

密级: ()

中国科学院研究生院

博士/硕士学位论文

InP 基短波红外探测器材料生长和优化设计

作者姓名: 王凯

指导教师: 张永刚 研究员, 顾溢 副研究员

中国科学院上海微系统与信息技术研究所

学位类别: 博士学位

学科专业: 微电子学与固体电子学

培养单位: 中国科学院上海微系统与信息技术研究所

二零一二年 五月

Growth and Optimization of InP-based
Short-wave Infrared Photodetectors

By

Wang Kai

A Dissertation Submitted to

Graduate University of Chinese Academy of Sciences

In partial fulfillment of the requirement

For the degree of

Doctor of Micro-electronic & Solid Electronics

Shanghai Institute of Microsystem and Information Technology
of Chinese Academy of Sciences

May, 2012

致谢

本学位论文是在张永刚研究员的悉心指导下完成的,在此首先要感谢张老师对我的悉心指导、帮助和教诲。每次实验中碰到问题的时候,张老师总是能够给予师睿智且及时的建议;我的每一篇论文张老师都进行仔细审阅和修改,通过耐心的讲解指出缺点和不足,使我受益匪浅。张老师渊博的知识、丰富的经验、勤恳的作风、严谨的态度,都给我留下了深刻的印象。

感谢李爱珍院士在这几年对我的淳淳教导和关怀。李老师为国家科学事业奉献毕生的精神、对待科学一丝不苟的态度以及对年轻人的诲人不倦都令我们十分崇敬,给我们树立了良好的榜样。李老师在生活上也对我非常关心,以她几十年的切身经验教我如何保养身体,给予我很多指导性意见,在此非常感谢李老师的关心和照顾。

感谢顾溢副研究员这几年对我的教导和照顾。顾老师为人耐心仔细,耐心指导我如何操作设备和做实验,传授多年的经验和知识,使我快速融入到科研生活中。顾老师对我的每篇论文都进行仔细修改,花费不少心思。顾老师对我的生活也非常关心和照顾,在此非常感谢顾老师。

感谢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各位老师 and 同学对我的指导和帮助。感谢龚谦研究员、于广辉研究员、曹俊诚研究员、徐安怀副研究员给予的指导和帮助;感谢李存才、胡建、郑燕兰、黄华、蒋守顺、丁惠凤、朱福英、曹建楠、李晓良、郝幼申和王嘉宽各位老师对我的关心和帮助;感谢人才教育处罗绮、邵天浩、余祥波、解佳等各位老师对我的帮助;感谢医务室王医生给予我的关心和照顾。

本论文完成过程中也得到了各位师兄弟的大力支持,感谢田招兵、李耀耀、魏林、张晓钧、李成、李好斯白音、方祥、曹远迎、周立、刘克辉、曹春芳、柳庆博、成若海、岳丽、徐承福、滕腾等人对我在工作和生活上的鼎力支持。

感谢各位评审老师对我的博士论文提出的宝贵意见和建议。

特别感谢我的家人对我学习和工作的一贯支持,正是他们这么多年对我的鼓励和支持才能使我一直走到今天。

最后感谢中国科学院上海微系统与信息技术研究所和信息功能材料国家重点实验室提供良好的学习和生活环境。

InP 基短波红外探测器材料生长和优化设计

王凯（微电子学与固体电子学）

指导老师：张永刚 研究员，顾溢 副研究员

摘要

本学位论文工作围绕面向空间遥感 InP 基探测器材料这一主题，以改善短波红外探测器性能为目标，发展并优化了短波红外探测器的结构，并初步开展了短波红外 InAlGaAs 探测器材料的制备过程。论文工作取得的主要成果如下：

- 1、研究了面向空间遥感应用的 InP 基晶格匹配 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 和 InP 等基础材料的生长工艺和组分、掺杂控制技术，完成了 InP 基晶格匹配 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器的材料生长和表征工作，测试了 2 英寸材料的组分非均匀性，通过建立模型分析了材料参数非均匀性与器件性能非均匀性之间的关系。
- 2、针对面向空间遥感应用的 InP 基扩展波长 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 探测器材料，完成了缓冲层材料体系、异质界面以及结构的优化设计，并对非均匀性进行分析：
 - （1）根据器件实际应用的需求，采用禁带宽度较宽的 InAlAs 取代 InGaAs 作为缓冲层材料以同时满足器件正照射和背照射的应用需求，材料的测试结果表明材料的表面、结构和光学性能同时得到明显改善。
 - （2）完成了 InGaAs/InAlAs 异质界面的优化设计，利用在异质界面处插入厚度渐变的 InGaAs/InAlAs 数字梯度超晶格减少了由于异质界面处的微小失配带来的位错，测试结果显示材料质量和器件性能得到明显改善。在进行异质结优化设计的同时，我们也通过实验确认了 InP 衬底上首先生长 InP 缓冲层也对材料质量的具有明显的改善作用。
 - （3）利用过冲缓冲层模型对不同吸收层 In 组分下 InAlAs 缓冲层厚度和过冲失配度进行计算，为下一步材料优化提供指导。
 - （4）测试了 2 英寸晶格失配 InGaAs 探测器的 In 组分非均匀性，通过建立模型分析了材料参数非均匀性与器件性能非均匀性关系。
- 3、针对截止波长在 $1.1\sim 1.7\mu\text{m}$ 范围可调的红外探测器件，完成了 InP 基晶格匹配四元系 InAlGaAs 单层材料的研制，测试结果表明材料具有良好的质量。

针对四元系材料组分准确控制的难点开发了一种简单有效的预测材料组分的方法，从而为生长其他波长的四元系 InAlGaAs 材料奠定了坚实的基础。

关键词：短波红外；气态源分子束外延；InGaAs；InAlGaAs；光电探测器

Growth and Optimization of InP-Based Short-wave Infrared Photodetectors

Wang Kai (Solid-state Electronics and Microelectronics)

Directed by: Professor Zhang Yonggang, Associate Professor Gu Yi

Abstract

This dissertation mainly focused on InP-based photodetectors. The structure of the photodetectors was optimized to improve the performance. New SWIR materials were grown as a beginning. The main results achieved in this work could be summarized as follows:

1. The growth processes of InP-lattice-matched $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ and InP were studied by improving the composition and doping control, and the InP-based matched $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ detectors were grown and measured. The In composition ununiformity of the 2 inch wafer was measured. The performance ununiformities dependence on the parameters of the absorption layer were analyzed by setting up models.
2. For wavelength extended $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x>0.53$) photodetectors, the buffer layer material, the heterojunction and the structure were all optimized, and the device ununiformity was analyzed.
 - (1) The wider bandgap material InAlAs substituted InGaAs for buffer layer and cap layer to be suitable for both back-illuminated and front-illuminated devices. The material surface, performance of material structure and the optics were improved obviously.
 - (2) The digital graded superlattice (DGSL) was inserted between the InGaAs and InAlAs heterojunction to reduce the small mismatch of the junction. Experiment results show that the material quality and the device performance were both improved. We also confirmed that the InP buffer at the beginning of the growth was also beneficial for the material quality and the device performance.
 - (3) The overshoot amount together with the buffer layer thickness was calculated when the In composition of the absorption layer are different using the model for

overshoot graded buffer layer, thus providing a method to further optimize the material quality.

- (4) The In composition ununiformity of the 2 inch wafer was measured and the performance ununiformities dependence on the parameters of the absorption layer were analyzed by setting up models.
3. The quaternary InAlGaAs samples lattice matched to InP were grown to detect the infrared wavelength between 1.1~1.7 μm more sensitively. Experiment results showed that the grown materials had high material qualities. A simple method was brought out to predict the composition of the InAlGaAs easily before growth and control the compositions more accurately, and it provide a good basis to grow InAlGaAs materials of other wavelength.

Keywords: shortwave infrared; gas source molecular beam epitaxy; InGaAs; InAlGaAs; photodectors

目录

第一章 引言.....	1
第二章 文献综述.....	3
2.1 红外技术发展和应用.....	3
2.2 红外探测器分类.....	5
2.3 红外焦平面探测技术.....	7
2.4 短波红外 1-3 μm 波段不同材料体系的比较.....	8
2.5 空间遥感用 InGaAs 短波红外探测器现状.....	12
2.6 波长扩展探测器材料生长方法.....	14
2.6.1 不同的缓冲层生长方法.....	15
2.6.2 生长温度优化.....	19
2.7 本章小结.....	20
第三章 InP 基晶格匹配 InGaAs 材料表征与非均匀性研究.....	21
3.1 InGaAs 材料性质.....	21
3.2 材料表征技术简介.....	24
3.2.1 高分辨 X 射线衍射.....	24
3.2.2 霍尔效应测量.....	25
3.2.3 光致发光谱测量.....	26
3.2.4 原子力显微镜.....	27
3.3 与 InP 晶格匹配单层材料的生长与表征.....	30
3.3.1 材料生长设备简介.....	30
3.3.2 衬底处理方法.....	30
3.3.3 InP 基晶格匹配 InGaAs 和 InP 单层材料的表征.....	31
3.4 晶格匹配 InGaAs 探测器结构的材料生长和表征.....	33
3.4.1 探测器结构的生长.....	33
3.4.2 摇摆曲线结果及峰的来源判别.....	34
3.4.3 光致发光谱.....	37
3.5 材料和器件非均匀性关系研究.....	37
3.5.1 材料非均匀性结果.....	38

3.5.2 光响应非均匀性研究.....	39
3.5.3 暗电流非均匀性研究.....	43
3.5.4 探测率非均匀性研究.....	45
3.6 本章小结.....	46
第四章 InP 基波长扩展 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 探测器优化设计与非均匀性研究.....	47
4.1 缓冲层材料体系优化.....	47
4.2 异质界面数字梯度超晶格对波长扩展 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 探测器的作用	53
4.2.1 材料结构.....	53
4.2.2 结果与讨论.....	54
4.3 过冲缓冲层结构的过冲量计算.....	61
4.3.1 过冲缓冲层理论模型.....	61
4.3.2 参数计算.....	63
4.4 材料和器件非均匀性关系研究.....	65
4.4.1 材料非均匀性结果.....	65
4.4.2 光响应非均匀性研究.....	66
4.4.3 暗电流非均匀性研究.....	69
4.4.4 探测率非均匀性研究.....	71
4.5 总结.....	72
第五章 InP 基晶格匹配 InAlGaAs 材料研制和特性表征.....	73
5.1 InAlGaAs 材料性质	73
5.2 InAlGaAs 材料生长	75
5.3 InAlGaAs 材料特性研究	76
5.4 本章小结.....	80
第六章 总结与展望.....	81
6.1 总结.....	81
6.2 一些设想和建议.....	82
参考文献.....	84
作者简介.....	90
发表文章目录及申请发明专利.....	91

第一章 引言

短波红外(SWIR)1-3 μm 波段是非常重要的大气窗口,大气对这一波段的红外辐射吸收较弱,因而可以传输较远的距离。在此波段内存在很多分子的特征谱线,如岩石和矿物质中的氢氧根、大气中的 H_2O 、 CO_2 、 H_2S 、 N_2O 等,导弹尾焰的红外辐射也落在这个波段,因而工作在这一波段的光电器件在天气预报、环境监测、农作物生长、军事侦察和监测等军事和民用方面都有着很多重要的应用^[1-4]。

用于制备该波段光电探测器所用的材料有 InGaAs、HgCdTe 和 InAlGaAs 等。HgCdTe 材料的禁带宽度范围较宽,波长覆盖范围广,但 Hg-Te 键能太小,材料性质不稳定,无论在材料生长和工艺制作方面都存在一定的困难。而直接带隙 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 材料可以覆盖 0.8~3.5 μm 的红外波段,其迁移率高,抗辐射性能强,由其制成的器件暗电流小,有文献报道在相同截止波长和工作温度的情况下,其优值因子 R_0A 比 HgCdTe 大两个数量级^[5],因而成为短波红外波段的理想探测材料。四元系直接带隙材料 $\text{In}_{0.53}\text{Al}_x\text{Ga}_{0.47-x}\text{As}$ 在全组分内与 InP 材料晶格匹配,截止波长在 0.9~1.7 μm 之间可调,禁带宽度比 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 更宽,因此由该材料制成的器件有望得到更小的暗电流,在短波探测方面取得较好的性能。

法国的 Thomson 公司早在二十世纪八十年代中期就将 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器阵列应用于空间遥感方面,采用 3000 元的扫描焦平面,像元大小 30 $\times$ 30 μm ,地面分辨率达到 20 米^[6]。美国 NASA 新千年计划地球观测 1 号卫星(EO-1)采用 256 $\times$ 256 InGaAs 红外探测器焦平面组件^[7],欧洲空间局新一代的环境卫星采用了 1024 元 InGaAs 短波红外扫描焦平面。美国的传感器无限公司在 InGaAs 探测器的研究方面处于领先水平,2008 年他们报道了向短波方向延伸的 1280 $\times$ 1024 元 InGaAs 探测器阵列,在将 InP 衬底腐蚀后响应波段扩展至 0.4~1.7 μm ,像元尺寸仅 15 $\times$ 15 μm ,25 $^\circ\text{C}$ 时 -0.1V 下的暗电流仅 52.5fA (2.3nA/cm²),可以在夜晚微弱光(0.3mlux)的背景下依然能够识别 100 米外的人影^[8]。目前他们不同像素大小的 InGaAs 相机都已商品化,最大可提供 1024 $\times$ 1024 元 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 相机,像元尺寸 15 $\times$ 15 μm ,响应波段 0.7-1.7 μm ,最小的探测率为 $1.5 \times 10^{13} \text{cm}^2\text{Hz}^{0.5}/\text{W}$ 。现在该公司正在与美国 DRS-RSTA 合作研制下一代双色 InGaAs 焦平面相机,使相机能够对可见-近红外光与长波红外光成像,同时保证相机的低功耗和小体积,降低成本和系统的复

杂性^[9]。除此以外美国的Indigo、日本的滨松、比利时的Xenics等公司也生产InGaAs焦平面产品^[10-13]。

国内在空间遥感短波红外探测方面仍然以HgCdTe为主，一些研究机构也在从事InGaAs探测器的研究工作，如重庆光电技术研究所、武汉电信器件公司等，但其主要应用于光纤通信领域，着重提高器件的带宽。中科院上海微系统与信息技术研究所自2003年起基于气态源分子束外延设备(GSMBE)开始了面向空间遥感应用的 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 探测材料和器件研究，已经制作成了截止波长从 $1.7\sim 2.8\mu\text{m}$ 的探测器^[1, 14-18]，中科院上海技术物理研究所基于中科院上海微系统所的GSMBE外延材料进行了空间遥感探测器阵列的探索工作，已经成功研制成了 128×1 、 256×1 和 512×1 的线性阵列^[3, 19, 20]，为最终进行空间遥感探测打下了良好的基础。

本学位论文围绕InP基短波红外探测器件这一主题进行展开，主要包括以下内容：第一章引言，简述本论文的研究背景；第二章文献综述，概述了探测器的分类、发展现状，并对波长扩展探测器的缓冲层生长方法及位错密度表征方法进行了介绍；第三章介绍了InP晶格匹配 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测材料的表征工作，并讨论了材料参数非均匀性对器件性能的影响；第四章介绍了InP基扩展波长 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 短波红外探测器的缓冲层材料体系及结构的优化工作；第五章开展了InP基晶格匹配InAlGaAs材料的生长和表征工作，为后续的材料生长作好准备；第六章对论文内容进行总结并对下一步工作进行展望。

第二章 文献综述

本章首先简单介绍了红外探测器发展和应用、分类和红外焦平面技术,在此基础上对工作在短波红外波段不同材料体系的探测器进行了比较,随后介绍了空间遥感用 InGaAs 短波红外探测器的发展现状,最后对波长扩展探测器的缓冲层生长方法进行了介绍。

2.1 红外技术发展和应用

自从 1800 年Herschel^[21]发现红外辐射以来,红外技术应用并造福人类已经有两百多年。早期的红外探测技术主要集中在利用红外辐射的热效应制作红外探测器。1821 年, Seebeck发现了热电效应,并且很快发明了第一个热电偶。1829 年Nobili将多个热电偶串接在一起组成了热电堆^[22]。1833 年Melloni对热电偶进行改进,采用铋和锑作为测温材料^[23]。1880 年Langley用两片薄的铂片制作成了测辐射热计^[24],在接下来的 20 年时间里,他把测辐射热计进行不断发展,最终将性能提高到原先的 400 倍,能够敏锐感知四分之一英里外一头奶牛的存在。光子探测器在人类进入十九世纪后才开始发展,相继研制出了各种材料制成的光子探测器。1917 年, Case研制出了TeS的近红外光电导探测器^[25]。1933 年,德国柏林大学的Kutzscher发现方铅矿内的PbS物质对波长 $3\mu\text{m}$ 附近的红外辐射有光电导效应^[26]。图 2.1 给出了近几十年来红外探测技术发展简图。

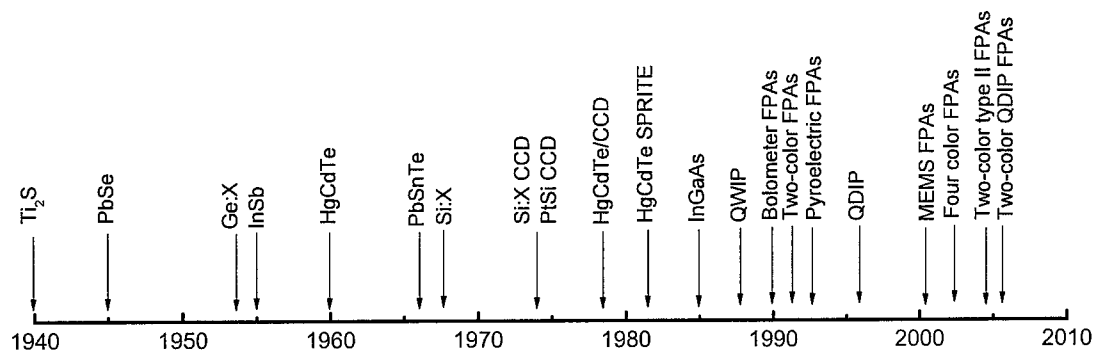


图 2.1 红外探测技术发展简图

红外技术的应用是十分广泛的,在军事方面的应用尤为突出。与其它军事装备相比,红外技术特别适用于夜间和恶劣条件下的作战需要,而且分辨率高,利用目标和背景辐射的差异可以容易识别各种军事目标,特别是可以揭示伪装目

标,在军事目标的侦察、搜索、跟踪和通讯等方面优势明显。目前,红外技术被广泛应用于红外雷达、红外侦察、红外制导、红外通讯、红外夜视、红外对抗等方面,在现代战争中发挥着举足轻重的作用。

红外技术可应用于农业方面,在科学种田、促进农业生产可发挥积极的作用。温度对植物的生理过程和土壤的物理化学过程有着重要的影响。反过来往往又是这些过程的表现形式,例如农田、植被的灌溉或者排水、蒸发、蒸腾、光合作用以及病虫害等影响到热量条件的变化。通过红外遥感仪测量土壤和植物的温度,就能获得植物长势、土地类型、水分状况等有关信息。红外辐射加热技术也有重要作用,利用红外辐射加热器对粮食进行加热可以快速减少粮食中的水分,延长粮食的存放时间。

红外技术在环境监测方面发挥着重要作用,它可以用于对环境污染状况的测量。任何一种污染都是由某种化学成分造成的,如大气污染中就含有二氧化硫、一氧化碳、氧化物和尘埃等成分,利用红外气体分析仪就可以测量大气污染的情况。利用红外遥感技术可以获得海洋污染的情况,还能发现和监测森林火灾,能探测起初的小火,并能透过浓烟获得火焰的轮廓图,标出火源位置、蔓延速度和方向,给森林灭火提供了准确的信息。

红外技术应用于气象上可以为人类提供更加准确的气象信息。天气是一个全球性的现象,要想充分了解、精确预报天气情况,必须有全球性的数据。在地面上定点设气象观测站是无法获得全球气候数据的,因为地球上的大部分表面是海洋、极地以及人烟稀少地区,难以建立气象观测站。而人造卫星由于其飞行高度高、速度快,可以在符合气象观测所求的短时间内取得全球的资料。从人造卫星向地面观察时,最先接触到的正好是气象观测的主要对象——大气。将红外探测器安装于人造卫星上便可以方便而准确的提供气象信息,更好的造福人类。

红外技术应用于医学方面可以更方便的了解病人的病情。例如二氧化碳气体分析仪可以用作人和动物呼吸系统和肺功能快速检测的有效手段。人和动物的呼吸过程都是吸进新鲜的空气,呼出二氧化碳。一个健康的人呼出的气体中,二氧化碳的极限浓度通常为 5-6%,测量呼气中的二氧化碳的极限浓度提供了有关肺的换气效率、新陈代谢的有用指标。

另外,红外技术应用于炼钢工艺中可以检测钢铁中杂质的含量;应用在采矿

业中可以监测矿井中甲烷的含量,减少事故的发生和事故中的伤亡人数;还可以应用于宇宙天文、矿藏分布、文物鉴定等方面,这些无不显示红外技术在各方面举足轻重的作用。

2.2 红外探测器分类

红外探测器按照工作原理可以分为两大类:热探测器和光子探测器。热探测器是指当受到红外辐射照射时,物体的温度会升高的器件,物体温度升高后会引起其他物理量的变化,最终转换成容易测量的电信号。热探测器按照转换原理不同可以分为热释电探测器、测辐射热敏电阻、测辐射热电偶、高莱探测器等。由于热探测器工作时需要温度变化后才能有响应,而温度变化的过程是缓慢的,响应时间大多在毫秒数量级以上,在测试高频红外辐射时的探测率较低,并且无波长选择性,限制了热探测器的应用,尽管如此,由于热探测器可以在室温工作,使用起来简单轻便,成本低廉,所以仍然被大量使用。

另一类探测器称为光子探测器,一般由半导体材料制成,电子吸收一定能量的光子后材料的电学性质发生变化。这类探测器具有明显的波长选择性,只有大于一定能量的光子才能产生激发作用。由于电子吸收光子的过程很快,可达 10^{-9} s 量级,所以这类探测器具有响应时间短、速度快的特点,可以用来制成高频器件。光子探测器按照电子和光子作用原理不同可以分为多种类型,其中主要有本征型、外本征型、自由载流子型和量子阱型,按照工作方式的不同可以分为光电导探测器和光伏型探测器,前者是光照射在器件表面后引起器件电导率变化的器件,在外加偏压的作用下会引起电流增加,通过测量电流增量换算得到红外辐射的强度;后者是光照后引起内建电场改变的器件,其基本部分是一个 PN 结二极管,红外辐射激发的电子和空穴在 PN 结势垒处被分开,在 PN 结两侧形成额外的电压,称为光生电动势,电动势大小与光子数成比例。光伏探测器又可以分为 PIN 光电二极管、肖特基势垒光电二极管、雪崩光电二极管等。下面对这三种常见的光伏探测器进行介绍。

PIN 探测器是在 PN 结二极管的基础上在 PN 结中插入一层掺杂浓度很低的本征半导体得到的探测器。对于一般的 PN 结探测器,光照在 PN 结时,由于内

建电场的作用,光生载流子被分开,在PN结两侧形成电荷积累,产生光生电动势,将PN结两侧短接则会产生光生电流。但PN结探测器的耗尽层通常较窄,限制了器件对光的吸收。为了进一步改善PN结的光伏特性,通常在PN结中插入一层相对P区和N区载流子浓度很低的本征I层,从而增加耗尽层宽度,进而增加吸收层对光的吸收。同时由于I层相对于P区和N区是高阻区,器件电阻得到有效提高,高电阻使暗电流明显减小,可以提高探测器的探测率。

肖特基势垒二极管(Schottky Barrier Diode, SBD)是利用金属与半导体接触形成的肖特基势垒进行工作的光电器件。与PN结一样,恰当地制造金属与半导体界面,提供一个势垒,使光激发的空穴和电子分开,从而产生短路光电流和开路电压。大多数情况下,金属为很薄的薄膜,当光入射时,使大部分的光子被半导体吸收。某些情况下,光从半导体一侧照射到器件上,这时半导体必须薄一点,使光激发的少数载流子能够扩散到界面区。由于肖特基势垒高度低于PN结势垒高度,故其正向导通门限电压和正向压降都比PN结二极管低(约低0.2V)。并且由于SBD是一种多数载流子导电器件,不存在少数载流子寿命和反向恢复问题。SBD的反向恢复时间只是肖特基势垒电容的充、放电时间,完全不同于PN结二极管的反向恢复时间。由于SBD的反向恢复电荷非常少,故开关速度非常快,开关损耗也特别小,尤其适合于高频应用。

上述两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,由于长距离传输带来的损耗,使得到达光接收机的光信号变得很微弱,使接收变得困难,即使采用多级放大技术,由于放大噪声的引入,使得光接收机的信噪比降低,接收灵敏度也随之下降。雪崩光电二极管(Avalanche Photodiode, APD)是具有雪崩倍增效应的二极管探测器,当在PN结上加高反向偏压时,则在PN结区形成一个强电场,光生载流子被强电场加速,获得足够大的动能,高速运动的载流子与晶格上的原子发生碰撞,使价带上的电子获得足够的能量跃迁到导带上,产生新的电子-空穴对。原来的和新产生的载流子在强电场作用下继续高速和其他原子碰撞,又激发更多的载流子。经过反复多次碰撞电离后,载流子像雪崩一样迅速增加,从而使光生电流在PN结内得到倍增,外部电路的光电流也相应增大,这就是APD的工作原理。与真空光电倍增管相比,雪崩光电二极管具有体积小、不需要高压电源等优点,因而更适于实际应用;与一般的半导体光电二极管相比,

雪崩光电二极管具有灵敏度高、速度快等优点，特别当系统带宽比较大时，能使系统的探测性能获得大的改善。APD的主要问题是噪声大，但由于电流增益的存在，可以大幅度降低前置放大器噪声的影响，从而明显提高接收灵敏度。目前关于光通信用APD的报道很多，从外延层材料结构上分，有InAlAs/InGaAs超晶格结构、InP/InGaAs 分层吸收渐变电荷倍增(SAGCM) 结构、 δ 掺杂分层吸收渐变倍增(SAGM)结构等；从器件结构和工艺上分，有台面结构和平面结构等。

2.3 红外焦平面探测技术

在红外成像技术中，为了提高系统的分辨率和响应速度，红外成像技术经历了从单元光机扫描探测发展到多元焦平面(FPA)探测的过程。相对于单元扫描探测，多元焦平面探测具有明显的优势：(1)响应时间短，节省了光机扫描的时间；(2)减小了系统带宽，从而降低了系统噪声；(3)简化了扫描机构；(4)更高的分辨率。要实现 FPA 探测，必须解决好以下几个问题：首先是焦平面中的每个敏感元的性能要均匀一致，这就对材料的均匀性、器件工艺的一致性提出了极高的要求。其次，每个敏感元至少有一个电极引线，许多电极如何安排和引出也是一个工艺问题。最后还有输出信号处理问题，每个敏感元必须有一个前置放大器，100 元的阵列探测器就需要 100 个前置放大器，这就是读出电路问题。焦平面可以分为一维扫描型和二维凝视型，如图 2.2 所示。

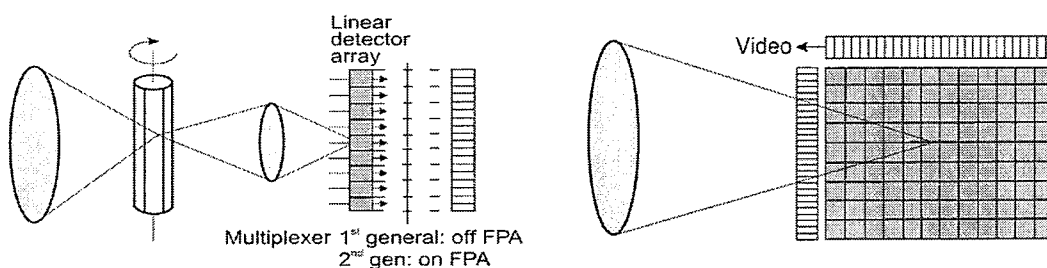


图 2.2 焦平面分类示意图：(左图)一维扫描型 (右图)二维凝视型

目前二维凝视型在一个系统上面的单元器件数量已经达到 10^6 量级^[27-29]。美国的Raytheon公司在 2006 在CdZnTe衬底上研制成功了 1280×720 元的HgCdTe 双色探测器，盲元率低于 1%^[30]，并在Si衬底上实现了短波和中波红外HgCdTe 探测器焦平面，焦平面内像元数分别达到 2048×2048 和 2560×512 。之所以选

择Si作衬底，是考虑到了Si的价格优势，以及Si基半导体成熟的工艺流程。德国 IRCAM公司在 2007 年研制成功了 3000×900 像元的中长波双色红外相机^[31]，图 2.3 给出了利用该相机拍摄到的德国弗赖堡市白天和夜间的照片，图中的建筑物甚至树枝均清晰可辨。美国Teledyne公司在焦平面制作技术方面处于世界前列，他们制作的不同像元数目的HgCdTe混合集成FPA已经进入市场，最大可提供 4096×4096 像元的 FPA，量子效率超过 50%^[32]。

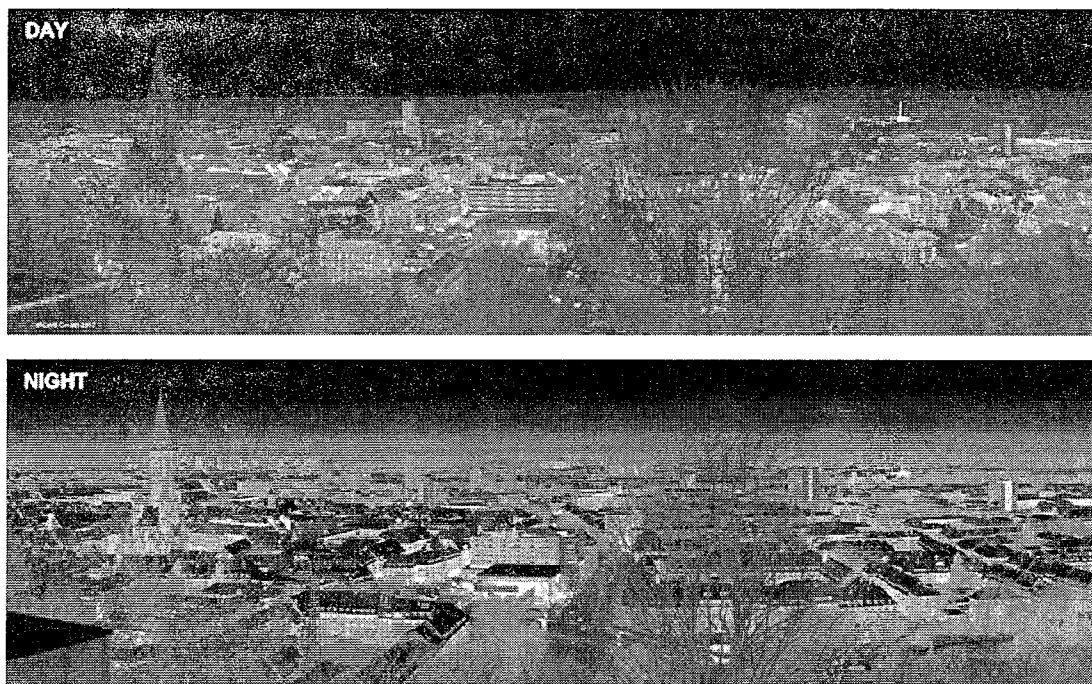


图 2.3 利用 3000×900 元双色红外相机拍摄到的德国弗赖堡市白天和夜间的照片

2.4 短波红外 $1-3 \mu\text{m}$ 波段不同材料体系的比较

短波红外 $1-3 \mu\text{m}$ 波段是重要的大气窗口，由于太阳的辐射光谱以及夜间红外光谱刚好落在这个波段范围内（如图 2.4 所示）^[33, 34]，因此可以利用物体对短波红外光的反射作用对物体进行红外探测，工作在此波段的探测器广泛应用于在红外遥感^[2]、夜视、温度测量、气体检测^[35]等方面。

为对短波红外辐射进行有效探测，需要选择性能优良的材料，常见的短波红外探测材料主要有 InGaAs、HgCdTe、InSb。

InSb是二十世纪五十年代发现的在当时所有的半导体中禁带宽度最窄的材料，对应的截止波长达到 $5.3 \mu\text{m}$ ，峰值波长约 $4.8 \mu\text{m}$ 。InSb材料不需要外延工艺，

只要在体材料上通过杂质扩散或者离子注入的方法形成pn结, 然后制成器件或者阵列即可。InSb探测器的主要缺点在于禁带宽度较小, 导致室温下的热噪声比较大

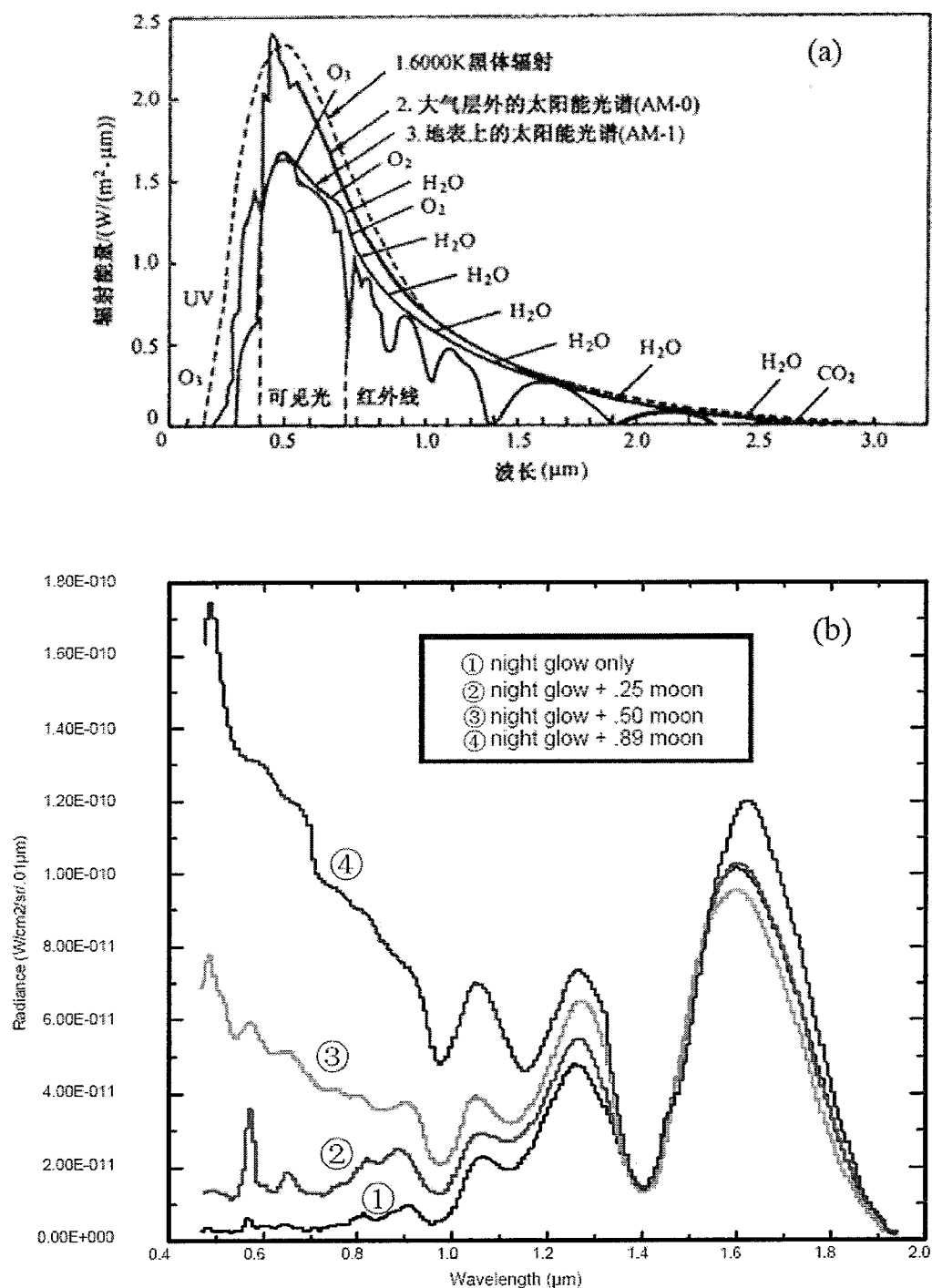


图 2.4 (a) 太阳与 6000K 绝对黑体的辐射出射度的谱分布图 (b) 满月 and 晴朗星空下的光谱辐射率

大,必须降至低温才能取得较好的性能,这样使得探测器必须配备一个制冷器才能工作,增大了探测器的体积和重量。通常InSb探测器在 77K时零偏下 R_0A 能够达到 $2 \times 10^6 \Omega \text{cm}^2$,在-100mV时达到 $6 \times 10^6 \Omega \text{cm}^2$,在 120K低偏压下的 R_0A 仍然有 $10^4 \Omega \text{cm}^2$ 。减小视场角(FOV)和冷滤片(cold filter)的使用可以减少探测器的背景辐射,提高器件探测率,探测率随波长的变化如图 2.5 所示^[36]。可以看到,当使用SP28 冷滤片后,探测率可以提高一个数量级。InSb探测器阵列已经商业化, 1024×1024 元混合集成InSb探测器焦平面已经进入市场,像元尺寸 $27 \times 27 \mu\text{m}^2$,响应波段 $0.6 \sim 5.0 \mu\text{m}$,但必须在 35K下工作。

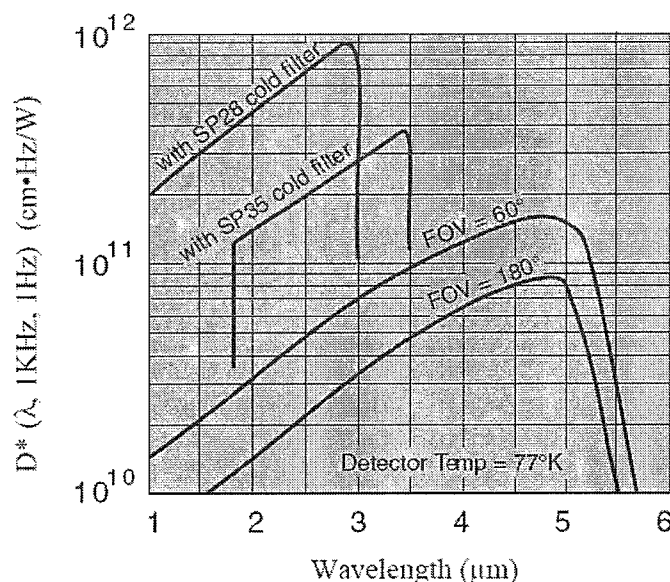


图 2.5 InSb 探测器不同视场角及使用冷滤片后的探测率曲线

三元系材料 $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ 是一种波长响应范围非常宽的材料,对不同的Hg组分 x ,其禁带宽度变化范围大(4.2K时 E_g 为-0.3~1.65eV),可覆盖 $1 \sim 30 \mu\text{m}$ 红外波段^[37],包含了三个重要的大气窗口,所以应用非常广泛;而晶格常数变化很小,衬底也容易选择,不仅可以选对对组分 $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ 晶格失配度总是很小的CdZnTe衬底,还可以通过在Si衬底上生长缓冲层进行生长,这样不仅可以将成熟的Si工艺技术应用用于FPA制作,还可以免去键合的步骤,降低器件成本,提高器件的产率^[30]。对不同的Hg组分, $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ 的晶格常数变化很小,便于在同一片衬底上生长不同组分、不同响应波段的材料,制成双色甚至多色探测器。另外 $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ 材料量子效率和电子迁移率都很高,介电常数小,适合制作高速器件。目前HgCdTe已经制成大规模二维阵列,得到广泛应用。尽管如此,科学家们仍

然在寻找能够代替 $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ 的材料，其主要原因在于 Hg-Te 键能太小，材料性质不稳定，对于材料生长和后续工艺都有限制^[38]，工作时必须低温制冷，增加了探测器自身的重量、体积和成本。

三元系材料 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 是由两种二元系材料 InAs 和 GaAs 组成的，其禁带宽度可在 $0.36\sim 1.43\text{eV}$ 内变化^[1]，对应的响应波长最长可达到 $3.5\mu\text{m}$ ，正好能够覆盖短波红外波段。当 In 组分为 0.53 时， InGaAs 与 InP 晶格匹配，可以在 InP 衬底上生长高质量的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 材料，其禁带宽度为 0.75eV ，截止波长 $1.7\mu\text{m}$ ，室温下峰值探测率可以达到 $10^{13} \text{ cmHz}^{0.5}\text{W}^{-1}$ ^[39]。对任何 In 组分， InGaAs 都是直接带隙材料，电子迁移率很高，室温下能够达到 $1.38\times 10^4 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ ， 77K 时能够达到 $7\times 10^4 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ ，利于制作高速器件^[38]。如果要将 InGaAs 的响应波段向长波方向延伸，则需要增加 InGaAs 中的 In 组分，如果要把 InGaAs 截止波长延伸到 $2.38\mu\text{m}$ ，则需要将 In 组分增加到 0.78 ；如果要延伸至 $2.6\mu\text{m}$ ，则需要将 In 组分增加到 0.83 。波长延伸后禁带宽度也相应减小，本征载流子浓度增加，进而造成暗电流增加，器件性能的减退，但其性能仍能比相同截止波长的 HgCdTe 性能好，截止波长为 $2.6\mu\text{m}$ 时， InGaAs 的峰值探测率最高可达 $1\times 10^{11} \text{ cmHz}^{0.5}\text{W}^{-1}$ ^[39]。表 2.1 列出了 InGaAs 和 HgCdTe 的典型 R_0A 值^[40]，可以看到在相同温度和相同工作波长下， InGaAs 的 R_0A 比 HgCdTe 高 $10\text{-}100$ 倍，这就意味着在量子效率接近的情况下，前者比后者探测率高 $3\sim 10$ 倍，在相同的暗电流大小下，前者比后者的工作温度高 70K 左右，使得 $2.5\mu\text{m}$ 的 InGaAs 探测器只要热电制冷就可以获得较好的性能。

表 2.1 文献报道 InGaAs 探测器和 HgCdTe 探测器的典型 R_0A 值比较^[40]

截止波长 (μm)	$R_0A(\Omega\text{cm}^2)$	
	InGaAs	HgCdTe
1.5	2.5×10^5 (300K)	4×10^4 (292K)
	1.3×10^8 (220K)	7×10^6 (230K)
1.7	2.5×10^5 (300K)	2×10^2 (300K)
	1.3×10^8 (220K)	2×10^5 (220K)
2.1	2.5×10^3 (300K)	7×10^1 (300K)
	6.5×10^5 (220K)	7×10^3 (220K)
2.5	1.3×10^2 (300K)	1×10^1 (300K)
	1.0×10^5 (210K)	1×10^3 (210K)

当需要探测 $1.7\mu\text{m}$ 以下的红外辐射时,首先可以考虑与 InP 材料晶格匹配的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器,但有些应用场合需要对某些波段具有更高探测率的探测器,比如对云层的准确观测需要探测器在 $1.3\text{-}1.4\mu\text{m}$ 波段有更高探测率,在医学中对单线态氧的探测则需要探测器能准确探测 $1.27\mu\text{m}$ 的红外辐射,在这些波段内 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器的性能尚无法满足应用需求,在这种情况下可以选择禁带宽度更宽的 III-V 族材料 $\text{In}_{0.53}\text{Al}_x\text{Ga}_{0.47-x}\text{As}$ 或者 InGaAsP , 禁带宽度的增加可以减小背景热噪声的影响,降低体材料中的本征载流子浓度,减小各暗电流分量,提高探测器的性能。

2.5 空间遥感用 InGaAs 短波红外探测器现状

由于 InGaAs 探测器优良的器件性能以及良好的抗辐照能力,使其成为短波红外波段空间遥感的理想材料。对于空间遥感用探测器来说,研究的重点在于抑制噪声,降低器件的暗电流,提高零偏电阻,提高探测率,而对响应速度没有严格的要求。

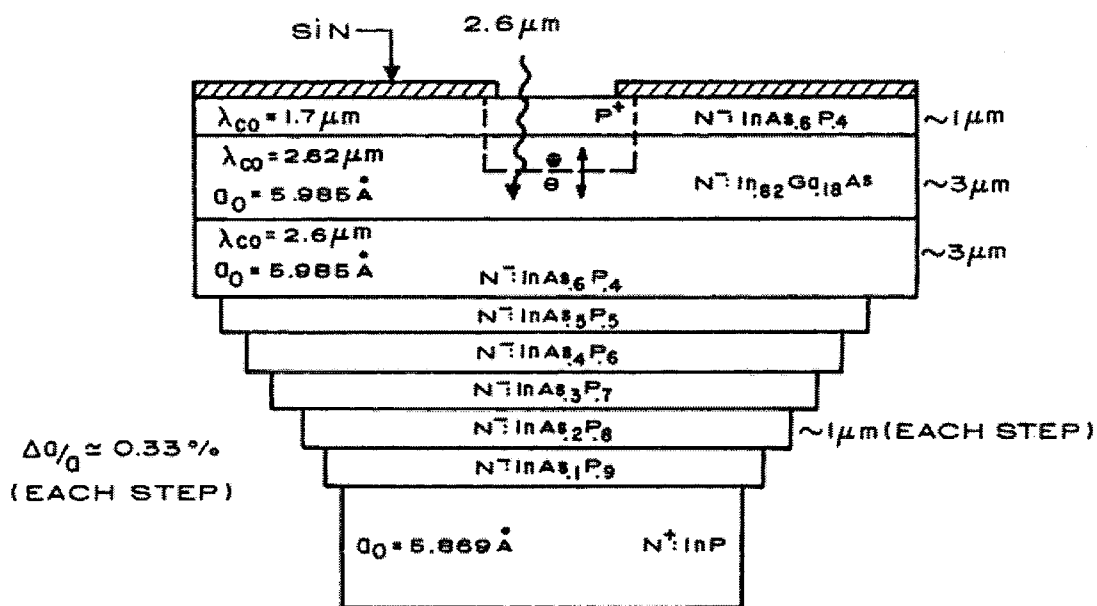


图 2.6 Olsen 等人采用步进 InAsP 作为缓冲层材料的 $2.6\mu\text{m}$ InGaAs 扩展波长探测器结构图

在与 InP 衬底晶格匹配 InGaAs 探测器方面,早在 1990 年,EPITAXX 公司的 GH Olsen 等人利用 VPE 生长方法生长了不同波长的 InGaAs 材料,采用平面结及

SiN钝化工艺制作了 256 元的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器线列, 像元尺寸 $100 \times 30 \mu\text{m}$, 300K下-5V时的暗电流仅 30pA ($1 \mu\text{A}/\text{cm}^2$), 峰值探测率高于 $10^{13} \text{cmHz}^{0.5}/\text{W}$, 盲元率低于 2%^[39]。在同一篇文献中, 他们也报导了他们研制的波长扩展InGaAs探测器线列, 在InP衬底上首先生长总厚度达 $8 \mu\text{m}$ 的InAsP步进缓冲层, 再生长截止波长为 $2.6 \mu\text{m}$ 的InGaAs探测器结构 (如图 2.6 所示), 最后采用平面结工艺制成了 256 元线列, 像元尺寸为 $30 \times 30 \mu\text{m}$, 室温下反向偏压 1V时, 器件暗电流小于 $0.9 \mu\text{A}$ ($5 \text{mA}/\text{cm}^2$), $2.5 \mu\text{m}$ 处的量子效率超过 70%, 峰值探测率达到 $1 \times 10^{11} \text{cmHz}^{0.5}/\text{W}$ 。

美国的传感器无限传感公司 (Sensors Unlimited Incorporated) 在InGaAs探测器研究上处于领先水平。他们从 1992 年开始发展InGaAs探测器的成像技术, 2000 年他们报导的 640×512 元 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器焦平面, 像元尺寸 $25 \times 25 \mu\text{m}$, 响应波段 $0.9\text{-}1.7 \mu\text{m}$, 峰值探测率超过 $5 \times 10^{12} \text{cmHz}^{0.5}/\text{W}$, 盲元率低于 2%^[41]。2008 年他们公司的Battaglia等人报导了向短波方向延伸的 1280×1024 元InGaAs探测器阵列, 在将InP衬底腐蚀后响应波段扩展至 $0.4\text{-}1.7 \mu\text{m}$, 像元尺寸仅 $15 \times 15 \mu\text{m}$ ^[8], 25°C 时-0.1V下的暗电流仅 52.5fA ($2.3 \text{nA}/\text{cm}^2$), 在 $0.4 \mu\text{m}$ 、 $0.9 \mu\text{m}$ 和 $1.6 \mu\text{m}$ 的量子效率分别达到 0.14、0.95 和 0.7, 这意味着在夜晚微弱光(0.3mlux)的背景下依然能够识别 100 米外的人影。现在他们各种像素大小的InGaAs相机都已商品化, 最大可提供 1024×1024 元 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 相机, 像元尺寸 $15 \times 15 \mu\text{m}$, 响应波段 $0.7\text{-}1.7 \mu\text{m}$, 最小的探测率为 $1.5 \times 10^{13} \text{cmHz}^{0.5}/\text{W}$ 。目前该公司正在与美国 DRS-RSTA合作研制下一代双色InGaAs焦平面相机, 他们将DRS-RSTA公司对长波响应的测辐射热计制作在InGaAs相机上, 使相机能够对可见-近红外光与长波红外光成像, 同时保证相机的低功耗和小体积, 降低成本和系统的复杂性^[9]。

在将InGaAs探测器阵列在应用于空间遥感方面, 法国的Thomson公司是先驱, 他们早在上世纪八十年代中期就已经开始了将 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器阵列应用于空间对地的观测, 他们成功研制了 3000 元InGaAs探测器线列, 像元大小 $30 \times 30 \mu\text{m}$, 量子效率 65%, 装载于SPOT4 和SPOT5 卫星上, 地面分辨率可至 20 米, 主要用于在农业方面的监测^[6]。2000 年美国国家航空航天局(NASA)发射了一颗EO-1 环境观测卫星, 其核心部件LAC上装有 3 个 256×256 元的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器焦平面, 像元尺寸 $40 \mu\text{m}$ 。美国的EPITAXX公司先后研制成功了多种波段的InGaAs探测器, 并在 2002 年将截止波长为 $2.4 \mu\text{m}$ 的 1024 元InGaAs扩展波长探

测器线列用于欧洲空间局(European Space Agency, ESA)的ENVISAT卫星上的SCIAMACHY载荷上, 像元大小 $25 \times 500\mu\text{m}$, 150K时-2mV下的暗电流为20-100fA, 优值因子 R_0A 在 $2.5\text{-}12.5\text{M}\Omega\text{cm}^2$ 之间, 主要应用在太空对大气层的观测上^[2]。这是人类首次将波长扩展InGaAs探测器应用于空间遥感领域, 工作温度相对较高为150K或者200K, 这意味着在太空工作的探测器阵列只要采用被动制冷即可, 无需电力供应、并且会产生振动的制冷机。

2.6 波长扩展探测器材料生长方法

如果要在InP衬底上面生长截止波长比 $1.7\mu\text{m}$ 更长的探测器材料的话, 就必须增加InGaAs吸收层内的In组分, 从而使InGaAs禁带宽度减小, 吸收波长向长波方向扩展, 但这会带来InGaAs吸收层和InP衬底的晶格失配问题。如果要将InGaAs截止波长延伸到 $2.4\mu\text{m}$, 则需要将In组分增加到0.78, 与InP衬底的晶格失配达到1.7%; 如果要将波长延伸至 $2.64\mu\text{m}$, 则需要将In组分增加到0.85, 与InP衬底的晶格失配将高达2.2%。失配会带来失配位错(misfit dislocation, MD), 其中一部分失配位错会穿透进入吸收层成为穿透位错(Threading dislocation, TD), 这会导致外延材料中少数载流子寿命的降低^[42], 从而使产生-复合及扩散引起的暗电流增加; 与晶格匹配材料相比, 延伸波长材料中较大失配引起的缺陷还会成为陷阱和复合中心, 从而使缺陷辅助隧穿电流有显著的增长, 在一定条件下起主导作用^[43]; 位错会降低器件的量子效率^[44], 影响器件对光的吸收效率; 另外位错也会导致材料表面不平整。如果直接在衬底上生长组分不变的大失配的材料, 则需要将外延层生长至很厚才能得到位错密度较低的材料^[45], 这意味着材料生长时间会很长。如果希望在减少生长时间的情况下保证材料质量, 则需要生长某种结构的缓冲层, 发挥以下作用:

- (1)在衬底和吸收层之间起到晶格过渡的作用;
- (2)释放衬底和吸收层之间的应力, 使吸收层无应力生长, 获得高弛豫度;
- (3)阻止缓冲层内的穿透位错进入吸收层, 减少吸收层内的穿透位错密度, 减少器件暗电流;
- (4)缓冲层表面平整, 从而得到表面平整的吸收层。

为了能够得到这种性能的缓冲层,很多研究小组使用了不同的缓冲层生长方法。在本小节中我们对国际上一些研究小组的缓冲层生长方法及材料生长温度进行介绍。

2.6.1 不同的缓冲层生长方法

(1) 正向线性缓冲层

很多研究小组使用组分正向线性变化的材料作为缓冲层 (forward graded buffer), 即随缓冲层厚度增加, 缓冲层与衬底的晶格失配度线性增大, 与器件层的晶格失配度线性减小^[46-50]。线性缓冲层的特点是应力在缓冲层内均匀释放, 在生长方向上形成均匀分布的位错, 通过减小失配速率可以控制器件层内位错密度。1993 年, J. Tersoff 对线性缓冲层内的位错密度和缓冲层表面的剩余应力进行了计算^[51], 他假定位错长度相同, 即忽略了位错之间的相互作用, 得到了在厚度为 W 的缓冲层内, 位错只在缓冲层与衬底界面附近的 $0 \sim z_c$ 范围内产生, 而在其余区域无位错。由于位错的产生释放了应力, 所以在 $0 \sim z_c$ 范围以内的缓冲层已经无应变。如果要使缓冲层上面的吸收层内不会引入更多位错, 则必须使吸收层的失配度等于缓冲层 z_c 处的失配度。由此可以得到缓冲层表面和吸收层之间的失配度。Tersoff 的这个理论结果已经被很多研究小组应用于实验中, 并且获得了不错的结果^[47, 52-54]。

(2) 反向线性缓冲层

除了这种类型的线性缓冲层外, 也有研究人员使用 Reverse-Graded (RG) 缓冲层, 缓冲层与衬底的失配度随厚度的变化曲线如图 2.7 所示。这种缓冲层的特点是在衬底和缓冲层界面处的失配度最大, 随后失配度越来越小, 所以位错主要产生在衬底和缓冲层的界面处。新加坡南洋理工大学的 Wong L.H. 等人为了在 Si 衬底上生长应变 Si 材料, 首先在 Si 衬底上生长了一层 90nm 的 RG SiGe 材料, Ge 组分从 0.35 开始线性渐变 0.14, 然后生长一层 200nm 厚的 $\text{Si}_{0.75}\text{Ge}_{0.25}$, 最后生长 20nm 的应变 Si 材料。AFM 测量得到的表面粗糙度仅 1.1nm, 剖面 TEM 结果表明, 位错主要集中在 Si/RG 界面附近, 在 Si 衬底上亦可见位错成核中心 (nucleation sources), 但没有出现使表面不平整的 Frank-Read 位错 (MFR), 这也解释了为什么通过生长

RG缓冲层能够得到较为平整的表面。Plan-View TEM结果表明 $\text{Si}_{0.75}\text{Ge}_{0.25}/\text{RG}$ 界面有利于穿透位错(Treading Dislocation, TD)的滑移, 减少TD的密度^[55]。

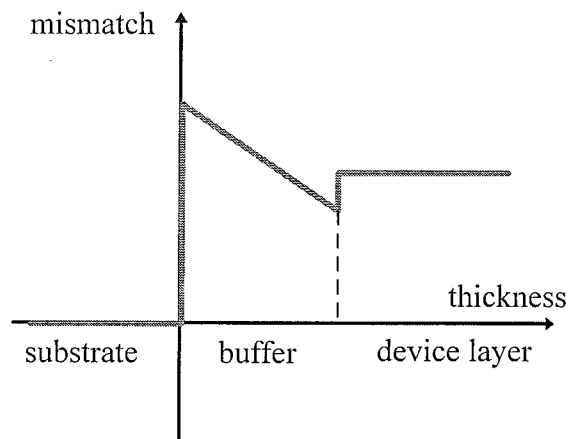


图 2.7 Reverse-Graded 缓冲层失配度随厚度的变化示意图

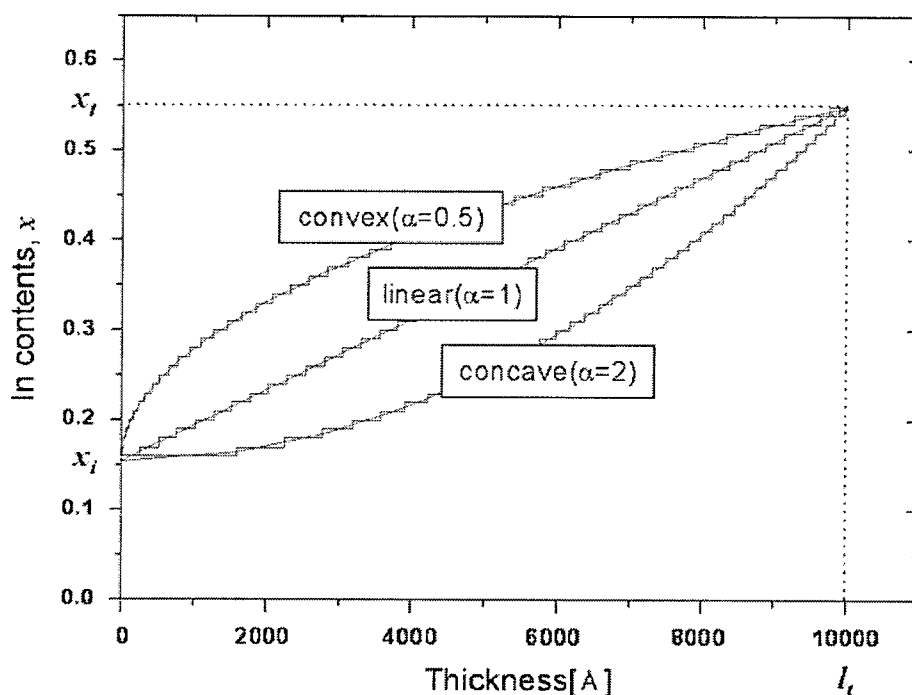


图 2.8 三种缓冲层内 In 组分随厚度的变化图

(3) 非线性缓冲层

韩国仁济大学Choi等人对线性和非线性缓冲层材料进行了比较^[56]。他们使用MBE材料生长方法在(001)GaAs衬底上生长InAlAs缓冲层材料, 其中缓冲层内In组分随厚度的变化曲线分别为线性、凸形和凹形, 如图 2.8 所示。他们发现三者

在表面形貌上没有明显差别,凸形缓冲层可以减少靠近有源区层的位错密度,在这类缓冲层上面生长的InGaAs的光荧光更强,电子迁移率更高。他们认为这个现象是梯度材料的合金强化现象(alloy-hardening effect)和InGaAs层内不同的对湮没几率(pair-annihilation probability)造成的^[45, 57]。缓冲层上的InGaAs/InAlAs HEMT电子迁移率与缓冲层的类型没有明显关联。

(4) 梯度缓冲层

很多研究小组使用步进缓冲层。所谓梯度缓冲层(step-graded buffer layer),就是在衬底和吸收层之间一系列厚度相同的组分不变外延层,最靠近衬底的外延层晶格常数最接近衬底的晶格常数,越靠近吸收层的外延层,其与衬底的晶格失配度越大,而与吸收层的晶格失配度越小。一般认为相邻的步进层之间的失配位错产生在突变结上,并且被限制在突变结附近,穿透至下一层梯度层的位错较少。当最后一层步进层的晶格常数与吸收层相同时,在吸收层内就不会再产生新的失配位错,从而减少吸收层内的位错密度。

美国俄亥俄州立大学Mantu K. Hudait小组利用SSMBE生长梯度缓冲层材料InAsP^[58],他们在(100)半绝缘InP衬底上依次生长三层As组分为0.21、0.32和0.35的InAsP材料,厚度均为0.4 μm ,最后生长了1.7 μm 的InAs_{0.4}P_{0.6}作为帽层,帽层材料与InP的失配度达到1.3%。生长好的材料用TEM测试样品的剖面,未能在帽层内观察到位错。为了准确测定帽层内的位错密度,该组又用了三种方法测量位错密度,一种方法是测量plan-view TEM,得到的位错密度是 $4 \times 10^6/\text{cm}^2$;第二种方法是用AgNO₃:CrO₃:HF:H₂O对表面的露头位错腐蚀出凹坑后测量腐蚀坑的密度来确定帽层的位错密度;第三种方法是在InAsP缓冲层上再生长一层InGaAs p-n结,随后对这个p-n结进行电子束感生电流测试。后面两种方法的结果约为 $1 \times 10^5/\text{cm}^2$ 。结果虽然有差别,但是位错密度均比较小。XRD测量得到的RSM图表明每个步进缓冲层的弛豫度均>90%,帽层的弛豫度也达到了93%。

(5) 应变超晶格

应变超晶格(Strained-Layer Superlattice, SLS)是一种能够有效阻止位错继续传递的材料。日本NTT基础研究实验室的研究人员利用SLS对Si衬底上生长的

GaAs材料进行了改善^[59],他们在首先在Si衬底上 300℃下生长 0.1μm的GaAs材料作为缓冲层, 580℃下退火 15 分钟, 再 300℃生长 1μm的GaAs材料, 580℃下退火 15 分钟, 然后生长 300nm厚的 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ SLS, 最后 300℃生长 1.2μm的GaAs, 详细的外延结构如图 2.9 所示。TEM结果显示位错被限制在靠近衬底的GaAs材料层内, 顶层GaAs材料内位错很少, 对GaAs表面腐蚀出位错坑后在显微镜观察, 当 $x=0.3$ 时位错密度只有 $2.9 \times 10^4/\text{cm}^2$ 。

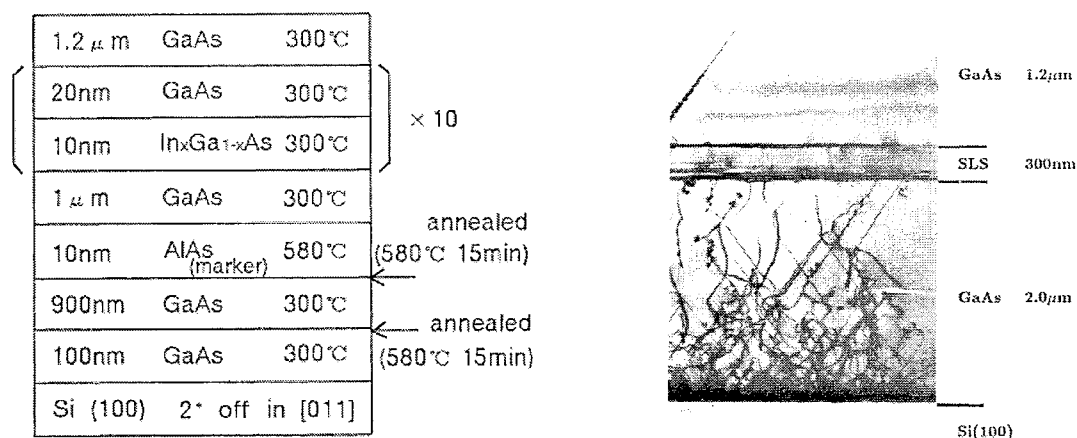


图 2.9 左图是样品外延结构示意图, 右图是样品的剖面 TEM 照片

(6) 掺杂 N 元素的超晶格

瑞典Chalmers理工大学的宋禹忻等人采用了在InGaAs或者InAlAs中掺杂N元素来减少穿透位错密度^[60]。他们用MBE材料生长方法在GaAs衬底上生长首先了In组分不变的InGaAs材料作缓冲层, 再生长 200nm的超晶格材料作为穿透位错阻挡层, 其中超晶格分为掺杂和未掺杂N元素两种, 生长完超晶格后最后生长InGaAs/InAs量子阱。生长完的样品利用TEM设备测试了样品剖面, 结果显示无论超晶格中是否掺杂N元素, 材料中的穿透位错都未能观察到, 说明位错密度已经降至TEM能观察到的极限以下($<10^7 \text{ cm}^{-2}$), 但是样品的PL测试结果显示掺杂N元素的材料PL强度得到增强, 由此推测穿透位错密度减少了, 原因主要源于III族元素和N元素之间较强的化学键导致的晶格硬化效应(the lattice hardening effect), 其次是N原子较小的共价半径带来的张应变。

2.6.2 生长温度优化

在材料生长过程中,材料的生长温度是一个非常关键的参数,它对材料表面的平整性、材料的均匀性以及材料的光学、电学性能有直接影响。如果生长温度过高,材料表面的 V 族元素 As 和 P 容易脱离材料表面进入真空系统,从而形成 III 族元素过多的表面,这样的表面在显微镜下观察时能看到表面有 III 族元素的析出,生长温度越高,析出越明显;反过来如果生长温度过低,那么喷射到衬底表面的 III 族元素在没有充分迁移的情况下即被表面原子束缚住,可能会形成多晶材料,也不利于材料的光学性能,因此对于波长扩展探测器材料如何确定合适的生长温度是一个重要的课题。

有些研究小组在生长缓冲层过程中无论缓冲层内的In组分如何,始终保持在某一低温下生长。瑞典Chalmers大学的研究人员在利用MBE生长方法在GaAs衬底上生长了InGaAs单量子阱^[52],他们首先在GaAs衬底上以 580℃生长 0.2μm的GaAs缓冲层,然后以 450℃低温生长 2μm厚的In组分线性渐变InGaAs缓冲层,缓冲层内的In组分从 1%渐变到 34%,对应的失配率为 $1.22\%\mu\text{m}^{-1}$,再升温至 500℃生长 0.5μm厚的 $\text{In}_{0.27}\text{Al}_{0.73}\text{As}$,最后 500℃生长三明治结构的 $\text{In}_{0.45}\text{Ga}_{0.55}\text{As}$ 量子阱,势垒层是 100nm的InGaAlAs材料。X射线倒空间三轴二维扫描结果表明外延层弛豫度达到 97%以上,原子力显微镜(Atomic Force Microscopy, AFM)测试结果表明样品表面比较平整,粗糙度只有 1.5nm,在这样的缓冲层上生长的InGaAs量子阱发光也比较强。

韩国电子通信研究所的研究人员Lee等人利用MOCVD材料生长方法研究了不同的缓冲层生长温度对材料质量的影响^[47]。他们在GaAs衬底上生长 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 组分线性变化缓冲层, x从 0 递变至 0.58,在生长缓冲层期间,生长温度从 635℃线性变化到 450℃(低温生长),对应的生长速率为 $1.98\mu\text{m}/\text{h}$,或者从 635℃变化到 535℃(高温生长),对应的生长速率为 $2.88\mu\text{m}/\text{h}$ 。样品的表面分析结果表明两种生长温度得到的缓冲层表面都有条纹状的形貌,但低温生长的材料表面形貌明显比高温生长时候平整。

从以上两个研究小组的结果可以看到,适当降低生长温度可以得到良好的材料表面,但是如果生长温度过低,也会带来其他问题。美国加州大学材料工程学院的JA Olsen等人^[61]利用MBE材料生长方法在GaAs衬底上生长了 5 个样品,样

品的外延结构均为 $0.5\mu\text{m}$ 的 GaAs, $2.5\mu\text{m}$ 厚的 $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 缓冲层(x 从 0.05 到 0.26, 失配率 $0.69\%/ \mu\text{m}$)和 $0.3\mu\text{m}$ 的 $\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ 帽层, 样品的生长温度分别为 370°C 、 420°C 、 470°C 、 520°C 和 550°C , 双晶衍射摇摆曲线的结果显示, 对于低温 (370°C 和 420°C) 生长的材料, 其外延峰非常弱, TEM 结果显示 InAlAs 缓冲层和 InGaAs 帽层材料质量恶化, 均为多晶材料。而其他温度下生长的材料, 在 $\langle 110 \rangle$ 方向的弛豫度均在 77% 附近, 说明弛豫度在这个温度区间内对温度不敏感, 样品的晶格弛豫已经基本达到平衡状态。

从以上不同研究小组的实验结果可以看出, 适当降低材料缓冲层生长温度可以改善表面形貌, 但生长温度过低也会带来其他问题, 对于科研人员来说需要找到合适的生长温度范围。

2.7 本章小结

本章简单介绍了红外探测器发展和应用、分类、多色探测技术和红外焦平面技术, 在此基础上对工作在短波红外波段不同材料体系的探测器进行了比较, 然后介绍了 InGaAs 短波红外探测器的发展现状, 最后对波长扩展探测器的生长方法进行介绍。

本学位论文结合实验室课题, 针对空间遥感用短波红外探测器材料和器件进行了研究, 并对波长扩展 InGaAs 材料的结构进行改善, 使材料质量和器件性能得到改善。同时初步开展了吸收波长短于 $1.7\mu\text{m}$ 的 InAlGaAs 材料生长研究, 为器件结构的生长铺平了道路。

第三章 InP基晶格匹配InGaAs材料表征与非均匀性研究

本章首先通过引用文献的数据对 InGaAs 材料的主要性质进行介绍, 随后对我们生长的单层 InP 和 InGaAs 材料性质进行生长及表征, 在此基础上生长了器件结构, 并对其进行材料表征, 通过分步腐蚀方法对摇摆曲线的各个峰进行辨认, 最后对材料和器件的非均匀性进行研究。

3.1 InGaAs材料性质

III-V族材料InGaAs是由两种不同二元系材料组成的材料, 具有闪锌矿结构, 300K时晶格常数随In组分的变化关系如下^[62]:

$$a=x \cdot a_{\text{InAs}}+(1-x) \cdot a_{\text{GaAs}}=6.0583x+5.6533(1-x)=5.6533+0.405x \quad (3.1)$$

当 In 组分 x 为 0.53 时, $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 和 InP 衬底晶格匹配, 此时 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 的禁带宽度为 0.74eV, 能够吸收波长在 $1.7\mu\text{m}$ 以下的光子。但在实际 InGaAs 材料生长时, 由于 InAs 和 GaAs 的热膨胀系数都比 InP 大, 所以 InGaAs 外延层的热膨胀系数也大于 InP。如果假设在生长温度为 430°C 时 InGaAs 与 InP 晶格完全匹配, 则当材料降至室温时, InGaAs 的晶格常数将略小于 InP, 该晶格失配度约为 -4.3×10^{-4} 。

禁带宽度随In组分的变化可以根据Vergard's定则得到^[63]:

$$E_g=x \cdot E_{g\text{InAs}}+(1-x) \cdot E_{g\text{GaAs}}-C \cdot x(1-x) \quad (3.2)$$

对于不同的能谷, 弯曲常数 C 也不相同。表 3.1 列出了 300K 时 InGaAs 材料不同能谷的弯曲常数, 表 3.2 列出了 300K 时 InAs 和 GaAs 材料的能谷与价带底之间的能量差。

表 3.1 300K时InGaAs的弯曲常数^[64]

	C_r (eV)	C_L (eV)	C_X (eV)
InGaAs	0.477	0.33	1.4

表 3.2 300K 时不同材料的能谷与价带顶的能量差

	Γ 能谷(eV)	L 能谷(eV)	X 能谷(eV)
InAs	0.36	1.08	1.37
GaAs	1.424	1.71	1.9

根据以上数据, 运用 Vergard's 定则, 可以得到 300K 时 InGaAs 的能带随 In 组分的变化函数:

$$E_{g\Gamma} = 1.424 - 1.541x + 0.477x^2 \quad (3.3)$$

$$E_{gL} = 0.33x^2 - 0.96x + 1.71 \quad (3.4)$$

$$E_{gX} = 1.9 - 1.93x + 1.4x^2 \quad (3.5)$$

画成函数图如下:

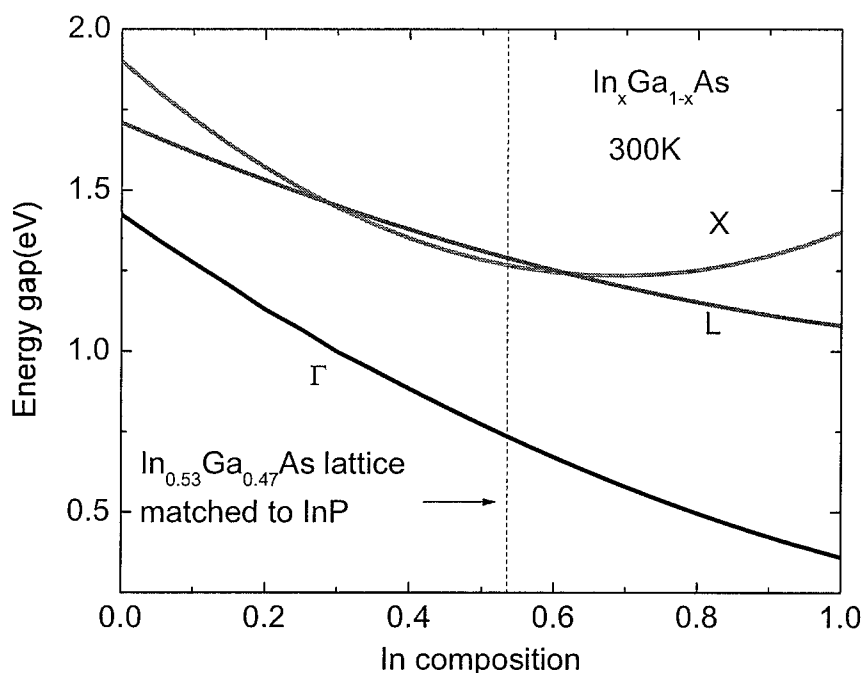


图 3.1 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 材料禁带宽度随 In 组分变化关系图

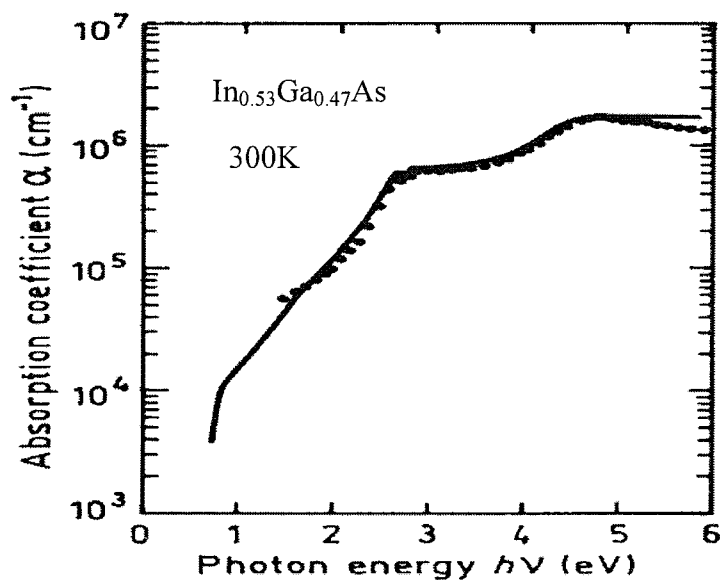


图 3.2 300K 下 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 的光吸收系数

可以看到, 对于任何的 In 组分, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 材料的 Γ 能谷都在能量最低处, 因此该材料全组分都是直接带隙材料, 光子吸收效率较高, 300K 下 $x=0.53$ 时 InGaAs 的吸收系数如图 3.2 所示^[62]。 Γ 能谷上的电子迁移率很高, 所以 InGaAs 材料全组份均具有较高的迁移率。

不同组分的 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 禁带宽度随温度的变化有不同的结果, 1991 年 Paul 等人提出了不同组分、不同温度下的禁带宽度经验公式为^[65]:

$$E_g(x, T) = 0.475x^2 - 1.575x + 1.52 - \left(\frac{5.8}{T+300} - \frac{4.19}{T+271} \right) \cdot 10^{-4} T^2 (1-x) - \frac{4.19 \cdot 10^{-4} T^2}{T+271} \text{ (eV)} \quad (3.5)$$

1994 年 Karatchevtseva 提出的公式为^[66]:

$$E_g(x, T) = E_g(x, 0) + \frac{(6x^2 - 3.4x + 2.6) \cdot 10^{-4} T^2}{337x^2 - 219x + 78} \text{ (eV)} \quad (3.6)$$

以上两条公式中 T 均为绝对温度。

当 InGaAs 在 InP 衬底上进行生长时, 若 In 组分为 0.53, 则两者晶格常数完全匹配, 理论上无论 InGaAs 生长多厚都不会产生位错。当 In 组分偏离 0.53 时, 则材料首先以应变方式生长, 即外延层在生长方向的晶格常数能够与衬底保持一致, 材料内部仍然不会产生位错, 但积累了一定的应力。当外延层大于临界厚度时, 外延层内会产生垂直于生长方向的失配位错 (misfit dislocation, MD), 以释放外延层内越来越强的应力。临界厚度与材料与衬底的失配度密切相关, 失配度越大, 临界厚度越小。1985 年, 美国贝尔实验室的 P. People 和 J.C. Bean 利用外延层内的能量模型计算出了临界厚度的计算公式^[67]:

$$h_c \cong \left(\frac{1-\nu}{1+\nu} \right) \left(\frac{1}{16\pi\sqrt{2}} \right) \left(\frac{b^2}{a} \right) \left[\frac{1}{f^2} \ln \left(\frac{h_c}{b} \right) \right] \quad (3.5)$$

式中, h_c 为临界厚度, f 为失配度, a 为外延层的晶格常数, b 为伯格矢量, ν 为泊松比,

$$\nu(x) = \frac{c_{12}(x)}{c_{11}(x) + c_{12}(x)} \quad (3.6)$$

其中 x 为 InAs 组分。根据公式 3.5, 并将 InGaAs、InP 的参数代入, 可以得到如图 3.3 所示的 InGaAs 临界厚度与 InAs 组分的关系图:

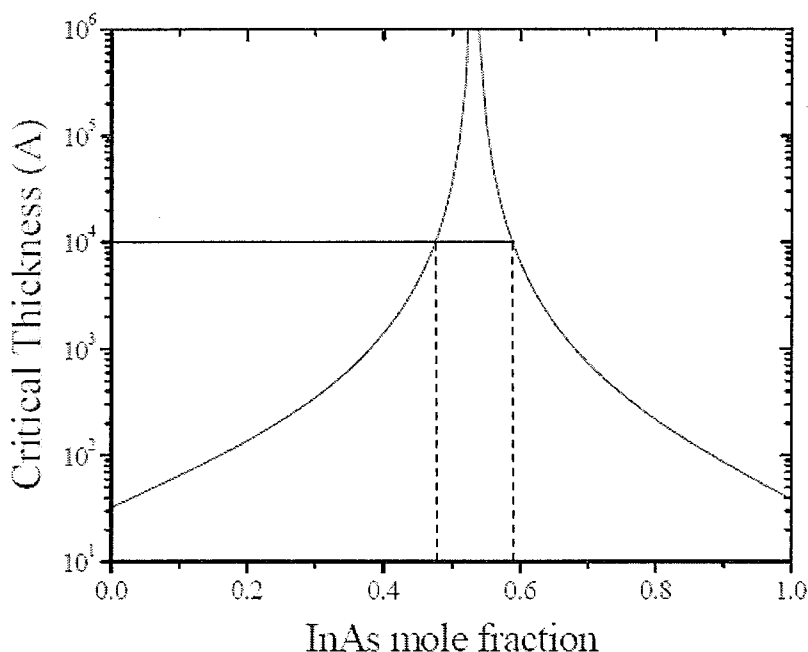


图 3.3 InGaAs 在 InP 衬底上生长时临界厚度与 InAs 组分关系图

从图中可以看到, In 组分为 0.53 附近时, InGaAs 的临界厚度可以超过 10^6Å , 也就是 $100 \mu\text{m}$, 对于 In 组分在 0.47~0.59 之间的 InGaAs, 临界厚度也在 $1 \mu\text{m}$ 以上。

3.2 材料表征技术简介

在进行下一章节之前, 首先对我们常用的材料表征技术的测试原理进行简单介绍, 在此基础上再进行材料质量表征。

3.2.1 高分辨X射线衍射

X 射线衍射是一种非损伤性的材料测试方法。将 X 射线以某个角度入射至样品表面, 经过样品反射后的光信号被接收器收集, 信号中包含了丰富的样品结构信息。

X 射线衍射的原理比较简单, 当 X 射线入射至样品表面时, 经过不同层晶面的反射, 如果相邻两束光的光程差为波长 λ 的整数倍时则可能发生衍射, 如图 3.4 所示。

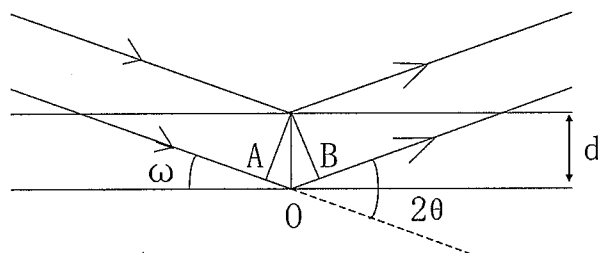


图 3.4 X 射线衍射示意图

X 射线衍射的基本公式是 Bragg 公式：

$$2d\sin\omega = n\lambda \quad (3.7)$$

式中 d 是发生衍射的晶面间距， ω 是入射 X 射线与衍射晶面的夹角， λ 是 X 射线波长， n 是衍射级数。由于一级衍射（即 $n=1$ ）的强度最强，所以一般采用一级衍射来进行表征。但是仅仅满足公式（3.7）未必会发生衍射，还与晶面的结构因子有关，结构因子越大，衍射越强；结构因子为零时不会产生衍射。

$\omega/2\theta$ 扫描曲线是利用高分辨 X 射线衍射仪得到的一种结果，从 $\omega/2\theta$ 曲线上衬底峰和外延峰之间的角度差得到外延层的晶格常数和失配度，从外延层半峰全宽(Full Width at Half Maximum, FWHM) 的大小可以判断外延层的材料质量如何，通过测量多条 $\omega/2\theta$ 曲线还可以得到样品表面的偏向角等。除了 $\omega/2\theta$ 曲线外，还可以得到材料的三轴二维倒易空间衍射图(Reciprocal Space Map, RSM)。RSM 测试时从样品表面反射的 X 射线需要经过一个很小的狭缝后才能达到探测器，因此能够测量更加精细、更加丰富的材料信息，如材料的垂直失配度、水平失配度、体失配度、弛豫度和剩余应力等参数，对材料质量有更加全面的了解，为生长高质量的材料有指导意义。

3.2.2 霍尔效应测量

霍尔(Hall)效应测量是指利用霍尔效应对材料的电学参数如电阻率、载流子浓度和迁移率进行测试的实验仪器。产生霍尔效应的基本原理是洛伦兹力，如图 3.5 所示。当电子沿着垂直于磁场的方向运动时，会受到垂直于运动方向和磁场方向的力的作用，在材料两端分别积累正电荷和负电荷，产生电压，这个电压会对电流产生一个和洛伦兹力相反方向的力。当样品两段电荷积累到一定程度时，其产生的电压和洛伦兹力刚好抵消，此时霍尔电压为：

$$V_H = \frac{IB}{qn_s} = \frac{IB}{qnd} = \frac{IB}{d} R_H \quad (3.8)$$

式中 V_H 为材料两端的霍尔电压, I 为通过材料的电流强度, $B=0.34\text{T}$ 为永久磁铁的磁场强度, q 为电子电量, n_s 为面载流子密度, n 为体载流子浓度, d 为薄膜材料厚度, R_H 为霍尔系数。因此通过测量霍尔电压 V_H , 即可得到 R_H 和 n_s , 如果知道薄膜材料厚度的话, 就可以得到载流子浓度 n 。迁移率和载流子浓度之间为

$$\mu = \frac{1}{nq\rho} = \frac{1}{qn_s R_s} \quad (3.9)$$

式中 $R_s = \rho/d$ 为面电阻率, 可以方便的通过范德堡法测量得到^[68, 69]。

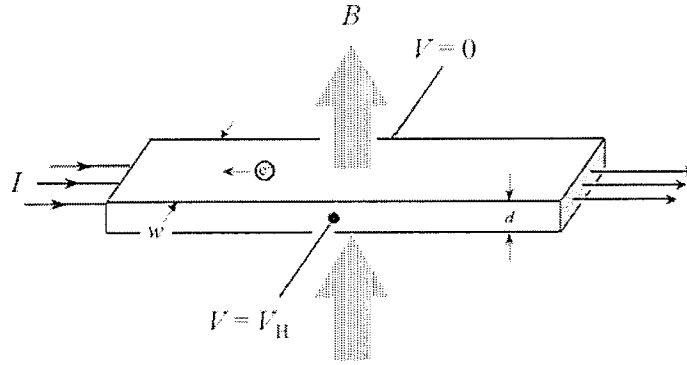


图 3.5 霍尔测试原理示意图

在进行霍尔测试时必须注意以下几点:

- 1、欧姆接触点必须尽量做的小而厚, 并且尽量落在角落里, 以减少误差。
- 2、为了减少光照对载流子浓度的影响, 应当让样品在暗盒中测试, 因此必须盖上盖子。
- 3、设定测试电流时应当使加载在样品上的电压大于 5mV , 否则信噪比过低, 但电流也不能过大, 否则可能引起样品发热, 导致误差的产生。
- 4、如果要将样品置于 77K 的液氮温度下进行测试, 在倒入液氮前探针和接触点需要紧密接触, 以防止倒入液氮时被冲开。

3.2.3 光致发光谱测量

光致发光(photoluminescence, PL)谱测量是一种测量材料禁带宽度或者量子阱不同能级间能量差的有效方法。当一束光入射至样品表面时, 价带上的电子受

到激发跃迁至导带，导带上的电子不稳定，易回落至价带，在回落过程中会发射出光子，光子的频率与禁带宽度对应。实际过程中样品被激发出的光的频率有一定宽度，不同频率的光通过迈克尔逊干涉仪转换成干涉谱，用探测器进行接收，最后用电子计算机进行傅立叶变化，即可还原出直观的入射光频谱图。

在进行 PL 谱测试时，有以下几点需要注意：

- 1、减少噪声对测试的影响。对于红外光谱测试来说，环境中的发热或者发光物体都可能成为噪声。根据黑体辐射公式，人体辐射光的峰值波长为 $10\mu\text{m}$ ，但在其他波长处同样有一定的辐射强度，测试时应当注意一下。除此以外，日光灯或者其他光源都有可能成为噪声，因此如果有必要的话，可以尝试拉上窗帘，关闭日光灯，盖住其他发光的物体如干燥柜上的温湿度显示器等，并把样品室上方的观察窗口盖上。
- 2、InGaAs 探测器的使用注意事项。如果要探测 $1.7\mu\text{m}$ 以下的光，则可以考虑使用 InGaAs 探测器，但在使用该探测器时，如果没有光照射到探测器上面的话，则光谱仪的内光路可能发生漂移，使得光路对光的收集受到严重影响，需要将光谱仪调整后再进行测试，因此在测试过程中应当尽量保证有光照到探测器上，尤其是在更换测试样品时最好有光源在周围照一下。
- 3、减小水汽吸收的影响。水汽对某些波段的红外光有明显吸收，如 $1.4\mu\text{m}$ 、 $1.9\mu\text{m}$ 和 $2.6\mu\text{m}$ 附近，并可能会对 PL 峰的标定产生影响。为此应当最大限度的降低空气中的水汽，平时应当将房间内的除湿机开启，房间大门关闭，并在光谱仪内放置能够吸收水份的变色硅胶颗粒。硅胶颗粒在未吸水时为蓝色，吸水后变为红色。硅胶吸水后应当及时更换，放入烘箱烘烤去除水份后可以继续使用。
- 4、低温 PL 测试注意事项。低温时如果有激发光对样品进行激发，则样品很快就会升温，导致 PL 强度减弱。因此为了减小样品温度升高的效应，每个测试点应当快速完成，在测试前用不透明的遮挡物挡住激发光源，遮挡物移开后应当立刻扫描，在不影响光谱质量的前提下可以尽量扫描次数，扫描结束后可继续遮挡住激发光源。

3.2.4 原子力显微镜

原子力显微镜 (Atomic Force Microscopy, AFM) 是利用原子间力进行测试的方法。当金字塔形的探针 (tip) 靠近样品表面时，探针针尖处的原子与样品表面的

原子之间将产生一定的作用力，即原子力，原子力的大小约在 $10^{-8} \sim 10^{-12}$ N之间。原子力的大小与探针和样品的间距成一定的对应关系，如图3.6的上图所示。当探针充分逼近样品进入原子力状态时，如果两者间距相对较远，则原子力表现为吸引力；当两者极其接近时，则表现为排斥力。虽然原子力极其微弱，但足以推动极为灵敏的悬梁臂（cantilever）并使之偏转一定的角度，如图3.5的下图所示。悬梁臂通常由SiN制成，表面镀金增加其对光的反射率。使用一束激光打在悬梁臂上，当悬梁臂发生偏转时，激光的反射光位置发生变化，利用光探测器记录下这一变化量即记录下了样品当前位置的高度值。在实际测量时，为了使样品和针尖的原子力不至于过大造成针尖的损伤甚至悬梁臂的断裂，通常在测量时保持探针和悬梁臂在垂直方向基本不动，让样品在探针下方来回扫描，悬梁臂在垂直方向保持不动，扫描时控制原子力基本上为一个恒定值，这个值越大，显示效果越接近真实样品表面，但是针尖的损伤也大；过小则无法准确获得真实样品表面，因此必须设定一个合适的原子力值。在我们的设备中是通过调节setpoint来调节原子力值的，setpoint越大，原子力越大，通常设定setpoint为0，此时对应的原子力为 10^{-9} N量级。由于扫描过程中保持了悬梁臂在垂直方向基本不动，因此必须不断调整样品在垂直方向的高度，将不同位置处的高度记录下来即得到样品的表面形貌图。

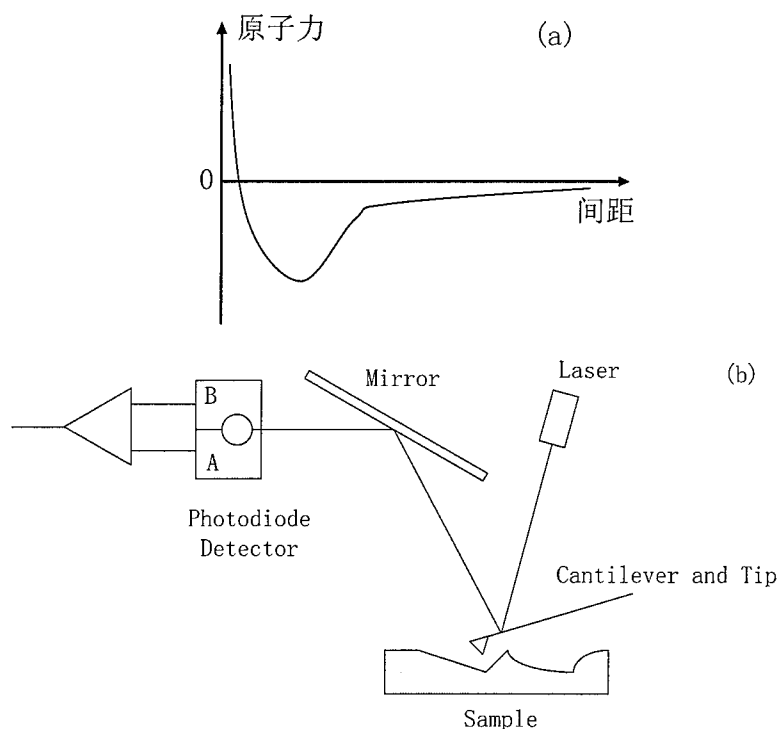


图3.6 (a) 原子力显微镜工作原理示意图, (b) 原子力曲线示意图

在进行原子力显微镜的操作中，有以下几点需要注意：

1、如何判断样品和针尖有没有接触好。有时由于自动下针前探针和样品距离过远，导致下针完成后样品和探针并没有接触到，这个时候的扫描图像是失真的。如何判断有没有接触好呢？可以把setpoint值增加1，如果观察到z-center position的值变化1~6V，则说明样品和探针接触好了；如果观察到z-center position的值变化很大，则说明样品和探针未接触好，需要重新下针。

2、如何选择合适的增益值。增益是反馈系统中的重要参数，积分增益(Integral gain)越大成像误差越小，但过大则会导致很高的噪声。如果看到来回曲线(Trace and Retrace line)吻合性差，可以首先把积分增益逐渐增大，同时设定比例增益(Proportional gain)为积分增益的1.3~2倍，此时应当看到来回曲线吻合性改善。当看到来回曲线上出现噪声时，减小增益值使得噪声刚好消失，这样就得到了最佳增益值。通常设定积分增益为2，比例增益为3时即可获得良好的来回曲线。

3、扫描角度(scan angle)的选择。扫描角度是探针在样品表面扫描时的角度，这个值和探针受到的摩擦力方向有关，对来回曲线的吻合性也有影响。可以尝试不同的扫描角度观察对来回曲线的影响。

4、flatten order的选择。扫描得到的图形不可避免会存在偏差，比如平整的表面放置时倾斜，则扫出来的图也是倾斜的；比如在扫描过程中由于跳线会导致跳线前后高度差很多，似乎在跳线处存在一个台阶，而实际上跳线前后高度差并未有那么多；比如扫描管的来回扫描时样品实际的运动轨迹并非直线，而是弧线，则原本平整的表面扫描后也成为弧形表面。这些都是误差，都会对结果产生影响，此时需要对扫描到的图像进行修正。选择Flatten order为1时，可以消除样品倾斜和跳线带来的台阶状误差；选择Flatten order为2时不仅可以消除样品倾斜和跳线带来的台阶状误差，还可以消除样品运动轨迹带来的弧形误差；Flatten order为3时可以消除S形误差。一般来说，扫描范围在30 μm 以下时选择Flatten order为1，30 μm 以上时选择Flatten order为2，Flatten order为0或3则很少使用。

3.3 与InP晶格匹配单层材料的生长与表征

3.3.1 材料生长设备简介

所有的材料都是在 V80H GSMBE 系统上生长的。生长室真空由抽速为 1350 L/s 的 EO6K 型油分子扩散泵获得, 扩散泵与生长室接口的位置装有能储存液氮的冷阱, 有效防止扩散泵内的油蒸汽进入腔室, 从而避免材料受到沾污。使用扩散泵可以获得压强为 2×10^{-10} Torr 的真空度。同时生长室内装有冷屏, 冷屏内通入液氮时可以利用冷屏的低温起到冷凝泵的作用, 吸附生长室内的气体分子, 使生长室真空进一步降低, 可获得压强为 1×10^{-11} Torr 的超高真空。V 族源使用气态源, 由 AsH_3 和 PH_3 经 1000°C 高温裂解后获得二聚物 As_2 和 P_2 , 其束流大小由压力控制。III 族源为 In、Al、Ga, 束流大小由束源温度控制, 其中 In 和 Ga 炉都采用两段加热的 Thermacell, 以减少样品表面的卵形缺陷密度。n 型掺杂源使用 Si, p 型掺杂源使用 Be, 掺杂浓度由束源温度控制。生长室内压强由离子规监测。材料生长时, 生长室内压强约为 5.0×10^{-5} Torr。

3.3.2 衬底处理方法

所使用的衬底为(001)InP epi-ready衬底。衬底由进样室装载入系统后, 首先传递至预处理室的除气台, 缓慢升温至 120°C , 使吸附在衬底表面的水汽、二氧化碳、氮气等气体分子脱离样品表面, 此放气过程中预处理室真空会有明显变化, 升温时应当密切观察预处理室真空。需要指出的是, 热偶测得的温度与实际温度有差别, 当预处理室热偶测得 120°C 时, 实际温度可能在 300°C 左右。预处理室内的除气温度不能过高, 否则会使InP衬底表面的P元素脱离样品, 形成粗糙的样品表面, 对材料质量不利。经过预处理室升温除气后, 衬底表面仍然有一些氧化物没有脱附, 需要在温度的更高环境下才能使氧化物脱附。所以将衬底传入生长室内的样品架上进行氧化物脱附, 为防止表面P的流失, 在 300°C 以上时需要向生长室内通入 P_2 。氧化物的脱附情况可以利用高能电子衍射仪 (RHEED) 进行监测, 让高能电子掠入射至衬底表面, 衍射电子束打在荧光屏上面呈现衍射图样。当氧化物脱附时, 观察到电子衍射图样为 (2×4) 再构^[70]。脱附后的衬底已经达到原子级洁净, 降至合适温度后即可进行材料生长。

3.3.3 InP基晶格匹配InGaAs和InP单层材料的表征

我们首先在 InP 衬底上生长与 InP 晶格匹配的 InGaAs 和 InP 单层材料，并对其材料性能进行了表征。

(1) 摇摆曲线结果

为了表征材料的结构性质，我们进行XRD摇摆曲线测试。图 3.7 为InP衬底上生长厚度为 $1\mu\text{m}$ 的InGaAs单层材料的摇摆曲线图。从图中可以看到有两个信号峰，由于外延层厚度只有 $1\mu\text{m}$ ，所以X射线衍射信号更多的来源于衬底，由此判断，左侧较强峰为InP衬底的峰位，右侧较弱峰为外延层InGaAs的峰位。从衬底峰和外延峰位的角度差可以得到，InGaAs相对InP的晶格失配度为 -1.73×10^{-4} ，对应的In组分为 0.5282，符合我们的预期目标。衬底和外延层的FWHM分别只有 15.9s和 23.3s，说明衬底和外延层内的位错密度很低，晶格质量非常高^[71]。

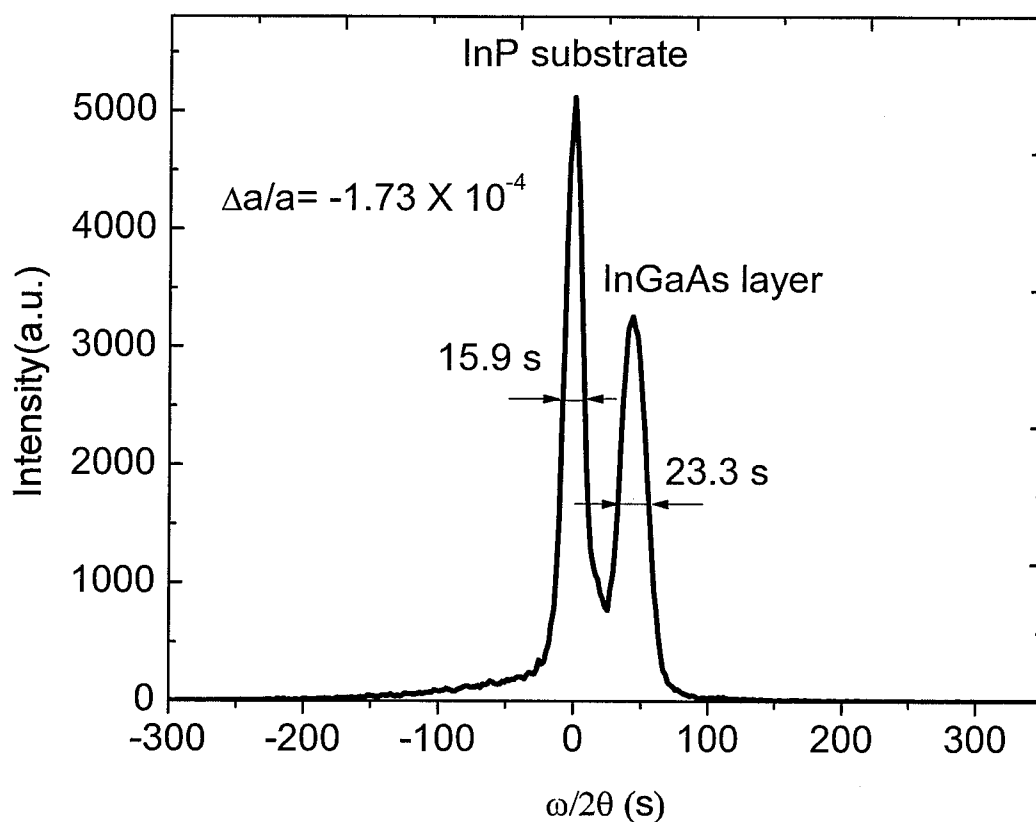


图 3.7 InGaAs 单层材料的摇摆曲线图

(2) Hall 测试结果

为了表征材料的电学特性，我们对样品进行了Hall测试。图 3.8 为室温下InP单层材料的电子浓度和迁移率随掺杂源Si-1 的温度变化关系，从图中可以看到，

当掺杂源温度高于 1100℃ 时, 载流子浓度的对数值随掺杂源温度近似线性上升, 而迁移率基本上逐渐下降。由于掺杂源的表面蒸汽压的对数值与掺杂源温度在一定范围内为线性关系^[72], 因此外延层内的掺杂浓度的对数值也随掺杂温度为线性关系, 但掺杂源温度为 1000℃ 时的浓度值远高于线性曲线上的对应值, 这表明对于我们的 MBE 系统, n 型掺杂的 InP 电子浓度最低只能到 $2.6 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$, 这个浓度称为本底浓度。而对载流子的迁移率来说, 当载流子浓度增加时, 材料中的杂质也随之增加, 载流子在运动过程中的散射几率也增大, 平均自由时间也会减小, 根据迁移率公式 $\mu = \frac{q\tau}{m^*}$, 载流子迁移率也随之降低, 但迁移率不如理想中的高, 这是受到材料内受主杂质补偿的影响。如果在半导体材料中存在大量施主杂质的同时存在少量非有意掺杂的受主杂质, 这些受主杂质产生的空穴将与施主杂质产生的电子复合, 使载流子浓度降低, 同时也使载流子迁移率降低。我们定义 n 型半导体内的补偿比为 N_A/N_D 来表征受主杂质的多少。对于一定施主浓度的材料来说, N_A 越大, 补偿比越大, 材料迁移率越低, 所以希望补偿比能越小越好。根据文献^[73]中的数据, 可以得到在掺杂源温度为 1100℃ 时材料的补偿比在 0.4~0.5 之间。图 3.9 为室温下 InGaAs 材料的电子浓度和迁移率随掺杂源 Si-1 的温度变化关系, 从图中可以看到, InGaAs 载流子浓度的增加和掺杂源的温度成线性关系, 当掺杂源温度升高时, 载流子浓度的对数值线性升高, 而迁移率则逐渐下降, 但不如理想中的高, 这也是受到材料内受主杂质补偿的影响。

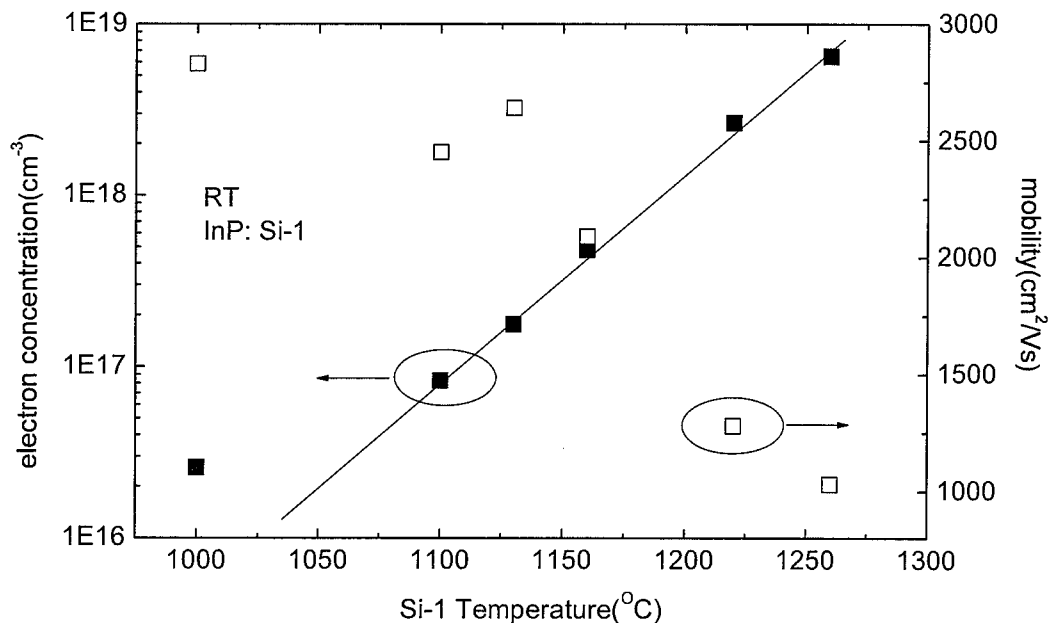


图 3.8 室温下 InP 材料的电子浓度和迁移率随掺杂源 Si-1 的温度变化关系

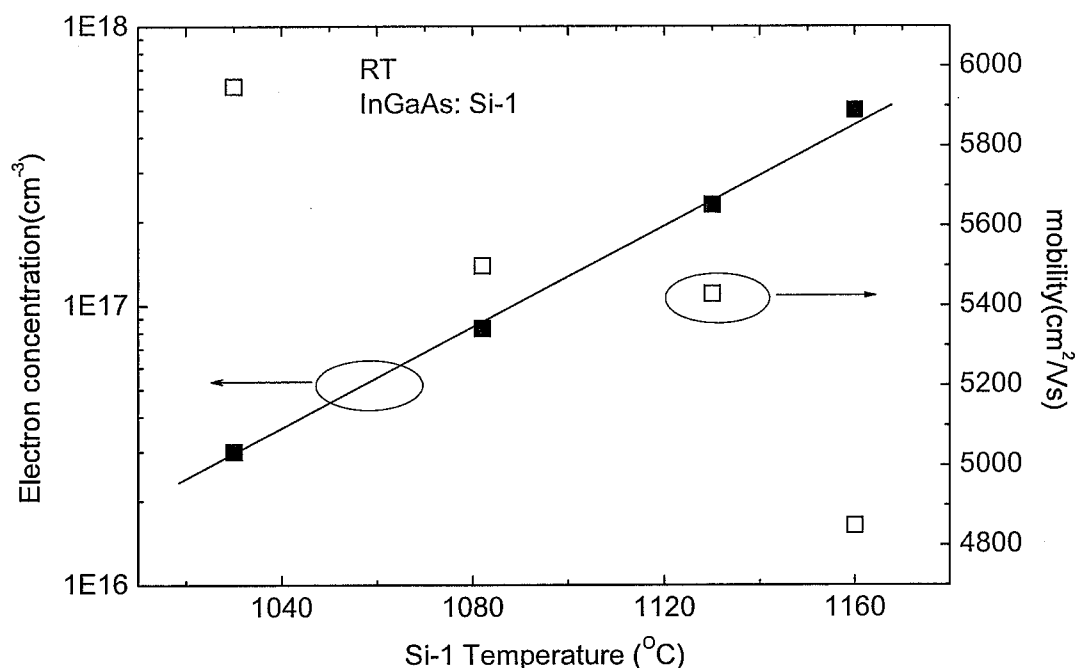


图 3.9 室温下 InGaAs 材料的电子浓度和迁移率随掺杂源 Si-1 的温度变化关系

3.4 晶格匹配 InGaAs 探测器结构的材料生长和表征

3.4.1 探测器结构的生长

在我们生长了质量良好的 InP 基晶格匹配 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 和 InP 单层材料的基础上, 我们进行了 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器芯片结构的生长。我们的芯片采用 PIN 结构, 衬底为半绝缘或者 N^+ 型 2 英寸 InP 衬底, 首先在 InP 衬底上淀积一层厚度约 $1\mu\text{m}$ 、掺杂浓度为 $2 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ 的 n^+ -InP 层作为电接触层。然后生长 $2.5\mu\text{m}$ 厚的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 吸收层, 掺杂浓度的选取需要综合考虑暗电流和量子效率, 掺杂浓度越高, 暗电流中的扩散电流分量越小, 但同时器件的量子效率也越小。田招兵^[74]在权衡了暗电流和量子效率之后, 认为掺杂浓度应当在 $2 \sim 5 \times 10^{16}\text{cm}^{-3}$ 的范围, 我们目前吸收层的掺杂浓度取为 $n=3 \times 10^{16}\text{cm}^{-3}$ 。最后生长一层厚度约 $0.6\mu\text{m}$ 、掺杂浓度为 $2 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ 的 P^+ InP 电接触层。材料的具体结构如图 3.10 所示。生长好的材料具有非常光亮的表面, 用原子力显微镜 (Atomic Force Microscopy, AFM) 测得的样品表面如图 3.11 所示, 表面极为平整, 缺陷很少, 表面粗糙度 (Root Mean Square, RMS) 仅为 0.693nm 。

0.6 μm P^+ InP 帽层 ($\text{Be}, 2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$)
2.5 μm n^- $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 吸收层 ($\text{Si-1}, 3 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$)
1.0 μm n^+ InP 缓冲层($\text{Si-2}, 2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$)
S. I. 或 N^+ InP 衬底 (Fe 或 S)

图 3.10 InP 基晶格匹配 InGaAs 探测器外延结构图

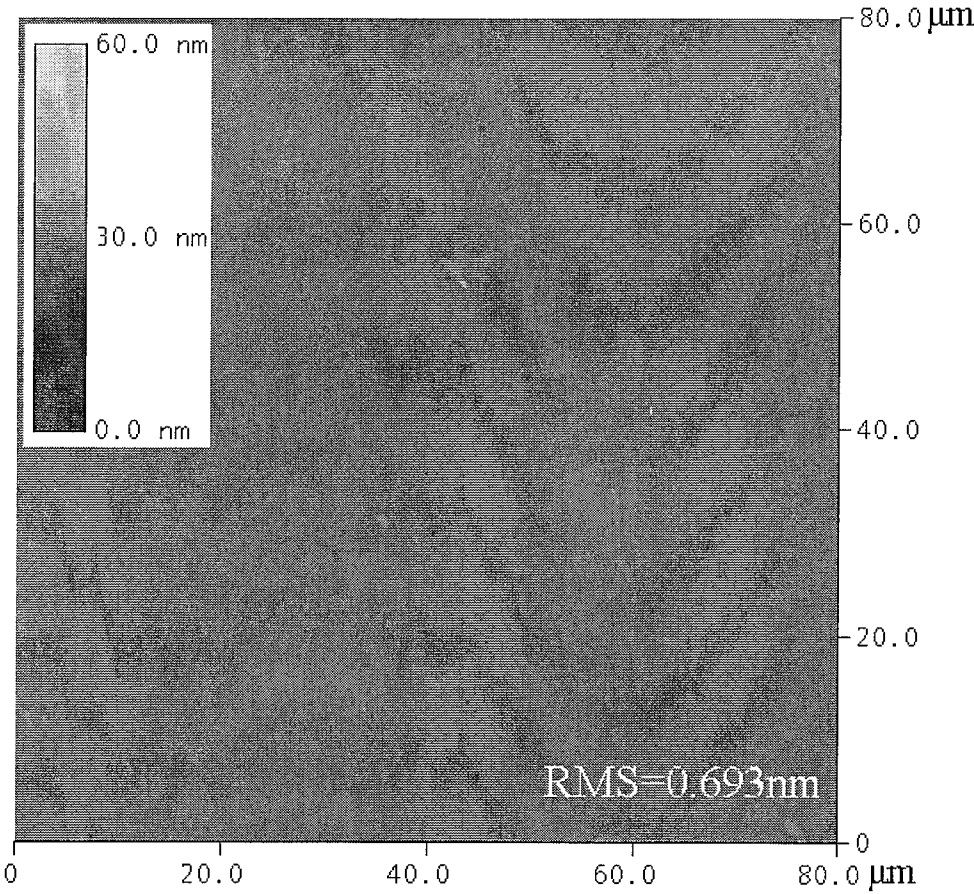


图 3.11 晶格匹配 InGaAs 探测器材料的表面 AFM 图，扫描范围 $80 \times 80 \mu\text{m}^2$

3. 4. 2 摇摆曲线结果及峰的来源判别

我们对长好的探测器结构材料进行了摇摆曲线测试，结果如图 3.12 所示。从图中可以看到，摇摆曲线中有两个较高的信号峰。根据经验，当吸收层厚度为 $2 \mu\text{m}$ 时，吸收层和 InP 具有近似的强度，吸收层厚度超过 $2 \mu\text{m}$ 时，吸收峰的强度比衬底峰强度更强。由于我们的吸收层的厚度达到 $2.5 \mu\text{m}$ ，因此可以判断摇摆

曲线上右侧的较强峰为吸收层信号峰，左侧较弱峰为 InP 峰。由此可以得到 InGaAs 中的 In 组分为 0.520，失配度 -7.59×10^{-4} ，基本符合我们预期目标。InP 的 FWHM 为 36.9s，吸收层 InGaAs 的 FWHM 为 26.9s，说明吸收层依然保持着良好的晶格质量。

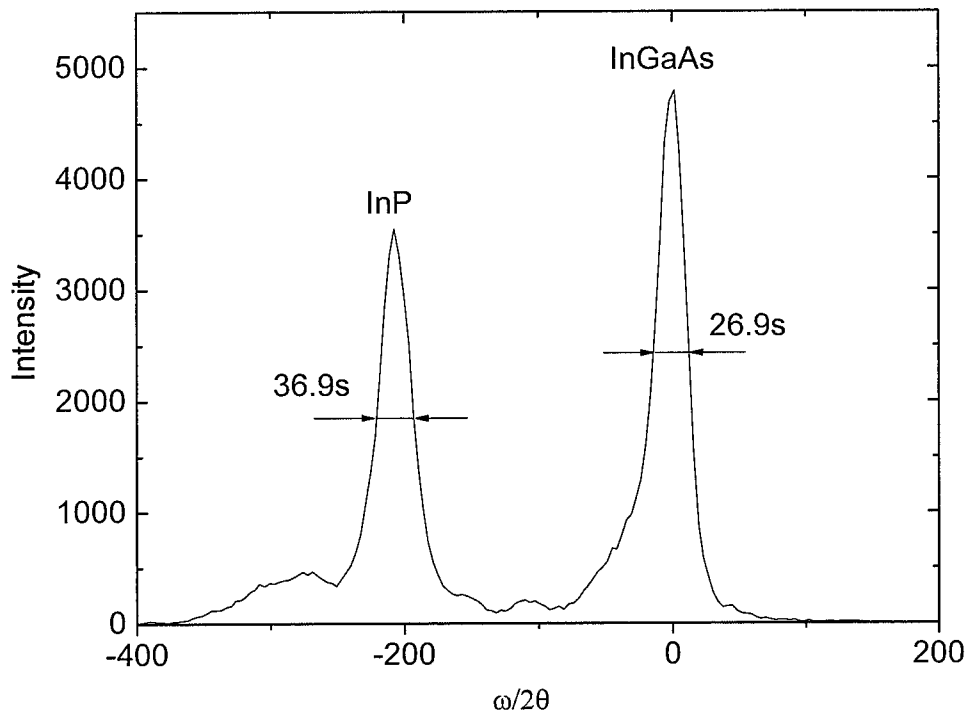


图 3.12 InP 基晶格匹配 InGaAs 探测器摇摆曲线图

除了较强的 InP 峰和吸收峰之外，在 InP 峰和 InGaAs 峰中间出现了强度较弱、展宽较小的峰，这可能是 Pendellosung 干涉小峰，而 InP 峰左侧的峰稍强，展宽也很宽。为了弄清这个峰的来源，我们对样品进行逐层腐蚀实验，腐蚀后测试其摇摆曲线，通过观察峰的位置和强弱变化判定峰的来源。首先使用选择性腐蚀液 $\text{HCl}:\text{H}_3\text{PO}_4=1:4$ 对表面 InP 进行分步腐蚀，并测试每次腐蚀后样品的摇摆曲线，结果如图 3.13 中的上面三条曲线所示。从图中可以看到，腐蚀掉部分表面 InP 后右侧的峰强增加，全部腐蚀掉表面 InP 后右侧峰强达到最高，这验证了右侧确实为 InGaAs 吸收层的峰位。当表面 InP 被逐渐腐蚀掉时，更多的 X 射线进入吸收层，从而使得吸收层内的信号得到增强。但是 InP 左侧的弱峰强度也未见明显规律性变化，因而暂时无法判断这个峰的来源。于是我们进一步进行吸收层的腐蚀并观察弱峰的变化。我们使用选择性腐蚀液酒石酸：双氧水=5：1 对吸收层进行分步腐蚀，并测试每次腐蚀后的摇摆曲线，得到的结果如图 3.12 的下

面四条曲线所示。可以看到,随着 InGaAs 厚度的减少,InGaAs 峰逐渐减小,InP 峰以及 InP 左侧的弱峰均逐渐增强,说明在 InP 衬底和 InGaAs 吸收层之间可能存在着界面层,当界面层上方的吸收层变薄后,更多的 X 射线进入界面层以及 InP 层,使得界面层和 InP 层信号增强。当 InGaAs 被全部腐蚀掉后,界面层的信号亦同时消失,说明界面层也能被腐蚀液腐蚀掉。在底部 InP 和 InGaAs 之间存在界面层,可能说明在 P 切换到 As 的过程中残余了少量 P,这些 P 元素参与了 InGaAs 的生长,形成 InGaAsP 界面层,所以 P 切换到 As 的过程可以进一步优化一下。注意到在 InGaAs 逐渐变薄的过程中,InGaAs 的峰位逐渐向 InP 靠近,也就是说 InGaAs 在平行于生长方向的晶格常数逐渐增大,垂直于生长方向的晶格常数逐渐减小,其详细机理有待做进一步分析。

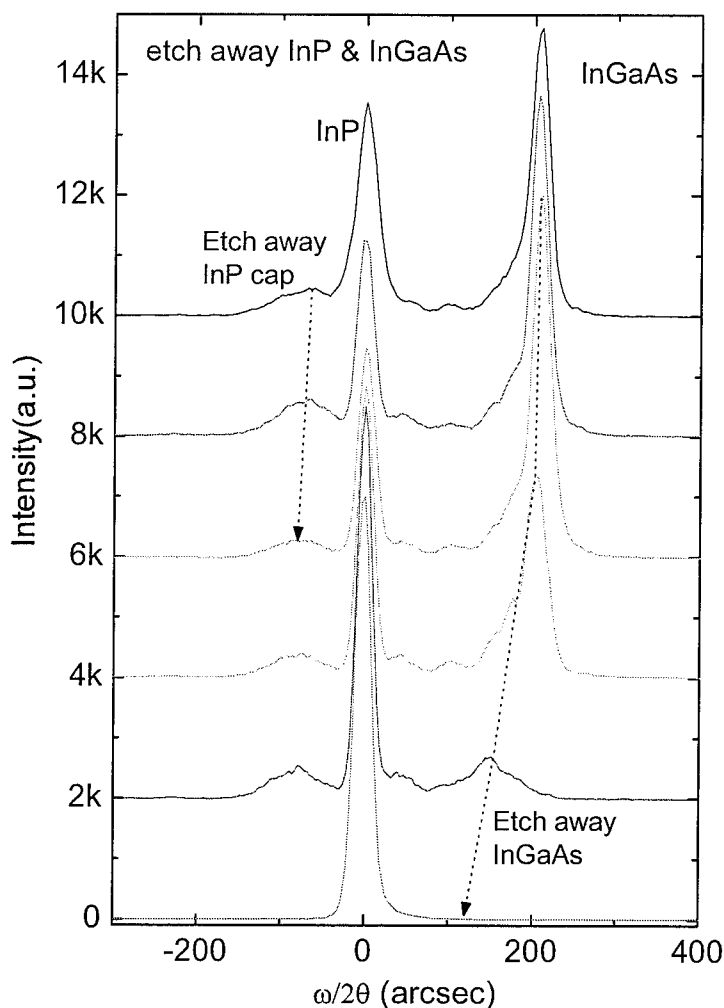


图 3.13 上面三条曲线为分步腐蚀表面 InP 后的摇摆曲线图,后面四条曲线为分步腐蚀 InGaAs 吸收层后的摇摆曲线图

3.4.3 光致发光谱

为了测量材料的光学特性,我们测试了材料的 PL 谱。我们利用 Nicolet Magna 860 测试平台,使用波长为 473nm 的固体激光器对样品进行激发,激发功率为 100mW,采用液氮致冷的 InSb 探测器进行探测,结果如图 3.14 所示。如图可见,PL 的峰值位置为 1.69 μm ,对应的能量为 0.734eV,与理论的晶格匹配 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 材料禁带宽度的理论值非常接近,符合预期;FWHM 为 54.2meV,说明探测器结构中的 InGaAs 材料保持了良好的材料质量。

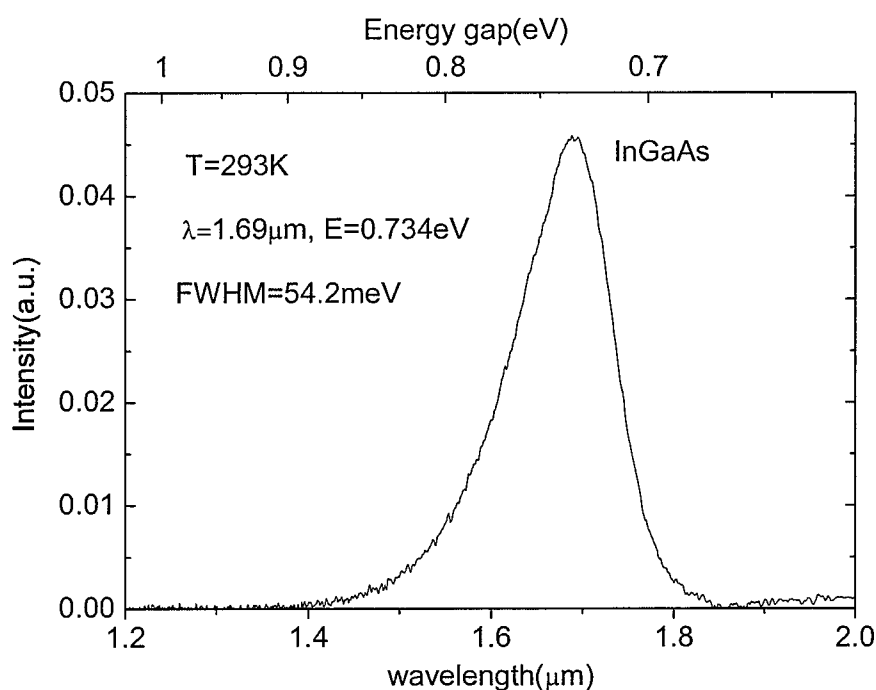


图 3.14 室温下 InP 基晶格匹配 InGaAs PD 的 PL 图

3.5 材料和器件非均匀性关系研究

如果要将 InGaAs 探测器制成线列或者阵列的话,则希望线列或者阵列上的各单元器件的性能均匀性较好。对于探测系统来说,非均匀性的好坏直接影响到整个系统的探测性能和成像质量^[75]。虽然我们可以通过信号处理对成像质量进行一定程度的弥补,但这会不仅会导致探测系统的复杂化,而且也可能使响应速度和灵敏度降低,动态范围受到影响。我们首先分析了我们的材料非均匀性的来源,测定了 GSMBE 材料生长的非均匀性,随后假定在各个器件的制作工艺完全相同的情况下,计算了材料非均匀性对器件性能非均匀性的影响。

3.5.1 材料非均匀性结果

我们所使用的设备 V80H GSMBE 为装有 8 个束源炉的材料生长系统，均为努森炉，理想努森炉的出射束流有一个角度分布：

$$f = \frac{\Gamma}{\pi} \cos \theta \quad (3.10)$$

式中 Γ 是每秒钟单位面积凝聚态物质表面的蒸发束流，是一个与位置无关的量， θ 是束流出射方向与坩埚口径表面法线方向的夹角。因此束流在远大于小孔尺寸的距离上的束流是与 $\cos \theta$ 成正比的。对于我们的生长室来说，坩埚口径约 3cm，其与衬底之间的距离约 30cm，公式 3.10 基本适用。对于 2 英寸衬底来说，衬底上的每一个点对应的 θ 角都很小，因此 $\cos \theta$ 差别也很小，这样就基本保证束源炉对衬底上每点的束流贡献基本相同。在生长材料的同时让样品以样品中心为轴进行转动，使得与样品中心相同距离处的材料组分基本相当。我们样品架内的加热器是由一条条等距离排布的钼条构成的，使得整个样品受热均匀，保证了束源粘附系数的一致性。

为了了解我们生长材料的组分非均匀性，我们利用 X 射线衍射仪测试了 2 英寸 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器样品不同位置的摇摆曲线，从而得到不同位置的 In 组

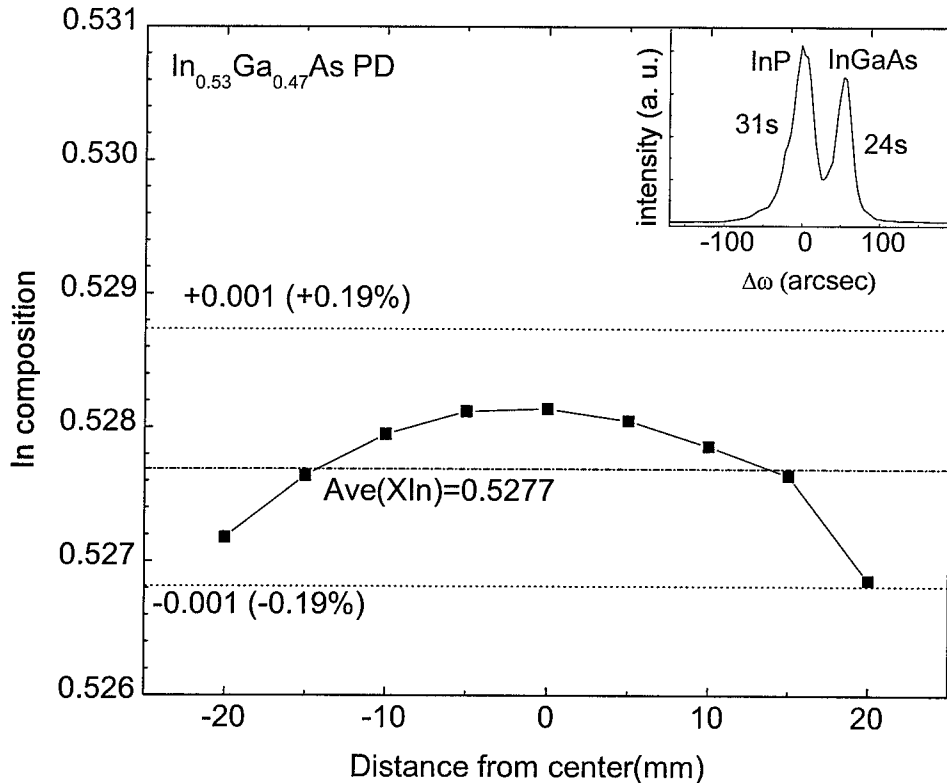


图 3.15 2 英寸 InP 基晶格匹配 InGaAs 探测器材料在不同位置的 In 组分

分值, 在样品中心附近、平行于大边或者小边方向, 每间隔 5mm 对 In 组分进行测试, 结果如图 3.15 所示。由图可见, InP 衬底和 InGaAs 外延层的 FWHM 典型值分别为 31s 和 24s, 说明材料生长质量良好。在样品中心附近, In 组分基本都在 0.5281 附近, 所有测试点的组分平均值为 0.5277, 越靠近样品边缘, In 组分越偏离样品中心的组分值, 但偏离平均值的范围在 $\pm 0.2\%$ 以内。同时注意到与样品中心相同距离处的 In 组分值很接近, 说明了样品架旋转对组分非均匀性有改善作用。

3.5.2 光响应非均匀性研究

(1) 吸收层 In 组分波动对光响应非均匀性的影响

我们通过建立模型分析了材料非均匀性对器件结果的影响。首先分析 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器吸收层内 In 组分波动对响应光谱的影响。InGaAs 探测器的响应光谱可以示意的分成 A、B、C 三部分, 如图 3.16(a)所示。归一化后, A 区的斜率为 $-6.5\mu\text{m}^{-1}$ 。B 区的斜率只与内量子效率有关, 也就是说 B 区域的内量子效率为常数, 某个波长的光响应只与该点的波长有关。对于高光谱或者超光谱探测来说, 目标探测波长通常设置在峰值附近, 我们假定探测波长处的光响应为峰值处的 90%, 则探测位置既可能是 A 区中的 a 点, 也可能是 B 区中的 b 点。在光照条件不变的情况下, 当吸收层内 In 组分发生改变时, 响应光谱发生偏移, a 点或者 b 点处的光响应受到影响, 结果如图 3.16(b)所示, 其中横坐标原点对应 In 组分为 0.5277。可以看到, 如果探测波长在 b 点, In 组分的微小变化使 b 点仍然位于 B 区域, 由于 B 区的内量子效率为常数, 因此 b 点的光响应维持不变。但如果探测波长是在 a 点的话, 结果完全不同。当 In 组分增加时, a 点的光响应首先会增加, 当 a 点进入 B 区域后保持为常数。如果 In 组分减小, 那么 a 点处的光响应会很快下降, 对于晶格匹配的探测器, In 组分减小 3% 时, a 点光响应几乎下降 30%; 而 In 组分减小 5% 时, a 点光响应已经差不多降低了一半。由于我们的晶格匹配 InGaAs 探测器的 In 组分波动为 $\pm 0.02\%$, 如果目标探测波长是在 a 点, 那么响应非均匀性会达到 $\pm 2\%$, 但如果目标探测波长在 b 点, 那么响应非均匀性可以忽略不计。因此为了减小组分对光响应非均匀性的影响, 在设计吸收层时应当适当延长探测器的截止波长, 使得探测波长落入 B 区域中。

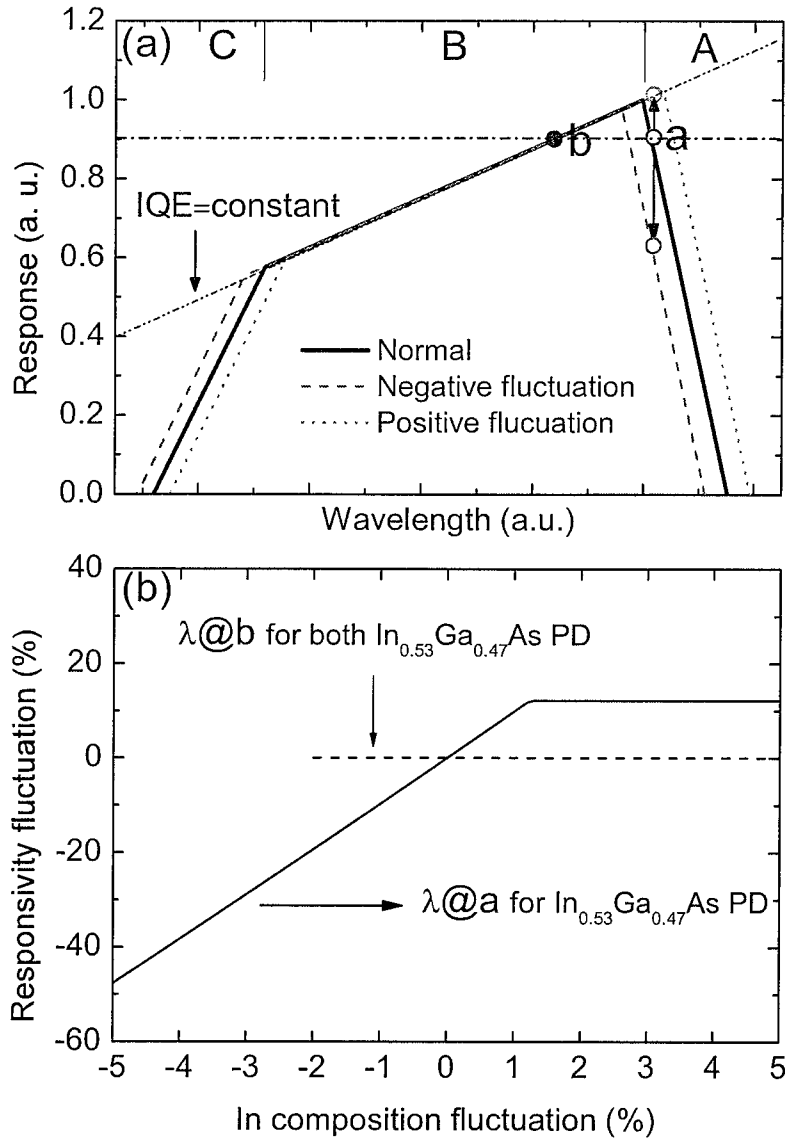


图 3.16 (a) $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器的响应光谱示意图，实线、虚线、点线分别为 In 组分未波动、In 组分变小和 In 组分变大时的响应光谱。(b) 目标探测波长分别为 a 点和 b 点时，光响应非均匀性与 In 组分变化百分比的关系图，其中光响应变化百分比都是相对 In 组分为 0.53 的探测器而言。

(2) 吸收层厚度波动对光响应非均匀性的影响

吸收层厚度的波动也会对响应的非均匀性产生影响。在正照射情况下，忽略帽层对光照的吸收，响应电流密度可以写为 $J_R = \int_0^d g(x)\eta(x)dx$ ，其中 $g(x) = P_0 e^{-\alpha x}$ 是吸收层电子空穴对的产生率， P_0 是入射光强度， α 是吸收层吸收

系数, $\eta(x)$ 是收集效率函数。为了简化, 我们假定耗尽区内的收集效率为 1, 因此 $\eta(x)$ 可以写为

$$\eta(x) = \begin{cases} 1, & 0 \leq x \leq W \\ e^{-\frac{x}{L_h}}, & W \leq x \leq d \end{cases} \quad (3.11)$$

$$W = \left[\frac{2\varepsilon}{q} * \frac{n_a + n_d}{n_a * n_d} (V_{bi} + V) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.12)$$

$$V_{bi} = \frac{kT}{q} \text{Log} \left(\frac{n_a * n_d}{n_i^2} \right) \quad (3.13)$$

$$L_h = (D_h * \tau)^{1/2} \quad (3.14)$$

$$\tau = (\tau_{SRH}^{-1} + Bn_d + Cn_d^2)^{-1} \quad (3.15)$$

其中 W 是耗尽层宽度, L_h 是少子扩散长度, V_{bi} 是内建电势, V 是外加的反向偏压, 这里设为 10mV, ε 是介电常数, q 是电子电量, n_a 和 n_d 分别是 p 区帽层内的空穴浓度和 n 区吸收层内的电子浓度, n_i 是吸收层本征载流子浓度, D_h 是空穴扩散系数, τ 是少子寿命, τ_{SRH} 是 Shockley-Read-Hall 寿命, B 和 C 分别是辐射复合系数和俄歇复合系数^[76]。

在吸收层载流子浓度为 $3 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 的情况下, 计算得到的内量子效率与吸收层厚度关系如图 3.17 的插图所示, 可以看到随着吸收层厚度的增加, 内量子效率增加的很快, 当吸收层厚度超过 $0.8 \mu\text{m}$ 时, 内量子效率趋于饱和。在此基础上我们分析了探测器吸收层厚度的变化对光响应非均匀性的影响, 结果如图 3.17 所示, 其中横坐标原点对应吸收层厚度为 $0.5 \mu\text{m}$ 或者 $1 \mu\text{m}$ 。可以看到, 在吸收层厚度为 $0.5 \mu\text{m}$ 时, 若厚度改变 $\pm 5\%$ 以内, 则带来的光响应非均匀性在 $\pm 0.6\%$ 以内; 当吸收层厚度增加到 $1 \mu\text{m}$ 时, 厚度改变 $\pm 5\%$ 以内时, 光响应非均匀性在 $\pm 0.05\%$ 以内。由于我们的吸收层厚度普遍在 $2.5 \mu\text{m}$ 左右, 因此厚度变化不大时几乎不会对光响应非均匀性带来影响。

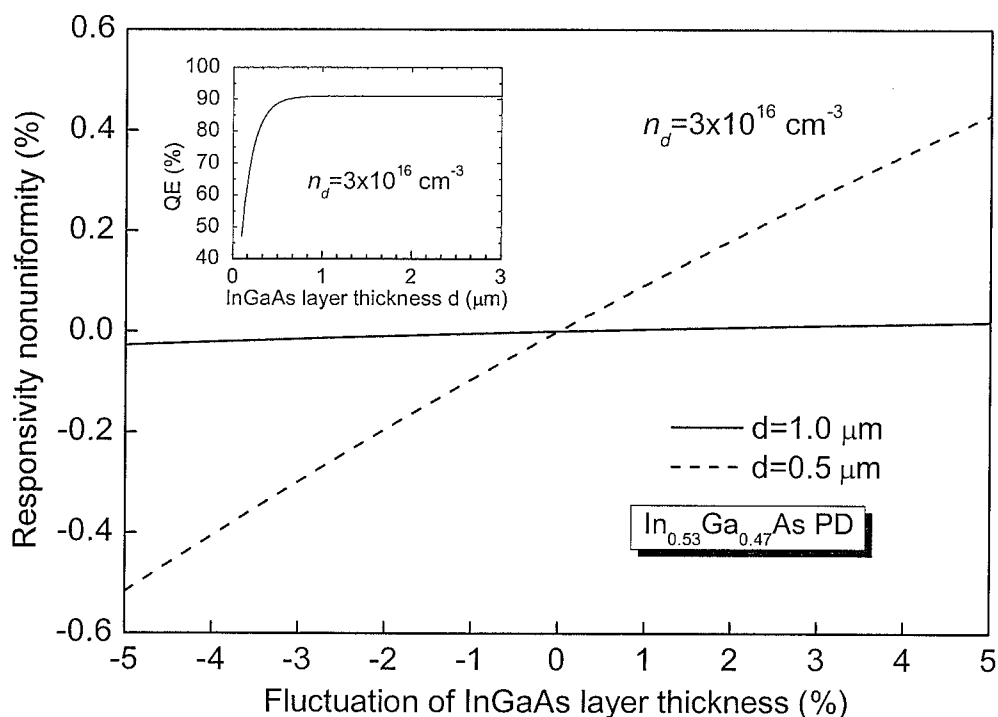


图 3.17 在 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器吸收层载流子浓度为 $3 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 的情况下, $d=0.5 \mu\text{m}$ 或者 $1.0 \mu\text{m}$ 时吸收层的微小变化对光响应非均匀性的影响, 插图是内量子效率随吸收层厚度的变化关系图

(3) 吸收层掺杂浓度波动对光响应非均匀性的影响

另外一个对光响应非均匀性产生影响的因素是吸收层掺杂浓度的波动。图 3.18 的插图显示了 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器吸收层厚度为 $1.0 \mu\text{m}$ 时, 内量子效率随掺杂浓度的变化情况, 可以看到内量子效率随着掺杂浓度的增加而降低, 这主要是因为当吸收层掺杂浓度增加时, 耗尽层宽度和少子扩散长度同时减小造成的。图 3.18 显示了吸收层厚度为 $1.0 \mu\text{m}$ 时, 掺杂浓度 n_d 在 $3 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 附近变化 $\pm 5\%$ 对光响应非均匀性的影响, 其中横坐标原点对应的掺杂浓度为 $3 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 。可以看到, 晶格匹配 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器内的掺杂浓度 n_d 变化 $\pm 5\%$ 时, 光响应变化 $\pm 1.5\%$ 以内。对于我们生长的 2 英寸材料来说, 其掺杂浓度波动与组分波动结果类似, 设定该值在 $\pm 0.2\%$ 以内, 这样光响应非均匀性应当在 0.1% 以内。

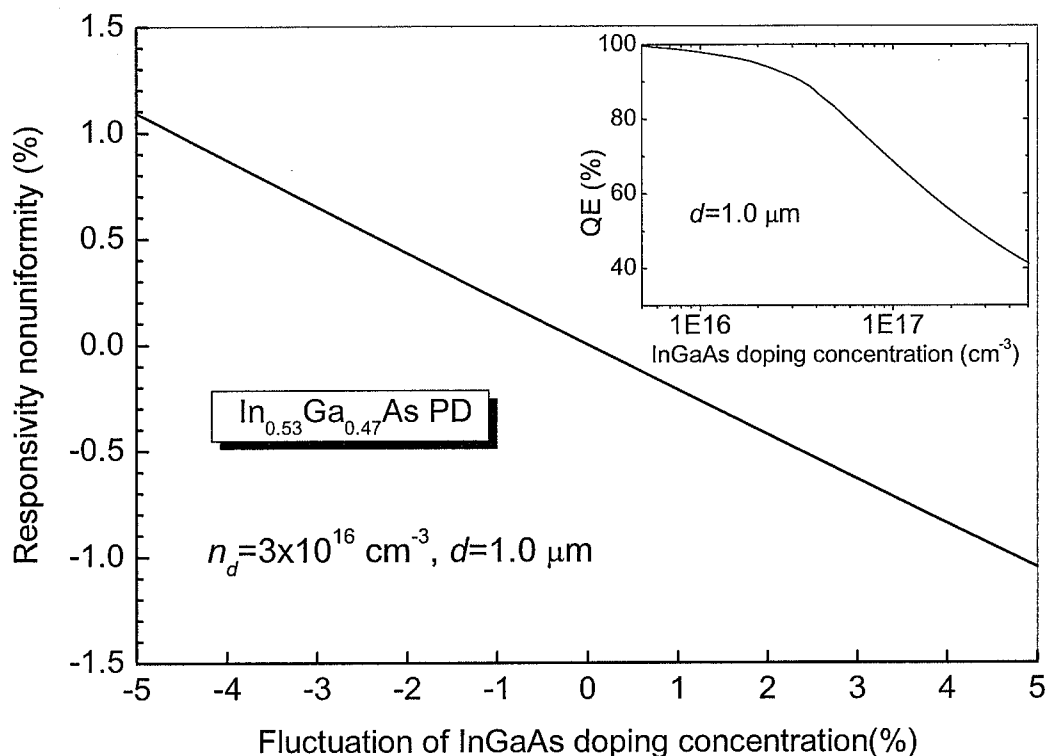


图 3.18 在 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器吸收层厚度为 $1.0\mu\text{m}$ 的情况下, 吸收层掺杂浓度 $3 \times 10^{16}\text{cm}^{-3}$ 附近变化时, $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器光响应非均匀性与吸收层掺杂浓度变化百分比的关系, 插图为内量子效率和掺杂浓度关系图。

3.5.3 暗电流非均匀性研究

影响暗电流非均匀性的因素主要有吸收层内In组分和掺杂浓度, 而吸收层厚度较厚因而不考虑其对暗电流非均匀性的影响。室温零偏电压附近的暗电流主要有产生复合电流和扩散电流, 其他电流忽略不计^[77]。暗电流表达式如下:

$$J = J_{gr} + J_{dif} = \frac{qn_i W}{\tau_{eff}} \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{k_B T}\right) \right] + qn_i^2 \left(\frac{D_h}{\tau} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{n_d} \right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{k_B T}\right) \right] \quad (3.16)$$

其中 J_{gr} 和 J_{dif} 分别是产生复合电流和扩散电流, τ_{eff} 是有效载流子寿命。

(1) 吸收层 In 组分波动对暗电流非均匀性的影响

我们计算了在吸收层掺杂浓度为 $3 \times 10^{16}\text{cm}^{-3}$ 时暗电流随吸收层In组分变化的影响, 结果如图 3.19 的插图所示。计算得到的暗电流密度与我们的实验数值相比小了几倍, 但是和报导的最好的商用探测器数值差不多^[78], 证明我们计算模

型的正确性。暗电流非均匀性随In组分的波动如图 3.19 所示,其中横坐标原点对应In组分为 0.5277。可以看到In组分的波动对暗电流有很大影响,这主要是源于当吸收层In组分增加时本征载流子浓度 n_i 的指数增加。对晶格匹配探测器,吸收层In组分波动 $\pm 0.2\%$ 使暗电流非均匀性达到 3%。

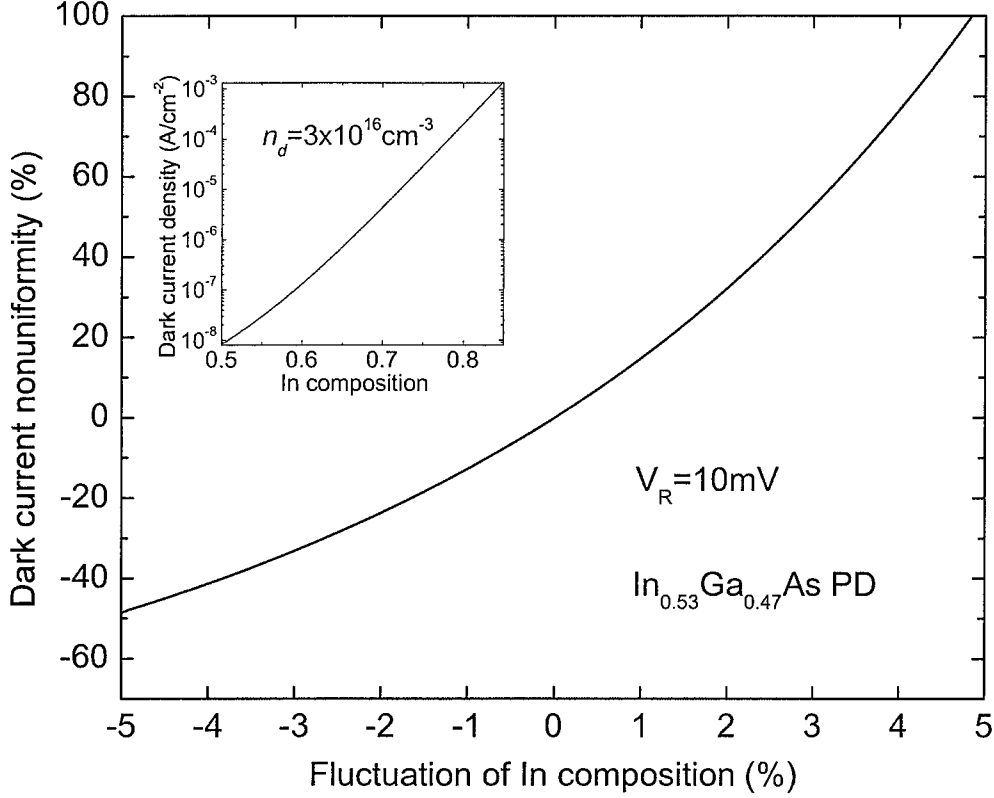


图 3.19 吸收层 In 组分波动对 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器暗电流非均匀性的影响, 插图为暗电流密度随 In 组分的变化关系图

(2) 吸收层掺杂浓度波动对暗电流密度非均匀性的影响

暗电流密度随掺杂浓度变化的影响可以由公式 3.16 计算得到,结果如图 3.20 的插图所示,可以看到随着掺杂浓度增加,暗电流密度减小。在掺杂浓度为 $3 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 附近时,暗电流密度非均匀性随着掺杂浓度的波动变化如图 3.20 所示,其中横坐标原点对应吸收层掺杂浓度为 $3 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 。可以看到,对于我们的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 晶格匹配探测器,当掺杂浓度变化 $\pm 0.2\%$ 时,暗电流非均匀性只有 $\pm 0.2\%$,相对于组分波动的影响小很多,因此控制组分非均匀性对于暗电流密度来说更为关键。

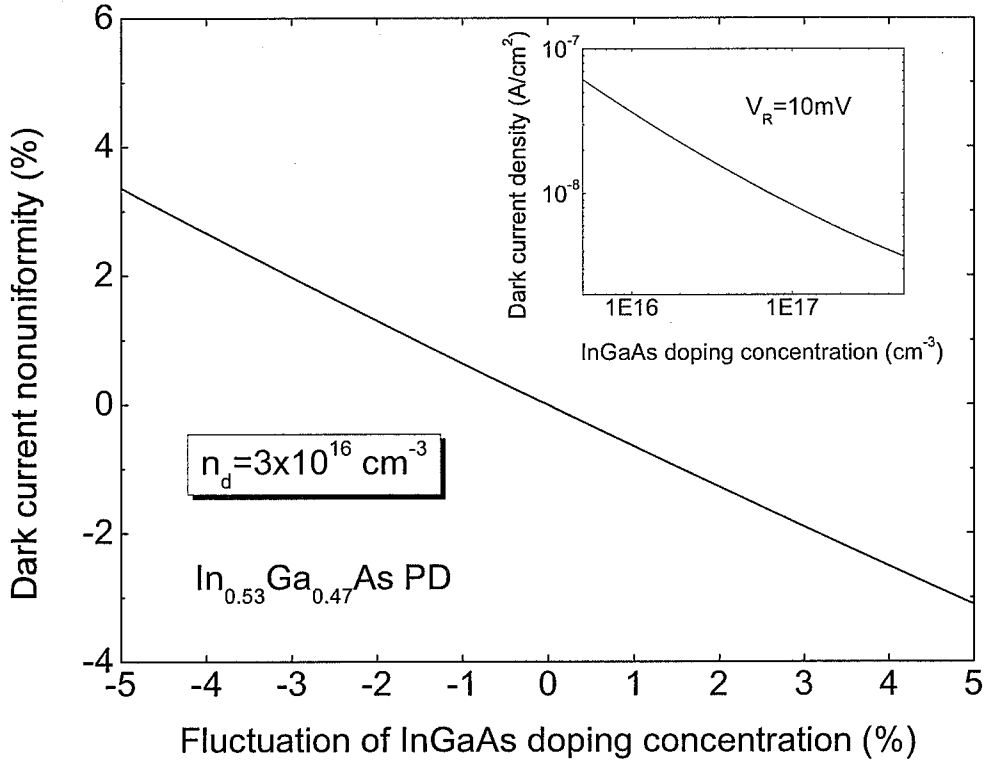


图 3.20 为 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器暗电流非均匀性随吸收层掺杂浓度波动的变化关系图，插图
为暗电流密度和吸收层掺杂浓度的关系

3.5.4 探测率非均匀性研究

探测器的探测率可以表达成响应率 R 和暗电流 I_D 的关系式： $D^* \propto \frac{R}{\sqrt{I_D}}$ ，于

是探测率非均匀性可以写为：

$$\Delta_D = \left[\frac{R \times (1 + \Delta_R^d) \times (1 + \Delta_R^n)}{\sqrt{I_D \times (1 + \Delta_{ID}^x)(1 + \Delta_{ID}^n)}} - \frac{R}{I_D} \right] \bigg/ \frac{R}{I_D} \approx \Delta_R^d + \Delta_R^n - \frac{\Delta_{ID}^x}{2} - \frac{\Delta_{ID}^n}{2} \quad (3.17)$$

其中 Δ_R^d 和 Δ_R^n 是由吸收层厚度和掺杂浓度导致的光响应非均匀性， Δ_{ID}^x 和 Δ_{ID}^n 是由吸收层组分和掺杂浓度导致的暗电流非均匀性。在式(3.17)中，我们假定目标探测波长落在响应光谱的 B 区域中，这样由 In 组分带来的光响应非均匀性可以忽略不计，缺陷带来的影响也不考虑。表 3.3 整理了由 In 组分、吸收层厚度和掺杂浓度波动 $\pm 0.2\%$ 带来的探测器光响应、暗电流和探测率非均匀性，可以看到

晶格匹配探测器的探测率非均匀性不超过 $\pm 2\%$ 。对于探测率非均匀性来说, In 组分波动带来的非均匀性占的比重最大。探测率非均匀性比光响应非均匀性大很多, 不过在实际应用中光响应非均匀性往往更为重要, 特别是在信号较强情况下。但是当信号微弱到和噪声功率相当时, 探测率非均匀性会起到更加关键的作用。

表 3.3 In_{0.53}Ga_{0.47}As 探测器材料非均匀性对器件性能非均匀性影响结果的整理

PD structure	材料参数的波动		器件性能非均匀性		
			Δ_R	Δ_{ID}	Δ_D
In _{0.53} Ga _{0.47} As	In 组分 δ^x	$\pm 0.2\%$	N/A	$\pm 3\%$	$< \pm 2\%$
	厚度 δ^d	$\pm 0.2\%$	$\pm 0.001\%$	N/A	
	掺杂浓度 δ^n	$\pm 0.2\%$	$\pm 0.05\%$	$\pm 0.2\%$	

Δ_R , Δ_{ID} 和 Δ_D 分别是响应率、暗电流、探测率非均匀性

3.6 本章小结

本章首先介绍了 InGaAs 的材料性质, 随后介绍了我们的材料生长设备和方法, 在此基础上生长了与 InP 晶格匹配的 InGaAs、InAlAs、InP 单层材料, 并进行材料表征, 随后进行了探测器结构材料的生长和表征, 利用逐层腐蚀的方法对摇摆曲线上的多个峰进行辨认, 获得了材料基本的结构信息。最后对材料和器件的非均匀性进行分析, 并且研究了吸收层内组分、厚度和掺杂浓度对光响应、暗电流和探测率非均匀性的影响, 结果表明晶格匹配探测器内的 In 组分非均匀性在 $\pm 0.2\%$ 以内, In 组分对非均匀性的影响很大, 控制好 In 组分的非均匀性, 就可以大大减小器件性能的非均匀性。

第四章 InP基波长扩展 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 探测器优化设计与非均匀性研究

本章主要围绕波长扩展 InGaAs 探测器的缓冲层优化进行的, 首先讨论了采用禁带宽度较宽的 InAlAs 作为缓冲层和帽层形成异质结构对探测器材料的作用, 在此基础上讨论了在 InAlAs 和 InGaAs 异质界面处插入数字梯度超晶格对探测器材料质量和器件性能的改善作用, 并针对过冲缓冲层材料利用模型计算了缓冲层材料的最佳过冲量, 最后对材料和器件的非均匀性进行研究。

4.1 缓冲层材料体系优化

在成功生长出质量优良的InP基晶格匹配 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器的基础上, 我们进行了波长扩展 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 探测器材料的生长。此时吸收层 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 与InP衬底的晶格常数存在一定的失配, 比如当 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的截止波长为 $2.38\mu\text{m}$ 时, 对应的In组分为 0.78, 对应的和InP的晶格失配度达 1.7%。如果直接将吸收层生长在InP衬底上, 会在吸收层内引入大量的位错, 大大降低器件的性能, 因此必须在InP衬底和吸收层 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 之间首先生长缓冲层, 使晶格常数从InP衬底逐渐过渡到 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 吸收层。在刚开始研制扩展波长 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 探测器时, 我们采用InGaAs材料作缓冲层, 生长同质结器件。我们采用组分渐变缓冲层(compositional graded buffer)结构, 即缓冲层内In组分由 0.53 线性渐变至所需组分 x 。我们采用这种材料生长方式生长了截止波长分别为 $1.9\mu\text{m}$ 、 $2.2\mu\text{m}$ 和 $2.5\mu\text{m}$ 的扩展波长探测器, 对应的In组分分别为 0.6、0.7 和 0.8, 所制作的器件取得了良好的性能^[15, 79, 80]。

在实际的应用过程中, 为了使探测器更方便地与读出电路连接, 通常会采用倒扣封装方式, 这个时候光是从 InP 衬底处进入, 光信号首先要透过较厚的缓冲层, 剩余的光才能被吸收层所探测到。如果仍然采用 InGaAs 作为缓冲层, 则很多光信号尚未进入吸收层就已经被缓冲层吸收, 严重影响了探测器的性能, 因此需要采用禁带宽度更宽的材料代替 InGaAs。可以考虑的宽禁带缓冲层材料有主要有 InAsP 和 InAlAs, 前者包含两种 V 族元素, 后者包含两种 III 族元素。对于我们的气态源分子束外延来说, 同时控制两种 III 族元素的组分较为方便。由于 III 族元素的束流完全由束源炉温度控制, 因此只需要通过改变束源炉的温度即可达到控制 III 族元素组分的目的, 所以我们选择 InAlAs 材料进行缓冲层材料的

优化。

在 In 组分相同的情况下, InGaAs 和 InAlAs 具有非常相近的晶格常数, 相同生长温度下, Al 和 Ga 的粘附系数基本相同, 因此 InAlAs 缓冲层的生长工艺与 InGaAs 缓冲层极为相似。首先通过条件摸索得到晶格匹配 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.47}\text{As}$ 的生长速率为 $1\mu\text{m/h}$ 时对应的 In 炉和 Al 炉温度, 生长时首先将 In 炉和 Al 炉设置为生长晶格匹配 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.47}\text{As}$ 对应的温度, 随后 In 炉温度线性升高 ΔT , 同时 Al 炉温度线性降低 $2\Delta T$, 从而达到调节缓冲层内 In 组分的目的。在生长完 InAlAs 缓冲层后, 我们生长了 $2.5\mu\text{m}$ 厚的 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 吸收层, 最后生长 $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 帽层, 如图 4.1 所示。

0.6 μm P^+ $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 帽层 ($\text{Be}, 2\times 10^{18}\text{cm}^{-3}$) ($T_{\text{In}}+\Delta T, T_{\text{Al}}-2\Delta T$)
2.5 μm n- $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 吸收层 (掺 Si-1, $3\times 10^{16}\text{cm}^{-3}$) ($T_{\text{In}}+\Delta T, T_{\text{Ga}}-2\Delta T$)
n^+ $\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ 缓冲层 ($y:0.53\rightarrow x$; 掺 Si-2, $2\times 10^{18}\text{cm}^{-3}$) ($T_{\text{In}}\rightarrow T_{\text{In}}+\Delta T, T_{\text{Al}}\rightarrow T_{\text{Al}}-2\Delta T$)
S. I. 或 N^{++} InP 衬底 (掺 Fe 或 S)

图 4.1 缓冲层为组分渐变的 InAlAs 材料的扩展波长 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 探测器结构图

缓冲层替换为 InAlAs 后解决了背入射的问题, 但是材料质量本身是否得到维持甚至改善仍需要验证。为此我们对比了以组分渐变 InGaAs 为缓冲层和盖帽层 (下称样品 a) 或者以 InAlAs 为缓冲层和盖帽层 (下称样品 b) 的探测器材料质量, 其中样品 b 的材料结构分别如图 4.1 所示, 两者 InGaAs 吸收层的组分相同。首先利用原子力显微镜对两者的表面形貌进行测试, 扫描范围均为 $40\times 40\mu\text{m}^2$, 结果如图 4.2 所示。可以看到, 两者表面都呈现因失配带来的典型的布纹格形貌, 这种表面结构的形成是由于当 (001) 界面受到压应变作用力时, 两种分别沿 $[1-10]$ 和 $[110]$ 方向的失配位错 α 和 β 造成的, 这两种失配位错是分别以 V 族原子和 III 族原子为核心的^[81]。在 $[110]$ 方向, 样品表面形貌存在着较大的起伏, 起伏周期约在 $5\mu\text{m}$ 左右。在 $[1-10]$ 方向的起伏更密集, 但幅度比 $[110]$ 方向小, 起伏周期在 $1\mu\text{m}$ 左右。

相比之下, 样品a比样品b的表面布纹格更加整齐, 这是由Al的表面迁移率较低所致, 但样品a和b表面粗糙度的均方根值(Root Mean Square, RMS)分别为 8.2 nm和 8.7 nm, 无较大差异, 因此仅仅从表面形貌上无法判断两者的优劣, 需要从其他角度进行对比。

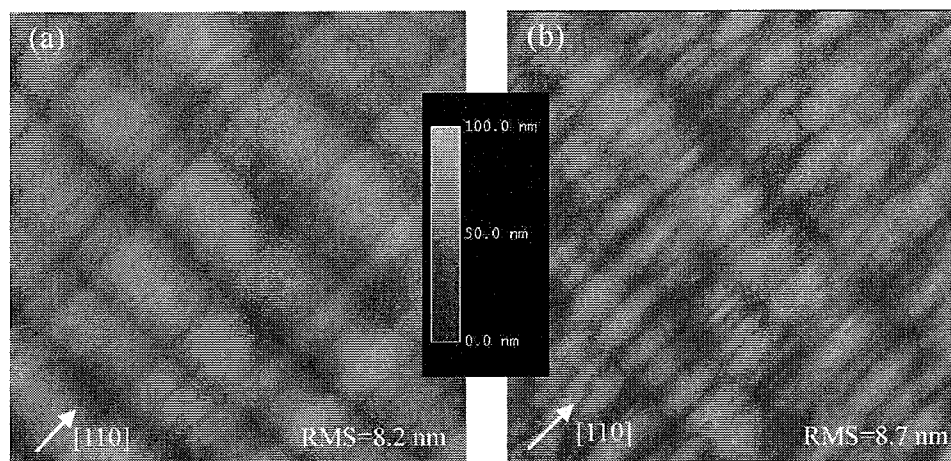


图 4.2 采用 (a) $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 和 (b) $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 缓冲层的高 In 组分 InGaAs 探测器结构的原子力显微镜在接触模式下的图像。图像尺寸均为 $40 \times 40 \mu\text{m}^2$

为了表征样品的结构特性, 我们利用高分辨率 X 射线衍射仪(HRXRD)扫描了样品在(004)和(224)面的三维两轴倒易空间衍射图 (Reciprocal Space Map, RSM)。RSM 扫描时探测器的接收角度很窄, 因此能够测量样品更加精细的结构, 也可以得到外延层表面的倾角、不同方向的晶格常数、弛豫度和剩余应力等。两个样品的 RSM 结果如图 4.3 所示。在所有的 RSM 中, 在 Q_x 方向相对较窄的倒易点来源于 InP 衬底, 以 S 作为标记, 相对较宽的倒易点来源于外延层, 以 L 作为标记。在(004)面上, S 和 L 峰之间存在着强度较弱的信号, 这些信号来源于 InGaAs 缓冲层, 而 (224) 面上缓冲层信号已经无法看到, 这是由于 (224) 面的衍射强度较弱, 被背景覆盖所致。在图 4.3(b)中, 外延峰共有两个, 分别来自吸收层 InGaAs 和帽层 InAlAs。为了判别两个外延峰哪个来自 InGaAs, 我们腐蚀掉表面的帽层 InAlAs 后再次测试其(004)面的摇摆曲线, 看到外延峰向衬底峰方向靠近, 由此判断图 4.3(b)中靠近衬底的 L1 峰来源于 InGaAs 吸收层, 远离衬底的 L2 峰来源于 InAlAs。在图 4.3(a)中, 衬底和外延层在 Q_x 方向存在较大的差异, 这表明外延层与衬底之间生长时存在一定的夹角, 这个夹角的产生是和失配有关的。材料内存在一定失配度后, 可能会以外延层倾斜生长的方式释放应力。

(224) 面的 RSM 中画出了完全弛豫线和完全应变曲线, 可以看到外延层的倒易点靠近完全应变线, 但当考虑了外延层与衬底的夹角之后, 实际的弛豫度仍然较高。应用 XRD 软件可以方便地得到样品的衬底与外延层夹角、样品在不同方向的失配度和弛豫度、体晶格常数以及组分值, 结果都列在表 4.2 中。可以看到, 两个样品的 In 组分均在 0.77 附近, 与摇摆曲线的结果稍有差异, 这是因摇摆曲线的接收角较大, 无法区分吸收层和帽层, 因而误差稍大。样品 b 的弛豫度达到 96.1%, 而样品 a 只有 90.7%, 对应样品 b 的剩余应变为 3.4×10^{-4} , 样品 a 的剩余应变为 -1×10^{-2} 。因此, 尽管样品 a 的倾角较大, 释放了一定的应变, 但是其剩余应变仍然比样品 b 高, 具体原因有待深入分析。

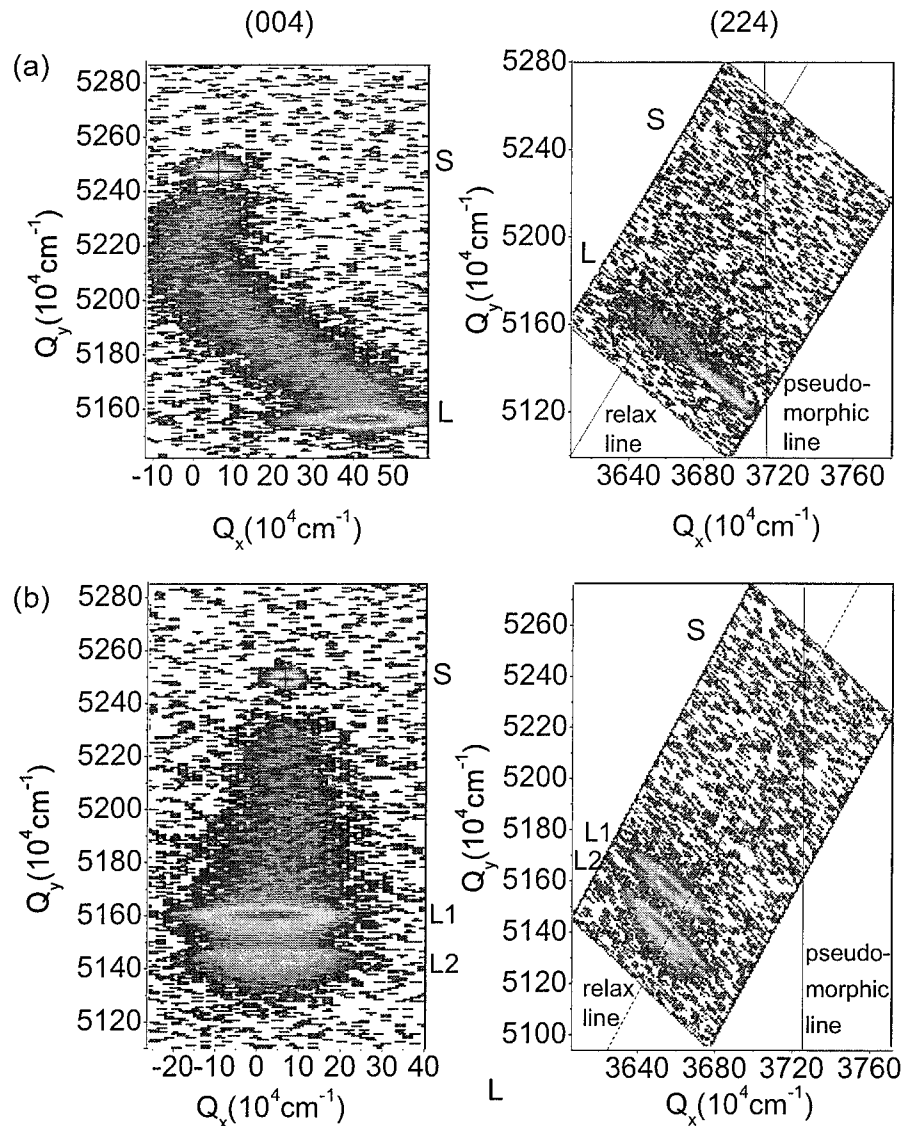


图 4.3 分别采用 (a) $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 和 (b) $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 作为缓冲层的高 In 组分 InGaAs 探测器结构的 (004) 和 (224) 方向 RSM 图

表 4.2 从采用 (a) $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 和 (b) $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 缓冲层的高 In 组分 InGaAs 探测器结构的 RSM 图中提取的 InGaAs 吸收层参数结果

样品编号	(a)	(b)
平行失配度 (%)	0.58	1.69
垂直失配度 (%)	2.31	1.62
体失配度 (%)	1.64	1.65
In 组分	0.768	0.770
弛豫度 (%)	90.7	96.1
衬底与外延层夹角(°)	-0.414	0.0411
应变量(10^{-3}) ^[82]	-10	0.34

我们利用 Philips CM200 FEG 透射电子显微镜(Transmission Electron Microscope, TEM)对材料的剖面进行观测, 所加载的电压为 160kV。TEM 是利用高能电子照射样品, 电子与样品相互作用后透射出样品, 透射的电子携带了丰富的样品信息, 将这些电子信号进行放大并最终呈现在荧光屏上。TEM 对于材料的厚度、材料内的缺陷都比较敏感, 在材料较厚或者存在缺陷的地方, 电子受到散射的几率大, 荧光屏上呈现黑色。对于我们来说这是一个定性表征探测器样品内位错数量的有效方法。用 TEM 观测样品剖面的结果如图 4.4 所示, 从图中可以看到, 两者的缓冲层上均有明显的垂直于生长方向的失配位错(misfit dislocation, MD), 但是相比之下 InGaAs 缓冲层内的失配位错更加密集。两者的吸收层内都只有少量位错出现, 说明缓冲层起到了良好的限制吸收层内缺陷的作用, 材料质量良好, 但两者没有明显的差别。

为了对样品的光学性能进行表征, 我们测试了样品的光致发光(PL)谱。我们使用波长为 514.5nm 的激光光源对样品进行激发, 使用 InSb 探测器进行 PL 光的接收, 结果如图 4.5 所示。从图中可以看到, 两个样品的 PL 谱峰形相似, 峰值均在 $2.41\mu\text{m}$ 处, 但样品 b 的 PL 峰强比样品 a 强一倍多, 这表明使用 InAlAs 缓冲层后材料的非辐射复合中心明显减少, 光学性能得到明显改善。

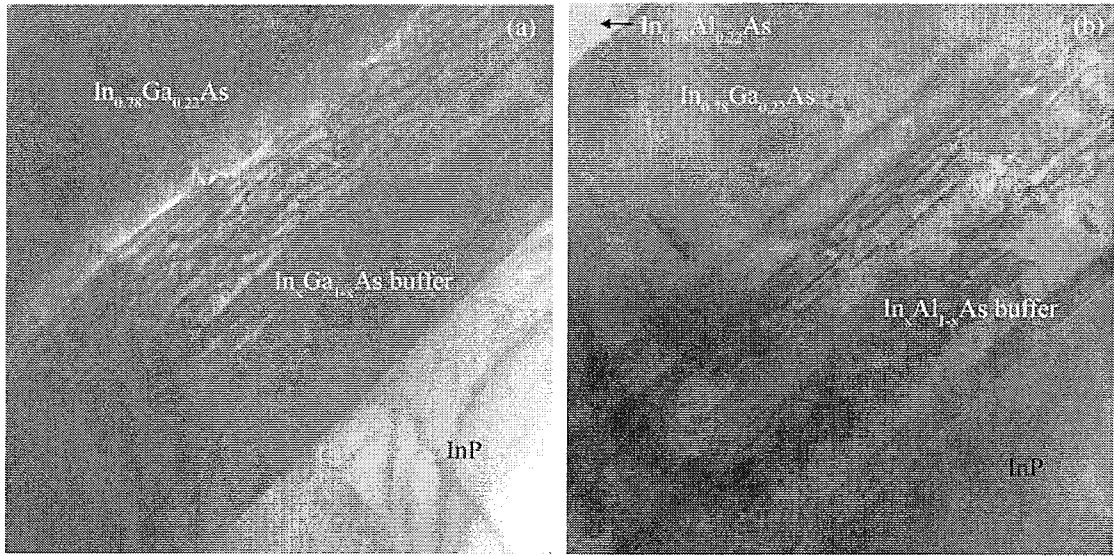


图 4.4 采用 (a) $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 和 (b) $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 缓冲层的高 In 组分 InGaAs 探测器结构的 TEM 剖面图

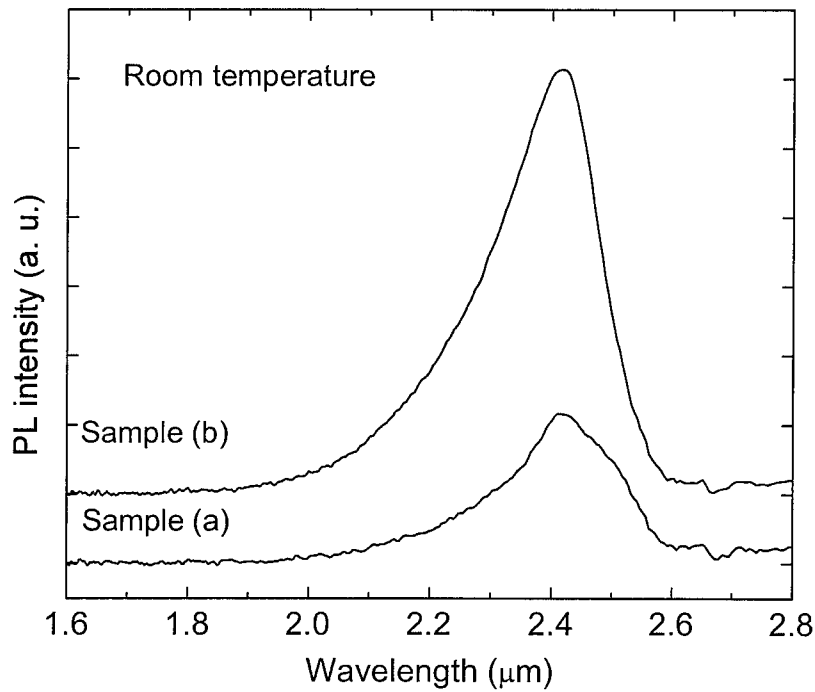


图 4.5 采用 (a) $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 和 (b) $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 缓冲层的高 In 组分 InGaAs 探测器在腐蚀去除帽层后的室温 PL 光谱

综上所述, 扩展波长 InGaAs 探测器在使用 InAlAs 异质结缓冲层后材料的质量有所改善, 特别是光学质量改善明显, 这对于探测器件来说是非常有利的。因此后面的工作都在使用 InAlAs 缓冲层的基础上作进一步的优化。

4.2 异质界面数字梯度超晶格对波长扩展 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 探测器的作用

4.2.1 材料结构

在扩展波长 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 探测器中使用 InAlAs 材料后, 由于 $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 缓冲层或盖帽层与 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 吸收层存在较高的带阶, 晶格常数也略有失配, 因此在异质界面处存在电荷堆积^[83]和能带尖峰问题, 影响探测器的性能。为了进一步改善器件性能, 我们研究了在 $\text{InAlAs}/\text{InGaAs}$ 异质界面处生长数字梯度超晶格(Digital Graded SuperLattice, DGSL)对材料质量和器件性能的影响。DGSL 作为过渡层在能带结构上近似于阶梯状, 预计能起到平滑异质界面处能带的作用, 并能减少由于 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 和 $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 晶格不完全匹配而产生的位错。同时我们在 InP 衬底上生长了 InP 缓冲层观察其对材料质量和器件性能的影响。

我们在(001)半绝缘 InP 衬底上生长了三种不同结构的样品(以下分别记作样品 a、b、c)以作比较。其中样品 a 的结构为在 InP 衬底上首先生长厚约 $1.4\mu\text{m}$ 、掺杂浓度约为 $4\times 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ 的 $\text{N}^+-\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 组分线性渐变缓冲层, 组分 x 从 0.52 (与 InP 匹配)渐变到 0.78, 然后生长 $1.5\mu\text{m}$ 厚的低掺 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 作为光吸收层, 对应的截止波长约为 $2.4\mu\text{m}$, 最后生长厚 $0.6\mu\text{m}$ 、掺杂浓度约为 $6\times 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ 的 $\text{P}^+-\text{In}_{0.78}\text{Al}_{0.22}\text{As}$ 作为帽层。相对于样品 a, 样品 b 在 $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}/\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 和 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}/\text{In}_{0.78}\text{Al}_{0.22}\text{As}$ 界面处分别多生长一个 DGSL 过渡层, 即在 $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 缓冲层和 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 吸收层之间的 DGSL_1 , 以及在 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 吸收层和 $\text{In}_{0.78}\text{Al}_{0.22}\text{As}$ 帽层之间的 DGSL_2 。其中 DGSL_1 由 9 组 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}/\text{In}_{0.78}\text{Al}_{0.22}\text{As}$ 异质薄层材料构成, 每组厚度为 8nm , $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 和 $\text{In}_{0.78}\text{Al}_{0.22}\text{As}$ 的厚度比例由 1:9, 2:8, ……过渡到 8:2, 9:1; DGSL_2 由 9 组 $\text{In}_{0.78}\text{Al}_{0.22}\text{As}/\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 异质薄层材料构成, $\text{In}_{0.78}\text{Al}_{0.22}\text{As}$ 和 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 的厚度比例由 1:9, 2:8, ……过渡到 8:2, 9:1。相对于样品 b, 样品 c 在生长 $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 缓冲层之前首先生长一层 $0.16\mu\text{m}$ 厚的 InP 缓冲层。图 4.6 为样品 c 的外延结构示意图。

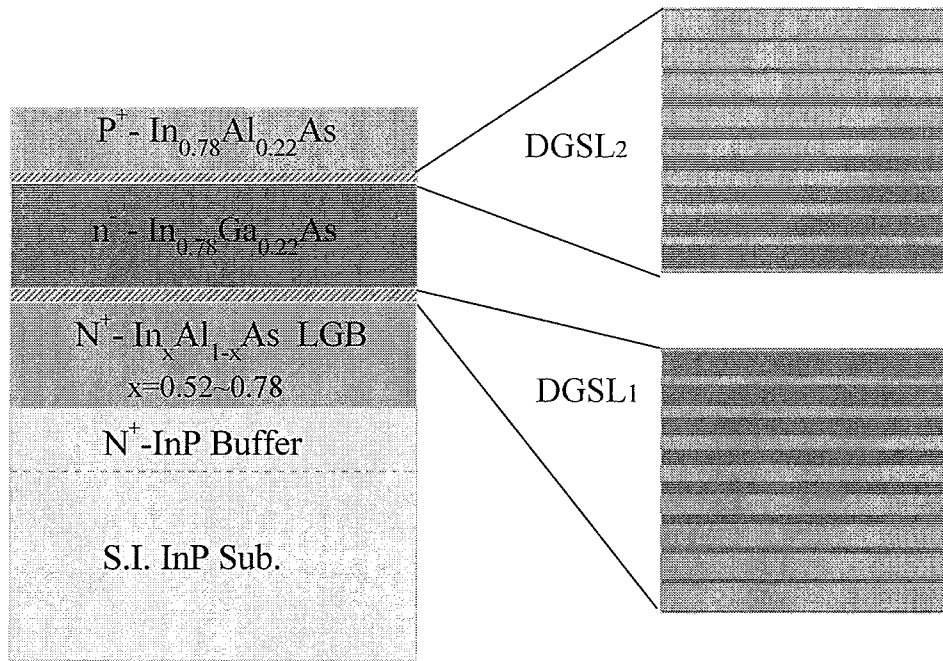


图 4.6 样品 c 的外延结构示意图

4.2.2 结果与讨论

我们用原子力显微镜的接触模式测量了样品表面形貌，结果如图4.7所示，扫描范围是 $40 \times 40 \mu\text{m}^2$ 。由图可见，三个样品表面都有典型的因晶格失配而产生的布纹格结构，这种表面结构的形成是由于当(001)界面受到压应变作用力时，两种分别沿 $[1-10]$ 和 $[110]$ 方向的失配位错 α 和 β 造成的。在 $[110]$ 方向，样品表面形貌存在着较大的起伏，起伏周期约在 $6 \sim 9 \mu\text{m}$ 之间。在 $[1-10]$ 方向的起伏更密集，但其幅度比 $[110]$ 方向小。样品a和b表面粗糙度的均方根值分别为 9.35 nm 和 9.14 nm ，说明异质界面处的超晶格薄层对表面形貌的无明显改善作用。样品c的RMS为 6.47 nm ，其表面形貌相比于样品a和b较规则平整，表明用MBE方法生长出来的InP缓冲层相对于InP衬底表面具有更好的结晶质量，在这样的缓冲层上生长的材料具有更好的表面形貌。

图4.8是采用高分辨X射线衍射仪对三个样品的(004)面进行 $\omega/2\theta$ 扫描的结果。从图中可以看到，每条曲线都有两个峰，左边较宽的是外延峰，右边较窄的是衬底峰。根据峰位定出的三个样品外延层的In组分分别为 0.778 、 0.788 和 0.791 ，基本符合我们的预设值 0.78 。样品a的外延峰半高全宽(Full Width at Half Maximum,

FWHM)为851s, 而包含DGLS界面过渡层的样品b和c的外延峰FWHM分别减小为717s和645s, 表明后者的外延层结晶质量较好。由于 $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 缓冲层或盖帽层与InGaAs吸收层并不完全晶格匹配, 在此异质界面处生长的DGLS可以起到一定的晶格过渡作用, 提高了晶格质量。InP缓冲层的引入对改善结晶质量也有较好效果。

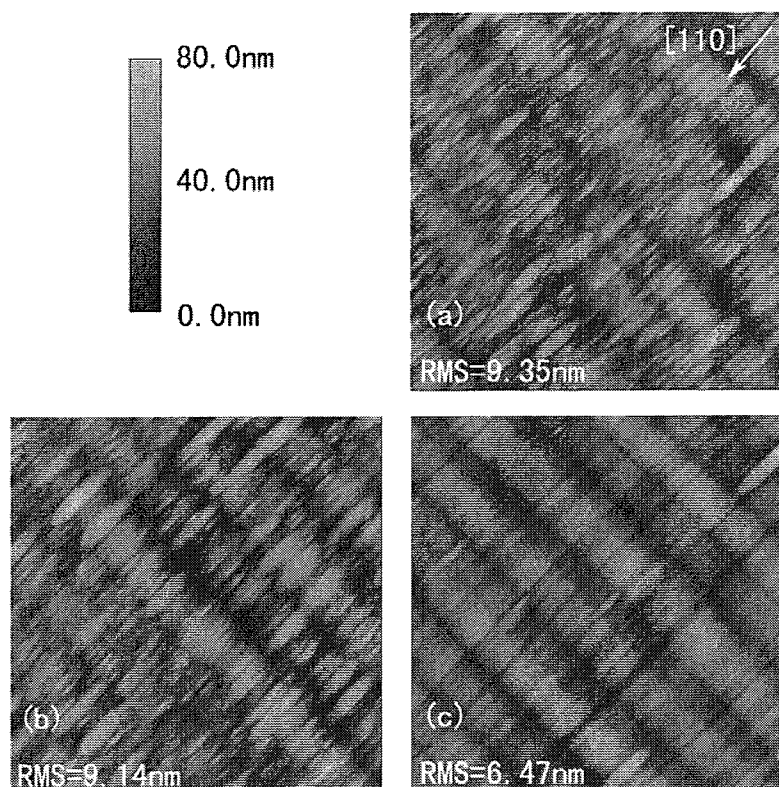


图 4.7 用原子力显微镜在接触模式下测得的三个样品的表面形貌, 扫描范围为 $40 \times 40 \mu\text{m}^2$

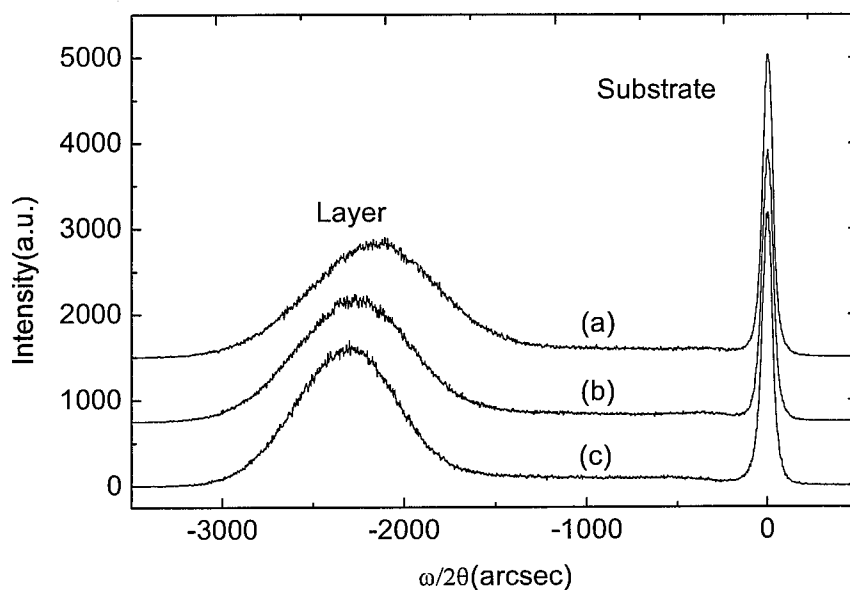


图 4.8 对三个不同样品做 (004) 面 $\omega/2\theta$ 扫描的测量结果

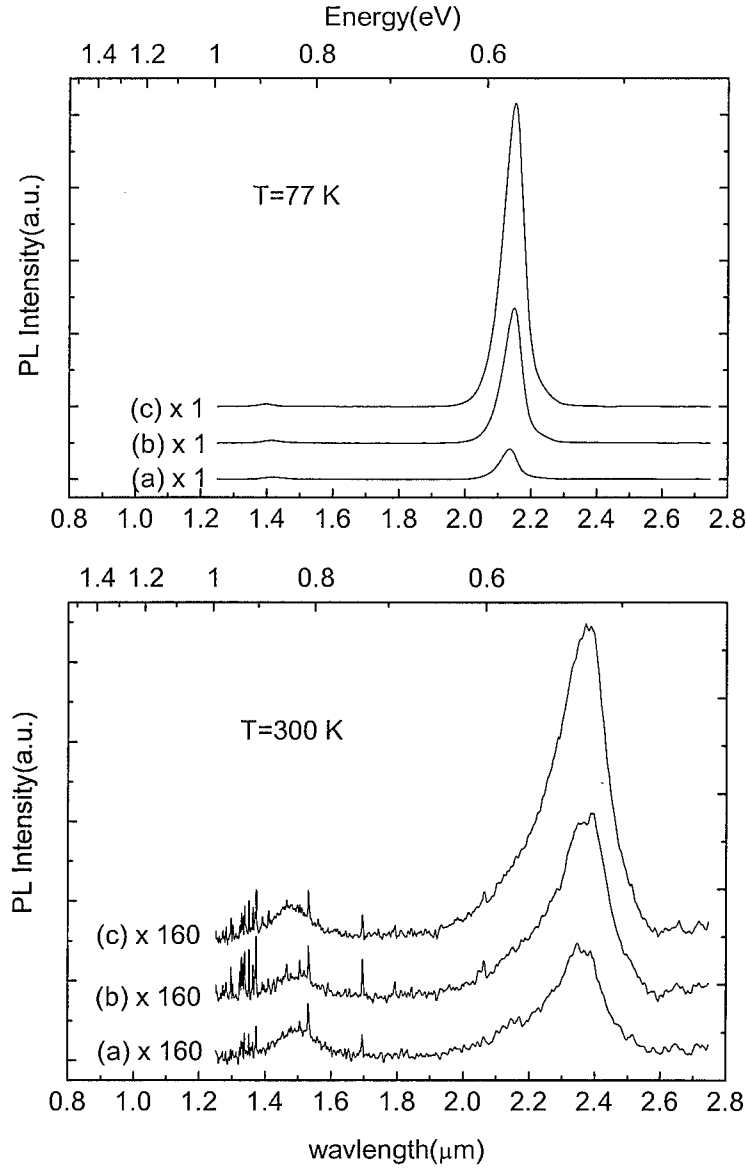


图 4.9 三个不同样品在室温和 77K 下的光致发光谱

三个样品在室温和77K下的光致发光谱如图4.9所示。室温时，波长为 $2.38\mu\text{m}$ 的峰对应吸收层 $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$ 的发光峰，样品a、b、c 的PL峰强度依次增强，FWHM分别为 45.4meV 、 45.0meV 和 42.9meV 。在波长 $1.5\mu\text{m}$ 处的PL峰是 $\text{In}_{0.78}\text{Al}_{0.22}\text{As}$ 盖帽层的发光峰，对不同样品基本一致。在77K时，样品中吸收层所对应的PL峰从 $2.38\mu\text{m}$ 蓝移到 $2.15\mu\text{m}$ ，三个样品a、b、c的FWHM分别减小为 16.4meV 、 18.9meV 和 18.9meV ，峰强分别增强为300K时的48倍、125倍和168倍，表明在低温下非辐射复合过程被明显抑制。77K时样品b的InGaAs吸收层PL峰强度为样品a的4.4倍，说明DGSL能显著减少因带阶及异质界面晶格不完全匹配产生的位错以及由此带

来的界面态复合过程；而样品c的InGaAs吸收层PL峰强是样品b的2.3倍，说明样品c内的InP缓冲层可以减少衬底本身带来的缺陷，减少非辐射复合中心，进一步提高材料质量。

对于遥感、传感和成像等方面的应用而言，光伏探测器一般工作在零偏压附近，因此器件在零偏压附近的性能显得尤为重要。为此，我们使用HP4156精密半导体参数测试仪对光敏面直径为 $300\mu\text{m}$ 的探测器在反向偏压 100mV 内的暗电流（暗电流密度）特性进行测量，室温下的测试结果如图4.10所示。可以看到，在相同的反向偏压下，样品a、b、c的暗电流依次减小。在反向偏压为 10mV 时，样品a的暗电流为 $0.521\mu\text{A}$ ($7.37\times 10^{-4}\text{ A/cm}^2$)，而样品b、c的暗电流分别减小为 $0.480\mu\text{A}$ ($6.79\times 10^{-4}\text{ A/cm}^2$)和 $0.423\mu\text{A}$ ($5.98\times 10^{-4}\text{ A/cm}^2$)；在反向偏压为 100mV 时，样品a的暗电流为 $2.23\mu\text{A}$ ($3.17\times 10^{-3}\text{ A/cm}^2$)，而样品b和c的暗电流分别减小为 $1.88\mu\text{A}$ ($2.66\times 10^{-3}\text{ A/cm}^2$)和 $1.62\mu\text{A}$ ($2.29\times 10^{-3}\text{ A/cm}^2$)，暗电流明显改善。可见InAlAs/InGaAs异质界面处的DGSL过渡层和衬底上的InP缓冲层都能减小暗电流，改善器件性能。对此波长扩展器件，暗电流的主要成分是扩散电流、产生电流和隧道电流。由于隧道电流大小与反向偏压大小和耗尽层宽度有密切关系，当反向偏压较低或耗尽层较厚时，隧道电流分量很小。由于本文三个样品中InGaAs吸收层的掺杂浓度较低，耗尽层较宽，测试时反向偏压也很低，因此隧道电流基本可以忽略。随着反偏电压增加，样品b和c暗电流的明显改善，表明采用DSGL

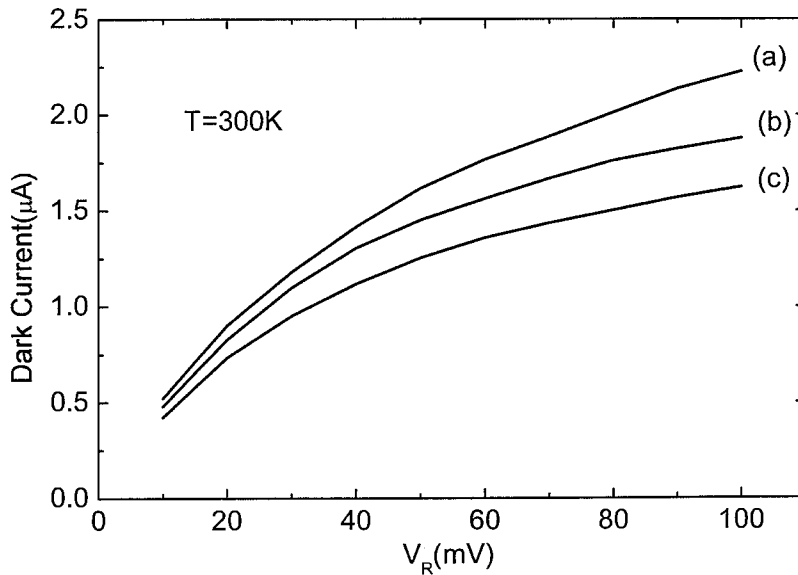


图 4.10 测得的不同探测器芯片在室温下的典型 I-V 特性，光敏面直径均为 $300\mu\text{m}$

后样品b和c的晶格质量提高, 陷阱浓度降低, 载流子有效寿命相应增加, 从而抑制了暗电流中的产生和扩散电流分量。

在InGaAs探测器实际的使用过程中, 有时需要在低温下工作, 如欧洲空间局 ENVISAT 卫星上的SCIAMACHY载荷中就有截止波长为 $2.4\mu\text{m}$ 的InGaAs扩展波长探测器, 需要工作在 150K 的环境下^[2]。有时受到周围环境的影响温度又可能会明显高于室温, 这对探测器性能影响很大, 而暗电流又是一个重要参数。因此, 我们对光敏面直径为 $500\mu\text{m}$ 的探测器件在不同温度下的器件暗电流进行测试, 每隔 20K 测试一条IV曲线, 测量范围为 $350\text{K}\sim 150\text{K}$ 。样品a在不同温度下的暗电流结果如图 4.11 所示。从图中可以看到, 随着温度的降低, 暗电流逐渐减小, 这是由于当温度降低时, 价带上电子热激发至导带的概率减小, 从而减小了本征载流子浓度所致。在高温下, 电流随电压变化较慢, 低温下变化快, 这是扩散电流的表现。当测试温度低于 190K 时, 暗电流曲线开始出现抖动, 这时的暗电流在 10^{-10}A 量级, 这主要是由于测量系统的测量极限所致。我们从图 4.11 中提取出了样品a在相同偏压、不同温度下的暗电流, 结果如图 4.12 所示。可以看到, 在反向偏置低压区, 暗电流随温度的降低减小地更快, -10mV 下、温度从 310K 降至 210K 时, 暗电流从 $3.43\times 10^{-6}\text{A}$ 降至 $5.77\times 10^{-10}\text{A}$, 降低了 4 个数量级, 而在 -1V 时温度从 310K 降至 210K 时, 暗电流从 $5.8\times 10^{-5}\text{A}$ 降至 $5.43\times 10^{-7}\text{A}$, 只降低 2 个数量级, 说明反向偏压较大时, 暗电流随温度的变化较小。对于我们的探测器来说, 最关心的是在零偏附近的暗电流大小, 因此反向低偏压下暗电流随温度降低快速下降是非常实用的, 我们可以通过降低探测器的温度达到快速减小暗电流的目的, 有效提高探测器的探测率。另外我们注意到在测试电压为 -10mV 时, 温度从 $210\sim 350\text{K}$ 之间, 指数坐标下的暗电流随 $1/T$ 呈直线关系, 我们利用公式

$$I_D = \alpha \exp\left(-\frac{E_a}{k_0 T}\right) \quad (4.1)$$

对该区间的暗电流进行拟合, 得到 $E_a=0.509\text{ eV}$, 与 $E_g=0.480\text{ eV}$ 接近, 因此在这个温度区间内暗电流以扩散电流为主。对于样品 b 和 c 来说, E_a 分别为 0.487 eV 和 0.482 eV , 与 E_g 更为接近, 暗电流同样以扩散电流为主。

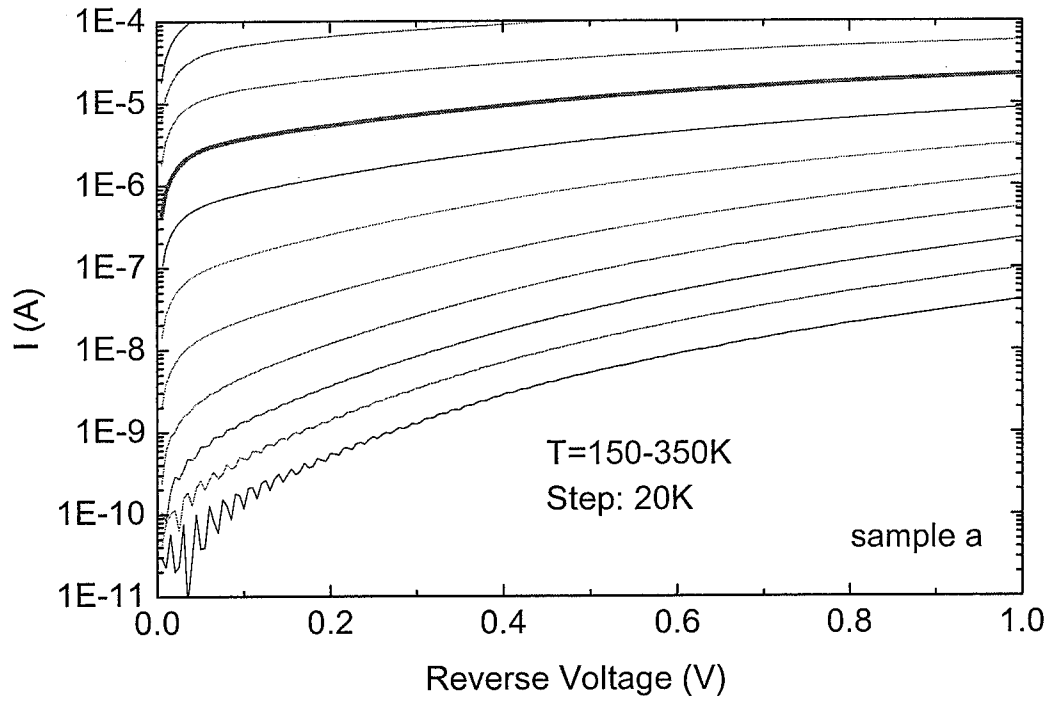


图 4.11 样品 a 在不同温度下的暗电流, 最下方的暗电流曲线为 150K 时测得, 随后每隔 20K 测一条暗电流曲线

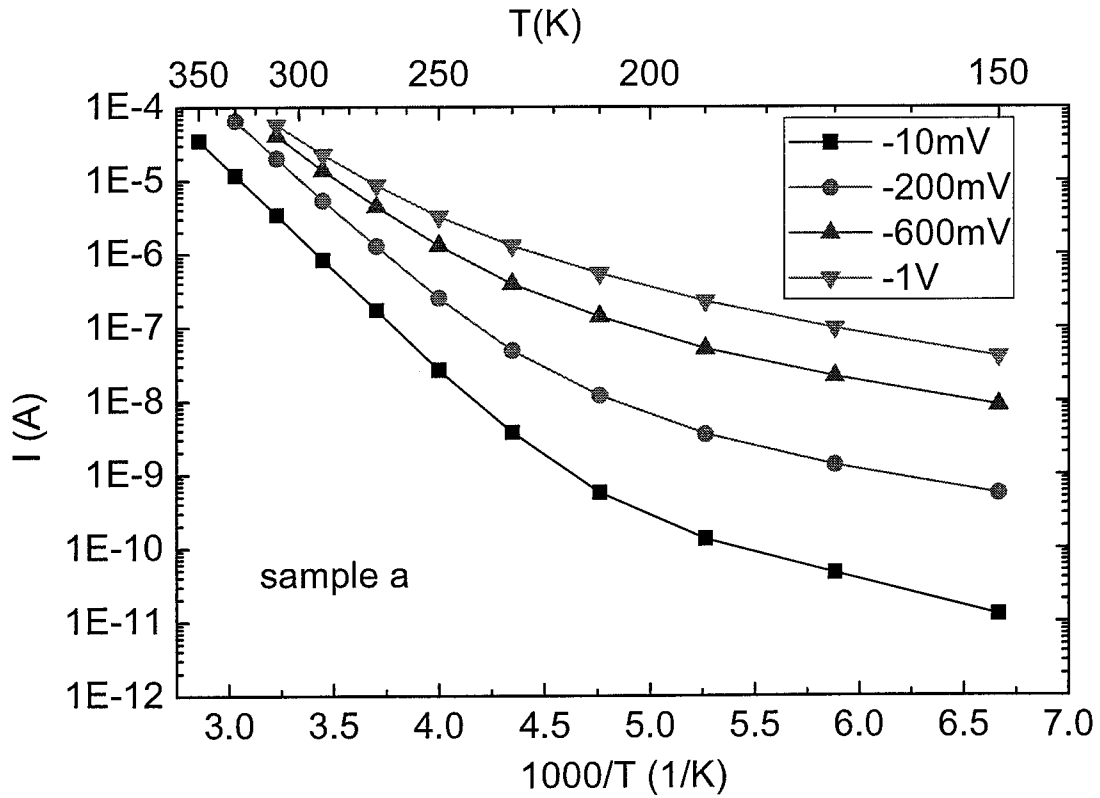


图 4.12 样品 a 在相同反向偏压、不同温度下的暗电流

三种结构的探测器芯片在 300K、零偏压下的相对响应光谱如图 4.13 所示，测量中样品芯片的光敏面直径均为 $300\mu\text{m}$ 。由图可见，三个样品的响应光谱形状并无明显差别，峰值响应波长均为 $2.26\mu\text{m}$ ，样品 a、b、c 的 50%起峰波长分别为 $1.68\mu\text{m}$ 、 $1.71\mu\text{m}$ 和 $1.70\mu\text{m}$ ，50%截止波长分别为 $2.37\mu\text{m}$ 、 $2.39\mu\text{m}$ 和 $2.38\mu\text{m}$ 。在波长 $1.38\mu\text{m}$ 和 $1.87\mu\text{m}$ 附近的扰动是由测量光路中的水汽吸收引起的。在相同光照条件下样品 b 和 c 的光响应基本相当，但明显大于样品 a，这说明 DGSL 对增强器件的光响应是有利的，其详细机理有待做进一步分析。

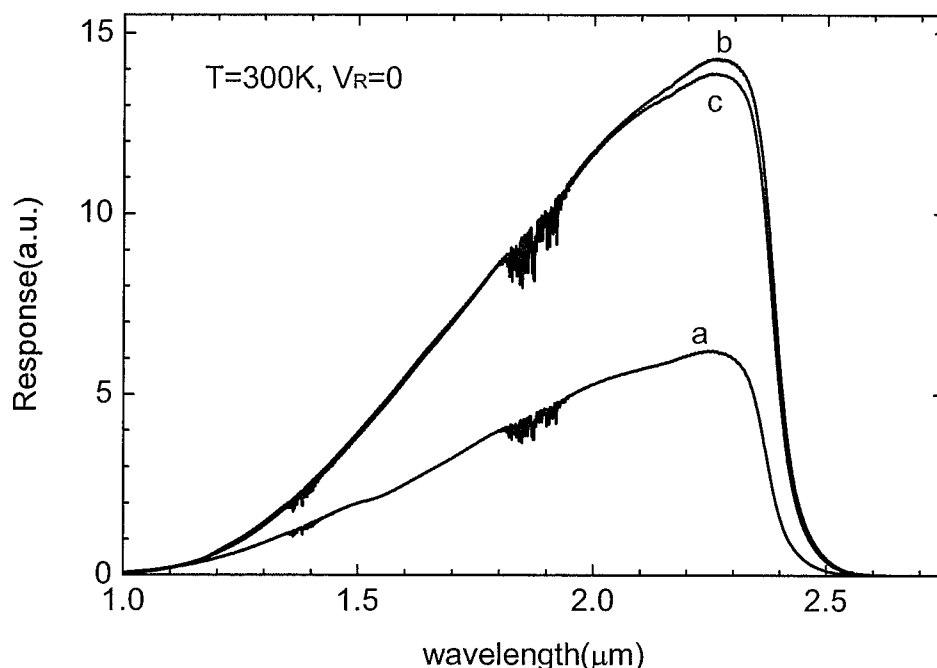


图 4.13 不同探测器芯片在 300K、零偏压下的响应光谱特性图，芯片光敏面直径均为 $300\mu\text{m}$

我们利用 900K 的黑体辐射源测试了三个样品的探测率。测试中黑体前的小孔直径 $d=5\text{mm}$ ，小孔与探测器之间的距离 $L=16.4\text{cm}$ 。测量使用的探测器光敏元直径均为 $500\mu\text{m}$ ，探测器上未加电压。放大器带宽为 $\Delta f=80\text{Hz}$ ，环境温度为 $T_0=293\text{K}$ ，调制盘频率为 800Hz 。测试结果列在表 4.3 中，可以看到，在相同测试条件下，样品 a 的信噪比 V_s/V_n 最小，而生长了 DGSL 后的样品 b 信噪比明显提高，说明 DGSL 对信噪比有明显的改善作用，在相同的背景噪声和光照条件下，能产生更强的光电流。而在 InP 衬底上首先生长 InP 缓冲层的样品 c 具有更高的信噪比。相应地，样品 a 的峰值探测率为 $1.2 \times 10^{10} \text{ cmHz}^{0.5}\text{W}^{-1}$ ，而样品 c

为 $2.9 \times 10^{10} \text{ cmHz}^{0.5} \text{ W}^{-1}$ ，峰值探测率提高了 2.4 倍，使扩展波长探测器对微弱信号的检测能力得到极大的提高。

表 4.3 利用 900K 标准黑体源测得的三个样品的探测率

	V_s/V_n	$D_{bb}^* (\text{cmHz}^{0.5} \text{ W}^{-1})$	$D_{\lambda p}^* (\text{cmHz}^{0.5} \text{ W}^{-1})$
样品 a	1210.5	8.2×10^8	1.2×10^{10}
样品 b	2000	1.3×10^9	1.9×10^{10}
样品 c	3059	2.1×10^9	2.9×10^{10}

4.3 过冲缓冲层结构的过冲量计算

对于组分渐变缓冲层， Tersoff 建立了模型对缓冲层内的位错密度进行分析，并提出了一种提高缓冲层上器件层材料质量的方法。本节首先对该理论模型进行介绍，随后将这个模型应用到我们的缓冲层材料体系中进行相关参数的计算。

4.3.1 过冲缓冲层理论模型

根据 Tersoff 模型^[51]，对于厚度为 W 的组分渐变缓冲层材料，如果其厚度已经超过了临界厚度，则会在缓冲层内产生位错以释放应力，单位面积内位错能量有如下表达式：

$$E = 2\lambda \int_0^W \rho(z) dz + c \int_0^W \left[\varepsilon(z) - b \int_0^z \rho(\xi) d\xi \right]^2 dz \quad (4.2)$$

其中 λ 为缓冲层内位错在单位长度上的能量， $\rho(z)$ 为位错密度， c 为双轴应变弹性常数， b 为位错伯格矢量的失配分量， z 为缓冲层内某一点与缓冲层起点之间的距离， $\varepsilon(z)$ 为厚度 z 处相对衬底的失配度，表达式为 $\varepsilon(z) = \frac{a_f(z)}{a_0} - 1$ ， a_0 为衬底

晶格常数。假设缓冲层内晶格常数单调变化，由系统平衡时能量最小原则，即

$\frac{dE}{d\rho} = 0$ ，则能解得

$$\rho(z) = \begin{cases} \frac{\varepsilon'(z)}{b}, & 0 \leq z \leq z_c \\ 0, & z_c < z \leq W \end{cases} \quad (4.3)$$

其中 $\varepsilon'(z) = \frac{\varepsilon(z)}{z}$ 为失配速率。上式表明在 $0 < z < z_c$ 处位错均匀分布，而 $z > z_c$ 时无

位错产生。由 $\int_{z_c}^W [\varepsilon(z) - \varepsilon(z_c)] dz = \frac{\lambda}{bc}$ ，并且假定 $\varepsilon'(z)$ 是常数，则能解得

$$z_c = W - \sqrt{\frac{2\lambda}{bc\varepsilon'}} \quad (4.4)$$

由此，缓冲层内无位错层的厚度为

$$z_f = W - z_c = \sqrt{\frac{2\lambda}{bc\varepsilon'}} \quad (4.5)$$

位错产生后释放了应变，而无位错层区域内的应变没有得到释放，因而缓冲层表面的过冲失配度为

$$\bar{\varepsilon} = W\varepsilon' - z_c\varepsilon' = \sqrt{\frac{2\lambda\varepsilon'}{bc}} \quad (4.6)$$

以上公式表明，对于一定的缓冲层材料，其无位错层厚度和缓冲层表面剩余应变只和失配速率有关，失配速率越大，则无位错层越薄，剩余应变越大；反之失配速率越小，则无位错层越厚，剩余应变越小，但材料生长时间也会延长。假设 ε_L 为器件层相对衬底的晶格失配度，则为了使器件层内位错最少，器件层相对衬底的失配度应当为缓冲层有无位错区域边界 z_c 处的失配度，即 $\varepsilon_L = \varepsilon(z_c)$ 。由此可以推算缓冲层表面失配度应当过冲为：

$$\varepsilon_b = \varepsilon(W) = \varepsilon(z_c) + \bar{\varepsilon} = \varepsilon_L + \bar{\varepsilon} = \varepsilon_L + \sqrt{\frac{2\lambda\varepsilon'}{bc}} \quad (4.7)$$

缓冲层表面晶格常数相应为

$$a_s = a_L + \bar{\varepsilon} \cdot a_0 \quad (4.8)$$

其中 a_L 和 a_0 分别为器件层和衬底的晶格常数。缓冲层总厚度为

$$W = \frac{\varepsilon}{\varepsilon'} \quad (4.9)$$

按照此模型，失配度随厚度的变化曲线应当如图 4.14 所示：

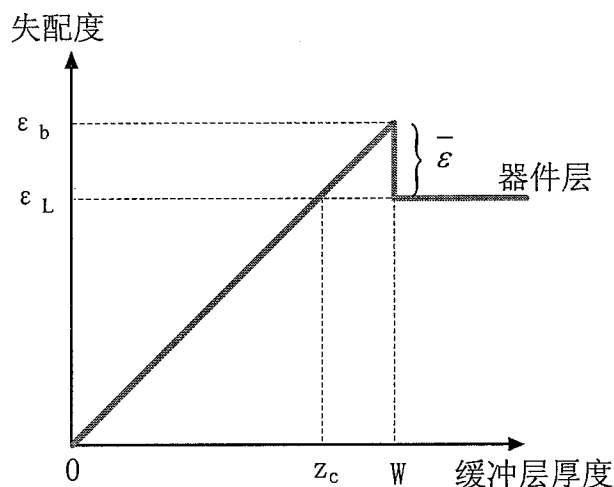


图 4.14 失配度随厚度的变化曲线

4.3.2 参数计算

对于我们的InAlAs缓冲层来说，根据文献报导 $\frac{\lambda}{bc} = 0.85nm$ ^[84]，由此可以计算出缓冲层失配速率和吸收层组分一定的情况下所需要的过冲失配度和缓冲层厚度。

首先确定吸收层In_xGa_{1-x}As相对衬底的失配度和失配速率ε'。对于In组分x为0.8的情形，其吸收层相对衬底的失配度ε_L = 1.85%。如果在缓冲层生长过程中In炉升温速率为0.003℃/s，同时Al炉降温为0.006℃/s，则其失配度变化速率为ε' = 0.92%μm⁻¹^[85]。随后根据公式4.6计算缓冲层表面过冲失配度，

$$\bar{\varepsilon} = W\varepsilon' - z_c\varepsilon' = \sqrt{\frac{2\lambda\varepsilon'}{bc}} = \sqrt{2 \cdot 0.85nm \cdot 0.92\%\mu m^{-1}} = 0.3955\%$$

由此可以计算缓冲层表面的晶格失配度为

$$\varepsilon_b = \varepsilon_L + \bar{\varepsilon} = 1.85\% + 0.3955\% = 2.2442\%$$

缓冲层总厚度为

$$W = \frac{\varepsilon_b}{\varepsilon'} = \frac{2.2442\%}{0.92\%\mu m^{-1}} = 2.4393\mu m$$

缓冲层内有位错区域的厚度为

$$z_c = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon'} = \frac{\varepsilon_1}{0.92\% \mu\text{m}^{-1}} = \frac{1.85\%}{0.92\% \mu\text{m}^{-1}} = 2.0095 \mu\text{m}$$

缓冲层内无位错区域厚度为

$$W - z_c = 2.4393 \mu\text{m} - 2.0095 \mu\text{m} = 0.4298 \mu\text{m}$$

In 炉过冲温度为

$$\Delta T_{\text{In}} = \frac{0.4298 \mu\text{m}}{1 \mu\text{m} / h} \cdot 3600 \times 0.003 = 4.643^\circ\text{C}$$

Al 炉过冲温度为

$$\Delta T_{\text{Al}} = 2 \times 4.64 = 9.285^\circ\text{C}$$

利用这种方法，我们计算了不同失配度和不同 In 组分下的参数。不同失配度下的过冲失配度和 In 组分无关，只与材料和失配速率有关。失配速率为 $0.61\%/\mu\text{m}$ （对应 In 升温速率 $0.002^\circ\text{C}/\text{s}$ ）时，过冲失配度应为 0.32% ；失配速率为 $1.22\%/\mu\text{m}$ （对应 In 升温速率 $0.004^\circ\text{C}/\text{s}$ ）时，过冲失配度为 0.45% 。缓冲层随吸收层中 In 组分分别为 0.7、0.8 和 0.9 的情况结果如图 4.15 所示。可以看到，在相同失配速率情况下，缓冲层厚度随着 In 组分线性增加，这是和 InGaAs 晶格常数随 In 组分线性增加有关的。

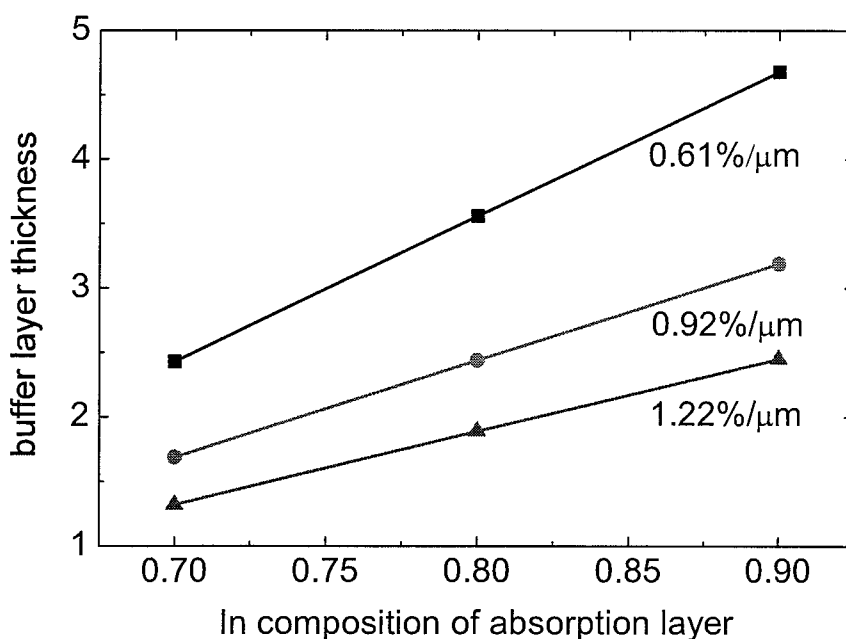


图 4.15 不同失配速率条件下，缓冲层厚度与吸收层 In 组分的关系图

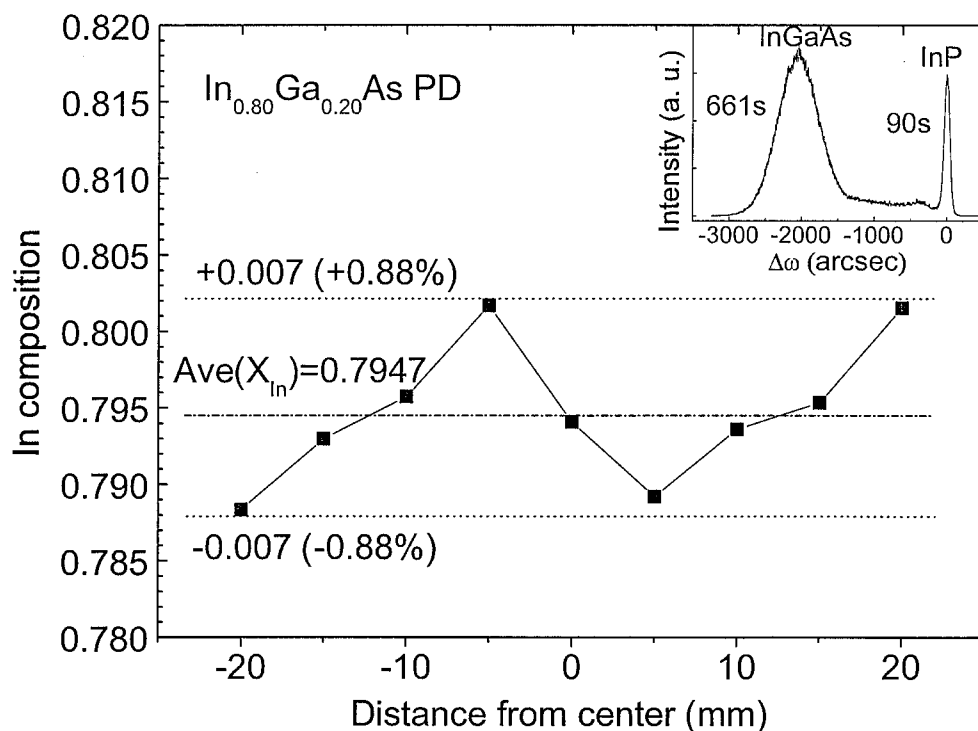
由于模拟结果难免与实际结果有所误差，因而在实际生长过程中，为了得到在某一失配速率下的最佳 In 过冲温度 ΔT_{In} ，应当首先将 In 炉和 Al 炉的温度过冲幅度进行优化，为此可以生长一系列具有不同过冲温度的探测器材料，通过对材料质量和器件性能的测试确定最合适的过冲量。利用这个过冲量对 InAlAs 缓冲层材料的参数进行修正。目前相关的实验正在进行中，已经有初步良好的结果，相关论文正在撰写之中。

4.4 材料和器件非均匀性关系研究

如果要将 InGaAs 探测器制成线列或者阵列的话，则希望线列或者阵列上的各单元器件的性能均匀性较好。对于探测系统来说，非均匀性的好坏直接影响到整个系统的探测性能和成像质量。我们首先测定了扩展波长 InGaAs 探测器材料的非均匀性，随后假定在各个器件的制作工艺完全相同的情况下，计算了材料非均匀性对器件性能非均匀性的影响。

4.4.1 材料非均匀性结果

为了了解我们生长材料的组分非均匀性，我们利用 X 射线衍射仪测试了 2 英寸 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器样品不同位置的摇摆曲线，从而得到不同位置处吸收层内 In 组分值，在样品中心附近、平行于大边或者小边方向，每间隔 5mm 对 In 组分进行测试，结果如图 4.16 所示。由图可见，InP 衬底和 InGaAs 外延层的 FWHM 均有所展宽，分别为 90s 和 661s，这是由于晶格失配带来的位错所致。In 组分值与样品位置无明显规律性，所有测试点的 In 组分平均值为 0.7947，In 组分偏离平均值的范围均在 $\pm 1\%$ 以内。

图 4.16 2 英寸晶格失配 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器材料在不同位置的 In 组分

4.4.2 光响应非均匀性研究

(1) 吸收层 In 组分波动对光响应非均匀性的影响

我们通过建立模型分析了材料非均匀性对器件结果的影响。首先分析吸收层内 In 组分的波动对响应光谱的影响。与晶格匹配探测器类似，晶格失配 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器的响应光谱可以示意的分成 A、B、C 三部分，如图 4.17(a)所示。归一化后，A 区的斜率为 $-5.3\mu\text{m}^{-1}$ 。B 区的斜率只与内量子效率有关，也就是说 B 区域内某个波长的光响应只与该点的波长有关。对于高光谱或者超光谱探测来说，目标探测波长通常设置在峰值附近，我们假定探测波长处的光响应为峰值处的 90%，则探测位置既可能是 A 区中的 a 点，也可能是 B 区中的 b 点。在光照条件不变的情况下，当吸收层内 In 组分发生改变时，响应光谱发生偏移，a 点或者 b 点处的光响应受到影响，结果如图 4.17(b)所示，其中横坐标原点对应 In 组分为 0.7947。可以看到，如果探测波长在 b 点，In 组分的微小变化使 b 点仍然位于 B 区域，由于 B 区的内量子效率为常数，因此 b 点的光响应维持不变。但如果探测波长是在 a 点的话，当 In 组分增加时，a 点的光响应首先会增加，当

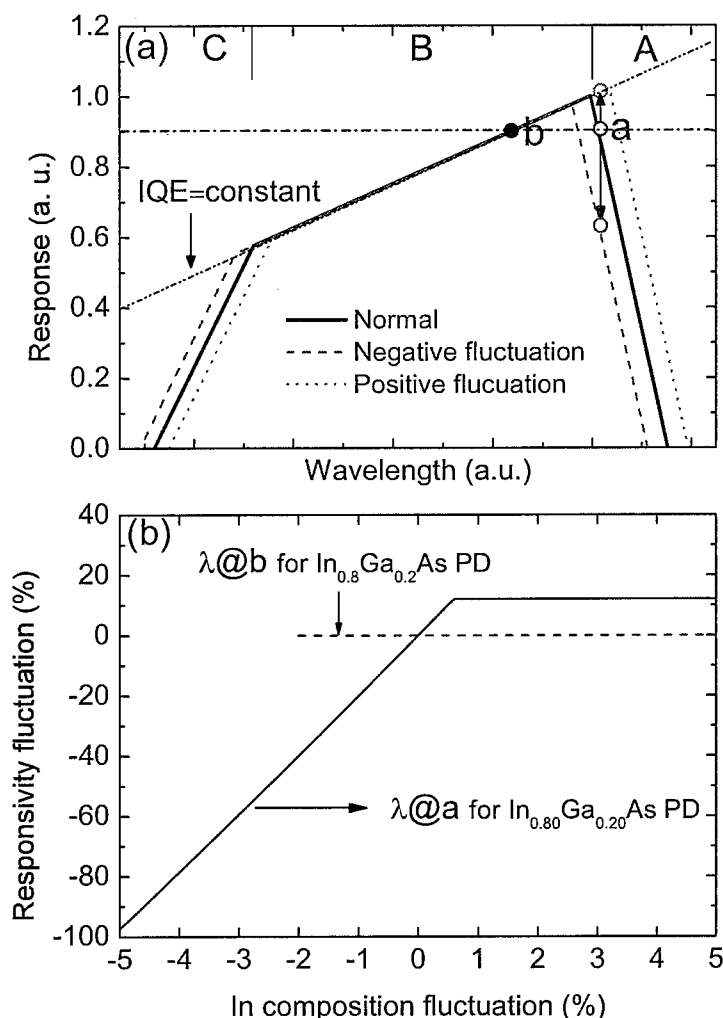


图 4.17 (a) $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器的响应光谱示意图, 实线、虚线、点线分别为 In 组分未波动、In 组分变小和 In 组分变大时的响应光谱。(b) 目标探测波长分别为 a 点和 b 点时, 光响应变化非均匀性与 In 组分变化百分比的关系图, 其中光响应变化百分比都是相对 In 组分为 0.8 的探测器而言。

a 点进入 B 区域后保持为常数。如果 In 组分减小, 那么 a 点处的光响应会很快下降。对于我们的晶格失配探测器来说, In 组分的非均匀性为 $\pm 0.88\%$, 如果目标探测波长是在 a 点, 那么响应非均匀性会达到 -20% 或者 $+12\%$, 但如果目标探测波长在 b 点, 那么响应非均匀性可以忽略不计。因此为了减小组分带来的光响应非均匀性, 在设计吸收层时应当适当延长探测器的截止波长, 使得探测波长落入 B 区域中。

(2) 吸收层厚度波动对光响应非均匀性的影响

吸收层厚度的波动也会对响应的非均匀性产生影响。依据上一章节中我们使用的公式，我们计算了吸收层载流子浓度为 $3 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 的情况下，内量子效率与吸收层厚度的关系，结果如图 4.18 的插图所示，可以看到随着吸收层厚度的增加，内量子效率增加的很快，当吸收层厚度超过 $0.8 \mu\text{m}$ 时，内量子效率趋于饱和。在此基础上我们分析了探测器吸收层厚度的变化对光响应非均匀性的影响，结果如图 4.18 所示，其中横坐标原点对应吸收层厚度为 $0.5 \mu\text{m}$ 或者 $1.0 \mu\text{m}$ 。可以看到，在吸收层厚度为 $0.5 \mu\text{m}$ 时，若厚度改变 $\pm 5\%$ 以内，则带来的响应非均匀性在 $\pm 0.6\%$ 以内；当吸收层厚度增加到 $1 \mu\text{m}$ 时，厚度改变 $\pm 5\%$ 以内时，响应非均匀性在 $\pm 0.06\%$ 以内。由于我们的吸收层厚度普遍在 $2.5 \mu\text{m}$ 左右，因此厚度的小变化几乎不会对响应非均匀性带来影响。

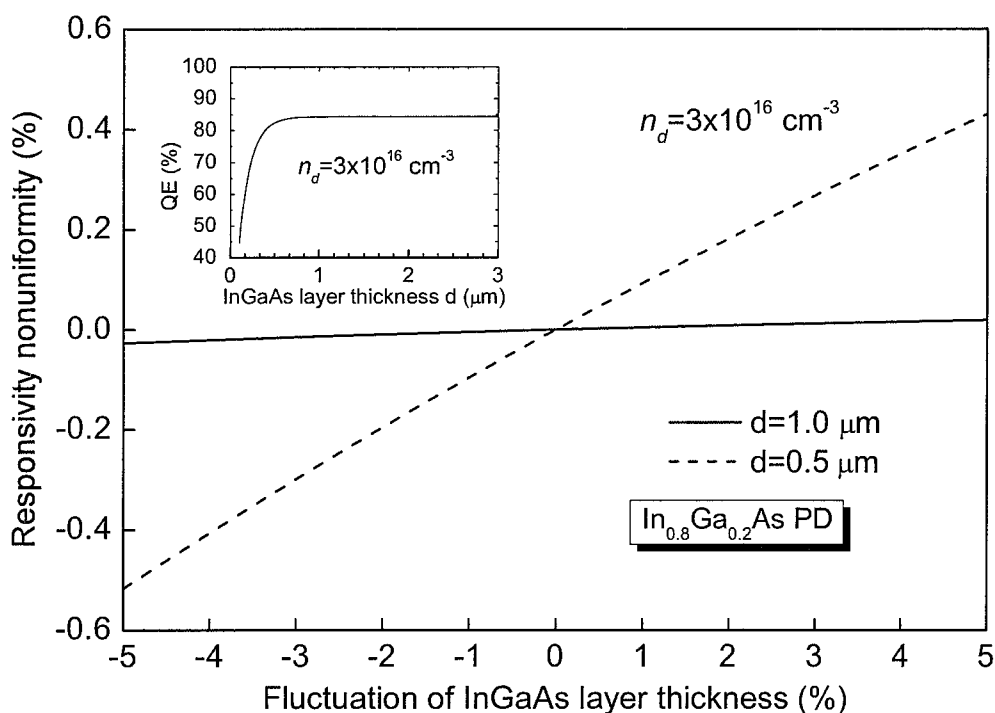


图 4.18 在 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器吸收层载流子浓度为 $3 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 的情况下， $d = 0.5 \mu\text{m}$ 或者 $1.0 \mu\text{m}$ 时吸收层的微小变化对响应非均匀性的影响，插图是内量子效率随吸收层厚度的变化

图

(3) 吸收层掺杂浓度波动对光响应非均匀性的影响

另外一个对光响应非均匀性产生影响的因素是吸收层掺杂浓度的波动。图

4.19 的插图为吸收层厚度为 $1.0\mu\text{m}$ 时, 内量子效率随掺杂浓度的变化情况, 可以看到内量子效率随着掺杂浓度的增加而降低, 这主要是因为当吸收层掺杂浓度增加时, 耗尽层宽度和少子扩散长度同时减小造成的。图 4.19 显示了吸收层厚度为 $1.0\mu\text{m}$ 时, 掺杂浓度 n_d 在 $3\times 10^{16}\text{cm}^{-3}$ 附近变化 $\pm 5\%$ 对响应非均匀性的影响, 其中横坐标原点对应掺杂浓度 n_d 在 $3\times 10^{16}\text{cm}^{-3}$ 。可以看到, n_d 变化 $\pm 5\%$ 只能使光响应变化 $\pm 1.5\%$ 以内。对于我们生长的 2 英寸材料来说, 其掺杂浓度非均匀性与组分非均匀性结果类似, 设定该值在 $\pm 1\%$ 以内, 这样响应非均匀性应当在 0.26% 以内。

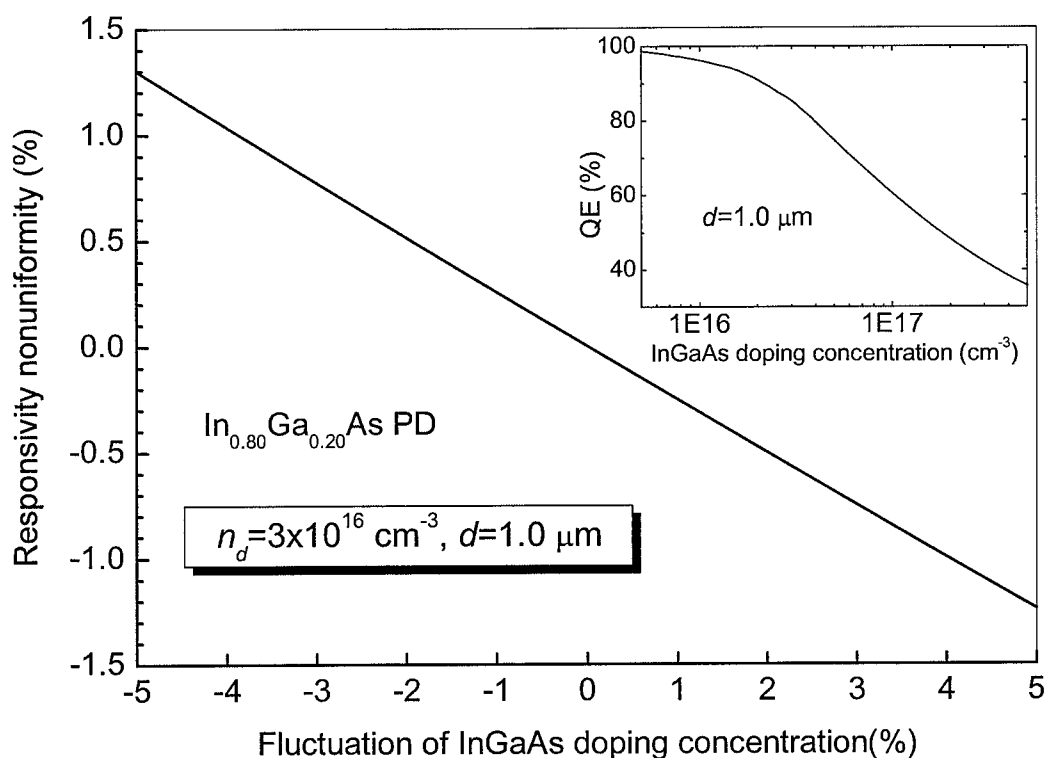


图 4.19 在 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器吸收层厚度为 $1.0\mu\text{m}$ 的情况下, 吸收层掺杂浓度为 $3\times 10^{16}\text{cm}^{-3}$ 附近变化时, 光响应非均匀性与吸收层掺杂浓度变化百分比的关系, 插图为内量子效率和掺杂浓度变化关系图。

4.4.3 暗电流非均匀性研究

影响暗电流非均匀性的因素主要有吸收层内 In 组分和掺杂浓度, 而吸收层厚度较厚因而不考虑其对暗电流非均匀性的影响。室温零偏电压附近的暗电流主

要有产生复合电流和扩散电流，其他电流忽略不计。暗电流表达式如下：

$$J = J_{gr} + J_{dif} = \frac{qn_i W}{\tau_{eff}} \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{k_B T}\right) \right] + qn_i^2 \left(\frac{D_h}{\tau} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{n_d} \right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{k_B T}\right) \right] \quad (3.16)$$

其中 J_{gr} 和 J_{dif} 分别是产生复合电流和扩散电流， τ_{eff} 是有效载流子寿命。

(1) In 组分波动对暗电流非均匀性的影响

我们计算了在吸收层掺杂浓度为 $3 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 时暗电流随 In 组分变化的影响，结果如图 4.20 的插图所示，在此基础上得到的暗电流非均匀性随 In 组分的波动变化如图 4.20 所示，其中横坐标原点对应 In 组分为 0.7947。可以看到 In 组分的变化对暗电流有很大影响，这主要是源于当 In 组分增加时本征载流子浓度 n_i 的指数增加。对晶格失配 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器，In 组分波动 $\pm 1\%$ 使暗电流非均匀性达到 $\pm 36\%$ 。因此控制好 In 组分波动范围对于扩展波长 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器暗电流非均匀性具有极为重要的作用。

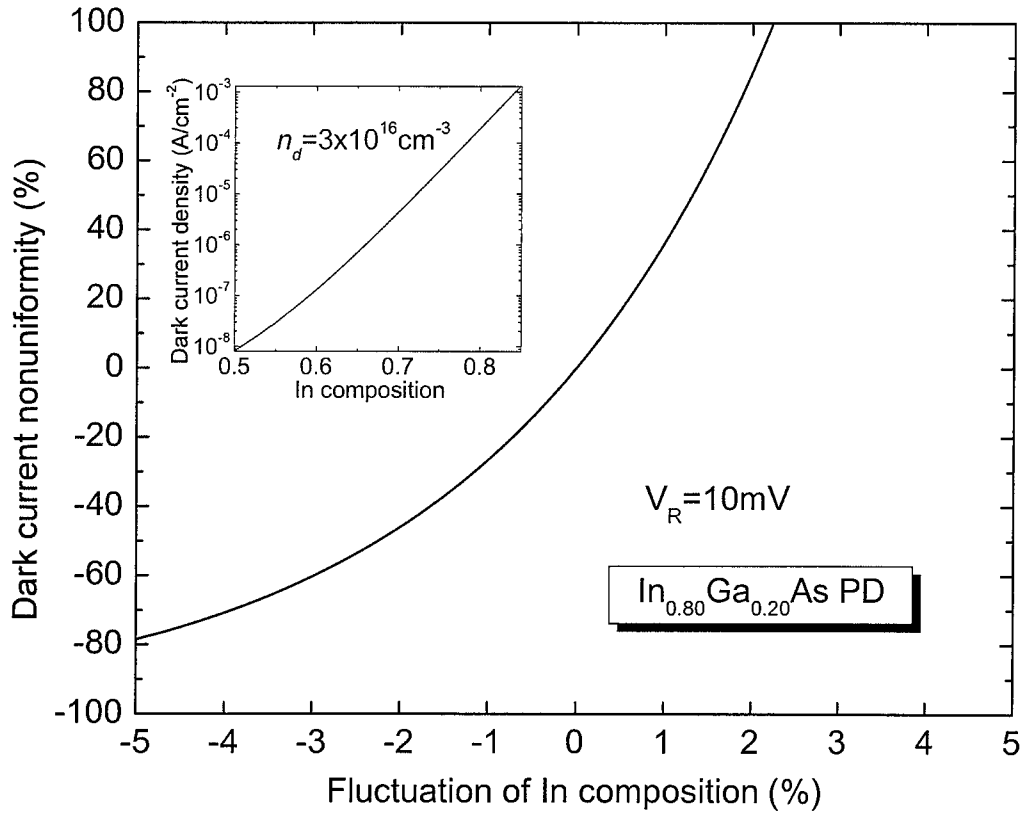


图 4.20 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器吸收层内 In 组分波动对暗电流非均匀性的影响，插图为暗电流密度和不同 In 组分的关系图

(2) 吸收层掺杂浓度波动对暗电流密度非均匀性的影响

暗电流密度随掺杂浓度变化的影响可以由公式 3.16 计算得到, 结果如图 4.21 的插图所示, 可以看到随着掺杂浓度增加, 暗电流密度减小。在掺杂浓度为 $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 附近时, 暗电流密度非均匀性随着掺杂浓度的波动变化如图 4.21 所示, 其中横坐标原点对应吸收层掺杂浓度为 $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 。可以看到, 对于晶格失配探测器, 当掺杂浓度变化 $\pm 1\%$ 时, 暗电流非均匀性只有 $\pm 1\%$, 相对于组分非均匀性的影响小很多。因此控制组分非均匀性对于暗电流密度来说更加关键。

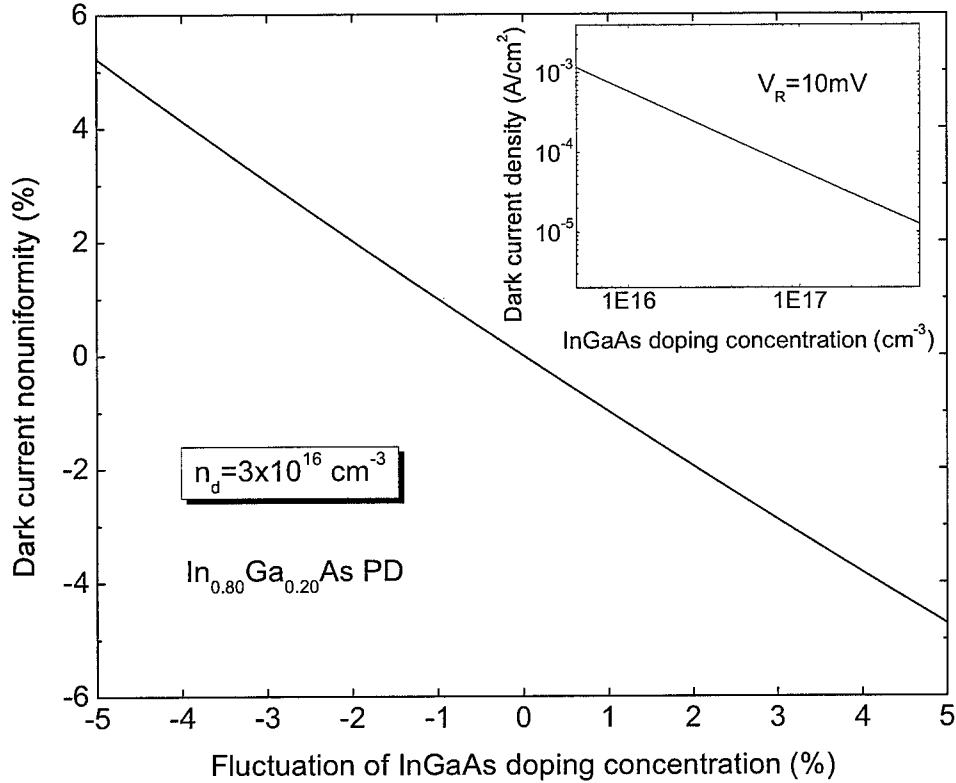


图 4.21 为 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器暗电流非均匀性随吸收层掺杂浓度波动的变化关系图, 插图为暗电流密度和吸收层掺杂浓度的关系

4.4.4 探测率非均匀性研究

探测器的探测率可以由上一章节中的公式:

$$\Delta_D = \left[\frac{R \times (1 + \Delta_R^d) \times (1 + \Delta_R^n)}{\sqrt{I_D \times (1 + \Delta_{ID}^x)(1 + \Delta_{ID}^n)}} - \frac{R}{I_D} \right] \bigg/ \frac{R}{I_D} \approx \Delta_R^d + \Delta_R^n - \frac{\Delta_{ID}^x}{2} - \frac{\Delta_{ID}^n}{2} \quad (3.17)$$

得到。我们假定目标探测波长落在响应谱的 B 区域中, 这样由 In 组分带来的光

响应非均匀性可以忽略不计,缺陷带来的影响也不考虑。表 4.4 整理了由 In 组分、吸收层厚度和掺杂浓度波动 $\pm 1\%$ 带来的探测器光响应、暗电流和探测率非均匀性,可以看到晶格失配 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器的探测率非均匀性不超过 $\pm 19\%$ 。对于探测率非均匀性来说,In 组分波动带来的非均匀性占的比重最大。探测率非均匀性比光响应非均匀性大很多,不过在实际应用中光响应非均匀性往往更为重要,特别是在信号较强情况下。但是当信号微弱到和噪声功率相当时,探测率非均匀性会起到更加关键的作用。

表 4.4 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器材料非均匀性对器件性能非均匀性影响结果的整理

PD structure	材料参数的波动		器件性能非均匀性		
			Δ_R	Δ_{ID}	Δ_D
$\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$	In 组分 δ^x	$\pm 1\%$	N/A	$\pm 36\%$	$< \pm 19\%$
	厚度 δ^d	$\pm 1\%$	$\pm 0.005\%$	N/A	
	掺杂浓度 δ^n	$\pm 1\%$	$\pm 0.3\%$	$\pm 1\%$	

Δ_R , Δ_{ID} 和 Δ_D 分别是响应率、暗电流、探测率非均匀性

4.5 总结

本章首先讨论了采用禁带宽度较宽的 InAlAs 作为缓冲层和帽层形成异质结构对探测器材料的作用,明确了采用 InAlAs 对于 InGaAs 探测器材料质量有所改善,在此基础上讨论了在异质界面处插入数字梯度超晶格对探测器材料质量和器件性能的改善作用,通过实验证明数字梯度超晶格能够大大提高材料和器件质量。随后对过冲缓冲层模型进行简单介绍,并利用该模型对 InAlAs 缓冲层材料在失配速率为 $0.92\%\mu\text{m}^{-1}$ 的情况下进行过冲量和缓冲层厚度计算。最后对材料和器件的非均匀性进行分析,并且研究了吸收层内组分、厚度和掺杂浓度对光响应、暗电流和探测率非均匀性的影响,结果表明晶格匹配探测器内的 In 组分非均匀性在 $\pm 1\%$ 以内,In 组分对非均匀性的影响很大,控制好 In 组分的非均匀性,就可以大大减小器件性能的非均匀性。

第五章 InP基晶格匹配InAlGaAs材料研制和特性表征

本章首先通过引用文献的数据对 InP 基晶格匹配 InAlGaAs 材料的主要性质进行介绍, 随后我们生长了 InAlGaAs 材料并对其进行材料性能的表征以及组分的确定, 最终得到了一个实用的预测 III 族元素组分的方法, 为以后的材料生长打下了良好的基础。

5.1 InAlGaAs材料性质

四元系材料 InAlGaAs 可以看成由 InAs、AlAs 和 GaAs 三种二元系组成的材料, 其不同组分的晶格常数和禁带宽度如图 5.1 所示。其中 InGaAs、InAlAs 的晶格常数分别由公式

$$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}: a=x \cdot a_{\text{InAs}}+(1-x) \cdot a_{\text{GaAs}}=5.6533+0.405x \quad (3.1)$$

$$\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}: a=y \cdot a_{\text{InAs}}+(1-y) \cdot a_{\text{AlAs}}=5.6611+0.3972y \quad (5.1)$$

得到。InGaAs、InAlAs 的禁带宽度分别由公式

$$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}: E_g=1.424-1.541x+0.477x^2 \quad (3.3)$$

$$\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}: E_g=3.03-3.37y+0.7y^2 \quad (5.2)$$

得到。图中右侧和底部的数值为材料的禁带宽度, 单位 eV。三角形中间的数值为材料的晶格常数, 单位 Å。虚线为 InAlAs 和 InGaAs 晶格常数相同的线, 这些线基本水平, 说明两者在 In 组分相同时晶格常数接近。因此对于 In 组分为 x 的四元系 In_xAlGaAs 材料, 其晶格常数可以近似为 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 或者 $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 。图中左斜线为禁带宽度相同的线。

在 InAlGaAs 材料中, 当 In 组分近似为 0.53 时, 该材料与 InP 晶格匹配, 能够外延得到晶格质量良好的材料。晶格匹配时的 InAlGaAs 可以看成由 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 和 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 以某一比例结合在一起的四元系材料, 写为 $(\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As})_z(\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As})_{1-z}$, 由于 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 和 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 都是直接带隙材料, 因此晶格匹配的 InAlGaAs 也是直接带隙材料, 其禁带宽度可以写为^[64]

$$E_g=0.74z+1.47(1-z)-0.22z(1-z) \quad (5.3)$$

300K 时的禁带宽度随 z 的变化关系如图 5.2 所示。从图中可以看到, 该材料的禁带宽度范围从 0.74eV ($\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$) 变化到 1.47eV ($\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$), 对应的波

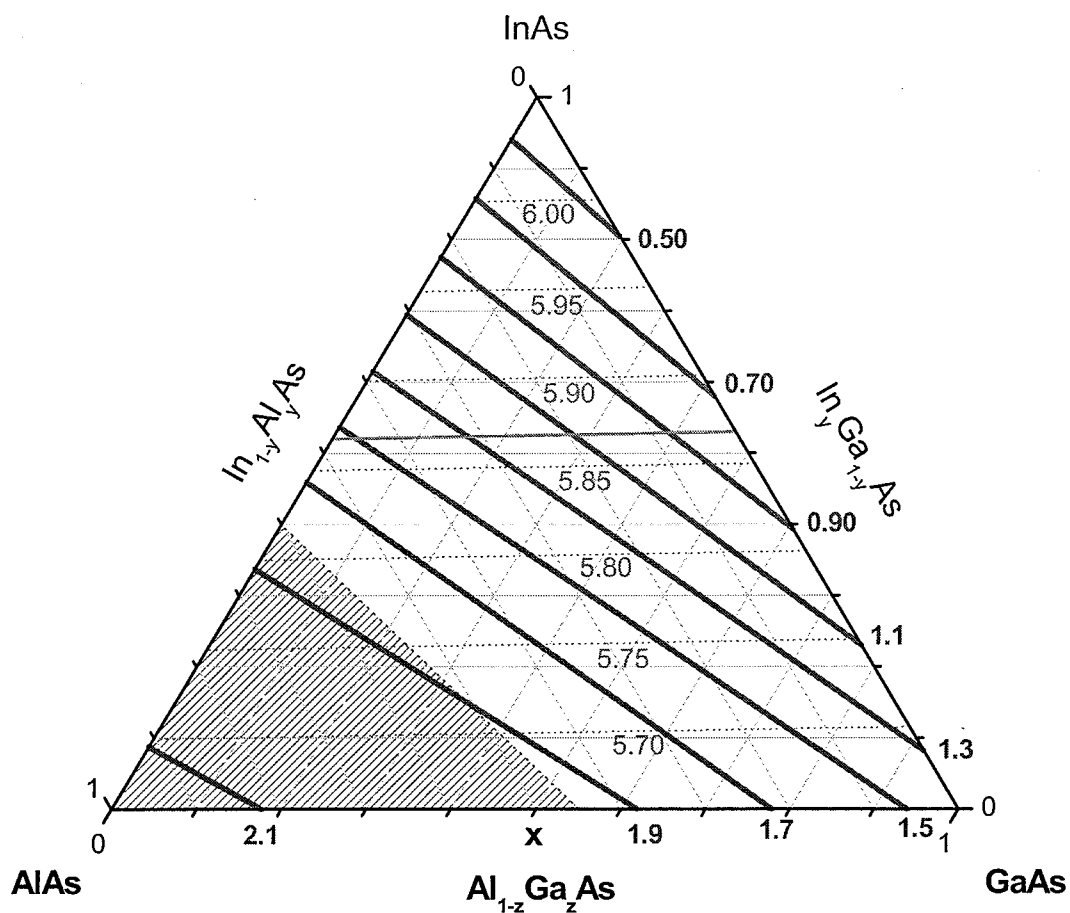


图 5.1 四元系 $\text{In}_x\text{Al}_y\text{Ga}_z\text{As}$ 全组分的晶格常数和禁带宽度图，左下角阴影区为间接带隙区域

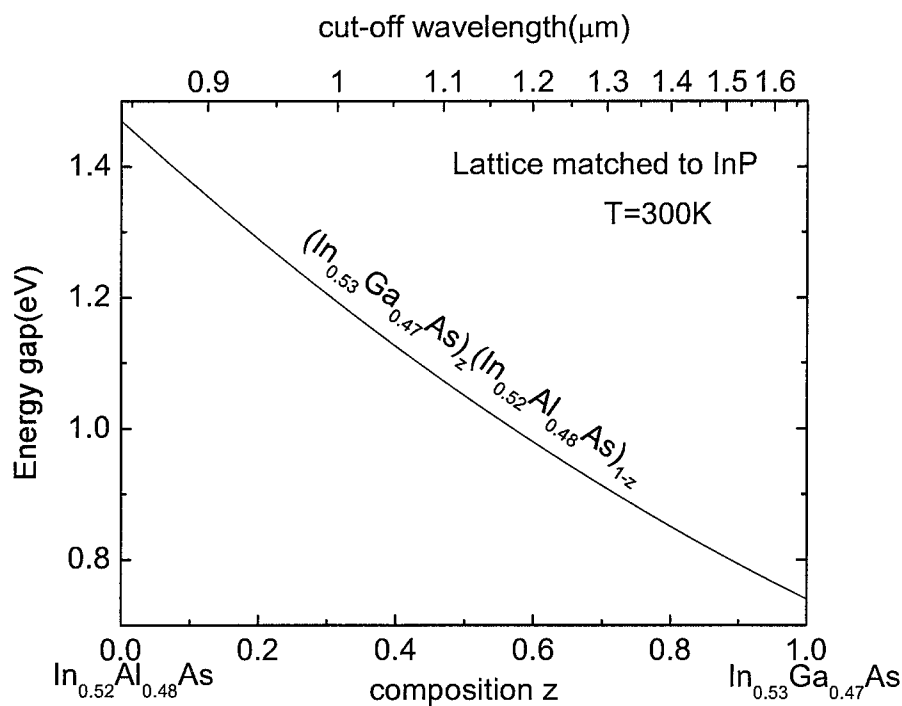


图 5.2 晶格匹配 InAlGaAs 材料的禁带宽度图

长从 $1.7\mu\text{m}$ 变化到 $0.84\mu\text{m}$ ，可以制作成多种光电器件，比如激光器^[86-89]、量子阱探测器^[90, 91]、HBT^[92, 93]和HEMT^[94, 95]等。对于工作在这一波段范围内的探测器来说，Si探测器能够对波长在 $1.1\mu\text{m}$ 以内的光进行探测，其灵敏度很高，工艺相当成熟。对于波长在 $1.1\sim 1.7\mu\text{m}$ 之间的红外辐射，首先考虑的是 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器，由于这个探测材料与InP晶格匹配，材料质量良好，探测率较高，能够满足大部分的应用需求。但是在有些应用场合对探测器的探测率提出更高的要求，比如对云层的准确探测需要探测器在 $1.3\sim 1.4\mu\text{m}$ 波段有较高探测率，在医学中对单线态氧的探测则需要探测器能准确探测 $1.27\mu\text{m}$ 的红外辐射，在这些应用场合下禁带宽度较窄的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器性能尚无法满足应用需求。此时可以考虑禁带宽度相对较宽的III-V族材料InAlGaAs或者InGaAsP，使其探测截止波长略长于目标探测波长。禁带宽度的增加可以减小背景热噪声的影响，降低体材料中的本征载流子浓度，减小各暗电流分量，从而提高探测器的性能。对于GSMBE来说，更适合于生长InAlGaAs材料，一方面由于三种III族元素的粘附系数稳定，易于控制组分；另一方面在生长InAlGaAs材料过冲中只使用一种V族元素，这样就避免精确控制As和P比例的问题，便于材料生长。然而，如何精确控制晶格匹配InAlGaAs的禁带宽度仍然是个挑战，而且四元系材料的组分也不能仅仅通过测试XRD摇摆曲线得到，必须需要结合其他方法共同确定。我们课题组利用GSMBE生长了InP基晶格匹配InAlGaAs材料，测定了III族元素的组分，并得到了一种简易的精确控制组分的方法。

5.2 InAlGaAs材料生长

所有的样品都在(001)面半绝缘 InP 衬底上进行。生长前首先用束流规测定 III 族元素在一定温度下的束流大小。为了得到良好的晶格质量，我们设计 $\text{In}_x\text{Al}_y\text{Ga}_z\text{As}$ 材料时期望所有样品都与 InP 衬底晶格匹配。In、Al、Ga 的组分值由以下公式进行估算：

$$\begin{aligned} x &= \frac{a \cdot f_{\text{In}}}{a \cdot f_{\text{In}} + b \cdot f_{\text{Al}} + c \cdot f_{\text{Ga}}} \\ y &= \frac{b \cdot f_{\text{Al}}}{a \cdot f_{\text{In}} + b \cdot f_{\text{Al}} + c \cdot f_{\text{Ga}}} \\ z &= \frac{c \cdot f_{\text{Ga}}}{a \cdot f_{\text{In}} + b \cdot f_{\text{Al}} + c \cdot f_{\text{Ga}}} \end{aligned} \quad (5.1)$$

其中 f_{In} 、 f_{Al} 、 f_{Ga} 分别为 In、Al、Ga 的束流， a 、 b 、 c 分别为 In、Al、Ga 束源炉的权重因子，这个因子和束源炉的位置、束源种类等因素有关。

我们首先通过条件摸索生长得到了与 InP 衬底晶格匹配的 InGaAs 和 InAlAs 材料，在这种条件下通过 In、Al、Ga 的束流值和精确的组分值可以得到权重因子 a 、 b 、 c 的关系。在此基础上，我们利用公式 (5.1) 设计并生长了三个与 InP 晶格匹配的 InAlGaAs 样品，称为样品 1、2、3，其 Al 组分设计值分别为 0.216、0.242 和 0.266，生长速率均为 $1\mu\text{m/h}$ ，厚度均为 $0.5\mu\text{m}$ 。晶格匹配的 InGaAs 和 InAlAs 称为样品 4 和样品 5 以作比较。所有的样品都采用 Si 束源在相同温度下进行掺杂。

5.3 InAlGaAs 材料特性研究

所有样品的表面均十分光亮，在显微镜下观察未见表面不平整或者布纹格的形貌。我们采用高分辨率 X 射线衍射仪对所有五个样品在 (004) 面的 $\omega/2\theta$ 曲线进行扫描，结果如图 5.3 所示，表 5.1 则列出了从中得到的参数值。从图中可以看到，所有样品的 $\omega/2\theta$ 曲线上都有两个峰，左边较强的是衬底峰，右边较弱的是外延峰。样品 1、2、3 的外延层 FWHM 分别为 37.9s、53.6s 和 51.9s，与晶格匹配 InGaAs 和 InAlAs 样品的 FWHM 接近，也和其他研究小组采用固态源 MBE 生长的 InAlGaAs 材料结果接近^[96]。样品 2 的衬底和外延层 FWHM 都比其他样品偏大，这可能与衬底本身的质量有关。由于 AlAs 和 GaAs 的晶格常数十分接近 (300K 时失配度仅仅为 0.14%)，因此可以分别假设 InAlGaAs 样品的外延层为 InGaAs 或者 InAlAs，根据 $\omega/2\theta$ 曲线得到两个 In 组分值，随后将两者的值进行平均得到 InAlGaAs 样品的 In 组分值。根据峰位定出的所有 InAlGaAs 样品外延层的相对 InP 衬底的晶格失配度均在 -6.1×10^{-4} 以内，满足晶格匹配的要求。

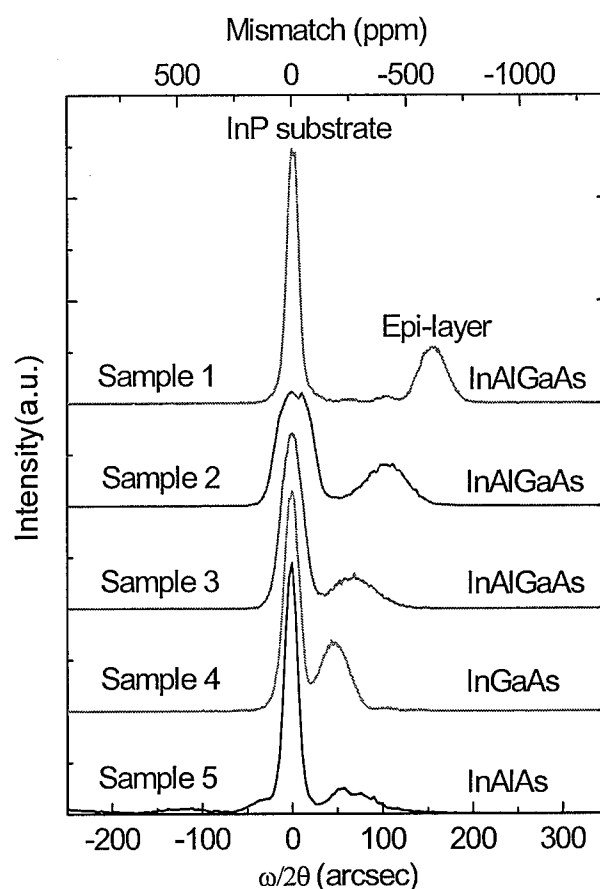
图 5.3 不同样品在(004)面的 $\omega/2\theta$ 扫描曲线

表 5.1 从 HRXRD 测试获得的结果

样品	材料	失配度 $\Delta a/a$ (ppm)	In 组分	外延层 FWHM (arcsec)
1	InAlGaAs	-605	0.517	37.9
2	InAlGaAs	-402	0.520	53.6
3	InAlGaAs	-266	0.522	51.9
4	InGaAs	-186	0.528	39.6
5	InAlAs	-249	0.518	55.1

为了对样品的光学性能进行表征，我们利用 Nicolet Megna FTIR 860 测试平台测试了样品的光致发光(PL)谱。测试中使用功率为 100mW、波长为 473nm 的固态源激光器对样品进行激发，使用 CaF_2 进行分光，探测 InAlGaAs 样品的 PL

光时使用 InGaAs 探测器, 探测 InGaAs 样品的 PL 光时采用 InSb 探测器并进行等比例转换后得到, 结果如图 5.4 所示。由图可见, 随着 Al 组分的增加, PL 强度逐渐减弱, 这主要是由 Γ 能谷更加靠近 X 能谷导致的^[64]。样品 5 未见有 PL 信号, 这也是由于 Γ 能谷更加靠近 X 能谷, 从而吸收系数更小所致。样品 4 的 PL 峰能量为 0.734 eV, 与理论上的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 禁带宽度值非常接近, FWHM 为 58.7 meV。样品 1~3 的 PL 峰能量分别为 1.04 eV、1.08 eV、1.11 eV, 对应的峰位分别为 1.19 μm 、1.15 μm 和 1.12 μm , FWHM 分别为 51.5 meV、52.0 meV、54.3 meV, 比晶格匹配材料 FWHM 略小, 与采用 SSMBE 生长得到的结果相近^[96]。假定材料的禁带宽度与 PL 峰能量相同, 并结合 HRXRD 得到的 In 组分结果, 可以得到样品 1~3 的 Al 组分分别为 0.234、0.259、0.283。图 5.5 为由 HRXRD 和 PL 测试得到的 Al 组分值与设计值的关系图, 其中实线为拟合得到的直线, 其斜率为 0.98。可以看到实际测试得到的 Al 组分比设计值大了 0.017、0.017 和 0.018, 因此 InAlGaAs 样品 1~3 的 Al 组分控制精确度为 7.9%、7.0% 和 6.4%。这条拟合曲线对我们生长其他组分的 InAlGaAs 材料生长具有指导性作用。

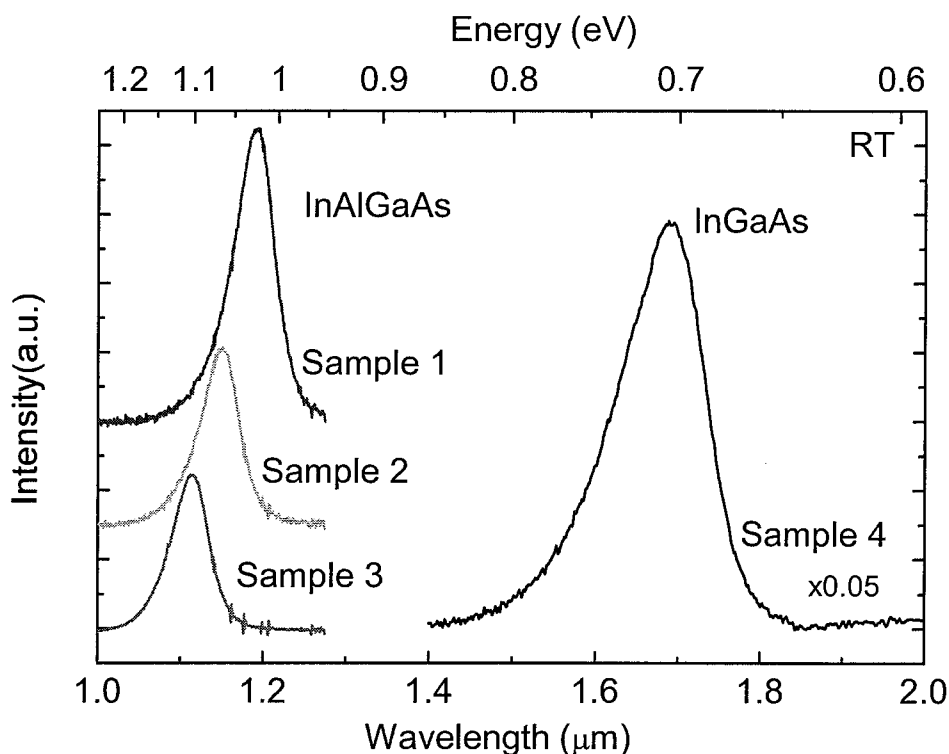


图 5.4 不同样品的室温 PL 光谱

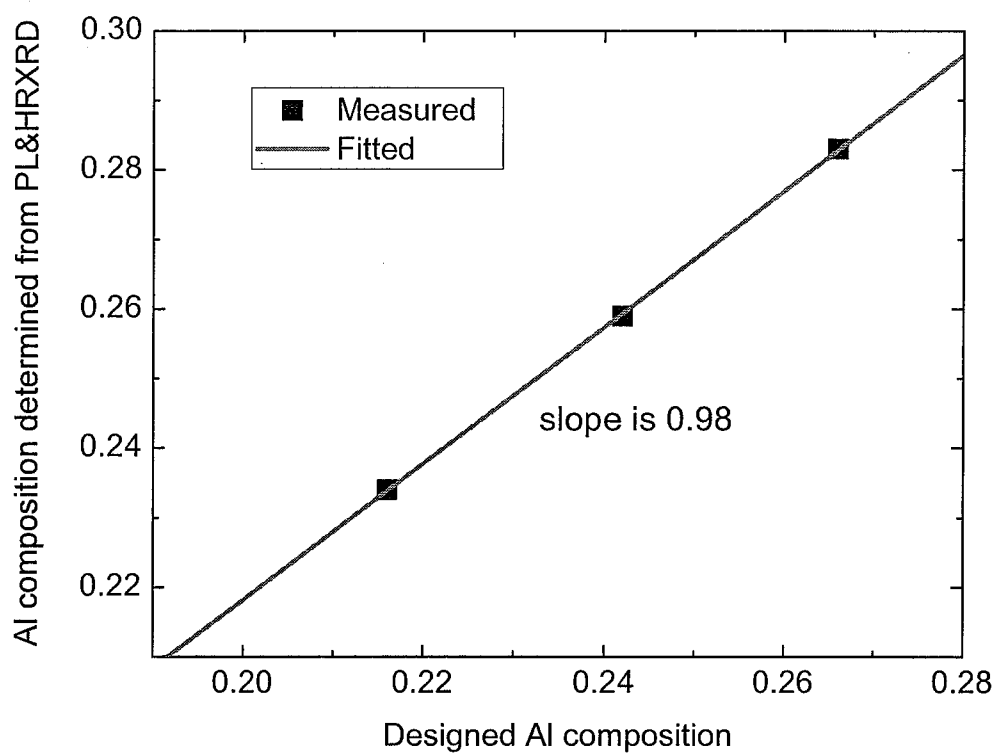


图 5.5 由 HRXRD 和 PL 测试得到的 Al 组分值与设计值的关系图

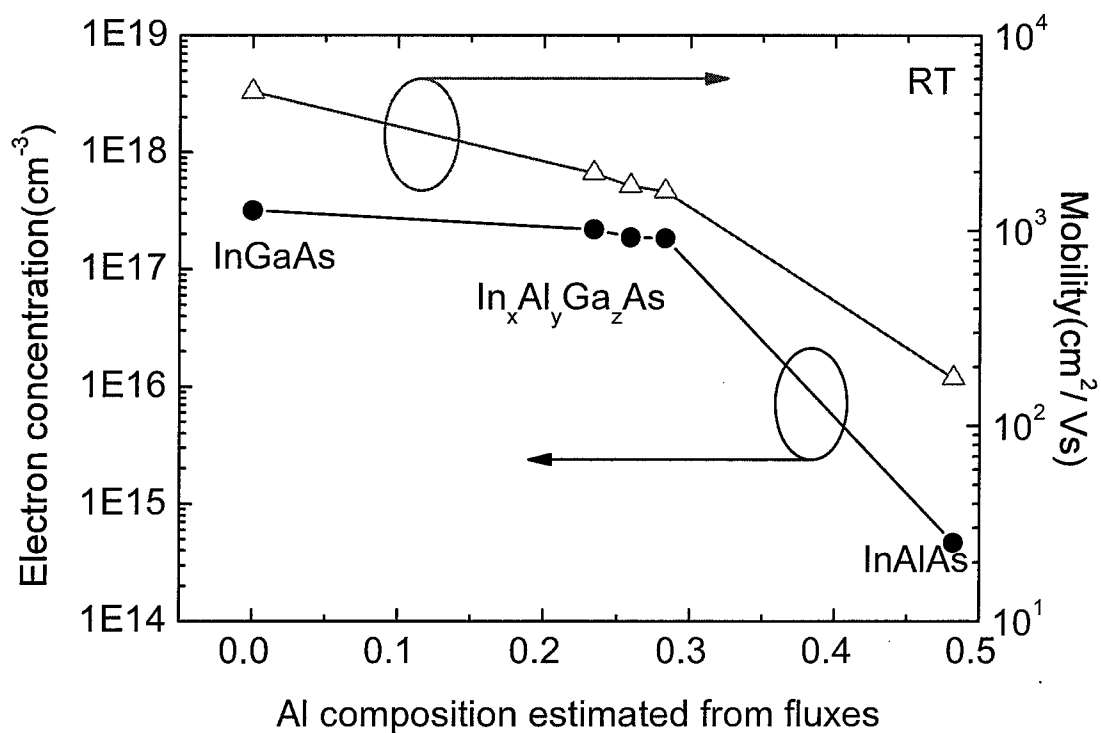


图 5.6 室温下不同样品的电子浓度和迁移率

所有样品在室温下的电学性质由Hall测试仪测量得到，图 5.6 画出了不同Al组分下的电子浓度和迁移率结果。由图可见，随着Al组分的增加，电子浓度和迁移率都很快下降，这这要是由于当Al组分增加时 Γ 能谷逐渐靠近X能谷，电子占据X能谷的几率逐渐增大，而X能谷上的电子迁移率较低，从而导致材料的电迁移率急剧下降。测得的InAlAs样品的电子浓度为 10^{14} cm^{-3} 量级，实际上这个值只可作参考，因为电子浓度过低时，外延层的厚度需要几个微米才能超过表面耗尽区的厚度^[97]，而我们的材料厚度为 $0.5\mu\text{m}$ ，因而测试难免会产生误差。

5.4 本章小结

本章首先通过引用文献的数据对 InAlGaAs 四元系材料的主要性质进行介绍，随后我们生长了 InP 基晶格匹配 InAlGaAs 材料并测试了其失配度、PL 谱、迁移率等参数，材料质量与晶格匹配 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 材料质量相当，也与采用 SSMBE 方法生长得到的材料质量相当，可以进行探测器的研制。利用 XRD 和 PL 结果得到的 Al 组分实际值与设计值进行比较，得到一个直线关系图，为我们生长其他组分的 InAlGaAs 材料提供了指导性作用。

第六章 总结与展望

6.1 总结

工作于 1-3 μm 的短波红外探测器在天气预报、环境监测、农作物生长、军事侦察和监测等军事和民用方面都有着很多重要的应用。为满足我们国家对空间遥感用短波红外探测器的迫切需求,本博士论文围绕 InP 基短波红外探测器件这一主题进行展开,对 InP 基 InGaAs 短波红外探测材料的非均匀性进行研究,对 InGaAs 扩展波长探测器进行优化设计,并初步开展了 InP 基 InAlGaAs 材料的研制。取得的主要成果如下:

- 1、针对面向空间遥感应用的 InP 基晶格匹配 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 探测器材料,
 - (1) 实现了 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 、InP 等基础材料的 GSMBE 生长工艺和组分、掺杂浓度的准确控制,并且通过对探测器材料的分布腐蚀并进行 $\omega/2\theta$ 曲线扫描方法确定了 $\omega/2\theta$ 曲线上各个峰的来源,为后续的材料生长指明了方向。
 - (2) 测试了 2 英寸晶格失配 InGaAs 探测器的 In 组分非均匀性在 $\pm 0.2\%$ 以内,并假定吸收层厚度和掺杂非均匀性也在 $\pm 0.2\%$ 以内,由此分析了材料非均匀性对器件性能非均匀性的影响,结果显示当目标探测波长略小于探测器的峰值波长时, $\pm 0.2\%$ 的 In 组分非均匀性不会对光响应产生影响,但会使得器件暗电流非均匀性达到 $\pm 3\%$,探测率的非均匀在 $\pm 2\%$ 以内。吸收层厚度和掺杂浓度对器件非均匀性的影响相对较小,因而控制材料 In 组分非均匀对于器件性能非均匀性有非常重要的意义。
- 2、针对面向空间遥感应用的 InP 基扩展波长 $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ 探测器材料,完成了缓冲层材料体系的和结构的优化设计:
 - (1) 开发了适合 GSMBE 生长的工艺,并采用了禁带宽度相对较宽的 InAlAs 材料作为扩展波长 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x>0.53$)探测器的缓冲层和帽层,以同时满足器件的正进光和背进光要求。材料的测试结果显示,相对于采用 InGaAs 作为探测器缓冲层和帽层的结构,采用 InAlAs 作缓冲层和帽层的结构具有更平整的表面、更大的弛豫度和更小的应力,光学性能也得到明显提高。
 - (2) 对探测器结构中的异质结进行优化,在 InGaAs/InAlAs 异质结处插入了厚度

渐变的 InGaAs/InAlAs 的数字梯度超晶格(DGSL), 材料的表面形貌、X 射线衍射摇摆曲线及光致发光谱表明, 在 InAlAs/InGaAs 异质界面处生长 DGSL 后可以明显提高材料质量, 器件在室温下的暗电流结果显示暗电流明显减小, 器件的响应光谱结果表明器件响应得到明显增强, 器件的探测率也得到提高。同时, 在生长 $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ 组分线性渐变缓冲层之前首先生长一层 InP 缓冲层也有利于改善材料质量和器件性能。

- (3) 对过冲缓冲层模型进行介绍, 并利用该模型对 InAlAs 缓冲层材料在不同失配速率和不同目标 In 组分情况下的过冲量和缓冲层厚度进行计算, 为下一步材料生长提供了指导性意义。
 - (4) 测试了 2 英寸晶格失配 InGaAs 探测器的 In 组分非均匀性在 $\pm 1\%$ 以内, 并假定吸收层厚度和掺杂非均匀性也在 $\pm 1\%$ 以内, 由此分析了材料非均匀性对器件性能非均匀性的影响, 结果显示当目标探测波长略小于探测器的峰值波长时, $\pm 1\%$ 的 In 组分非均匀性不会对光响应产生影响, 但会使得器件暗电流非均匀性达到 $\pm 36\%$, 探测率的非均匀在 $\pm 19\%$ 以内。吸收层厚度和掺杂浓度对器件非均匀性的影响相对较小, 因而控制材料 In 组分非均匀对于器件非均匀性有非常重要的意义。
- 3、为了能对波长在 $1.1\sim 1.7\mu\text{m}$ 的红外辐射进行更灵敏的探测, 我们开展了 InP 基晶格匹配四元系 InAlGaAs 单层材料的研制工作, 开发了适合 GSMBE 的材料生长工艺, XRD 和 PL 结果表明 InAlGaAs 单层材料的质量与晶格匹配 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 材料质量相当, 也与利用 SSMBE 外延方法得到的材料质量相当, 可以进行探测器的研制。利用 XRD 和 PL 结果得到的 Al 组分实际值与设计值进行比较, 得到一个直线关系图, 为我们生长其他组分的 InAlGaAs 材料提供了指导性作用。

6.2 一些设想和建议

在本学位论文工作的基础上, 对下一步的工作有如下的设想和建议:

- 1、对于面向空间遥感应用的 InGaAs 探测器来说, 希望其具有较高的探测率和较小的暗电流。对于 InP 基扩展波长 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x>0.53$) 探测器来说, 由于吸

收层与 InP 衬底存在一定的晶格失配, 难免会在生长过程中引入位错。当位错进入吸收层时, 吸收层内增加了缺陷能级, 必然会导致暗电流的增加。位错密度越高, 暗电流越大, 因此如何减少吸收层中位错密度成为一个重要的课题, 可以考虑如下的材料生长方法:

- (1) 采用步进缓冲层代替组分渐变缓冲层。一般认为相邻晶格常数不同的步进层之间的失配位错产生在突变结上, 并且被限制在突变结附近, 很少会穿透至下一层步进层。通过合理设计步进缓冲层之间的失配度和每层厚度, 使位错始终限制在突变结附近, 最后一层步进层的晶格常数与吸收层相同, 从而有望使吸收层内的位错密度较低。
 - (2) 观察应变超晶格对位错密度的影响。有研究小组在 Si 衬底上生长 GaAs 材料, 采用应变超晶格抑制位错密度, TEM 结果表明^[59]应变超晶格可以使穿透位错弯曲, 很少会穿透应变超晶格, 从而减小了 GaAs 材料内的位错密度。如果能将这种方法成功应用于扩展波长 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 探测器, 则有望减小吸收层的位错密度, 从而减小暗电流。
- 2、建立准确观察位错密度的方法。虽然 TEM 可以对位错进行观察, 但由于其观察范围较小, 因而只能作定性分析, 很难定量。可以采用 EBIC 和通过腐蚀观察腐蚀坑的方法对吸收层位错密度进行更为准确的观测。

总而言之, 面向空间遥感应用的 InP 基短波红外 InGaAs 探测器已经取得了一定成绩, 通过对材料质量和器件性能的不断改善, 总有一天会为我国的空间遥感观测系统服务。