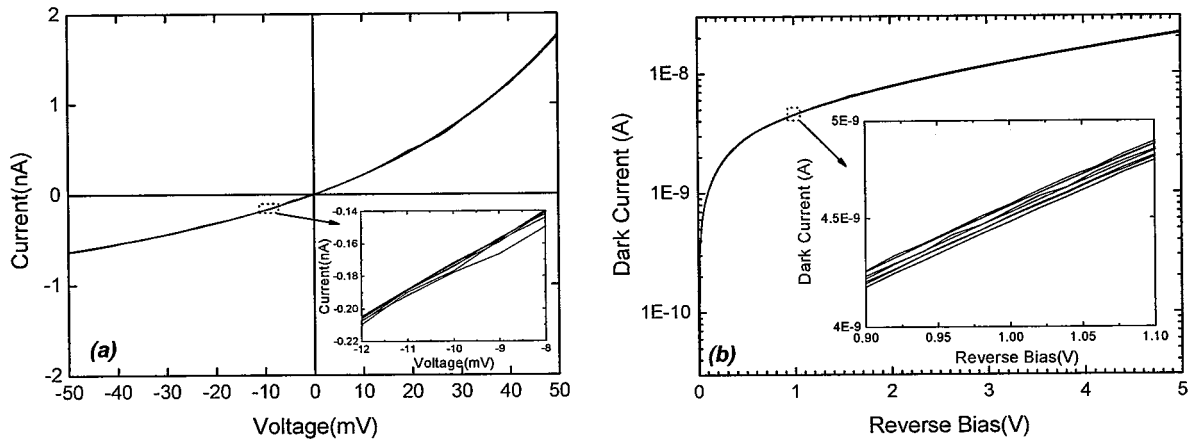


图 5.6 室温下采用 SiN_x 钝化的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 光伏探测器阵列的暗电流特性测试结果 (a) 零偏压附近的暗电流特性曲线; (b) 反向偏压下的暗电流特性曲线

由表 5.2 中数据统计结果可知，室温下 8 元阵列各单元暗电流的平均值为 174pA (-10mV)，相对标准差仅 1.3%，零偏电阻 R_0 的平均值为 $52.3\text{M}\Omega$ ，相对标准差为 1.8%，达到了很高的均匀性。优值因子 R_0A 是反映器件综合特性重要的性能参数，可通过对 I-V 曲线的微分得出。晶格匹配的 8 元 InGaAs 探测器阵列中各元 R_0A 值也已列于上表

中, 各单元 R_0A 的平均值为 $5.77\text{k}\Omega\text{cm}^2$, 相对标准差为 1.8%。对于热噪声限的光伏型 InGaAs 探测器, 其峰值探测率 $D_{\lambda p}^*$ 与 R_0A 的关系可表示为:

$$D_{\lambda p}^* = q\eta \left(\frac{\lambda}{hc} \right) \sqrt{\frac{R_0A}{4kT}} \quad (5.1)$$

式中 η 为探测器的量子效率, λ 为其峰值响应波长, T 为温度, h 为普朗克常数, k 为玻耳兹曼常数, c 为光速, q 为电子电荷。据此我们计算了该阵列探测器各单元的峰值探测率, 结果也列在表 5.2 中, 计算中取探测器的量子效率 $\eta=0.6$ 。此阵列器件各单元的峰值探测率平均值为 $4.71 \times 10^{11} \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$, 相对标准差仅为 0.9%。

表 5.2 295K 下 8 元 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 阵列性能参数及其统计结果(暗电流 I_D 为 10mV 偏压下测得, 峰值探测率 $D_{\lambda p}^*$ 是根据 R_0A 值计算所得, 设量子效率 $\eta=0.6$)。

	I_D (pA)	R_0 (Ω)	R_0A (Ωcm^2)	$D_{\lambda p}^*$ ($\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$)
E1	173	53.2M	5.87K	4.75×10^{11}
E2	172	51.0M	5.62K	4.65×10^{11}
E3	174	51.1M	5.63K	4.65×10^{11}
E4	173	52.6M	5.80K	4.72×10^{11}
E5	177	51.9M	5.72K	4.69×10^{11}
E6	178	54.0M	5.95K	4.78×10^{11}
E7	172	52.6M	5.80K	4.72×10^{11}
E8	171	52.1M	5.74K	4.71×10^{11}
\bar{x}	173.75	52.3M	5.77K	4.71×10^{11}
σ	2.33	949K	106	4.23×10^9
σ/\bar{x}	1.3%	1.8%	1.8%	0.9%

5.2.2 采用 PI 钝化的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器阵列

为了比较不同钝化工艺对器件性能的影响, 本节还制备了聚酰亚胺钝化的 8 元 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 阵列器件。材料外延结构与 SiN_x 钝化器件相同, 工艺流程亦为典型台面型 InGaAs 探测器的工艺流程。聚酰亚胺钝化工艺的过程如下: 样品在酒石酸/双氧水溶液中漂洗后去离子水冲洗干净, 然后氮气吹干; 100°C 热板上干燥 3min 后趁热涂敷聚酰亚胺(从冰箱中取出放至室温), 甩胶台转速设定为 3000rpm; 在 150°C 烘箱中预固化 1 小时后涂胶并进行光刻, 刻出进光面和电极窗口后, 在 MF320 显影液(主要成份为 NaOH)中对光刻图形进行显影后, 继续用 MF320 对窗口处的聚酰亚胺进行刻蚀; 然后丙酮超声去掉残余的光刻胶, 在 N_2 气氛保护下 250°C 固化 1 小时, 固化后的聚酰亚胺膜厚约 $1\mu\text{m}$ 。单元器件的剖面图如图 5.7 所示。聚酰亚胺薄膜具有平坦化作用, 有利于台面结构的电极制备。制成的阵列器件直接进行探针测试, 或采用 DIP 陶瓷管壳封装(采用热压焊引线进行电极引出, 热压时基底温度为 150°C)后进行性能测试。

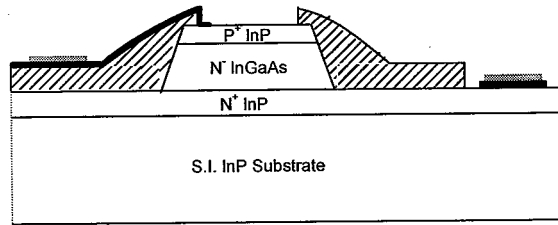


图 5.7 聚酰亚胺钝化的 InGaAs 探测器剖面示意图

本节对采用 PI 钝化 8 元 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 探测器阵列的性能也进行了测量表征。由于材料的外延结构完全相同，其相对响应光谱特性与图 5.5 中 SiN_x 钝化的器件相同。图 5.8 是在室温下对 PI 钝化的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 小规模阵列暗电流特性的探针测试结果。测试时无外界光如日光灯和阳光等的辐照作用。器件在 $\pm 50\text{mV}$ 和 $0\sim-5\text{V}$ 反向偏压范围内的典型 I-V 特性分别如图 5.8a 和 5.8b 中所示，阵列中 8 个单元的 I-V 曲线也重合较好。

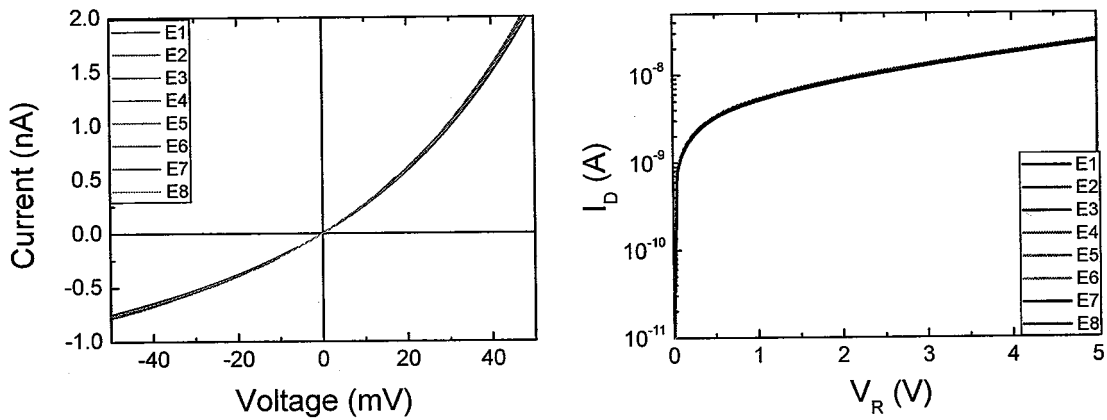


图 5.8 室温下采用 PI 钝化的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 光伏探测器阵列的暗电流特性

表 5.3 295K 下测得的 8 元 PI 钝化 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 阵列性能参数及其统计结果(参数及相关计算同表 5.2)。

	I_D (pA)	R_0 (Ω)	R_0A (Ωcm^2)	$D^*_{\lambda p}$ ($\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$)
E1	207	53.2M	5.87K	4.72E11
E2	211	51.1M	5.65K	4.63E11
E3	210	52.3M	5.77K	4.68E11
E4	215	49.3M	5.44K	4.54E11
E5	211	52.2M	5.76K	4.68E11
E6	210	52.0M	5.74K	4.66E11
E7	210	51.5M	5.68K	4.64E11
E8	210	51.4M	5.68K	4.64E11
\bar{x}	211	51.6M	5.70K	4.65E11
σ	2.38	1.15M	0.13K	5.22E9
σ/\bar{x}	1.13%	2.24%	2.24%	1.12%

实测 PI 钝化 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器的暗电流特性的数据也列在了表 5.3 中，室温下 PI 钝化器件在 -10mV 偏压时平均暗电流为 $211\text{pA}(\pm 1.13\%)$ ，优值因子 R_0A 为 $5.68\text{K}\Omega\text{cm}^2$

($\pm 2.24\%$), 取量子效率 $\eta=0.6$ 时计算出器件峰值探测率 $D_{\lambda p}^*$ 的理论平均值 $4.62 \times 10^{11} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ ($\pm 1.12\%$)。相比于采用 PECVD SiN_x 钝化的 8 元 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 阵列, 器件的暗电流稍大, 均匀性也稍逊于前者。

通过对金属杜瓦封装(采用超声键压引出电极)的 PI 钝化 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器阵列测试发现: 封装后 PI 钝化的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器阵列的均匀性明显变差, 部分单元性能发生严重退化, 个别单元失效; 而相同封装条件下 SiN_x 钝化阵列的影响则不大, 封装后器件仍具有良好的均匀性。图 5.9a 和 5.9b 分别为采用金属杜瓦封装的 SiN_x 和 PI 钝化 8 元 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器阵列在 77K 下的暗电流特性测试结果。图中毛刺为测量系统的噪声, 可以看出 SiN_x 钝化阵列依然具有较好的均匀性, 器件-10mV 偏压下的暗电流约 0.1pA。其中 E4 单元的性能退化可能是因为陡然降温(加入液氮后管芯由室温急剧降至 77K)时在热应力作用所致。而 PI 钝化阵列中则有半数单元失效, 暗电流也较 SiN_x 钝化阵列器件偏高, 且零偏压附近暗电流特性也呈现出较大的差异。

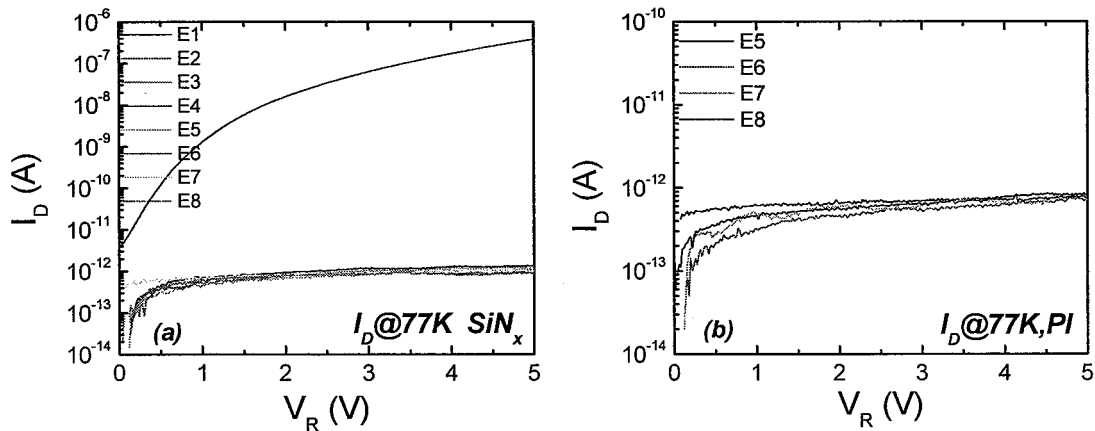


图 5.9 77K 下测得 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器阵列的 I-V 特性(a) 采用 SiN_x 钝化的阵列器件; (b) PI 钝化阵列

此外还对 PI 和 SiN_x 钝化的 InGaAs 探测器的 C-V 特性进行了研究。待测管芯采用 DIP 封装, 实验测得管壳和同轴线引入的寄生电容 C_0 约 1.5pF, 测试结果如图 5.10 所示, 插图为器件电容分布的示意图。图中可以看出, 采用 SiN_x 钝化和 PI 钝化的管芯 C-V 特性呈现较大的差异性: 两者 CV 曲线基本上平行, 但电容值差异较大。零偏下采用 SiN_x 钝化的单管电容约 8.9pF; 而 PI 钝化单管零偏电容仅 4.8pF。这是因为 SiN_x 薄膜的厚度 d_1 仅 $0.15\mu\text{m}$ (相对介电常数 7.8~8.4), 而 PI 的膜厚 d_2 约 $1\mu\text{m}$ (介电常数~3.8), 引起相应的电极寄生电容的差异所致。

这里采用简单的平板电容假设($C=\epsilon_0\epsilon_r A/d$), 对测量结果进行简单的修正计算。假定平板电容面积为 A , 假设 PN 结电容 C_x , 可联立列出方程:

$$\begin{cases} C_0 + (3.8 \times \epsilon_0 A/d_2 + C_x) = 4.8 \\ C_0 + (8.2 \times \epsilon_0 A/d_1 + C_x) = 8.9 \end{cases} \quad (5.2)$$

其中 d_1 和 d_2 分别为 SiN_x 和 PI 的膜厚。

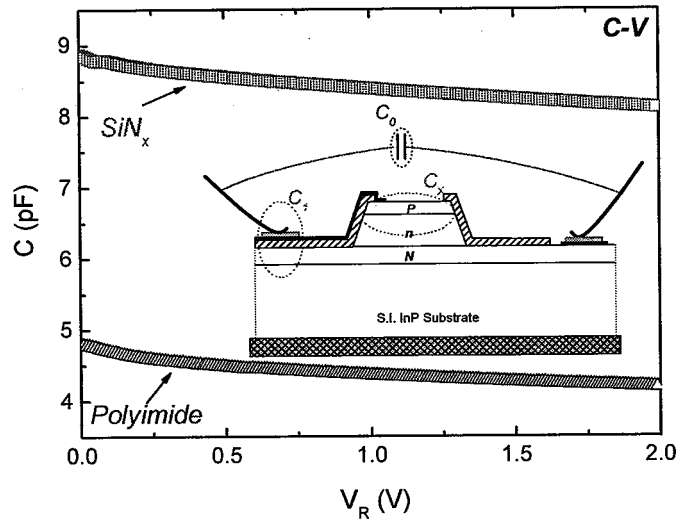


图 5.10 DIP 封装 InGaAs 探测器阵列单元的 C-V 特性曲线，插图为电容分布示意图

从 C-V 曲线中扣除管壳电容和电极寄生电容后，计算出的载流子浓度 N 与耗尽层厚度 X_D 如下图所示，计算出 I 层的掺杂浓度 $1.2\sim 1.3\times 10^{16}\text{cm}^{-3}$ ，两者吻合较好，且与设计的增长条件基本一致。

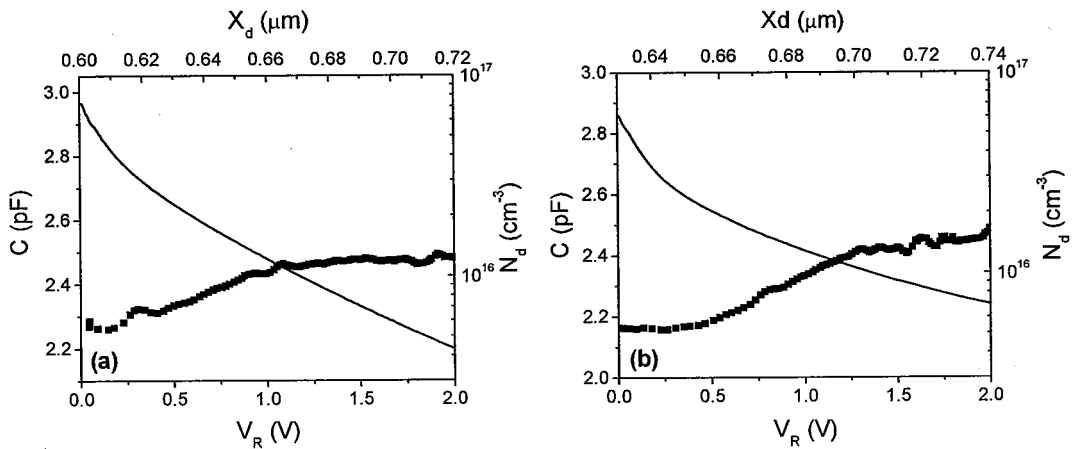


图 5.11 修正后 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器的 C-V 曲线及计算结果(a). PI 钝化; (b). SiN_x 钝化

5.3 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器阵列的均匀性研究和失效分析

通过对器件进行片上探针和封装后测试的比较发现：PI 钝化器件的均匀性与封装工艺关系密切。特别是引线工艺中，工艺参数的变化会严重影响到 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器的性能和阵列的均匀性。如采用超声键压引线时，刀头尺寸和超声能量的不同，或采用热压焊时的衬底温度、压力大小不同等等因素，都会直接影响到封装后器件的均匀性。兄弟院所研制的 PI 钝化 128 元 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器阵列封装后测得光响应相对标准差高达 $\pm 30\%$ ，相比于小尺寸阵列的探针测试结果高出了好几倍。为了寻找阵列器件均匀性变差的根源，验证材料均匀性和器件的可靠性，本节分别对采用 SiN_x 和 PI 钝化的

In_{0.53}Ga_{0.47}As 阵列条的均匀性进行了测试表征, 并对两种器件的可靠性进行了研究, 讨论了阵列器件的失效机理。

5.3.1 In_{0.53}Ga_{0.47}As 探测器阵列的均匀性研究

为了充分研究材料和器件工艺对 InGaAs 探测器阵列均匀性的影响, 验证材料和器件工艺。本节分别对 PI 和 SiN_x 钝化的 In_{0.53}Ga_{0.47}As 探测器阵列长条上各元的光响应特性进行了片上探针测试, 其中 PI 钝化阵列长条上有 80 个单元, 条长约 12.5mm; SiN_x 钝化器件阵列长条上有 56 个单元, 条长约 10mm。测试时采用卤钨灯作为外光源, 保持探针位置和光强不变, 通过平移探针台底座对阵列长条中各单元的光响应进行逐一测试。光电流由 Keithley-2000 多功能数字万用表测得, 测试时器件无外加偏压, 探测器并联一阻值为 100kΩ 的电阻, 即 1mV 光电压对应 10nA 的光电流信号。图 5.12 分别为采用两种不同钝化工艺的 InGaAs 阵列长条上各元的光响应。由图可见, 两种钝化的阵列器件芯片在封装前均具有较好的光响应均匀性, 统计结果如表 5.4 所示。由统计结果可以看出 PI 钝化器件平均光响应(4.48mV)稍低于 SiN_x 钝化器件(4.52mV), 而均匀性上稍优于 SiN_x 钝化器件, 但并无明显差异。

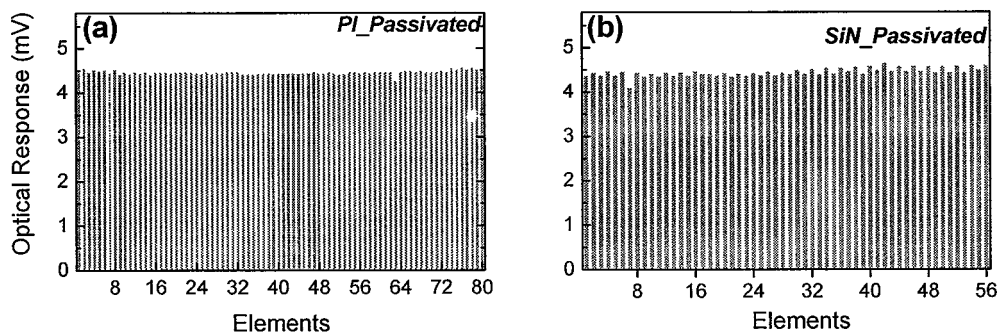


图 5.12 (a) 聚酰亚胺钝化阵列条各元的光响应; (b) 氮化硅钝化阵列条各元的光响应

对于遥感用探测器阵列, 较低的暗电流对改善器件信噪比、提高峰值探测率有着至关重要的意义。因此对阵列条上各元的 I-V 特性也进行了细致表征。测试结果表明阵列器件的暗电流特性较好, 室温下 PI 钝化器件在 -10mV 偏压下暗电流典型值 4.98×10^{-10} A, 相对标准差 6.4%; SiN_x 钝化器件典型值 3.9×10^{-10} A, 相对标准差仅 4.2%。SiN_x 钝化器件在漏电和均匀性上稍优于 PI 钝化器件。虽然 PI 钝化膜中可动电荷密度低, 且半导体表面无等离子体损伤, 但其钝化效果与半导体的表面的洁净程度紧密相关^[231], 清洗后的表面残余沾污仍会对其钝化效果和均匀性产生影响。

图 5.13 是根据测定出的两种不同钝化器件各元零偏电阻 R_0 后对探测器 D_{lp}^* 的理论计算^[7]结果, 计算中取量子效率 $\eta=0.6$, 统计结果列在了表 5.4 中。从图 5.13 中探测率的分布情况可以看出, 大部分单元的性能都较一致, 而表现出不均匀的单元集中在一个

区域，其探测率比平均值明显升高，说明这些单元的暗电流更低。（图 5.13b 中 6A-4 单元性能变差由钝化膜机械划伤引起。）

表 5.4 聚酰亚胺和 SiN_x钝化器件阵列长条在室温下测得的响应光电压 V_L (mV) 及根据测得的零偏电阻 R_0 值计算所得峰值探测率 $D^*_{\lambda p}$ (cmHz^{1/2}/W) 的统计结果($D^*_{\lambda p}$ 计算时量子效率 $\eta=0.6$)。

		平均值	最大值 (相对)	最小值 (相对)	标准差 (相对)
V_L	PI	4.48	4.58 (+2%)	4.28 (-6%)	0.042 (0.93%)
	SiN	4.52	4.67 (+3.3%)	4.11 (-9.1%)	0.091 (2%)
D^*_{λ} ($\times 10^{11}$)	PI	3.19	4.22 (+32%)	1.03 (-68%)	0.337 (10.6%)
	SiN	3.71	5.31 (+43%)	1.7 (-54%)	0.588 (15.8%)

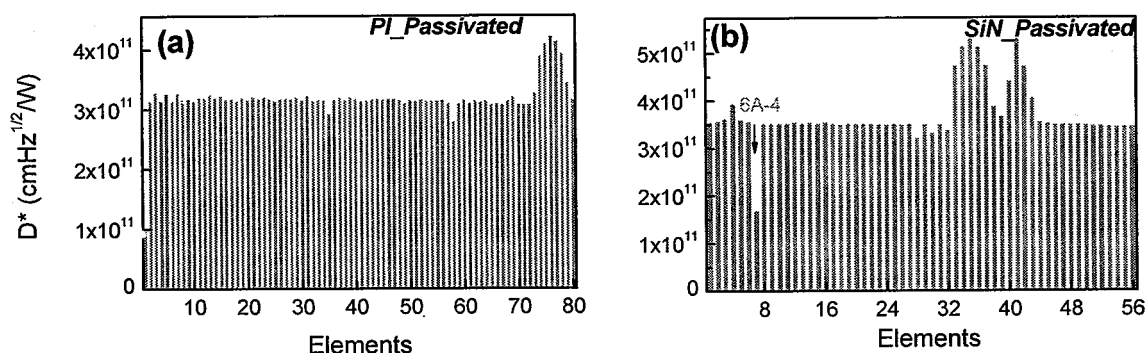


图 5.13 (a) 聚酰亚胺钝化阵列条峰值探测率分布；(b) 氮化硅钝化阵列条峰值探测率分布。

综上，从片上探针测试的结果可以看出，封装前两种钝化阵列器件都具有良好的均匀性。这也从器件角度佐证了外延材料具有良好的均匀性。

5.3.2 封装对器件均匀性的影响及失效分析

为了研究封装对器件均匀性的影响，本节还分别对 DIP 陶瓷管壳封装后 PI 和 SiN_x钝化 In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP 探测器阵列的性能进行了研究。封装工艺如下：首先采用导电银浆将管芯装在 DIP 管壳上后，在 150℃烘箱中固化 1 小时，然后采用热压焊进行电极引出，热压时基底温度约 150℃。阵列器件的光响应特性如图 5.14 所示：采用 PI 钝化的阵列中有 6 个单元失效(共 24 元)，封装后器件的光响应呈现出较大的差异，性能呈现出较大的离散性，光响应的均值为 3.85mV，相对标准差达 18.8%；而 SiN_x钝化器件的光响应特性则影响不大，依然呈现出较好的均匀性，光响应均值为 4.57mV，相对标准差仅 2.7%（图 4b 中 E-13 单元失效为测试时静电击穿导致）。

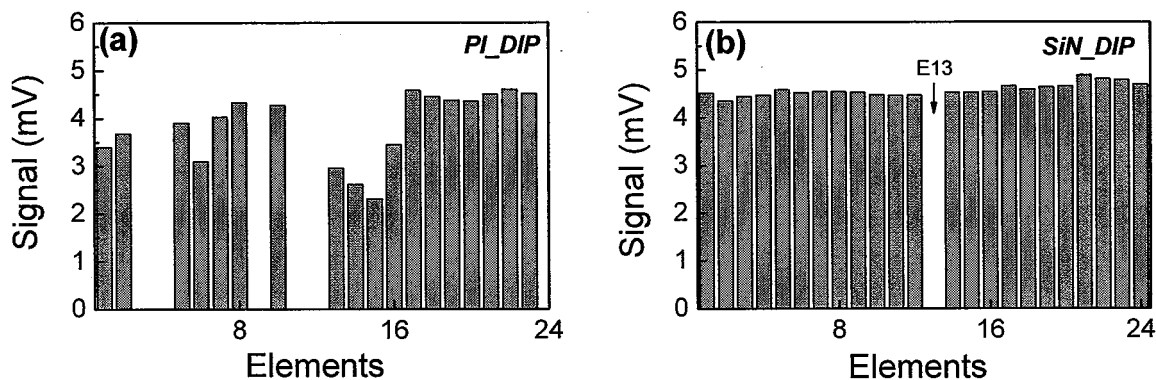


图 5.14 采用 DIP 封装阵列器件的光响应分布(a).聚酰亚胺钝化器件; (b).氮化硅钝化器件

本节中还对 DIP 封装阵列器件的 I-V 特性进行了测试, 图.5.15 为各单元在-10mV 偏压下的暗电流。由图 a 可以看出, 封装后 PI 钝化的 InGaAs 阵列暗电流均匀性明显变差, 有 5 个单管穿通, 暗电流均值为 351pA(相对标准差达 43.7%); 而采用 PECVD SiN_x 钝化的 InGaAs 阵列则呈现出良好的均匀性(如图 5.15b 所示), 暗电流均值为 467pA (相对标准差 6.2%)。

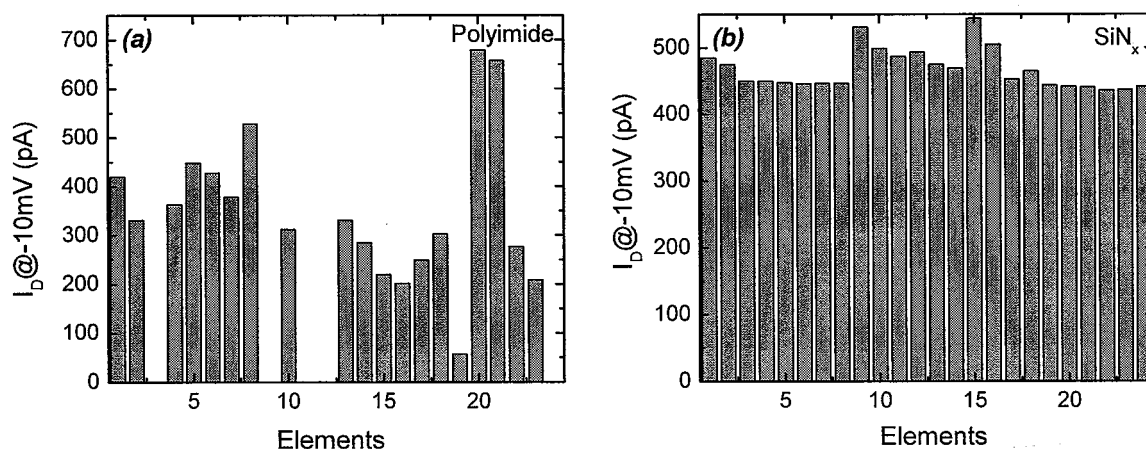


图 5.15 采用 DIP 封装阵列器件的暗电流特性的均匀性(a).聚酰亚胺钝化器件; (b).氮化硅钝化器件

为了进一步研究封装后器件的均匀性, 本节还对 DIP 封装的 SiN_x 钝化 In_{0.53}Ga_{0.47}As 探测器阵列进行了黑体测试。测试时黑体温度设为 900K, 黑体孔径为 8mm, 黑体到器件的距离约为 30cm, 放大器带宽 100Hz, 环境温度为 300K。阵列器件各元的峰值探测率 $D_{\lambda p}^*$ 分布如图 5.16 所示, 除去静电击穿的单元 E-13 外, 光响应的均值为 3.28×10^{-7} mV, 标准差 1.87×10^{-8} mV, 相对标准差为 5.7%; 峰值探测率 $D_{\lambda p}^*$ 平均值为 4.09×10^{11} cmHz^{1/2}/W, 标准差为 4.51×10^{10} cmHz^{1/2}/W(11%)。以上测试结果中包含因夹具位置的偏差导致的测量误差(理论计算表明, 黑体距离 0.5cm 的偏差会引入高达 2%的误差)。测试结果的比较说明, 采用 PI 钝化 InGaAs 探测器的失效可主要归因于器件的封装工艺; SiN_x 钝化的 InGaAs 探测器具有较好的工艺兼容性, 封装对器件性能和均匀性影响影响不大。

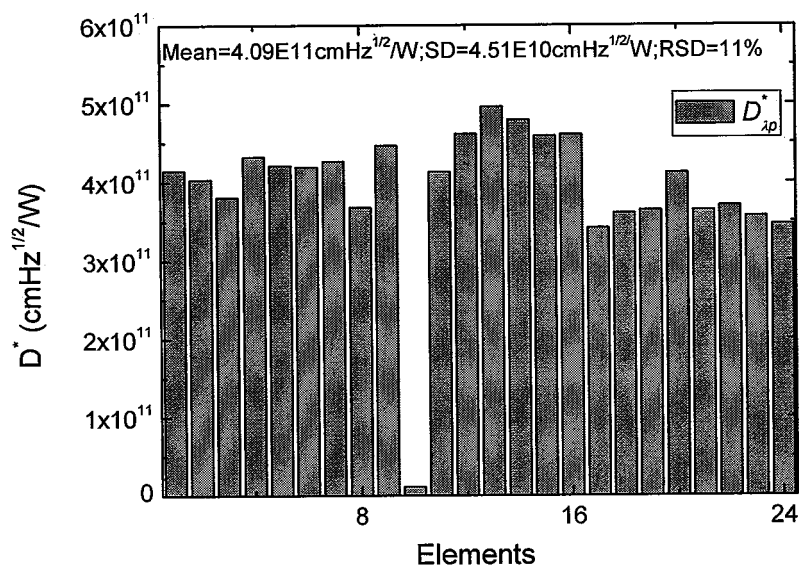


图 5.16 DIP 封装(热压焊引线)后 SiN_x 钝化的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 阵列器件的黑体测试结果

为了进一步研究聚酰亚胺钝化器件封装后不均匀性增加和失效机理,依照 DIP 封装工艺条件,分别对 SiN_x 和 PI 钝化的 InGaAs 探测器的管芯进行了热循环和电极加压实验。实验中,首先模拟封装中热过程,对 SiN_x 和 PI 钝化的阵列条(分别有 3×8 元和 5×8 元)进行了热循环实验,对管芯依次进行 150°C 烘箱 2 小时(热过程 1)和 150°C 急剧升降温 $10\text{min} \times 5$ 次(热过程 2)的热循环处理。热循环前后器件探针测试的 I-V 特性和光响应特性结果表明:对 SiN_x 钝化器件,热循环对器件性能影响不大,器件的光响应和暗电流基本上保持不变,各单元间均匀性也基本上保持一致;而对于 PI 钝化器件,热循环后器件性能发生比较明显的退化,暗电流增加,光响应减小,非均匀性也有明显的上升。器件性能的统计结果见表 5.5。

表 5.5 热循环实验对 PI 和 SiN_x 钝化 InGaAs 探测器性能的影响

		SiN_x 钝化(3×8 元)	PI 钝化(5×8 元)
未处理	I_D (pA)	214 (RSD=1.8%)	323 (RSD=4.3%)
	V_L (mV)	50.55 (RSD=1.6%)	50.11 (RSD=2.4%)
	D^* ($\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$)	$3.53\text{E}11$ (RSD=0.7%)	$2.95\text{E}11$ (RSD=4.0%)
热过程 1	I_D (pA)	221 (RSD=1.8%)	472 (RSD=7.8%)
	V_L (mV)	50.42 (RSD=1.7%)	47.66 (RSD=2.3%)
	D^* ($\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$)	$3.53\text{E}11$ (RSD=0.72%)	$3.01\text{E}11$ (RSD=7.3%)
热过程 2	I_D (pA)	219 (RSD=2.1%)	521 (RSD=7.9%)
	V_L (mV)	50.27 (RSD=1.7%)	46.85 (RSD=2.2%)
	D^* ($\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$)	$3.53\text{E}11$ (RSD=0.73%)	$3.11\text{E}11$ (RSD=7.7%)

由表 5.5 可以看出,PI 钝化器件在热循环处理后性能有所退化,长时间的高温对聚酰亚胺膜的钝化效果影响明显(热处理过程 1 后,器件的暗电流的均值由 323pA 增加到 472pA),但 40 元中无失效元。这样可以初步断定器件性能的退化与封装过程中的温升

过程直接相关。

为了研究封装热压焊时针尖在引出电极上加压对器件性能和均匀性的影响，模仿实际压焊条件参数对 PI 和 SiN_x 钝化 InGaAs 探测器阵列器件进行了压力实验(基底无加热和基底加热至 150°C)。通过对压焊前后各单元 I-V 探针测试结果的对比发现，基底无加热时候部分管芯性能发生退化，但无失效元；而基底加热时出现部分单元失效的现象。采用湿法化学腐蚀去掉芯片电极后发现 PI 钝化管芯的压焊点处钝化膜有皴裂现象，图 5.17 为去掉电极后钝化膜的显微照片。由图 5(a)可见，PI 钝化器件芯片压焊点对应处(照片右上区)聚酰亚胺膜呈龟裂状，而 SiN_x 钝化芯片对应区域无变化。我们认为这是由于金电极和聚酰亚胺热膨胀系数差异，在快速升降温时产生的热应力导致膜退化，这样在后续封装中压焊时由于压力可能导致钝化膜的曲翘和龟裂，从而引起性能退化或失效。

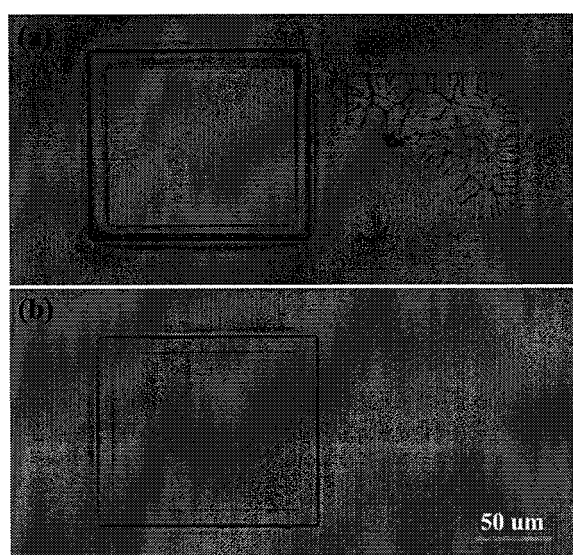


图 5.17 单元器件钝化膜显微照片(a)聚酰亚胺钝化器件单元；(b) SiN_x 钝化器件单元

以上的研究表明 GSMBE 的外延材料具有很好的均匀性；引线封装测试结果表明 SiN_x 钝化器件具有良好的稳定性，在总体性能上要优于聚酰亚胺钝化器件。实验发现压焊电极下的聚酰亚胺膜有在后续工艺中有皴裂现象，器件失效的原因为热应力导致膜性能退化，压力作用下已发生退化的膜曲翘和龟裂导致部分器件的失效。相比于聚酰亚胺膜，PECVD SiN_x 钝化则具有与封装工艺良好的兼容性，图 5.18 为采用金属杜瓦封装(超声键压进行电极引出)后采用 SiN_x 钝化 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器阵列的黑体测试结果。测试时黑体温度 900K，孔径 8mm，距离 30cm，放大器带宽 100Hz，工作温度 300K。如图所示，室温下测得的共计 64 元器件的峰值探测率呈现出正态分布， $D_{\lambda p}^*$ 的平均值为 $5.30 \times 10^{11} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ ，非均匀性约 9.6%；光响应的平均值为 $6.34 \times 10^{-7} \text{mV}$ ，非均匀性仅为 5.2%。

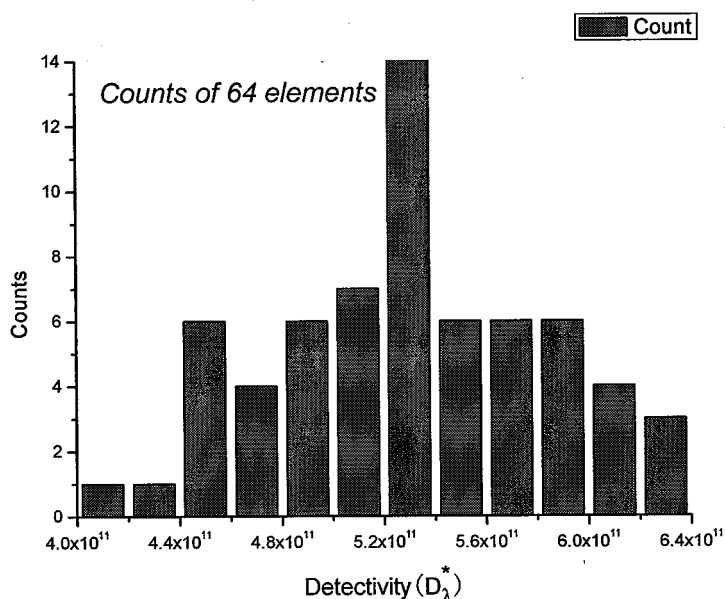


图 5.18 金属杜瓦封装的 SiN_x 钝化 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器阵列长条的黑体测试结果

5.4 本章小结

本章主要研究了与 InP 衬底晶格匹配的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器及其阵列，并对器件性能进行了细致的测量表征。取得主要结果如下：

1. 通过 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ PIN 探测器结构参数的优化设计和 PECVD SiN_x 钝化工艺优化，降低了台面型 InGaAs 探测器的表面漏电流。室温下台面直径 $200\mu\text{m}$ 的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器在 -10mV 偏压下的暗电流仅为 179pA ，优值因子 R_0A 达 $18\text{k}\Omega\text{cm}^2$ 。
2. 研制的 1×8 元的 InGaAs 探测器阵列具有良好的均匀性，室温时器件的峰值响应波长为 $1.64\mu\text{m}$ ， -10mV 偏压下 SiN_x 钝化的 8 元阵列平均暗电流仅 174pA (相对标准差仅 1.3%)， 278K 下实测峰值探测率 $D_{\lambda p}^*$ 达 $2.37 \times 10^{12} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ (相对标准差为 3.93%)。
3. 对聚酰亚胺和 SiN_x 钝化的阵列条的暗电流和光响应进行了探针测试，室温下聚酰亚胺钝化的阵列条(80 元)的平均光响应为 4.48mV (相对标准差 0.93%)， -10mV 的暗电流为 $4.98 \times 10^{-10} \text{A}$ (相对标准差 6.4%)； SiN_x 钝化阵列条(56 元)的平均光响应 4.52mV (相对标准差为 2%)， -10mV 时暗电流为 $3.90 \times 10^{-10} \text{A}$ (相对标准差 4.2%)。证明了 GSMBE 外延材料具有良好的均匀性。
4. 对聚酰亚胺钝化 InGaAs 探测器阵列的失效分析表明，采用聚酰亚胺钝化的器件封装后均匀性变差是由封装时聚酰亚胺膜与金电极之间热应力导致膜性能退化。封装实验证明了采用 SiN_x 钝化比聚酰亚胺钝化具有更好的封装工艺兼容性。

第六章 波长扩展的 InP 基 InGaAs 探测器及其阵列研究

对于 InP 基的波长扩展应变 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x > 0.53$) 探测器, 由于高铟组分的吸收层与衬底之间存在较大的晶格失配 ($\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 与 InP 衬底的晶格失配为 1.8%, $\text{In}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}$ 的失配达 2.21%), 在衬底上直接进行外延结构生长时会在吸收层中引入大量的失配位错 (misfit dislocations)^[232]。而失配位错缺陷在材料中会形成产生-复合中心, 增大了探测器的暗电流, 同时降低少子寿命, 从而也会降低器件的光响应特性, 严重影响器件性能^[233]。因此通常人们会在衬底与吸收层之间插入一层组分渐变的缓冲层, 以克服吸收层材料与 InP 衬底的晶格失配, 将晶体缺陷主要限制缓冲层中^[234,235], 从而达到降低吸收层中失配位错缺陷密度的目的。

为此人们研究了各种各样的缓冲层技术, 采用不同的外延方法生长了不同结构的缓冲层。其中 G.H.Olsen 等人^[235]采用 HVPE (Hydride vapor phase epitaxy) 研制的平面型 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器阵列中, 采用了 6 层阶梯组分渐变 InAsP 缓冲层, 总厚度达 $8\mu\text{m}$ 。他们的研制的光敏元为 $25 \times 500\mu\text{m}^2$ 的探测器阵列室温下 -10mV 的暗电流为 25nA 。M.Wada 等人^[236]采用 MOVPE (Metalorganic vapor phase epitaxy) 在 2° 偏斜的 (100) InP 衬底上外延的长波截止波长为 $2.1\mu\text{m}$ 的宽波段 InGaAs/InAsP 红外探测器中, 采用 $2.8\mu\text{m}$ 厚的渐变超晶格 InAsP 缓冲层, 台面直径 1mm 的器件 274K 时在 -0.1V 偏压下的暗电流约为 100nA 。M.D'Hondt 等人^[237,238]采用 MOCVD (Metalorganic chemical vapor deposition) 在 (100) 正晶和 2° 偏斜的 InP 衬底上分别采用了线性和阶梯型组分渐变的 InAsP 和 InGaAs 缓冲层, 研制的 $2.4\mu\text{m}$ InGaAs 探测器室温下 R_0A 最高为 $10\Omega\text{cm}^2$ 。L.Zimmermann 等人^[239]采用 MBE 在 GaAs 上外延的 $2.4\mu\text{m}$ InGaAs 探测器采用 $7.3\mu\text{m}$ 厚的 InAlAs 缓冲层, 优值因子 R_0A 最高为 $10\Omega\text{cm}^2$ 。J.H.Jang 等人^[240]在 2° 偏斜的 (100) GaAs 衬底上采用 MOCVD 研制的渐变超晶格的 InAlAs 缓冲的 $1.55\mu\text{m}$ InGaAs 探测器, 也取得了较好的性能。

本课题组在波长扩展 InGaAs 探测器方面也进行了一系列的研究工作^[166-168,176,241], 采用组分渐变的 InGaAs 缓冲层技术成功研制了长波截止波长为 $1.9\mu\text{m}$, $2.2\mu\text{m}$ 和 $2.5\mu\text{m}$ 等一系列同质结 PIN 型 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 探测器, 取得了良好的性能^[166,167]。由于通常波长扩展 InGaAs 探测器的缓冲层较厚, 采用 InGaAs 缓冲层制成的同质结型的波长扩展 InGaAs 探测器难以满足背照射器件的制备要求。为了适应波长扩展 InGaAs 探测器阵列, 尤其是背面照射二维面阵的制备要求, 本论文选用宽禁带的 InAlAs 材料作为探测器的缓冲和帽层。本章主要是采用 GSMBE 外延的 InAlAs 缓冲波长扩展 InGaAs 探测器方面的研究内容。

6.1 p-on-n 型波长扩展 InGaAs 探测器及其阵列的研究

本节首先报道了采用 $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 作为缓冲层和帽层的 p-on-n 型双异质结 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ PIN 探测器, 器件的 50%长波截止波长达 $2.43\mu\text{m}$, 无抗反膜器件的峰值探测率达 $1.83 \times 10^{10}\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 。由暗电流分析可知, 对于波长扩展 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ PIN 探测器, 对吸收层进行有意掺杂可有效降低器件的暗电流^[176]; 根据第三章的理论计算可知, 随着 I 层掺杂浓度的增加, InGaAs 吸收层材料中的少子寿命降低, 从而影响器件的光响应特性。为了验证器件理论模型, 研究波长扩展 InGaAs 探测器中最优化 I 层掺杂浓度, 本部分中首先研制了具有不同 I 层掺杂浓度的双异质结 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器系列, 对其性能进行了细致分析和研究。此外, 还对波长扩展 InGaAs 探测器的响应波长进行了进一步延展, 研制了波长扩展的 $2.7\mu\text{m}$ $\text{In}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}$ 探测器, 并对器件性能进行了细致的表征分析。最后报道了 $2.4\mu\text{m}$ 小规模 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 阵列的研究结果。

6.1.1 截止波长 $2.4\mu\text{m}$ 的 InGaAs 探测器

外延材料采用 VG Semicon V80H 气态源分子束外延生长而成。III 族源中 Ga 和 In 采用 SUMO-cell, Al 采用普通的 K-cell; 采用高温裂解的 AsH_3 作为 V 族源; 装载 K-cell 中的 Be 和 Si 分别为 p 和 n 型掺杂源。生长前先要对实验参数进行标定, 通过 X 射线衍射和 Hall 测试校准其组分和掺杂浓度等相关生长参数。外延生长时 Ga 和 In 的束流由原位离子规进行在线监控以获得合适的束流比, 从而得到所需的 In 组分和合适的生长速率。材料的外延结构^[241]如图 6.1 所示: 首先在 S.I.(100)正晶 InP 衬底上生长一层 $3\mu\text{m}$ 厚的 $\text{N}^+-\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 缓冲层(x 从 0.53 渐变到 0.79, 掺杂浓度为 $2\text{E}18\text{cm}^{-3}$), 然后是 $2.5\mu\text{m}$ 厚的 n 型轻掺 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 吸收层(四个具有不同 I 层掺杂浓度的样品 A,B,C,D, 对应 Si 炉温度分别为 1040 、 1070 、 1100 和 1140°C), 最后是一层厚度为 $0.6\mu\text{m}$ 的高掺(Be, $2\text{E}18\text{cm}^{-3}$) $\text{In}_{0.79}\text{Al}_{0.21}\text{As}$ 帽层(即欧姆接触层)。宽禁带的 InAlAs 帽层可有效阻挡少数载流子向表面的扩散, 降低表面复合对器件的影响。样品在显微镜下呈现出应变体系的典型布纹格状^[166]特征, 其中沿 $[0\bar{1}1]$ 方向的条纹明显于 $[01\bar{1}]$ 方向。

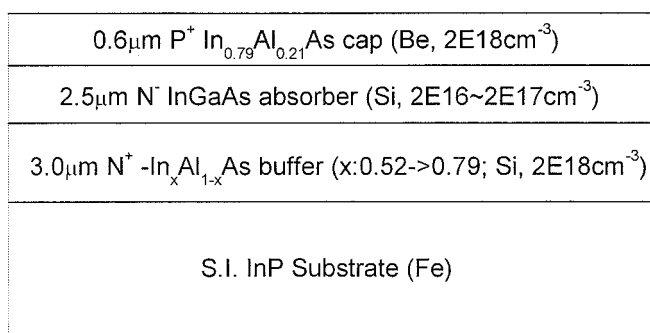


图 6.1 $2.4\mu\text{m}$ 波长扩展 InGaAs 探测器材料外延结构的示意图

生长好的外延材料采用常规工艺流程制成台面型 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器(直径分别为

200、300 和 500 μm 的圆形台面)。湿法腐蚀定义台面时选用非选择性的磷酸双氧水系的腐蚀液，较高浓度的 H_2O_2 有助于获取平整的腐蚀表面^[242]。PECVD SiN_x 时基底温度为 150 $^\circ\text{C}$ ，膜厚 150nm，采用缓冲氢氟酸溶液开出窗口后，热蒸发 AuBe/Au 制成正面电极，合金化后划片封装。光敏面上无增透膜 (AR)。管芯分别装入 DIP 陶瓷和 TO 金属管壳后进行测试。

首先对室温下 TO 封装的波长扩展 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器系列的 C-V 特性进行了测试。探测器的台面直径为 300 μm ，测试时直接将管脚插入 HP16080A 连接器，HP4280A C-V 测试频率为 1MHz。图 6.2 中分别是样品 A,B,C,D 的 C-V 特性曲线，可以看出，随着 I 层掺杂浓度 N_d 的增加，器件零偏电容 C_0 逐渐增大，实测数据见表 6.1。这是由于随 N_d 的增大，pn 结中耗尽层厚度逐渐减小，器件的结电容增大。由 C-V 数据算出 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 耗尽层中的载流子分布也绘在图 6.2 中。样品 A,B,C,D 对应的 I 层掺杂浓度分别为 $1.8\text{E}16\text{cm}^{-3}$ ， $2.9\text{E}16\text{cm}^{-3}$ ， $1.2\text{E}17\text{cm}^{-3}$ ， $3.5\text{E}17\text{cm}^{-3}$ ，这与设计生长条件相符。

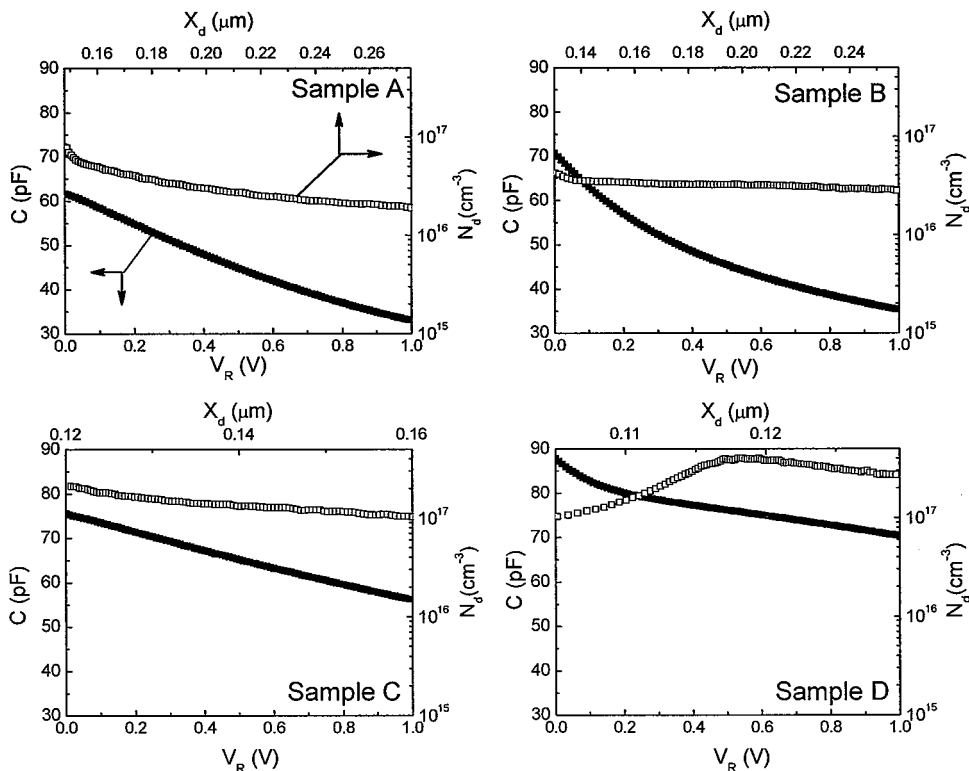


图 6.2 台面直径 300 μm 的波长扩展 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器系列的 C-V 特性曲线和吸收层中载流子分布

表 6.1 波长扩展 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器 C-V 测试数据及相关计算结果

	$C@0\text{V}$	C/A	$X_d@0\text{V} \ \& \ -1\text{V}$	N_d
Sample A	61.70pF	87.29nF/cm ²	0.15 μm 0.27 μm	$1.8\text{E}16\text{cm}^{-3}$
Sample B	70.67pF	99.98nF/cm ²	0.13 μm 0.26 μm	$2.9\text{E}16\text{cm}^{-3}$
Sample C	75.51pF	106.82nF/cm ²	0.12 μm 0.16 μm	$1.2\text{E}17\text{cm}^{-3}$
Sample D	87.87pF	124.31nF/cm ²	0.10 μm 0.13 μm	$3.5\text{E}17\text{cm}^{-3}$

对波长扩展 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器系列的 I-V 特性也进行了细致的测量表征。首先分别

对室温下不同台面直径的样品 A,B,C,D 在的暗电流特性进行了探针测试, 结果分别如图 6.3 所示。由图可见, 随着 I 层掺杂浓度的增加, $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器的暗电流明显降低, 这是由于对波长扩展的 InGaAs 探测器, 反偏时器件的暗电流主要由产生-复合电流和隧道电流构成, 增大 N_d 可减小器件的耗尽层宽度, 从而有效减少了耗尽层中的产生-复合中心的数目, 抑制产生-复合电流; 不同台面直径的探测器暗电流大小与台面面积具有较好的相关性, 说明了表面漏电流得到了很好的抑制, 暗电流以体暗电流为主, 从而验证了 PECVD SiN_x 膜对波长扩展 InGaAs 探测器良好的钝化效果。

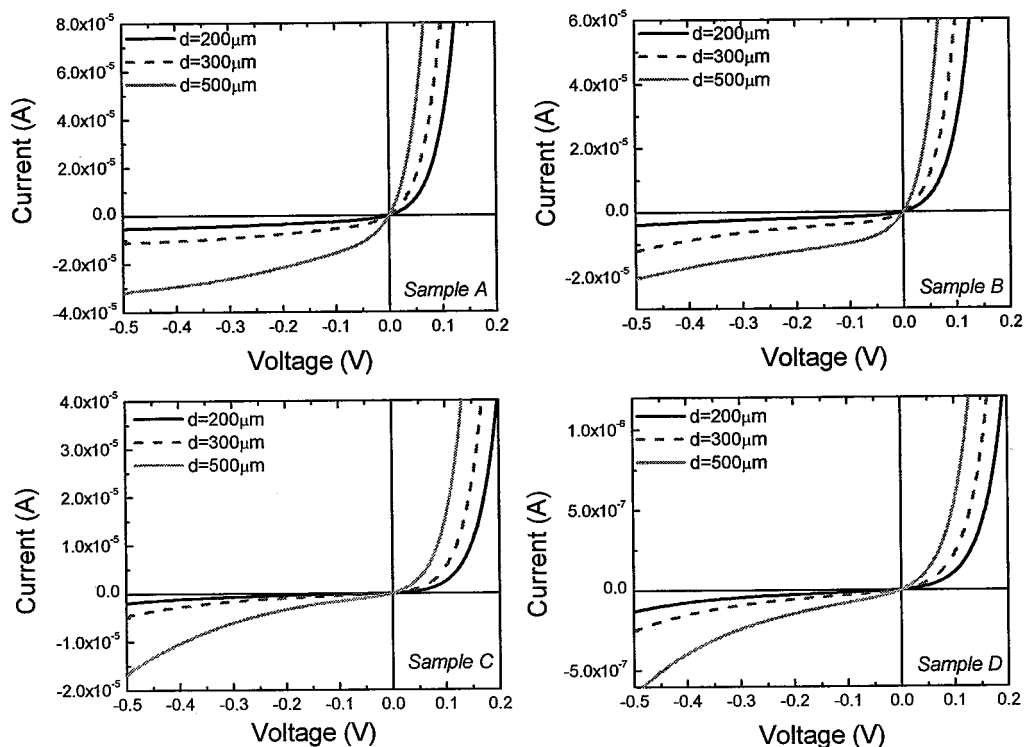


图 6.3 室温下测得不同台面直径的波长扩展 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器系列的 I-V 特性曲线

为了更清楚地说明 I 层掺杂对室温时波长扩展 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器暗电流的抑制作用, 图 6.4 分别绘出了台面直径 $d=200\mu\text{m}$ 的 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器系列在反偏和零偏压附近的暗电流特性。由图可见, 随着 I 层 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 的掺杂浓度从 $1.8\text{E}16\text{cm}^{-3}$ (样品 A) 增加到 $3.5\text{E}17\text{cm}^{-3}$ (样品 D), 器件的暗电流降低了约 2 个数量级。

表 6.2 波长扩展 InGaAs 探测器室温下 I-V 测试的数据 (I_D 为 -10mV 偏压下测试结果)

	d=200 μm		d=300 μm		d=500 μm	
	I_D (A)	R_{0A} (Ωcm^2)	I_D (A)	R_{0A} (Ωcm^2)	I_D (A)	R_{0A} (Ωcm^2)
Sample A	5.60E-07	6.22	1.23E-06	6.43	3.47E-06	6.33
Sample B	3.85E-07	9.89	8.77E-07	9.82	2.44E-06	9.58
Sample C	4.19E-08	82.7	9.15E-08	84.1	2.74E-07	77.0
Sample D	2.66E-09	1260	5.29E-09	1430	1.29E-08	1640

如表 6.2 所示, -10mV 偏压下直径 $200\mu\text{m}$ 器件的暗电流从样品 A 的 560nA , 降低

到了样品 D 的 2.66nA。这正是由于增加 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 的掺杂浓度时，减小了 I 层耗尽区厚度(正比于掺杂浓度 $N_d^{-1/2}$)，有效地降低了暗电流中占主导的产生-复合电流分量(与产生-复合中心的数量密切相关)，从而有效地减小了器件的暗电流。

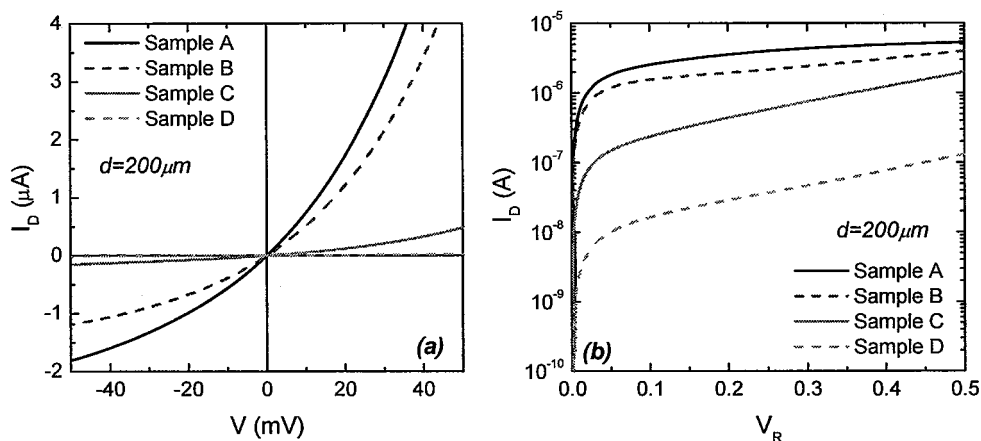


图 6.4 $d=200\mu\text{m}$ 的波长扩展 InGaAs 探测器系列的 I-V 特性(a).零偏附近的 I-V 曲线; (b).反偏时器件的暗电流特性.

为了研究不同 I 层掺杂浓度下采用 InAlAs 缓冲和帽层的 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ PIN 探测器暗电流的温度特性，本论文还对 InGaAs 探测器系列的变温 I-V 特性进行了细致的测量表征。采用 DIP 陶瓷管壳封装的器件台面直径为 $300\mu\text{m}$ ，管壳紧贴着的制冷头的 Cu 热沉上，真空密封在 APD 液氮循环制冷系统中。测试时采用 Lakeshore 330 温控系统对器件的工作温度进行控制，其精度可达 0.1°C 。

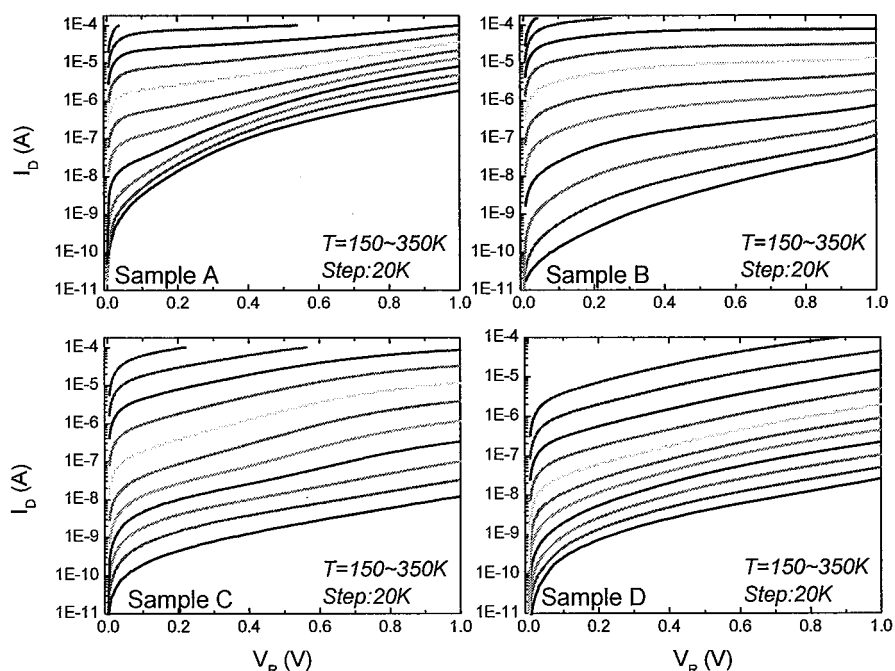


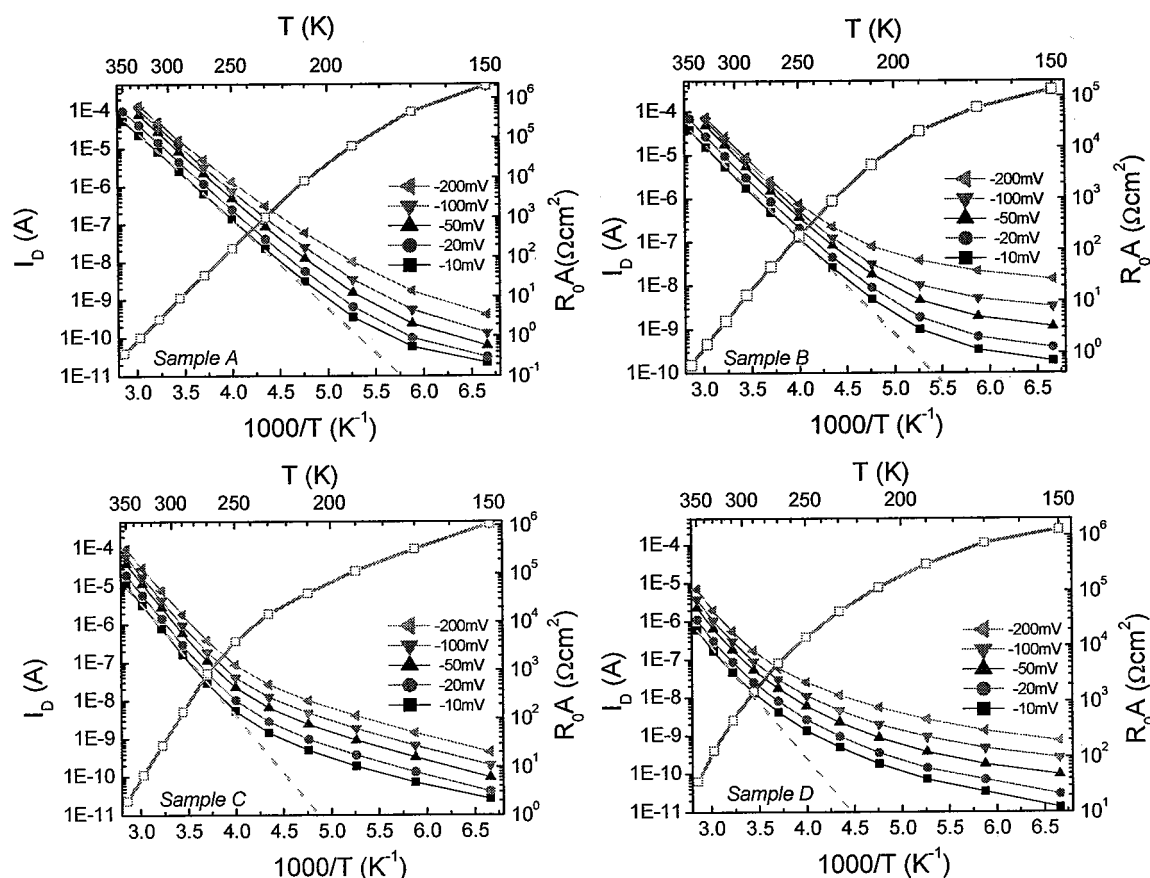
图 6.5 波长扩展 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器系列的变温 I-V 特性曲线

图 6.5 为波长扩展 InGaAs 探测器系列在 150K 到 350K(温度间隔为 20K)范围内的典型 I-V 曲线。图上可以看出，从 290K 冷却到 150K 时器件的暗电流下降了近 5 个数量

级。表 6.3 列出了部分温度下波长扩展的探测器系列 I-V 测试数据。-10mV 偏压下样品 A 的暗电流从 290K 下 $2.48\mu\text{A}$ 下降到 210K 时的 3.06nA ，到 150K 时仅为 22pA ；样品 B 从 $1.71\mu\text{A}$ 下降到 4.85nA ，再到 187pA ；样品 C 和 D 的暗电流 290K 下为分别 160nA 和 13.4nA ，210K 下分别为 500pA 和 184pA ，150K 下降至 26.7pA 和 13.3pA 。随着 I 层掺杂浓度的增高，低温时 $2.4\mu\text{m}$ 的 InGaAs 探测器暗电流随温度的降低变缓，这是由于随着温度的降低，产生-复合电流分量在暗电流中的贡献逐渐变小，欧姆电流和缺陷隧道电流逐渐成为暗电流的主导机制。I 层掺杂浓度增加时耗尽层宽度变窄，缺陷隧道电流和欧姆电流亦增大，由于前者随温度变化不大，从而导致 I 层掺杂浓度较高的波长扩展 InGaAs 探测器的暗电流随温度降低速度变缓。

表 6.3 波长扩展 InGaAs 探测器系列变温 I-V 测试数据

	$I_D@V_R=10\text{mV}$ (A)			R_0 (Ω)			R_0A (Ωcm^2)		
	290K	210K	150K	290K	210K	150K	290K	210K	150K
Sample A	2.48E-6	3.06E-9	2.20E-11	4.65E3	4.26E6	1.05E9	9.13	8.36E3	2.67E6
Sample B	1.71E-6	4.85E-9	1.87E-10	6.79E3	2.38E6	6.82E7	13.3	4.68E3	1.34E5
Sample C	1.60E-7	5.00E-10	2.67E-11	7.01E4	2.01E7	5.49E8	137	3.96E4	1.08E6
Sample D	1.34E-8	1.84E-10	1.33E-11	7.75E6	5.78E7	6.43E8	1.52E4	1.13E5	1.26E6

图 6.6 波长扩展 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器暗电流和 R_0A 与温度的关系

为了进一步研究温度对器件暗电流特性的影响，图 6.6 中绘出了各样品在不同偏压

下(-10mV,-20mV,-50mV,-100mV 和-200mV)器件暗电流和 R_{0A} 随温度的变化曲线。图上可以看出, -10mV 偏压下在 350K 至 210K 范围内样品 A 的暗电流随温度有着明显的指数关系, 该温度范围内 Johnson 噪声占主导, 可用 $I_d \propto \exp(-E_d/kT)$ 来表示。根据 I-V 数据计算出在 $V_R=10\text{mV}$ 时样品 A 暗电流的热激活能 E_a 为 0.449eV; 对于样品 B, 器件-10mV 下暗电流随温度指数变化的范围为 350K 到 230K, 计算出 $E_a=0.435\text{eV}$; 样品 C 和 D 符合指数特征的温度范围更小, 分别为 350K~250K 和 350K~290K, 由 I-V 数据推出的 E_a 分别为 0.576eV 和 0.507eV。在较低温度下, 图中暗电流与温度的斜率变缓。优值因子 R_{0A} 与温度的关系也绘在了图 6.6 中, 可见随着温度从 290K 降低到 210K 时, 器件的 R_{0A} 值提高了三个数量级, 降至 150K 时, R_{0A} 可提高 4~5 个数量级, 如表 6.3, 样品 A 的 R_{0A} 在 290K 下为 $9.13\Omega\text{cm}^2$, 温度降低到 210K 时 R_{0A} 达 $8.36\text{K}\Omega\text{cm}^2$, 工作温度降低到 150K 时 R_{0A} 为 $2.67\text{M}\Omega\text{cm}^2$ 。温度降低 80K 器件的 R_{0A} 提高近 3 个数量级。而对于样品 C, 器件在 290K, 210K 和 150K 下的 R_{0A} 分别为 $137\Omega\text{cm}^2$, $39.6\text{K}\Omega\text{cm}^2$ 和 $108\text{M}\Omega\text{cm}^2$, 随温度的降低 R_{0A} 的增大较慢。这充分说明了 I 层有意掺杂对暗电流的优化与器件的工作温度密切相关。在一定的温度范围内, 适当增加波长扩展 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器的吸收层掺杂浓度可有效地降低器件的暗电流。

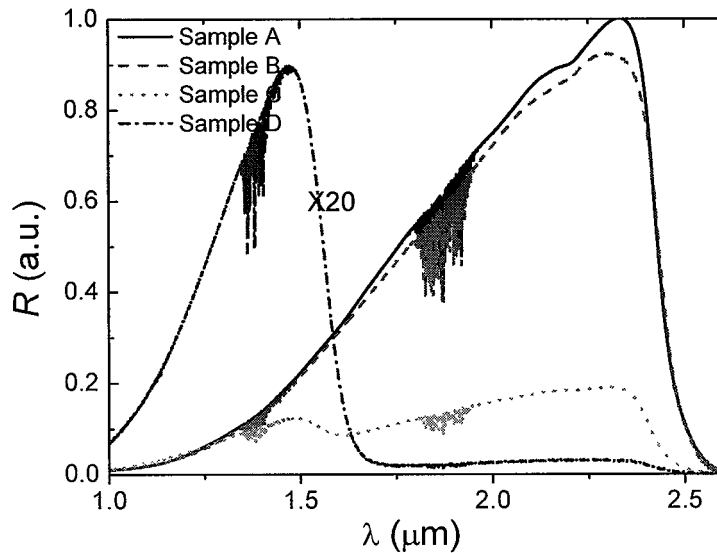


图 6.7 波长扩展的双异质结 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器的相对响应光谱

此外还对室温下波长扩展 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器的响应光谱特性进行了测试。TO 封装的待测器件台面直径为 $500\mu\text{m}$, 测试时 Nicolet Magna 760 FTIR 光谱仪采用 Ever-Glo 光源和 GaF_2 分束器, 器件的外加偏压为 0V, 光信号采用信号线引至光谱仪 InSb 探测器前置放大器的输入端, 通过选路开关输入到光谱仪的前置放大器中。正面照射时扩展波长的双异质结 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器系列的响应光谱如图 6.7 所示, 图中样品 D 的光响应放大了 20 倍。图中可以看出, 对样品 A, B 和 C, 器件的峰值波长在 $2.35\mu\text{m}$ 附近, 50%

和 10% 峰值长波截止波长约 $2.44\mu\text{m}$ 和 $2.51\mu\text{m}$ 。样品 C 和 D 在 $1.45\mu\text{m}$ 处的峰源于 $\text{In}_{0.79}\text{Al}_{0.81}\text{As}$ 的贡献。图上可以看到，样品 D 在 $1.8\sim 2.5\mu\text{m}$ 处的光响应非常微弱，峰值移至 $1.45\mu\text{m}$ 处。这是由于随 InGaAs 吸收层中掺杂浓度的增加，耗尽层厚度减小，同时少子寿命也迅速降低，从而导致光响应迅速衰减所致。图上 1.38 和 $1.87\mu\text{m}$ 附近的波动是由光路中的痕量水汽吸收所致。

图上样品 A, B, C, D 的响应光谱曲线采用样品 A 的峰值响应进行了归一化。当然，由于光路对准中可能存在误差，该结果仅能大致上反映出 $2.4\mu\text{m}$ InGaAs 探测器系列光响应的强度特性。随着 I 层掺杂浓度的增加，器件的光响应明显减弱，采用第三章模型得到的理论计算与实测结果吻合较好(见图 3.17)，因此该模型可以较好地解释 I 层掺杂增加时器件光响应特性的降低。

采用 InAlAs 缓冲的波长扩展 InGaAs 探测器的另外一个优点是适用于背面照射，本论文也对背面照射情况下波长扩展 InGaAs 探测器的响应光谱进行了测量。图 6.8 中绘出了样品 A 分别在正面和背面照射时的相对响应光谱曲线。可以看出，两者光谱特性在长波方向完全一致，短波一侧正面入射时光响应稍大。这说明了采用 InAlAs 作为缓冲层和帽层的波长扩展 InGaAs 探测器同时适合于正面和背面照射情况。

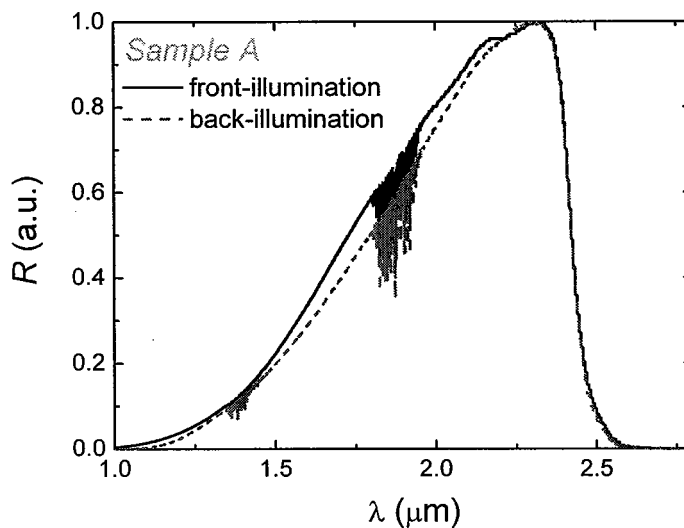


图 6.8 正面和背面照射时采用 InAlAs 缓冲层和帽层的波长扩展 InGaAs 探测器(样品 A)的响应光谱

响应光谱测试结果表明对波长扩展的 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器，随着 I 层掺杂浓度的增加，零偏下器件的光响应逐渐下降。为了进一步研究 I 层掺杂对器件光响应特性的影响，本论文对光照下各波长扩展 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器的光电流特性进行了探针测试。测量时，台面直径为 $200\mu\text{m}$ 的待测器件放在探针台上的固定位置，从而确保照射到器件表面的光强保持不变，正面光源为卤钨灯(无冷光片)，背面入照的光源为白炽灯。图 6.9 分别为正面照射和背面照射时波长扩展 InGaAs 探测器 B 和 C 光电流随偏压的变化情况，其中实线是光照时测得的 I-V 曲线，虚线为对应器件的暗电流曲线。图 6.9 中可以看出，在

正面照射情况下器件的光电流随偏压变化不大；背面照射时，样品 B 光电流基本随偏压增大保持不变，而样品 C 的光响应则随反向偏压的增加迅速增大。分析认为，这是由于随着 I 层掺杂浓度的增加，吸收层中寿命减小，背面照射下光生载流子集中于远离 pn 结的位置，无法有效地扩散进入耗尽层中，从而导致样品 C 和 D 在低偏压下光电流较小；随着反偏的增加，耗尽层变宽，可收集的光生载流子数目增加，从而器件光电流增大。

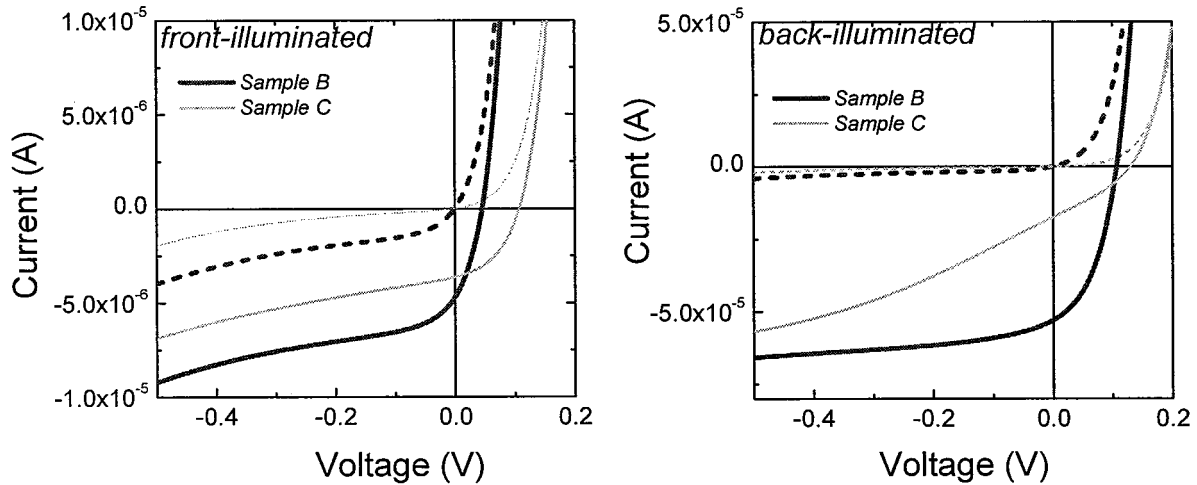


图 6.9 正面和背面照射下波长扩展 InGaAs 探测器的光电流(a).正面照射情况下; (b).背面照射情况.

以上研究的结果表明，对于波长扩展的 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器，随着 I 层掺杂的增加，器件的暗电流减小的同时，器件光响应也迅速降低。为了研究 I 层掺杂对 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器综合性能的影响，寻求器件 I 层掺杂浓度的最优值，本论文还对台面直径为 $300\mu\text{m}$ 的样品 A, B, C, D 进行了黑体测试。测试时黑体温度为 900K ，黑体孔径 8mm ，孔径与光敏面的距离为 30cm ，放大器的带宽为 100Hz ，环境温度 298K 。结果如表 6.4 所示，其中 g 因子由相对响应光谱数据算出，器件的峰值波长取 $2.35\mu\text{m}$ 。由表上数据可以看出，采用 InAlAs 做为缓冲层和帽层研制的波长扩展 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器的峰值探测率最高达 $1.84\text{E}10\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ ，I 层掺杂浓度最优值应介于样品 B ($2.9\text{E}16\text{cm}^{-3}$) 和 C ($1.2\text{E}17\text{cm}^{-3}$) 之间。通过进一步优化波长扩展 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器的 I 层掺杂特性，器件的峰值探测率可望得到进一步提高。

表 6.4 室温下实测的波长扩展的 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器的黑体数据与相关理论计算结果

	$S@10^{-8}\text{A/V}$ (mV)	$N@10^{-8}\text{A/V}$ (μV)	S/N	D^*_{th} ($\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$)	g	$D^*_{\lambda p}$ ($\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$)	D^*_{theory} ($\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$)
Sample A	470	650	723.08	1.19E09	13.48	1.60E10	2.89E10 ($\eta=0.6$)
Sample B	548	640	856.25	1.41E09	13.02	1.84E10	3.21E10 ($\eta=0.55$)
Sample C	352	400	880	1.45E09	12.60	1.83E10	2.12E10 ($\eta=0.11$)
Sample D	36.4	105	346.67	5.70E08	3.16	1.80E9	1.15E9 ($\eta=0.003$)

6.1.2 截止波长 2.7 μm 的 InGaAs 探测器

通过进一步增加 InGaAs 吸收层中的铟组分, 将波长扩展的双异质结 $\text{In}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}$ 探测器的响应波长进一步扩展到 2.7 μm 。材料的外延结构生长在 N^+ 掺杂的 (100)InP 衬底, 首先是厚度为 3 μm 的 N^+ (Si, 掺杂浓度 $2\text{E}18\text{cm}^{-3}$) 组分线性渐变的 $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 缓冲层 (x 从 0.53 渐变为 0.85), 然后是 2.5 μm 的 n 型轻掺 $\text{In}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}$ 吸收层, 最后是厚度为 0.6 μm 的 P^+ - $\text{In}_{0.85}\text{Al}_{0.15}\text{As}$ 帽层 (Be, 掺杂浓度 $2\text{E}18\text{cm}^{-3}$)。外延好的材料采用与 6.1.1 节中相同的器件工艺流程被制成直径分别为 200, 300 和 500 μm 的台面型 $\text{In}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}$ 探测器。管芯分别封装在 TO 金属管壳和 DIP 陶瓷管壳中进行测量表征。

首先对 TO 封装的波长扩展 $\text{In}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}$ 探测器的 C-V 特性进行了测量 (HP4280A, 1MHz, 300K), 直径 300 μm 器件的典型 C-V 曲线如图 6.10 所示, 器件的零偏电容 C_0 为 57.6pF ($81\text{nF}/\text{cm}^2$)。根据 C-V 数据计算出的 InGaAs 耗尽层中的载流子分布也绘在了图 6.10 中, $\text{In}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}$ 吸收层的掺杂浓度约为 $1\text{E}16\text{cm}^{-3}$ 。

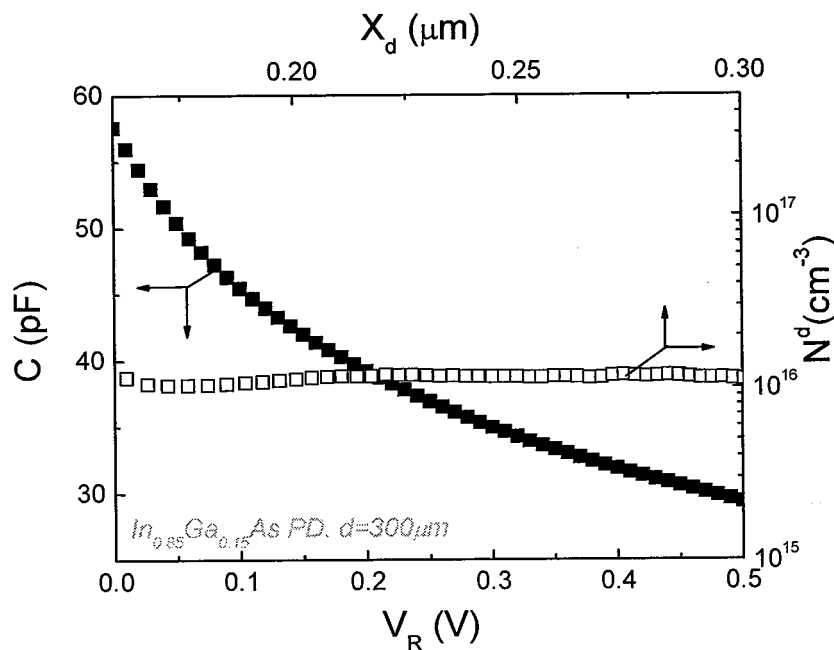


图 6.10 $d=300\mu\text{m}$ 的 $\text{In}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}$ 探测器 C-V 特性测试结果及 I 层载流子浓度分布

室温下测得正面入射时 $\text{In}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}$ 探测器的响应光谱如图 6.11 所示, 测试条件与 6.1.1 节一致。器件的峰值响应波长和 10% 峰值长波截止波长分别为 2.57 μm 和 2.74 μm 。图上 1.38, 1.87 和 2.6 μm 的波动是由于光路中痕量水汽吸收引起的。灰色虚线为 HITRAN 水汽吸收数据, 可以看出具有良好的对应关系。

为了研究器件暗电流的温度特性, 本节也对的 $\text{In}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}$ 探测器变温 I-V 特性进行了测试。DIP 封装的器件被装在液氮循环制冷头上, 采用 Lakeshore 330 控温系统对探测器的工作温度进行控制, 测试温度范围为 330K~50K, 间隔 20K。图 6.12a 为台面直

径为 $300\mu\text{m}$ 的波长扩展 $\text{In}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}$ 探测器的典型 I-V 特性曲线, 图 6.12b 绘出了器件分别在 -10mV , -20mV , -50mV , -100mV 和 -200mV 下的暗电流和 R_0A 随温度的变化关系。

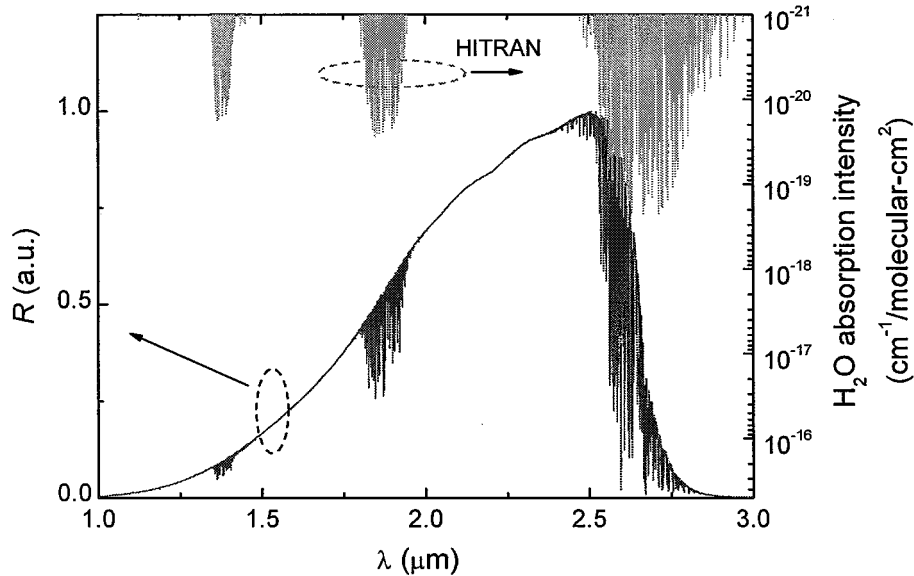


图 6.11 300K 下测得 $\text{In}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}$ 探测器的相对响应光谱

图上可以看出, 当工作温度从 290K 降到 150K 时, 器件 -10mV 下的暗电流从 $4.92\mu\text{A}$ 降到 179nA , R_0A 从 $1.43\Omega\text{cm}^2$ 增加到 $40.25\Omega\text{cm}^2$ 。相比于波长扩展的 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器, 暗电流随工作温度降低的斜率较小。根据 $I_d \propto \exp(-E_d/kT)$ 计算出器件在 330K 到 250K 之间的热激活能为 0.182eV , 与 $\text{In}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}$ 材料禁带宽度 (0.465eV) 的一半可比拟。这说明采用 $3.0\mu\text{m}$ 厚的 $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 线性组分渐变缓冲层时吸收层中仍存在失配位错导致的产生-复合中心, 从而严重影响到了器件的性能。表 6.5 中列出了变温 I-V 的测量数据和理论计算结果, 其中 $D_{\lambda p}^*$ 的理论值计算时外量子效率取 0.5。

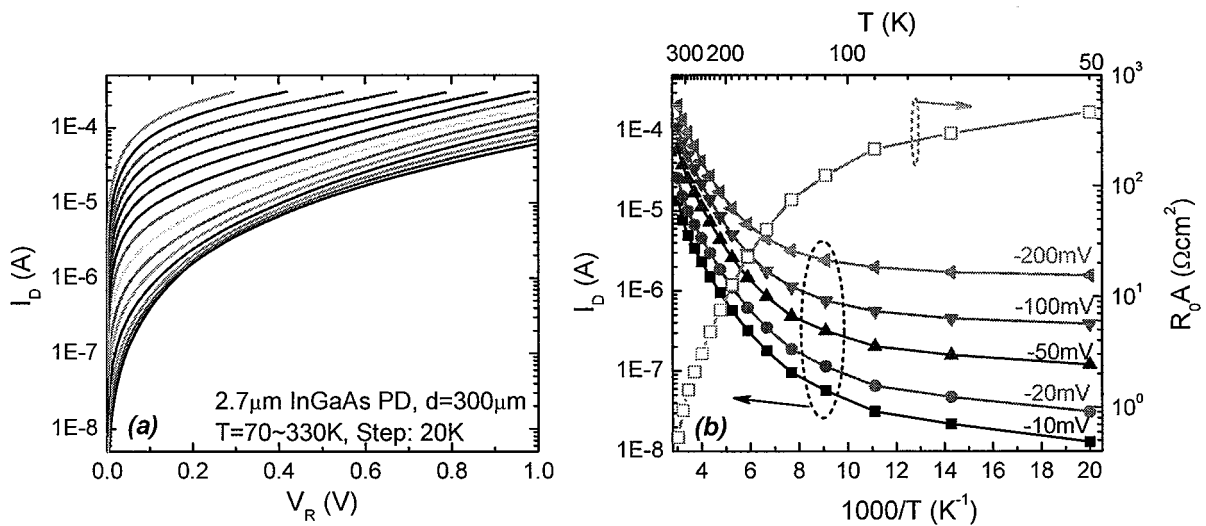


图 6.12 $d=300\mu\text{m}$ $\text{In}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}$ 探测器的变温 I-V 测试结果(a). 器件的典型 I-V 特性曲线(b). 不同偏压下暗电流和优值因子 R_0A 随温度的变化关系

表 6.5 $d=300\mu\text{m}$ 的 $\text{In}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}$ 探测器变温 I-V 测试数据及理论计算结果

Temp. (K)	$I_D@-10\text{mV}$ (A)	R_0 (Ω)	R_0A (Ωcm^2)	D^*_{Cal} ($\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$)
290	4.92E-06	2025.87	1.43	9.79E09
250	2.30E-06	4305.82	3.04	1.54E10
210	9.49E-07	10656.82	7.53	2.64E10
150	1.79E-07	56941.12	40.25	7.22E10
110	5.70E-08	175106.20	123.78	1.48E11
90	3.12E-08	303643.10	214.63	2.15E11
50	1.31E-08	653911.04	462.22	4.24E11

本节还对 $2.7\mu\text{m}$ InGaAs 探测器室温下的黑体响应进行了测试。测试时黑体温度为 900K, 孔径 8mm, 与待测器件的距离为 30cm, 调制频率为 100Hz, 环境温度为 300K。测试结果如表 6.6 所示, 其中 g 因子由相对相应光谱计算得到。测得室温下器件的峰值探测率 $D^*_{\lambda_p}$ 为 $4.96\text{E}9\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$, 响应度 R_i 为 $1.17\text{A}/\text{W}$ 。

表 6.6 室温下双异质结台面型 $\text{In}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}$ 探测器的黑体响应测试结果

$D(\mu\text{m})$	$S@10^{-6}\text{A}/\text{V}$ (mV)	$N@10^{-6}\text{A}/\text{V}$ (μV)	S/N	D^*_{bb} ($\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$)	R_{bb} (A/W)	G-Factor	$D^*_{\lambda_p}$ ($\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$)	$R_i@_{\lambda_p}$ (A/W)
500	41.7	136	306.62	3.03E08	9.29E-02	9.84	2.98E9	0.91
300	19.3	63	306.35	5.04E08	1.19E-01	9.84	4.96E9	1.17

6.1.3 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器阵列的研制

在采用 InAlAs 缓冲和帽层的 $2.4\mu\text{m}$ InGaAs 探测器单管研究的基础上, 本节还制备了 1×8 元的波长扩展 InGaAs 小规模探测器阵列。材料的外延结构与 6.1.1 节中样品 B 一致: S.I.(100)InP 衬底; 厚度为 $3.0\mu\text{m}$ 的 N^+ -InAlAs 缓冲, $2.5\mu\text{m}$ 厚的 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 吸收层轻掺 Si, 掺杂浓度约为 $2.9\text{E}16\text{cm}^{-3}$, 掺 Be 的 P^+ -InAlAs 帽层, 掺杂浓度为 $2\text{E}18\text{cm}^{-3}$ 。制成的 1×8 的台面型 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器阵列单元尺寸 $125\times 140\mu\text{m}^2$, 8 个单元分两行交叉排列, 单元中心距 $100\mu\text{m}$, 采用 PECVD SiN_x 钝化, 单元进光面的尺寸为 $105\times 105\mu\text{m}^2$ 。

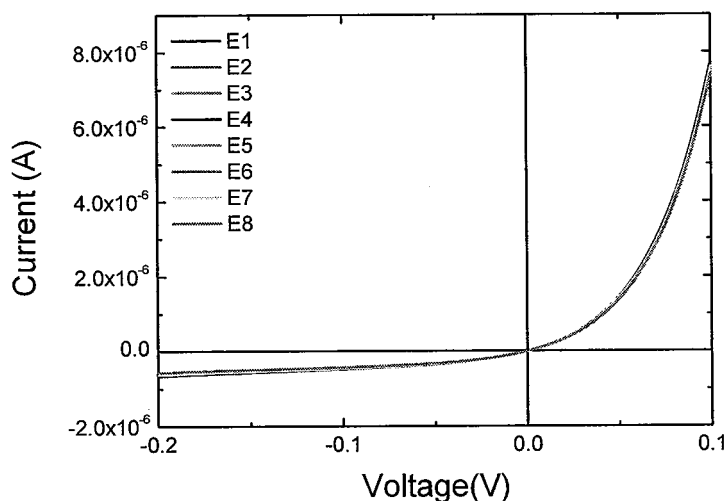
图 6.13 室温下测得 InP 基波长扩展 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器阵列各单元的 I-V 特性曲线

图 6.13 是室温下测得波长扩展 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器阵列器件中各单元的 I-V 曲线，图上可以看出，阵列中各元的 I-V 曲线重合较好，说明器件暗电流特性具有良好的均匀性。-10mV 偏压下测得器件的暗电流约 109nA，相对标准差仅 2.44%。器件的零偏电阻 R_0 也列在了表 6.7 中，室温下其平均值为 104K Ω ，相对标准差为 3.32%。取器件的内量子效率为 0.5 时，根据优值因子 R_0A 计算出的理论 $D^*_{\lambda p}$ 的平均值达 2.39E10cmHz^{1/2}/W，相对标准差仅 1.65%。

采用卤钨灯作为光源，本节对阵列器件光响应特性的均匀性也进行了研究。测试时保持探针位置不变，通过平移探针台对各元进行测试，以确保照射在器件上的光强不变。测得室温时-10mV 偏压下阵列中各元的光电流如表 6.7 中所示，相对标准差仅 1.21%，这也充分说明了采用 InAlAs 缓冲的双异质结型 InGaAs 探测器具有良好的均匀性。侧面印证了采用 GSMBE 外延的波长扩展 InGaAs 探测器的外延片材料的均匀性。

表6.7 室温下测得的8元波长扩展 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器阵列性能参数及其统计结果(暗电流 I_D 为10mV偏压下测得，峰值探测率 $D^*_{\lambda p}$ 是根据 R_0A 值计算所得，设量子效率 $\eta=0.5$)。

	I_D (nA)	R_0 (Ω)	R_0A (Ωcm^2)	$D^*_{\lambda p}$ (cmHz ^{1/2} /W)	I_L-I_D (nA)
E1	109	1.01E5	14.67	2.36E10	246
E2	106	1.02E5	14.74	2.37E10	251
E3	106	1.04E5	15.05	2.39E10	247
E4	108	1.01E5	14.59	2.35E10	255
E5	102	1.08E5	15.61	2.43E10	246
E6	107	1.06E5	15.37	2.41E10	248
E7	107	1.01E5	14.59	2.35E10	249
E8	102	1.09E5	15.87	2.45E10	248
\bar{x}	106	1.04E5	15.06	2.39E10	249
σ	2.59	3.44E3	0.50	3.95E8	3.01
σ/\bar{x}	2.44%	3.32%	3.31%	1.65%	1.21%

6.2 n-on-p 结构的波长扩展 InGaAs 探测器

为了适应背面照射波长扩展 InGaAs 探测器的制备要求，研究电学掺杂对缓冲层特性的影响，本论文还研制了 n-on-p 结构的波长扩展 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 探测器。材料生长在 P^+ 掺杂的正晶(100)InP 衬底上，外延结构依次为约 3 μm 厚的 $\text{P}^+(\text{Be}, 2\text{E}18\text{cm}^{-3})$ 组分线性渐变的 $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 缓冲层， x 从 0.52 缓变到 0.7(样品 A)或 0.8(样品 B)；然后外延一层厚度约 2.2 μm 的 n^- -InGaAs 吸收层，铟组分分别为 0.7(样品 A)和 0.8(样品 B)。最后是一层 N^+ 掺 Si 的 InGaAs 欧姆接触层，掺杂浓度为 $2\text{E}18\text{cm}^{-3}$ ，厚度约 0.2 μm 。

外延材料采用典型的器件工艺流程制成台面型的 InGaAs 探测器单管：清洗后进行光刻，然后采用高双氧水浓度的磷酸双氧水系湿法腐蚀液刻蚀出具有不同尺寸的台面，腐蚀深度约 2.7 μm ；PECVD SiN_x 时衬底温度为 150 $^\circ\text{C}$ ， SiH_4 和 NH_3 流量分别为 40 和

800mL/min, 等离子体功率 62.7W, 膜厚约 150nm; 然后电子束蒸发 Ge/Ni/Ag/Au 制作正面电极, 对应厚度分别为 10/20/13/100nm; 再蒸发一层约厚度 200nm 的 Au 进行电极加厚。为了测量其背照射特性, 衬底被减薄至 150 μm 后抛光。进行合金化后划片, 管芯通过银浆烧结在 TO 金属或 DIP 陶瓷管壳上, 在 150 $^{\circ}\text{C}$ 烘箱中退火 1 小时, 然后采用热压焊引线引出电极。

图 6.14 分别是室温下测得台面直径 $d=500\mu\text{m}$ 的 TO 封装 n-on-p 波长扩展 InGaAs 探测器 A 和 B 的典型 C-V 特性曲线。由图可见, 样品 A 和 B 的零偏电容 C_0 分别为 120.70pF 和 145.64pF, 管壳的寄生电容约 1pF。由 C-V 数据计算出 InGaAs 层耗尽层中的载流子浓度分布也绘在了图 6.14 中, 对应样品 A 和 B 的 I 层掺杂浓度分别为 $3\text{E}16$ 和 $2.8\text{E}16\text{cm}^{-3}$ 。

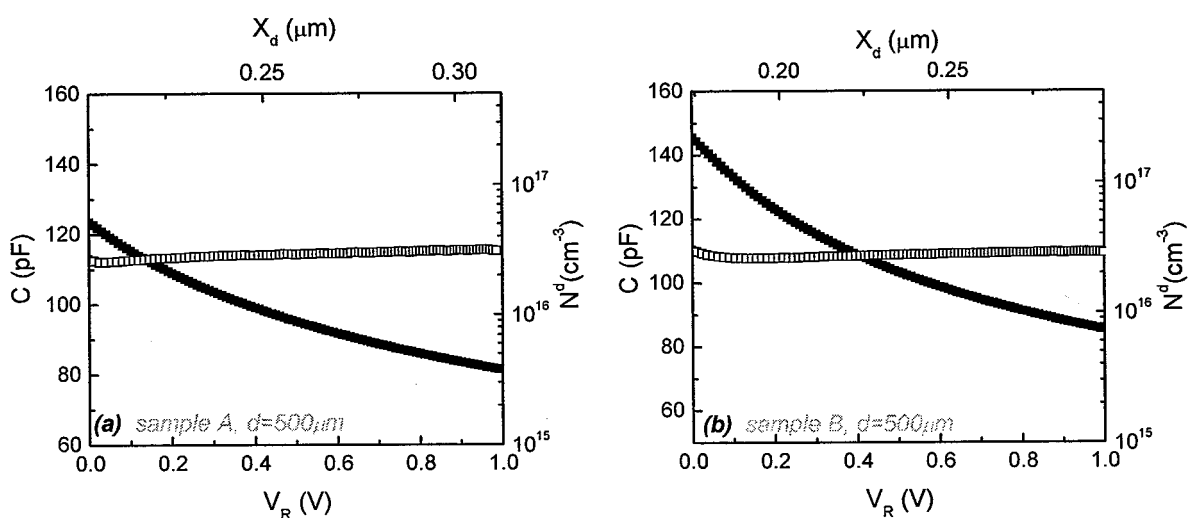


图 6.14 n-on-p 型波长扩展 InGaAs 探测器的 C-V 测试结果(a).样品 A; (b).样品 B.

图 6.15 中分别为 TO 封装的 n-on-p 型波长扩展 InGaAs 探测器(样品 A 和 B)在室温下测得的相对响应光谱, 实线和虚线分别表示正面和背面照射情况的光响应随波长的变化关系。图上可以看出, 正面照射时样品 A 峰值响应波长为 1.94 μm , 50%峰值短波和长波截止波长为 1.50 和 2.03 μm , 10%截止波长为 2.08 和 1.14 μm ; 样品 B 峰值响应波长 2.20 μm , 50%峰值的截止波长分别为 1.46 μm 和 2.40 μm , 10%截止波长分别 1.24 μm 和 2.44 μm 。

背面照射时, 样品 A 的峰值响应波长为 1.75 μm , 50%短、长波截止波长分别为 1.31 μm 和 2.03 μm , 样品 B 分别为 1.88 μm , 1.37 μm 和 2.36 μm ; 样品 A 的 10%截止波长 1.08 和 2.09 μm , 样品 B 为 1.18 μm 和 2.44 μm 。同正面照射情况下相比, 器件的峰值响应波长变短, 短波方向的光响应增加。分析认为, 这是因为 n-on-p 结构中 pn 结更靠近于衬底, 由于 InGaAs 材料对波长较短的红外光具有较大的吸收系数, 在正面入射时, 波长较短的红外光激发的电子-空穴对主要集中在表面, 而波长较长的红外光则可传播到更靠近 pn 结的位置, 受表面复合和光生载流子传输过程中体复合的影响, 正面照射时器件沿短

波方向光响应急剧降低。背面照射时，一方面由于短波长红外光的吸收更靠近 pn 结，另外 InAlAs 材料对光响应也有一定贡献，因而其峰值波长较正面照射器件偏短，且短波方向光响应较大。图 6.15a 中 $1.0\mu\text{m}$ 以下的吸收峰产生的原因目前不是很明确，我们认为可能是 InP 材料吸收的贡献。

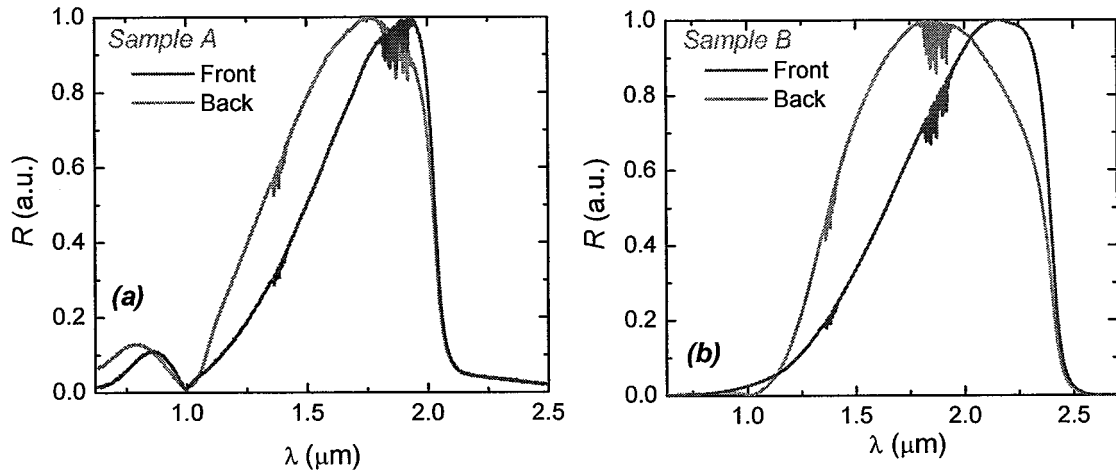


图 6.15 n-on-p 型波长扩展 InGaAs 探测器在正面和背面入射时的相对响应光谱: (a)样品 A; (b)样品 B

为了研究反射膜对器件性能的影响，本节还在样品 A 的正台面上制作了一层金属反射膜(电子束蒸发 Ge/Au/Ni/Au 材料，膜厚分别为 10/33/10/150nm)，室温下测得其背照射的相对响应光谱如图 6.16 所示。为了比较，将无正台面金属反射膜的样品 A 背面照射时的响应光谱也绘在了图 6.15 中。图上可见，有台面金属膜的器件峰值波长向红移至约 $1.86\mu\text{m}$ 处，从包络上看，台面上的金属反射膜在一定程度上可增加器件长波方向的光响应。说明增加吸收层的厚度或制作表面反射膜可望进一步提高器件背照射时的光响应特性。

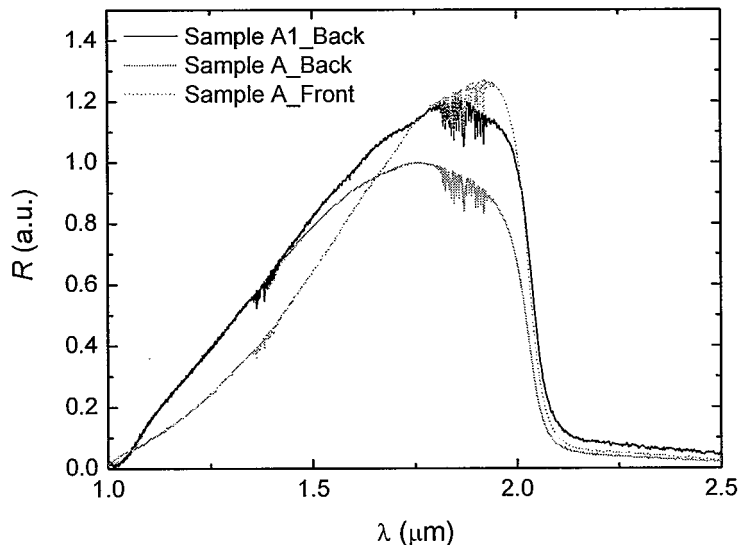


图 6.16 光敏面上有金反射层和无金反射层的样品 A 响应光谱特性的比较

本节还对 n-on-p 型的波长扩展 InGaAs 探测器的暗电流特性进行了研究。图 6.17 分别为 280K(室内温度)下测得不同台面直径的样品 A 和 B 的暗电流特性曲线,其中插图中是器件在零偏附近的典型 I-V 曲线。室温下样品 A 在-10mV 偏压时的暗电流密度为 $1.22\text{E-}5\text{A}/\text{cm}^2$, 样品 B 的暗电流密度约 $7.92\text{E-}5\text{A}/\text{cm}^2$, 样品 A 和 B 的 R_0A 达 $920\Omega\text{cm}^2$ 和 $150\Omega\text{cm}^2$ 。表 6.8 中还列出了所测得不同尺寸器件的 R_0A 及 D^* 理论计算值, 样品 A 和 B 的峰值波长分别取 $1.94\mu\text{m}$ 和 $2.20\mu\text{m}$, 计算时量子效率假定为 0.5。

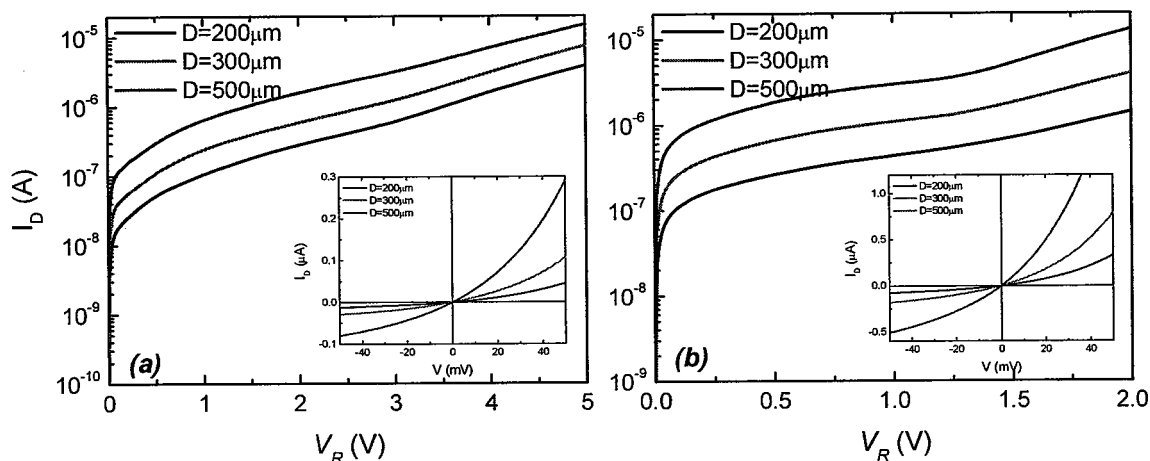


图 6.17 280K 下测得 n-on-p 型波长扩展 InGaAs 探测器的 I-V 特性曲线(a)样品 A; (b)样品 B.

表 6.8 280K 下 n-on-p 型波长扩展 InGaAs 探测器的暗电流特性实验数据及相关计算结果

	D (μm)	$I_D@-10\text{mV}$ (A)	$I_L@-10\text{mV}$ (A)	R_0 (Ω)	R_0A (Ωcm^2)	D^* ($\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$)
样品 A	200	-3.72E-09	6.70E-7	2.99E06	940.60	1.86E11
	300	-8.77E-09	1.48E-6	1.29E06	910.90	1.88E11
	500	-2.40E-08	3.23E-6	4.67E05	917.52	1.89E11
样品 B	200	-2.36E-08	6.75E-7	483091.8	151.77	8.48E10
	300	-5.64E-08	1.84E-6	201612.9	142.52	8.22E10
	500	-1.57E-07	4.40E-6	72992.7	143.32	8.24E10

此外我们还研究了 n-on-p 型波长扩展 InGaAs 探测器暗电流的温度特性, 分别对 DIP 陶瓷管壳封装的 $d=300\mu\text{m}$ 的样品 A 和 B 在 350K 到 150K 范围的暗电流特性进行了测试, 图 6.18 分别为测得样品 A 和 B 在反向偏压下 I-V 特性的典型结果。图中可以看出, 随着工作温度从 350K 下降到 150K, 器件的暗电流降低了约 7 个数量级, 低温下低偏压时样品 A 和 B 的暗电流曲线上的波动是由于暗电流小于 I-V 系统的测量极限所致。图 6.18b 中, 250K 以下样品 B 在反向偏压大于 1V 时 I-V 曲线的拐曲为器件中隧道电流分量为主所致。由于隧穿电流与器件的工作温度关系不大, 温度降低时, 器件产生-复合电流逐渐减小, 到一定程度时隧道电流成为暗电流的主要构成部分。

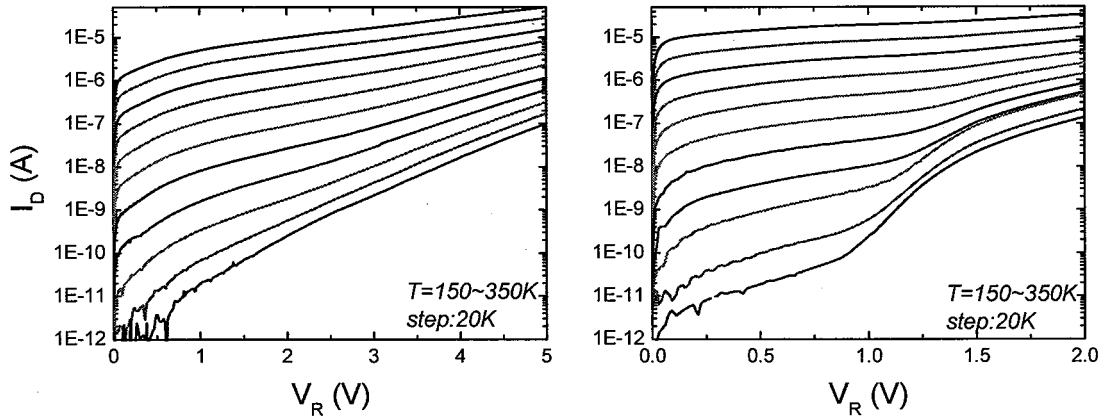


图 6.18 n-on-p 型波长扩展 InGaAs 探测器的变温 I-V 测试结果(a).样品 A; (b).样品 B

为了更清楚地研究温度对器件暗电流特性的影响，图 6.19 中分别采用 Arrhenius 图画出了样品 A 和 B 的在-10mV 偏压下的暗电流和优值因子 R_0A 随温度的变化关系。图中可以看出，对样品 A，随着温度从 290K 降至 210K，暗电流从 11.3nA 降至 30.7pA，优值因子 R_0A 从 $760\Omega\text{cm}^2$ 增加到 $250\text{K}\Omega\text{cm}^2$ ；样品 B 暗电流从 75.1nA 降低到 102pA， R_0A 从 $104\Omega\text{cm}^2$ 增加到 $76.2\text{K}\Omega\text{cm}^2$ 。说明通过热电制冷(四级热电制冷可达 220K)可大大改善器件的暗电流特性。表 6.9 中列出了器件变温 I-V 的一些测试结果和相应理论计算值，峰值探测率计算中取外量子效率 $\eta=0.5$ 。

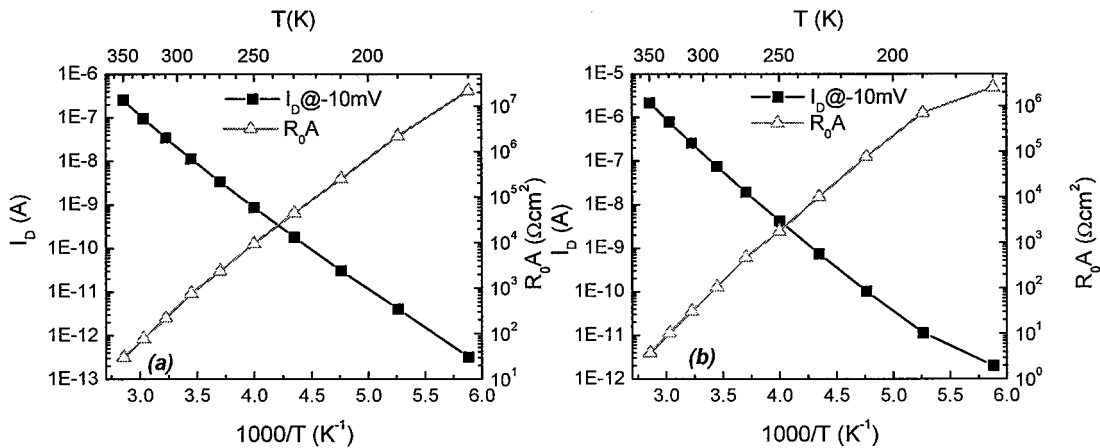


图 6.19 n-on-p 型波长扩展 InGaAs 探测器的暗电流(-10mV)和 R_0A 随温度变化的关系

表 6.9 n-on-p 型波长扩展 InGaAs 探测器变温 I-V 的测试数据及相关计算结果

	$I_D@V_R=10\text{mV}$ (A)		R_0 (Ω)		R_0A (Ωcm^2)		$D^*_{\lambda p}$ ($\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$)	
	290K	210K	290K	210K	290K	210K	290K	210K
样品 A	1.13E-8	3.07E-11	1.09E6	3.54E8	760	2.50E5	1.76E11	3.74E12
样品 B	7.51E-8	1.02E-10	1.47E5	1.08E8	104	7.62E4	7.78E10	2.48E12

为了研究 n-on-p 器件的综合性能，本节也对样品 A 和 B 的黑体响应特性进行了测试。待测器件的台面直径 $d=500\mu\text{m}$ ，测试时黑体温度为 900K，孔径 8mm，距待测器件

30cm, 放大器的带宽为 100Hz, 环境温度为 298K。测试结果如表 6.10 所示, 正面入射时样品 A 和 B 的峰值探测率分别为 $1.35 \times 10^{11} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 和 $6.55 \times 10^{10} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$; 背照射时 $D^*_{\lambda p}$ 分别为 $6.05 \times 10^{10} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 和 $2.46 \times 10^{10} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$; 背面照射峰值探测率 $D^*_{\lambda p}$ 小于器件正面照射时的 $D^*_{\lambda p}$, 分析认为这是由于 P^+ -InP 衬底中的自由载流子吸收导致的。另外表中 Sample A1 代表台面上有金属反射膜的样品 A, 其背面照射时 $D^*_{\lambda p}=7.36 \times 10^{10} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$, 说明正台面上的金属反射膜可以稍稍提高背照射器件的光响应。

表 6.10 室温下 n-on-p 型波长扩展 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 探测器黑体测试数据

Detectors & Illuminate-type		$S@10^{-6} \text{A/V}$ (mV)	$N@10^{-8} \text{A/V}$ (μV)	S/N	D^*_{bb} ($\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$)	R_{bb} (A/W)	G-Factor	$D^*_{\lambda p}$ ($\text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$)	$R_i@_{\lambda p}$ (A/W)
Sample A	Front	10.8	220	4909.09	4.80E9	2.41E-02	27.27	1.31E11	0.66
	Front	10.93	215	5083.72	4.97E9	2.43E-02	27.27	1.35E11	0.66
	Back	4.32	220	2418.18	2.36E9	1.18E-02	25.59	6.05E10	0.30
	Back	3.8	215	2232.56	2.18E9	1.07E-02	25.59	5.58E10	0.27
Sample A1	Back	4.88	190	3094.74	3.02E9	1.31E-02	24.35	7.36E10	0.32
Sample B	Front	27.5	540	5092.59	4.98E9	6.06E-02	13.07	6.50E10	0.79
	Front	27.2	530	5132.08	5.02E9	6.13E-02	13.07	6.55E10	0.80
	Back	10.3	540	1907.41	1.86E9	2.29E-02	13.19	2.46E10	0.30
	Back	9.4	530	1773.58	1.73E9	2.09E-02	13.19	2.29E10	0.28

6.3 本章小结

本章主要研究了采用 InAlAs 缓冲的波长扩展 InGaAs 探测器及其阵列, 并对器件的性能进行了细致的测量表征。主要研究结果如下:

1. 研制了采用 InAlAs 作为缓冲层和帽层的双异质结型 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器, 器件的峰值响应波长 $2.35\mu\text{m}$, 50%峰值长波截止波长 $2.44\mu\text{m}$ 。室温下实测峰值探测率 $D^*_{\lambda p}$ 达 $1.83 \times 10^{10} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 。不同台面直径器件的暗电流具有很好的面积相关性。
2. 研究了 I 层掺杂浓度对 PIN 型 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器性能的影响。结果表明 I 层有意掺杂可减小产生-复合电流, 从而有效降低探测器的暗电流; 但是随着 I 层掺杂浓度的增加, 器件的光响应特性也会发生相应的降低。实验结果证明正面照射时器件的 I 层掺杂浓度应该介于 $2.9\text{E}16\text{cm}^{-3}$ 和 $1.2\text{E}17\text{cm}^{-3}$ 之间, 通过进一步优化 I 层掺杂浓度, 器件性能可望得到进一步提高。
3. 研制了 1×8 双异质结型 $2.4\mu\text{m}$ $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ PIN 探测器阵列, 器件具有良好的均匀性。室温下测得器件的暗电流为 $109\text{nA}(2.44\%)$, R_{0A} 达 $15.06\Omega\text{cm}^2(3.31\%)$, 计算出 $D^*_{\lambda p}$ 理论值为 $2.39 \times 10^{10} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ (外量子效率取 0.5 时)。探针测试器件的光响应的相对标准差仅为 1.61%。
4. 采用 InAlAs 缓冲层技术将波长扩展 InGaAs 探测器的长波截止波长进一步延展至 $2.7\mu\text{m}$ 。实验结果表明, 随着波长的进一步扩展, $3\mu\text{m}$ 组分线性渐变的 InAlAs 缓冲

层不足以弛豫失配(In_{0.85}Ga_{0.15}As 和 InP 衬底的晶格失配达 2.21%)所产生的缺陷, 器件具有较大的暗电流。器件的峰值探测率仅为 $4.96 \times 10^9 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 。在对器件响应波长进一步扩展时, 就需要对器件的缓冲层进行进一步优化设计。

5. 研制了 n-on-p 型的波长扩展 InGaAs 探测器。50%峰值长波截止波长分别为 2.03 和 2.36 μm 。290K 时器件的暗电流密度仅 $1.22\text{E-}5 \text{A}/\text{cm}^2$ 和 $7.97\text{E-}5 \text{A}/\text{cm}^2$, R_0A 达 920cm^2 和 $150\Omega\text{cm}^2$, 室温下测得器件的 $D^*_{\lambda_p}$ 分别达 $1.35 \times 10^{11} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 和 $6.55 \times 10^{10} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 。说明采用 P⁺-InAlAs 缓冲层可有效改善器件的暗电流特性。

第七章 总结与展望

7.1 总结

面向空间遥感应用的短波红外 InGaAs 阵列器件在气象预报、环境监测、资源分布、农作物估产、灾情防治以及红外预警、军事侦察和监视等众多重要的民用和军事领域有着广阔的应用前景。为了满足我国对于空间遥感用 InGaAs 红外焦平面的迫切需求，本论文针对空间遥感 InP 基短波红外 InGaAs 探测器及其阵列的器件物理进行了研究，通过对 InGaAs 探测器结构的优化设计和器件关键工艺的优化研究，分别对 InP 基的晶格匹配和波长扩展应变 InGaAs 探测器及其阵列进行了研制，并对器件性能和阵列均匀性进行了细致的表征和研究，通过器件印证了 GSMBE 外延材料的均匀性。取得的主要研究成果如下：

1、建立了 PIN 型 InGaAs 探测器的光响应物理模型，分别对晶格匹配和波长扩展 InGaAs 探测器的光响应特性进行了模拟计算，结合探测器暗电流分析结论，分别对正面照射和背面照射器件的结构参数进行了优化设计。模拟结果与实验结果吻合较好，说明该模型能够较为准确的反映 InGaAs 探测器的光响应特性。

2、对台面型 InGaAs 探测器的关键器件工艺进行了优化。主要研究了溴/氢溴酸和磷酸/双氧水系对 InP、InGaAs 和 InAlAs 材料的湿法腐蚀特性，并对聚酰亚胺和 PECVD SiN_x 的钝化工艺进行了优化研究。

(1) 研究了溴/氢溴酸腐蚀液对 InP/InGaAs 材料的湿法腐蚀特性，腐蚀侧壁较为陡直，表面平整(RMS 达 0.47nm)，符合台面型 InGaAs 探测器的制备要求。

(2) 采用 H₃PO₄/H₂O₂ 系对 InGaAs 和 InAlAs 材料湿法腐蚀研究表明：腐蚀液浓度降低时，腐蚀速率呈指数趋势降低，表面形貌和粗糙度变化不大；腐蚀液中 H₂O₂ 和 H₃PO₄ 浓度增大时，腐蚀速率先增大后减小；磷酸浓度较高时，InGaAs 和 InAlAs 的表面尖锥状小丘趋于致密，而双氧水浓度较高时，可获取平整光洁的表面。

(3) 通过聚酰亚胺钝化 InGaAs 探测器暗电流特性的研究发现：采用聚酰亚胺钝化时，确保表面清洁干燥对钝化的质量具有非常重要的意义。

(4) 对 PECVD SiN_x 钝化膜的生长条件进行了优化。在降低淀积温度和膜厚的同时，获取了较为致密均匀的钝化膜。

3、在器件结构和关键工艺优化的基础上，研制了与 InP 基晶格匹配的 InGaAs 探测器及其小规模阵列。

(1) 结合器件结构参数优化和 PECVD SiN_x 工艺优化，研制的 In_{0.53}Ga_{0.47}As 探测器室温下 -10mV 时暗电流密度仅为 $5.7 \times 10^{-7} \text{A/cm}^2$ 。

(2) 研制的 1×8 元的 InGaAs 探测器阵列具有良好的均匀性，室温下器件的优值因子

R_0A 为 $5.77 \text{ K}\Omega\text{cm}^2$, 相对标准差仅为 1.8%; 278K 下实测的峰值探测率 $D^*_{\lambda p}$ 达 $2.37 \times 10^{12} \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$ (相对标准差为 3.93%)。

- (3) 对聚酰亚胺和 SiN_x 钝化的阵列条的暗电流和光响应进行了探针测试, 室温下聚酰亚胺钝化的阵列条(80 元)的平均光响应为 4.48mV(相对标准差 0.93%), -10mV 的暗电流为 $4.98 \times 10^{-10} \text{ A}$ (相对标准差 6.4%); SiN_x 钝化阵列条(56 元)的平均光响应 4.52mV(相对标准差为 2%), -10mV 时暗电流为 $3.90 \times 10^{-10} \text{ A}$ (相对标准差 4.2%)。证明了 GSMBE 外延材料具有良好的均匀性。
- (4) 对聚酰亚胺钝化 InGaAs 探测器阵列的失效分析表明, 聚酰亚胺钝化器件封装后均匀性变差是封装时聚酰亚胺膜与金电极之间热应力导致膜性能退化所引起的。封装实验证明了 SiN_x 钝化具有比聚酰亚胺钝化膜更好的封装兼容性。

4、采用宽禁带的 InAlAs 材料作为缓冲层, 研制了一系列适合于正面和背面照射的扩展波长应变的 InGaAs 探测器及其阵列, 并对器件进行了细致的表征和分析。

- (1) 研制了采用 InAlAs 作为缓冲层和帽层的双异质结型 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器, 器件的峰值响应波长 $2.35\mu\text{m}$, 50%峰值长波截止波长 $2.44\mu\text{m}$ 。无表面抗反膜的器件室温下峰值探测率 $D^*_{\lambda p}$ 达 $1.84 \times 10^{10} \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 。不同台面直径器件的暗电流具有很好的面积相关性。
- (2) 研究了 I 层掺杂浓度对 $2.4\mu\text{m}$ PIN 型 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器性能的影响。结果表明 I 层掺杂可有效的降低器件中产生-复合电流, 从而有效降低探测器的暗电流; 但随着 I 层掺杂浓度的增加, InGaAs 材料中的耗尽层宽度减小, 辐射复合少子寿命降低, 导致器件的光响应特性也会发生相应的降低。实验结果证明, 正面照射时器件的 I 层掺杂浓度应介于 $2.9\text{E}16\text{cm}^{-3}$ 和 $1.2\text{E}17\text{cm}^{-3}$ 之间, 通过进一步优化 I 层掺杂浓度, 器件性能可望得到进一步的提高。
- (3) 研制了 1×8 双异质结型 $2.4\mu\text{m}$ $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ PIN 探测器阵列, 器件具有良好的均匀性。室温下测得器件的暗电流为 109nA(2.44%), R_0A 达 $15.06\Omega\text{cm}^2$ (3.31%), 根据优值因子计算出的峰值探测率 $D^*_{\lambda p}$ 为 $2.39 \times 10^{10} \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$ (外量子效率取 0.5 时)。探针测试波长扩展 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 阵列器件光响应的相对标准差仅为 1.61%。
- (4) 通过进一步增加 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 吸收层中的铟组分, 将器件的长波截止波长扩展到了 $2.7\mu\text{m}$, 实验结果表明随着波长的进一步扩展, $3\mu\text{m}$ 组分线性渐变的 InAlAs 缓冲层不足以抑制失配($\text{In}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}$ 和 InP 衬底的晶格失配达 2.21%)产生的缺陷, 器件具有较大的暗电流。器件的峰值探测率仅为 $4.96 \times 10^9 \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 。在对器件响应波长进一步扩展时, 就需要对器件的缓冲层进行进一步的优化设计。
- (5) 研制了 n-on-p 型的波长扩展应变 InGaAs 探测器。器件的峰值波长分别为 $1.94\mu\text{m}$ 和 $2.20\mu\text{m}$, 50%峰值长波截止波长 $2.03\mu\text{m}$ 和 $2.40\mu\text{m}$ 。280K 时-10mV 偏压下器件的暗电流密度分别为 $1.22\text{E-}5 \text{ A/cm}^2$ 和 $7.97\text{E-}5\text{A/cm}^2$, 优值因子 R_0A 达 $920\Omega\text{cm}^2$

和 $150\Omega\text{cm}^2$ 。室温下黑体响应测得器件正面照射时的峰值探测率 $D^*_{\lambda p}$ 分别为 $1.35 \times 10^{11} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 和 $6.55 \times 10^{10} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 。表明采用 $\text{P}^+\text{-InAlAs}$ 缓冲层可有效改善器件的暗电流特性。由于该结构中器件 pn 结更靠近衬底，因此更适合于背面照射的阵列器件的制备。

7.2 一些设想与建议

短波红外 InGaAs 探测器具有工作温度高、探测率高和抗辐照性能良好等优点，因此研制高性能的 InGaAs 红外焦平面阵列，提高红外焦平面的工作温度，对降低红外系统的复杂程度、体积、功耗和成本，实现系统的小型化和提高系统寿命等具有重要的意义。由于短波红外波段在空间遥感领域的重要地位和众多重要的应用前景，研制高性能的短波红外 InGaAs 焦平面阵列，对促进我国空间遥感事业的发展有着重要意义，关系到国计民生，具有相当的紧迫性和重要性。然而，目前距 InGaAs 红外焦平面阵列的实用化，仍有大量研究工作需要继续开展。在本论文研究工作的基础上，对下一步的工作有如下设想和建议：

1、PIN 型 InGaAs 探测器光响应模型的改进

本论文第三章所建立的 PIN 型 InGaAs 探测器的光响应模型中，忽略了界面态和耗尽层内的复合对光响应特性的影响。这在对器件结构设计和参数优化工作中，尤其对波长扩展的 InGaAs 探测器进行优化计算时，由于晶格失配增加了材料中的缺陷密度，耗尽层内的复合也会影响到器件的性能，这样就需要根据物理本质对模型进行修正。另外模型中也未考虑异质界面的能带不连续给载流子输运带来的影响，综合考虑这些因素，可进一步提高模型的准确性。

本论文中主要对 I 层结构参数对器件光响应特性的影响进行了讨论，下一步还可计算其它结构参数变化或增加特殊结构(如背面高反膜等)对器件光响应特性的影响。

2、钝化膜的进一步优化

受限于设备条件，本论文中对 PECVD SiN_x 钝化膜淀积时工艺参数优化的范围仍然较小。在允许的情况下，在后续工作中应进一步对 PECVD 条件进行优化，以期在较低温度下生长出致密的 SiN_x 钝化膜。

另外可以考虑采用多层钝化技术，以提高钝化效果。如采用 $\text{SiO}_2\text{-SiN}_x$ 双层钝化膜结构，由于 SiO_2 更宽的禁带宽度和更低的界面态密度，采用 SiO_2 可获取更好的钝化效果。但是由于 SiO_2 膜对水汽和金属离子的掩蔽特性较差，因而在 SiO_2 薄膜上再淀积一层 SiN_x 薄膜，以改善钝化膜的掩蔽特性。此外，由于 SiO_2 呈现压应力，而 SiN_x 呈现张应力，采用双层钝化膜可有效降低钝化膜中存在的应力，提高钝化膜的稳定性。

3、背照射器件结构的优化设计

A: 波长扩展 InGaAs 探测器的 I 层两段掺杂法

B: 背面照射器件的台面反射膜

4、缓冲层技术

对于 InP 基的波长扩展应变 InGaAs 探测器, 如何抑制因晶格失配引入的失配位错对提高器件性能尤为重要。由于 p 型掺杂的缓冲层可有效抑制失配位错向有源区的延伸, 从而降低 InGaAs 吸收层中的失配位错密度^[243]。I.Tangring 等人认为掺杂剂的电学特性会极大的影响到外延过程中的缺陷成核、传播和相互作用^[243]。P.Sitch 等人曾经理论上预测过在 GaAs 中, Si 会增强 α 型失配位错, 而 Be 则会削弱 β 型失配位错^[244]。采用 n-on-p 型结构制成的波长扩展 InGaAs 探测器良好的性能也说明了这点, 因此下一步的工作重点就是优化 p 型缓冲层技术。由于 p 型掺杂剂 Be 具有较大的扩散系数, 在 GSMBE 的外延过程中会发生互扩散, 从而影响到 InGaAs 吸收层的掺杂特性。而在失配体系中, 由于 Be 的互扩散与材料中缺陷密切相关, 因而在失配体系中更要严格控制。图 7.1 中我们模拟了生长温度下 n-on-p 结构中 Be 的互扩散情况。其中生长温度下 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 中 Be 的扩散系数取 $8.08\text{E}-15\text{cm}^2/\text{s}$, 应变 InGaAs 中 Be 的扩散系数分别取该值的 10, 20 和 50 倍。

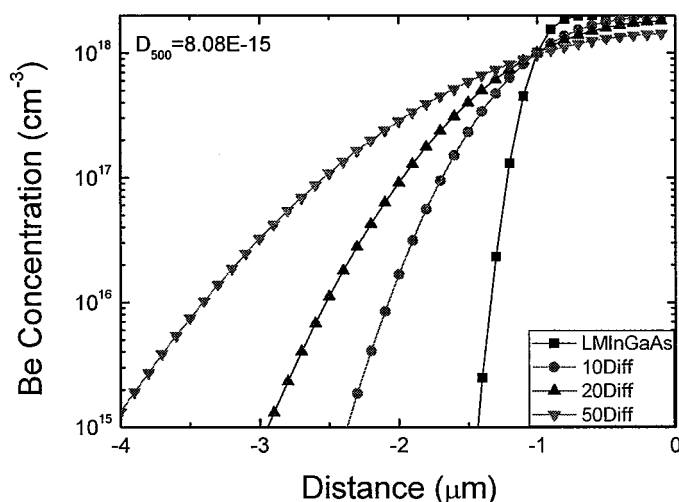


图 7.1 MBE 外延的 n-on-p 型波长扩展 InGaAs 探测器中 Be 的互扩散情况

5、增透膜(AR)

由于 III-V 族半导体的折射率通常在 3.5 左右, 对于 InGaAs 探测器, 当入射红外光从空气或真空中直接照射到器件表面时, 将会有约 30% 的损失。因此根据 InGaAs 探测器的工作波长, 在器件进光面上制作抗反膜涂层, 可有效地抑制表面反射, 提高器件的光响应特性。

6、可靠性、抗辐照特性等方面的研究

由于空间环境中各种强的射线和粒子, 因而 InGaAs 探测器的抗辐照特性和可靠性方面的研究也非常重要。研究器件工艺对 InGaAs 探测器辐照特性的影响, 如何对器件进行加固, 对器件的实用化有着也重要的意义。

总而言之，空间遥感用 InP 基 InGaAs 的红外焦平面距实用化仍有大量的工作需进一步继续研究。一方面，从器件结构设计方面，需要综合考虑器件光响应和暗电流的优化，根据实际需求，设计出适合于正面和背面入射的晶格匹配和波长扩展 InGaAs 探测器结构；另一方面，器件工艺尤其是钝化保护和器件封装工艺，仍需要进一步的改进和研究。