



中国科学院大学

University of Chinese Academy of Sciences

## 博士学位论文

InAs/GaSb 超晶格长波红外  
探测器 NETD 及低频噪声的研究

作者姓名: 王亮

指导教师: 陈建新 研究员 徐志成 副研究员

中国科学院上海技术物理研究所

学位类别: 工学博士

学科专业: 微电子学与固体电子学

培养单位: 中国科学院上海技术物理研究所

2021 年 11 月

## 中国科学院大学

### 研究生学位论文原创性声明

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

作者签名：王亮

日期：2021.12.10

## 中国科学院大学

### 学位论文授权使用声明

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

涉密及延迟公开的学位论文在解密或延迟期后适用本声明。

作者签名：王亮

日期：2021.12.10

导师签名：

日期：

王亮  
2021.12.10

**Studies of InAs/GaSb superlattice infrared**  
**detectors' NETD and low frequency noise**

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

**By Wang Liang**

**Shanghai Institute of Technical Physics**  
**Chinese Academy of Sciences**

**Nov 2021**

## 摘要

自上世纪 90 年代提出构想以来, InAs/GaSb 超晶格凭借其灵活的能带可调性、较长的俄歇复合寿命、较大的响应, 在短波、中波、长波、甚长波等各个波段的红外探测中都大展身手, 尤其是它在长波领域内的应用, 更是使之已经赫然成为第三代高性能长波红外焦平面探测器的优选材料。噪声等效温差作为衡量 InAs/GaSb 超晶格红外探测器温度灵敏度的参数, 一直以来倍受关注, 其定义为探测器信噪比为 1 时, 为了能分辨目标所需要的目标与背景之间的温度差, 即探测器可以探测到的最小温差。

随着应用标准的提高, 人们对焦平面探测器温度灵敏度的需求已经来到了 mK 级, 即探测器的噪声等效温差要达到 10 mK、甚至是 1mK 以下。为了实现 InAs/GaSb 超晶格红外焦平面的超低噪声等效温差, 本文进行了如下安排:

1、根据噪声等效温差的定义, 利用 MATLAB 软件计算了积分时间受限和不受限的情况下, 噪声等效温差与目标温度、探测器像元面积、暗电流水平、量子效率等因素之间的关系。确定了超低噪声等效温差的限制条件, 为后续研究奠定理论基础。计算结果显示, 液氮温度下, 对于 300 K 的目标, 数值孔径为 1.5、积分时间为 1200  $\mu\text{s}$ , 当焦平面器件噪声仅来自于器件自身的散粒噪声、器件暗电流低于 3 nA、量子效率高于 30%时, 焦平面噪声等效温差即可低于 5 mK。

2、制备得到像元面积为  $25 \times 25 \mu\text{m}^2$  的  $256 \times 8$  线列焦平面器件。为了获得焦平面器件噪声等效温差拟合中所用的参数, 对其进行了光谱测试、黑体响应测试以及变温暗电流测试, 结果显示, 液氮温度下, 器件全截止波长为 11.5  $\mu\text{m}$ , 平均量子效率约为 30%, 暗电流低于 3 nA。与配有大电荷容量积分电容的读出电路进行互连形成焦平面, 通过衬底减薄提高了器件平均量子效率, 测得噪声等效温差约为 13 mK。通过更改冷屏窗口形状, 提高了器件响应均匀性, 使得噪声等效温差降低至 11mK。通过搭建系统噪声更低的测试系统, 最终使得焦平面平均噪声等效温差仅为 7 mK, 展示了 InAs/GaSb 超晶格长波红外焦平面探测器的优秀前景。

3、为了降低来源于器件本身的噪声以继续降低噪声等效温差, 本文对器件

的低频噪声进行了分析。噪声功率谱测试结果显示 80 K 时, 当频率高于  $10^4$  Hz 时, 器件噪声主要来源于白噪声; 频率低于  $10^4$  Hz 时, 器件噪声主要来源于  $1/f$  噪声。利用 Hooge 模型, 对器件各个温度的低频噪声进行了拟合, 拟合结果显示, 对于偏压为 -0.05 V 的情况, 随着温度的升高, 器件的  $1/f$  噪声始终与产生复合电流相关的噪声有关。其噪声系数为  $7 \times 10^{-8}$ ; 而对于偏压为 -0.5 V 的情况, 器件的  $1/f$  噪声则表现为带间隧穿电流相关的噪声与产生复合电流相关的噪声之和, 二者的噪声系数分别为  $3.4 \times 10^{-14}$ 、 $2 \times 10^{-8}$ 。对焦平面器件低频噪声的研究将对我们有效抑制器件低频噪声以及降低器件噪声等效温差提供帮助。

**关键词:** InAs/GaSb 超晶格, 长波红外, 探测器, 噪声等效温差

## Abstract

Since the proposal in the 1990s, InAs/GaSb superlattices (SLs), with its flexible energy band tunability, long Auger recombination lifetime and big optical response, has shown its great potential in short-wavelength infrared (SWIR) detection, mid-wavelength infrared (MWIR) detection, long-wavelength infrared (LWIR) detection and very-long-wavelength infrared (VLWIR) detection. Especially the application in long-wavelength band has made it been a superior candidate for the third generation of high-performance LWIR focal plane arrays (FPAs). Noise equivalent temperature difference (NETD) as a parameter to show the temperature sensitivity of InAs/GaSb superlattice infrared detectors, has always been under great attention. It is defined as the temperature difference between the target and the background required to distinguish the target when the signal-to-noise ratio of the detector is 1, that is, the minimum temperature difference that the detector can detect.

With the improvement of application standard, people's demand for the temperature sensitivity of FPAs has reached mK-level. That is, the NETD of the detector must below 10 mK or even below 1 mK. To realize a InAs/GaSb superlattice IRFPA with ultra-low NETD, the following arrangements are made in this article:

1. According to the definition of NETD, we used MATLAB to calculate the relationship between NETD and target temperature, pixel area, detector's dark current level, detector's QE and the other related factors where the integrated time is limited and unlimited. The simulation determined the limit conditions for the ultra-low NETD and laid theoretical foundation for the subsequent research. Results shown that the NETD of FPA would lower than 5 mK at 77 K when the target temperature was 300 K,  $F\#$  was 1.5, integrated time was 1200  $\mu$ s, detector's dark current was lower than 3 nA, detector's QE was higher than 30% and the FPA's noise was only came from its shot noise.

2. We fabricated a detector array with a format of  $256 \times 8$  and pixel area of  $25 \times 25 \mu\text{m}^2$ . In order to obtain the parameters used in the FPAs' NETD fitting, a spectrum test, a blackbody response test with liquid nitrogen temperature, and a dark current test with varying temperature were carried out. The results shown that the total cut-off wavelength of the device was  $11.5 \mu\text{m}$ , the average quantum efficiency was about 30%, and the dark current was less than 3 nA at liquid nitrogen temperature. We interconnected the device with a readout circuit which has a capacitor with large charge-capacity through direct interconnection process to form a FPA. The substrate of the FPA was deeply thinned to improve the average quantum efficiency. The measured NETD was about 13 mK. By changing the shape of the cold screen window, the uniformity of FPA's response was improved, and the NETD was reduced to 11 mK. By building a test system with lower noise, the average NETD was only 7 mK finally, demonstrating the excellent prospects of InAs/GaSb SLs LWIR FPA detectors.

3. In order to further lower the NETD by reducing the noise from the device itself, we analyzed the low-frequency-noise of the device. The noise power spectrum test results shown that at 80 K, the device noise mainly came from white noise when the frequency was higher than  $10^4$  Hz and from  $1/f$  noise when the frequency was lower than  $10^4$  Hz. Using the Hooge model, the devices' low-frequency noise at each temperature was fitted. The fitting results shown that for the bias voltage of -0.05 V, as the temperature increases, the  $1/f$  noise of device was always related to the noise from generation-recombination current and the noise figure was  $7 \times 10^{-8}$ ; For the bias voltage of -0.5 V, the  $1/f$  noise of the device can be expressed as the sum of the noise related to tunneling current and the noise related to generation-recombination current. The noise coefficients are  $3.4 \times 10^{-14}$  and  $2 \times 10^{-8}$  respectively. The research on the low frequency noise of the FPA will help us to effectively suppress the low frequency noise and lower the NETD.

**Key words:** InAs/GaSb superlattices, long-wavelength infrared, detector, NETD

|                                         |     |
|-----------------------------------------|-----|
| 摘要.....                                 | I   |
| Abstract.....                           | III |
| 第一章 引言.....                             | 1   |
| 1.1 红外辐射与红外辐射探测器.....                   | 1   |
| 1.1.1 红外辐射.....                         | 1   |
| 1.1.2 红外辐射大气窗口.....                     | 1   |
| 1.1.3 红外探测与红外探测器分类.....                 | 3   |
| 1.2 InAs/GaSb 超晶格长波红外探测器.....           | 5   |
| 1.2.1 InAs/GaSb 超晶格原理.....              | 5   |
| 1.2.2 InAs/GaSb 超晶格材料的优缺点.....          | 6   |
| 1.2.3 InAs/GaSb 超晶格红外焦平面探测器在国内外的进展..... | 9   |
| 1.3 红外焦平面探测器的发展与挑战.....                 | 15  |
| 1.3.1 红外焦平面探测器的发展.....                  | 15  |
| 1.3.2 高温度灵敏度长波红外焦平面探测器.....             | 16  |
| 1.4 本论文研究内容安排.....                      | 16  |
| 第二章 材料生长、器件制备及其性能表征.....                | 19  |
| 2.1 材料生长及性能表征.....                      | 19  |
| 2.1.1 能带设计.....                         | 19  |
| 2.1.2 MBE 生长技术.....                     | 19  |
| 2.1.3 高分辨率 X 射线衍射测试.....                | 21  |
| 2.1.4 原子力显微镜测试.....                     | 22  |
| 2.1.5 扫描电子显微镜测试.....                    | 23  |
| 2.2 器件制备工艺的研究.....                      | 24  |
| 2.3 器件光电性能指标及表征测试方法.....                | 28  |
| 2.3.1 暗电流测试.....                        | 28  |
| 2.3.2 黑体响应测试.....                       | 30  |
| 2.3.3 光谱测试.....                         | 31  |
| 2.4 本实验中所用 256×8 线列焦平面性能.....           | 33  |
| 2.5 本章小结.....                           | 36  |

|                                 |    |
|---------------------------------|----|
| 第三章 焦平面器件 NETD 影响参数分析.....      | 39 |
| 3.1 焦平面探测器的工作原理.....            | 39 |
| 3.2 焦平面测试系统及性能表征参数.....         | 41 |
| 3.3 焦平面 NETD 影响因素分析.....        | 43 |
| 3.3.1.不同目标温度下计算得到的 NETD.....    | 44 |
| 3.3.2 积分时间对 NETD 的影响.....       | 45 |
| 3.3.3 探测器像元面积大小对于 NETD 的影响..... | 46 |
| 3.3.4 量子效率对 NETD 的影响.....       | 47 |
| 3.3.5 暗电流大小对于 NETD 的影响.....     | 49 |
| 3.3.6 注入效率对 NETD 的影响.....       | 50 |
| 3.3.7 探测器工作温度对于 NETD 的影响.....   | 51 |
| 3.4 本章小结.....                   | 52 |
| 第四章 高温高灵敏度焦平面器件制备与测试分析.....     | 53 |
| 4.1 实验介绍.....                   | 53 |
| 4.2 间接互连焦平面测试数据分析.....          | 54 |
| 4.2.1 间接互连焦平面器件暗响应测试.....       | 54 |
| 4.2.2 间接互连焦平面器件光响应分析.....       | 56 |
| 4.2.3 滤波片对于器件性能影响.....          | 57 |
| 4.3 直接互连焦平面测试数据分析.....          | 58 |
| 4.3.1 器件性能稳定性测试结果.....          | 58 |
| 4.3.2 窗口形状对响应均匀性的影响.....        | 59 |
| 4.3.3 变积分时间性能测试及结果拟合.....       | 60 |
| 4.4 辐照效应.....                   | 62 |
| 4.4.2 辐照试验说明.....               | 63 |
| 4.4.3 单元器件测试结果分析.....           | 65 |
| 4.4.4 焦平面器件测试结果分析.....          | 67 |
| 4.5 本章小结.....                   | 69 |
| 第五章 焦平面低频噪声分析.....              | 71 |
| 5.1 焦平面噪声来源分析.....              | 71 |
| 5.2 暗电流拟合.....                  | 73 |

|                                       |           |
|---------------------------------------|-----------|
| 5.3 低频噪声拟合 .....                      | 76        |
| 5.4 本章小结 .....                        | 77        |
| <b>第六章 总结与展望 .....</b>                | <b>79</b> |
| 6.1 工作总结 .....                        | 79        |
| 6.2 工作中存在的不足及对未来工作的展望 .....           | 81        |
| 6.2.1 工作中的不足 .....                    | 81        |
| 6.2.2 未来工作的展望 .....                   | 81        |
| <b>附录 .....</b>                       | <b>83</b> |
| 附录 1. 基于 MATLAB 的圆形窗口等效 F 数计算程序 ..... | 83        |
| 附录 2. 基于 MATLAB 的测试数据分析程序 .....       | 84        |
| 附录 3. 基于 MATLAB 的 NETD 计算程序 .....     | 88        |
| <b>参考文献 .....</b>                     | <b>89</b> |
| <b>致 谢 .....</b>                      | <b>98</b> |
| <b>作者简介及在学期间发表的学术论文与研究成果 .....</b>    | <b>99</b> |

## 第一章 引言

### 1.1 红外辐射与红外辐射探测器

#### 1.1.1 红外辐射

1800 年, 英国科学家威廉赫歇尔利用三棱镜使得太阳光发生色散, 随后他对各个光照区域进行温度测试。测试结果表明, 靠近红色光外侧的部分, 温度上升的最快, 因此他断定红色光外侧一定存在人眼看不见的辐射光线。他将此类光线命名为红外线, 从此红外光开始被载入现代科学史册<sup>[1]</sup>。

红外辐射是电磁辐射谱段中重要的组成部分, 如图所示, 其波长范围为  $0.76\ \mu\text{m}$  到  $1\text{mm}$ , 介于可见光以及微波之间。根据其波长范围的不同, 又将其细分为  $0.7\ \mu\text{m}\sim 1.1\ \mu\text{m}$  的近红外 (Near Infrared, NIR)、 $1.1\ \mu\text{m}\sim 3\ \mu\text{m}$  的短波红外 (Short-Wavelength Infrared, SWIR)、 $3\ \mu\text{m}\sim 8\ \mu\text{m}$  的中波红外 (Mid-Wavelength Infrared, MWIR)、 $8\ \mu\text{m}\sim 12\ \mu\text{m}$  的长波红外 (Long-Wavelength Infrared, LWIR),  $12\ \mu\text{m}\sim 25\ \mu\text{m}$  的甚长波红外 (Very-Long-Wavelength Infrared, VLWIR) 以及  $25\ \mu\text{m}\sim 1\text{mm}$  的远红外 (Far Infrared, FIR)<sup>[2]</sup>。

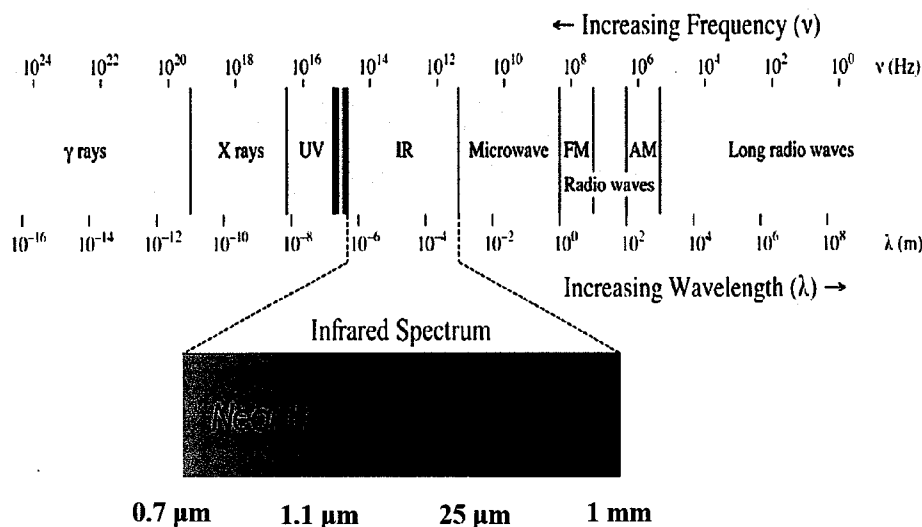


图 1.1 电磁辐射频谱与红外辐射谱<sup>[3]</sup>

Figure 1.1 Electromagnetic wavespectrum and infrared band

#### 1.1.2 红外辐射大气窗口

红外光的光谱信息非常丰富, 然而由于大气中  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_3$ ,  $\text{CH}_4$  等

气体以及各种悬浮颗粒的吸收、散射、反射，能透过大气层被人类利用的红外光仅仅是其中的一小部分，这部分红外光的波段范围被称为大气窗口<sup>[4]</sup>。如图 1.2 所示。

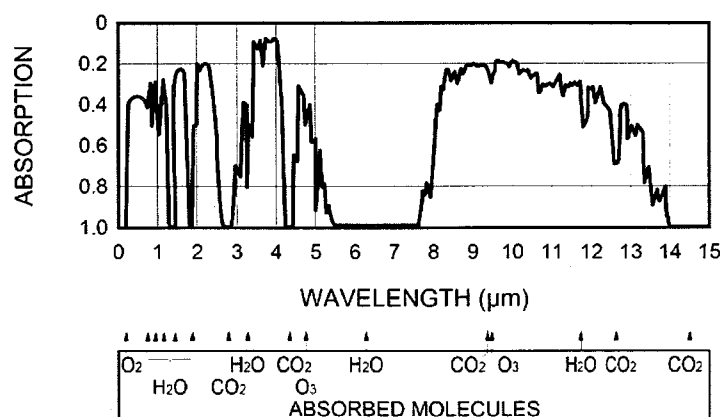


图 1.2 海平面大气对太阳光的吸收<sup>[4]</sup>

Figure 1.2 Atmospheric absorption of sun light on sea surface



图 1.3 短波红外相机对人体手臂以及手腕的透射光成像<sup>[5]</sup>

Figure 1.3 SWIR camera images for human Arm and wrist

大气窗口主要分为三个波段： $1\ \mu\text{m}\sim 3\ \mu\text{m}$  波段， $3\ \mu\text{m}\sim 5\ \mu\text{m}$  波段以及  $8\ \mu\text{m}\sim 14\ \mu\text{m}$  波段。

$1\ \mu\text{m}\sim 3\ \mu\text{m}$  波段被称为短波红外窗口，其透过率约为 80% 左右。该波段常被用于伪装识别、深空探测、地质勘探、海洋环境监测，火灾救援、以及水分含量较大的植物，农作物监测等。近年来，短波红外探测器技术与医学相结合，被用

于探测病人的血管脉络<sup>[5-7]</sup>。如图 1.3 所示,左图为 NIR/SWIR 红外摄像机拍摄的人体手臂成像,可以清楚地看到血管分布,右图则为手腕处的透射光谱图,骨骼等物质在短波红外波段透过率较高。除此之外,由于高温物体的红外辐射在此波段内较为强烈,因此短波红外探测技术也被用于飞机尾焰追踪,舰艇发动机探测等领域<sup>[8-10]</sup>。

3  $\mu\text{m}$ ~5  $\mu\text{m}$  波段被称为中波红外窗口,其透过率约为 60%~70%,由于相同条件下,中波红外相机的光学孔径相对较小,重量较轻,因此在民用便携式设备中应用较广。中波红外探测常见的应用主要包含气体的成分检测以及液体的成分检测<sup>[11]</sup>。利用双光频梳等技术手段,通常可以获得比短波红外探测技术更高的灵敏度<sup>[12]</sup>。除此之外,利用中波红外还能实现远距离自由空间光通信,与传统光缆相比,自由空间光通信具有更加安全的特点<sup>[13-15]</sup>。

8  $\mu\text{m}$ ~14  $\mu\text{m}$  波段被称为长波红外窗口,其综合透过率约为 80%左右。由于人体温度 300 K (27°C) 的条件下,自身热辐射的峰值所在的波长为 10 微米左右,因此这一波段也被称为热红外窗口,常用于夜间成像等。此外,由于长波红外对于烟雾,灰尘等具有很强的透过性,因此也常常被用于火灾救援等特殊事件当中。

大气窗口对于航空航天领域有着重要的意义,常见红外仪器的工作波段一般都在大气窗口的波段范围之内。

### 1.1.3 红外探测与红外探测器分类

由于红外光不能被肉眼所见,因此,要解读上述的红外辐射信号蕴藏的内在信息,就要用到红外探测技术。2003 年,美伊战争中,美军凭借其先进的红外探测技术,完全地获得了夜间作战的主动权,这使得红外探测技术在军事上的应用备受瞩目。不仅如此,21 世纪以来,世界范围内多次流感爆发带来的体温测量需求,使得红外探测技术在民用领域的应用也得到了极大地普及。

所谓红外探测技术就是指将红外辐射转化成可以测量的其他信号(如电学信号等)的技术,其中红外探测器是红外探测技术的核心<sup>[16]</sup>。

根据是否具备红外光源,将红外探测器分为主动型红外探测器和被动型红外探测器。主动型红外探测器需要自带人工光源,主要利用目标反射回来的红外光进行探测。被动型红外探测器则主要利用目标本身辐射的红外光进行探测,因此具有隐蔽性好的特点。

根据红外探测器工作的原理不同,我们将红外探测器分为热敏型红外探测器 (thermal infrared detectors), 光子探测型红外探测器 (photon infrared detectors)<sup>[17]</sup>。热敏型红外探测器主要利用的是红外辐射的热效应,即通过材料温度变化来探测红外辐射<sup>[18]</sup>。光子探测型红外探测器则主要利用红外辐射的光电效应,即材料吸收的光子能量大于材料禁带宽度时,材料中价带电子就会发生跃迁,进入导带,使得材料中可以自由流动的载流子数目发生变化。光子探测型红外探测器又可以细分为光电导型红外探测器以及光伏型红外探测器两类。前者通过测量材料载流子数目变化引起的电导率变化来探测红外辐射,因此只需要一种材料即可。后者则需要两种极性相反的材料构成 PN 结,当 PN 结内产生光生载流子后,通过在 PN 结两端施加偏压使得光生载流子产生定向移动,从而形成光电流,通过测量光电流的大小才能实现对红外辐射的探测。本文研究的主要是光伏型红外探测器。

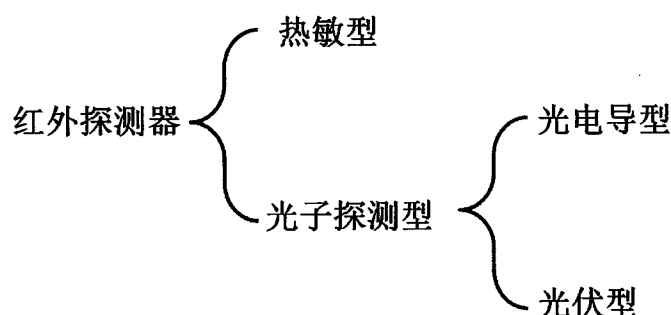


图 1.4 红外探测器的分类

Figure 1.4 Classification of infrared detectors

根据红外探测器的响应波段,将红外探测器分为近红外探测器、短波红外探测器、中波红外探测器、长波红外探测器以及甚长波红外探测器。各种红外探测材料的响应波段如图 1.5 所示<sup>[19]</sup>。其中,常见的短波红外探测材料主要有 InGaAs, 中波红外探测材料主要有 InAs, InGaAs, GaAs/AlGaAs 量子阱, 长波红外探测材料则主要有 HgCdTe, InAs/GaSb 超晶格, InAs/InAsSb 超晶格。

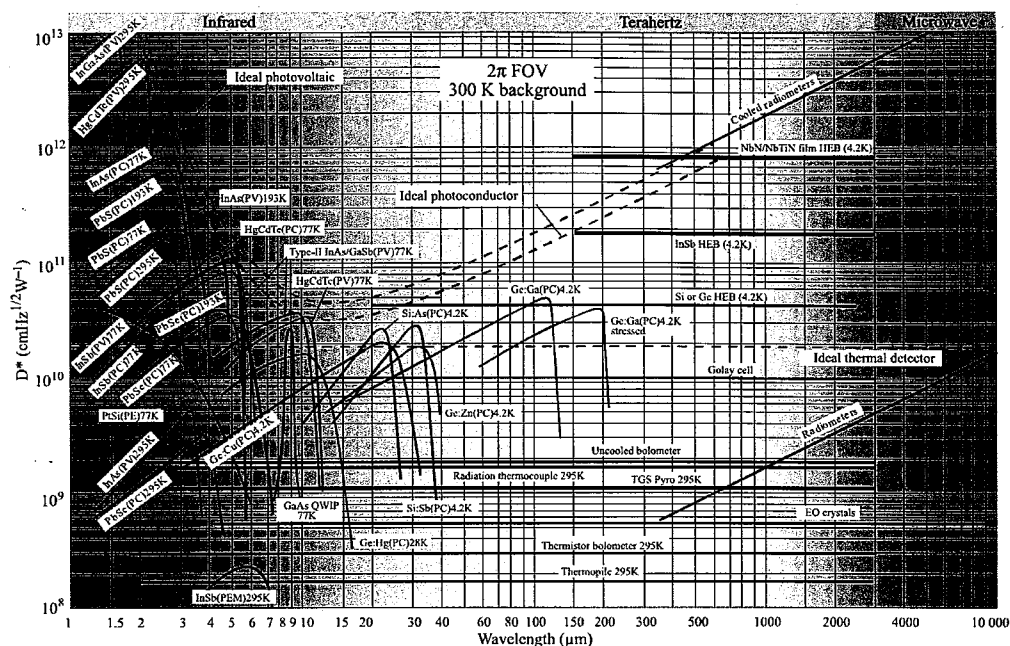
图 1.5 各种材料的响应波段示意图<sup>[19]</sup>

Figure 1.5 Response wavelength range of different kinds of materials

## 1.2 InAs/GaSb 超晶格长波红外探测器

### 1.2.1 InAs/GaSb 超晶格原理

20 世纪 70 年代<sup>[20]</sup>, Esaki.L 和 Tsu.R 等人首次提出了超晶格 (Superlattices, SLs)的概念。所谓超晶格,就是将两种材料交替生长,每种材料的厚度控制在 100 nm 以下,以此来人为构造出一种类晶体的周期性结构。超晶格材料按照异质结中能带结构分为 I 类超晶格、II 类超晶格。如图 1.6 所示,在 II 类超晶格结构中,电子与空穴被束缚在不同的材料当中。

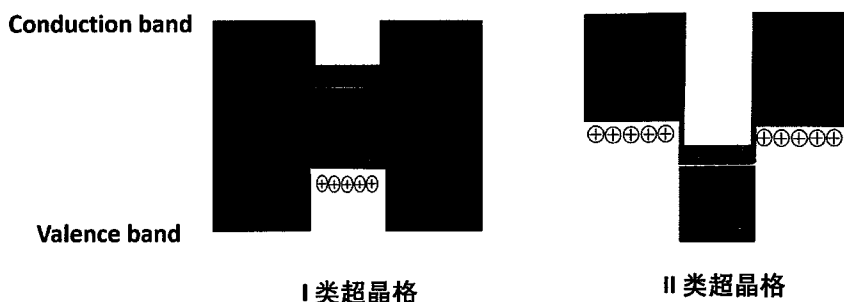


图 1.6 不同种类超晶格能带位置示意图

Figure 1.6 Energy band structure of different types Superlattice

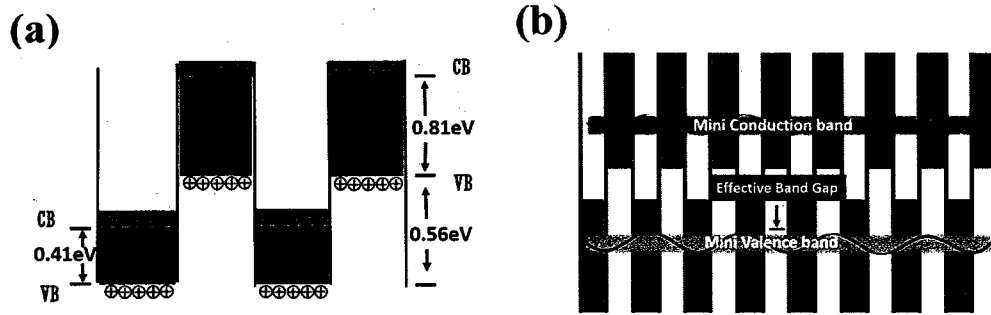


图 1.7 InAs/GaSb 超晶格材料能带结构示意图

Figure 1.7 Energy band structure of InAs/GaSb superlattice

上世纪 80 年代<sup>[21]</sup>, Smith 和 Mailhiet 首次提出使用晶格常数为 6.0584 Å 的 InAs 材料和晶格常数为 6.0959 Å 的 GaSb 材料构建超晶格并应用于红外探测。图 1.7 是 InAs/GaSb 超晶格材料的能带结构示意图。如图 1.7(a)所示, 室温下, InAs、GaSb 体材料的禁带宽度分别为 0.41 eV 和 0.81 eV, InAs 材料的价带与 GaSb 材料的价带距离 0.56 eV。当每层异质材料足够厚时, 超晶格材料的性质与量子阱相似, 电子被局域在 InAs 层中, 空穴被局域在 GaSb 层中。

如图 1.7(b)所示, 当每层材料厚度逐渐减小时, 势阱对电子和空穴的局域能力逐渐变弱, 使得相邻 InAs 层中的电子波函数发生耦合, 产生导带微带, 相邻 GaSb 层中的空穴波函数发生耦合, 产生价带微带。另外由量子力学中一维方势阱求解结果可知, 势阱材料厚度越薄, 处于势阱中的电子能级越高。因此, 随着材料厚度逐渐减小的同时, InAs 层中导带微带的位置逐渐上移, 并最终高于 GaSb 层中的价带位置, 使得 InAs/GaSb 超晶格材料成为半导体材料, 其有效禁带宽度为两微带之间的能量之差。

### 1.2.2 InAs/GaSb 超晶格材料的优缺点

InAs/GaSb 超晶格材料导带微带最低点与价带微带最高点的动量坐标均为零, 因此, 它是一种直接带隙半导体材料。相对于间接带隙的红外探测材料, 超晶格材料对光子的吸收不需要声子的参与, 因此, 其量子效率也就更高。不同于  $\text{InGa}_x\text{As}_{1-x}$ ,  $\text{HgCd}_x\text{Te}_{1-x}$  等材料通过调节组分来控制截止波长的方式, 超晶格材料可以通过调节材料厚度来调节材料的有效禁带宽度, 并以此来实现对波长为 3  $\mu\text{m}$ ~30  $\mu\text{m}$  红外光的响应<sup>[22]</sup>。实验表明, 当超晶格周期厚度为 150 Å 时, 导带微带底部与价带微带的顶部刚好重合, 此时超晶格材料的有效禁带宽度为 0 eV, 超

晶格材料与半金属材料类似<sup>[23]</sup>。不仅如此,即使同一禁带宽度,超晶格也可以通过使用不同的材料厚度组合来使之得以实现。比如通过增加 InAs 层厚度使导带微带的底部下移的同时,减小 GaSb 层厚度,使得价带微带的顶部也下移相同的能量,此番操作之后,尽管最终得到的超晶格材料禁带宽度相同,但它的导带、价带位置已经发生了根本的改变,其光学、电学性质也将与前者迥然不同。这种灵活可调的能带工程(Engineering ability of energy band)使得带间级联等对于能带位置要求极高的能带结构的实现成为可能<sup>[24-27]</sup>。

实际操作中,由于电子和空穴的有效质量不同,通过控制厚度调节超晶格材料导带微带与价带微带的难易程度也不尽相同。当 GaSb 层厚度大于 5 个原子层(Mono Layers, ML)时,将基本失去对空穴微带位置的调节能力。然而 GaSb 层还能通过改变厚度影响 InAs 层中电子波函数之间的耦合程度,从而影响电子的微带能级,并最终改变超晶格材料的禁带宽度。当 GaSb 层厚度减小时,电子波函数由于势垒变薄开始重叠,单个能级分裂成微能带,使得最低的导带能级更低,更接近价带,此时禁带宽度也就会变得更小<sup>[28]</sup>。

半导体中载流子的复合机制主要有三种,即辐射复合(radiative recombination)、俄歇复合(Auger recombination)以及 SRH 复合(Shockley-Read-Hall recombination),三种复合机制具有不同的温度特性,因此通过变温少子寿命测试以及相关拟合可以提取出各个复合机制在半导体材料中所占的份额<sup>[29]</sup>。所谓俄歇复合是指,导带电子与价带空穴复合,将多余的能量和动量传给另一个电子(或空穴),使之跃迁到能量更高的能级状态,跃迁的电子(或空穴)最终会弛豫到原有能级,多余能量通过热能形式释放而不发射光子。俄歇复合的发生必须同时满足动量守恒和能量守恒两个条件。如图 1.8 所示<sup>[30]</sup>,对于图(b)中所示的 P 型 InAs/ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$  超晶格材料, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$  中的应力使得轻重空穴带发生较大分离,此时满足能量守恒条件的这一限制就会阻止价带顶的空穴与导带底的电子发生俄歇复合。即使能同时满足动量守恒和能量守恒这一条件,由于涉及的空穴 2 所处的区域距离布里渊区中心较远,载流子数目较少,因此俄歇复合概率也小得多。反观图(a)中的 P 型  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  材料,因为没有轻重空穴带的分离,所有参与俄歇复合的空穴均处于布里渊区中心附近,因此发生俄歇复合的概率也就更大;对于图(d)所示的 n 型 InAs/ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$  超晶格材料, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$  电子势垒厚度

逐渐增加, 会使得相邻 InAs 电子势阱中电子的相互作用减弱, 电子 E-K 关系发生变化, 有效质量增大, 最终导致在导带微带 C 上找不到一个终态同时满足动量守恒和能量守恒(如图 d 中“?”所示情形)。即使可以找到, HH<sub>1</sub> 上满足条件的空穴所处的区域距离布里渊区中心也较远, 载流子数目较少, 因此俄歇复合发生的概率也比较低。综上所述, 通过能带工程能大大降低 InAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>Sb 超晶格材料的俄歇复合概率, 理论上使得超晶格拥有更长的俄歇寿命<sup>[31]</sup>。

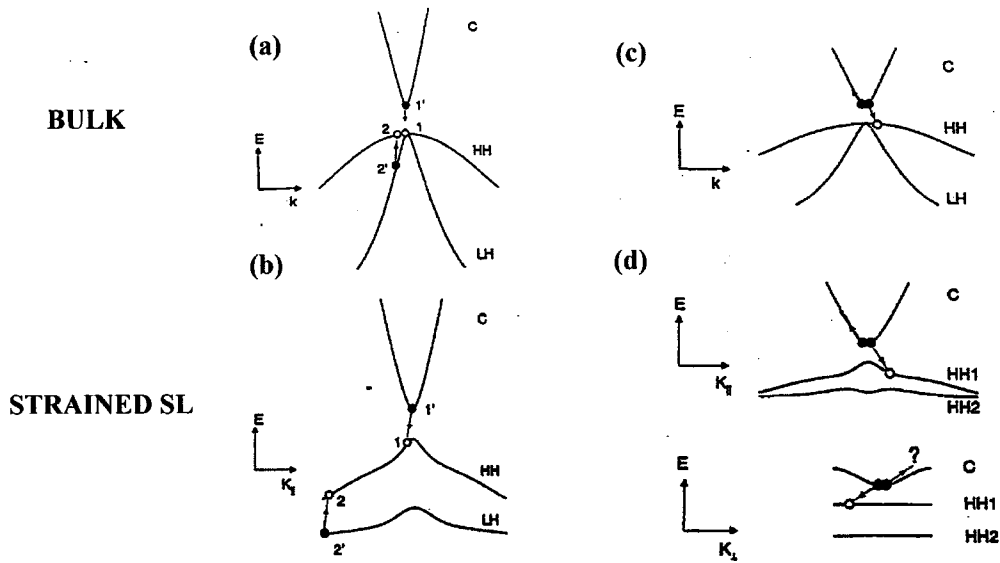


图 1.8 (a),(c) Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te 材料与(b),(d) InAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>Sb 超晶格材料俄歇复合过程示意图<sup>[30]</sup>

Figure 1.8 Schematic diagram of Auger recombination transitions in Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te (a), (c) and InAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>Sb superlattices(b), (d)

除上述优点之外, 相比于其他常见的红外探测器, InAs/GaSb 超晶格材料不管从材料制备还是材料本身都具备很多天然优势。首先 InAs/GaSb 超晶格材料是 III-V 族半导体, 它的生长可以基于 III-V 族半导体的生长技术, 这使得 InAs/GaSb 超晶格材料缺陷少, 更加稳定<sup>[32]</sup>, 制备得到的焦平面, 像元均匀性好, 稳定性高; 相比于量子阱材料, 超晶格材料能对垂直入射的光也有较强的吸收, 再加上超晶格材料的生长厚度可以扩展到 1000 周期以上, 因此能具有相对较高的量子效率<sup>[33]</sup>。2009 年美国西北大学报道了 81 K 测试温度下, InAs/GaSb 超晶格长波焦平面的电学性能在 300 K 背景下达到背景限, 其量子效率高达 74%<sup>[34]</sup>; 超晶格材料载流子的有效质量不依赖于截止波长, 相比于碲镉汞材料, InAs/GaSb

超晶格材料有较大电子有效质量，能有效降低器件隧穿电流，提高探测率

然而超晶格材料也有其缺点，单纯地的 InAs, InAs<sub>0.8</sub>Sb<sub>0.2</sub> 材料，他们的少子寿命分别为 325 ns 和 250 ns，都远远大于 GaSb 材料的 100 ns，研究表明正是与 GaSb 材料有关材料缺陷使得 InAs/Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>Sb 超晶格材料的少子寿命短于 InAs/InAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub><sup>[35]</sup>。较短的少子寿命将不利于光生载流子的输运以及器件量子效率的提高。针对这一点，2005 年杨瑞青教授提出的带间级联探测器结构，通过将光子的吸收方式改为多级吸收，大大降低了器件对少子扩散长度的要求，提高了器件的探测率<sup>[36]</sup>。

### 1.2.3 InAs/GaSb 超晶格红外焦平面探测器在国内外的进展

1994 年<sup>[37]</sup>，Yang M.J. 和 Bennett B.R. 首次报道了第一个真正意义上的 InAs/GaSb 超晶格红外探测器，自此各个国家的企业、部队、研究所、大学等都争相开始了对 InAs/GaSb 超晶格红外探测器的研究，并取得了诸多成果。其中主要的机构有美国西北大学的量子器件中心 (Center for Quantum Devices, CQD)<sup>[38]</sup>、以色列的 SCD 公司<sup>[39]</sup>、美国的喷气动力实验室 (Jet Propulsion Laboratory, JPL)<sup>[40-41]</sup>、美国的海军实验室、QmagiQ (Quantum Imaging) 公司、雷神(Raytheon)公司，德国的 Fraunhofer 应用固体物理研究所(Fraunhofer Institute for Applied Solid State Physics, IAF)<sup>[42]</sup>、瑞典的 IRnova 公司<sup>[43]</sup>以及日本的 JAXA (Japan Aerospace Exploration Agency)<sup>[44]</sup>等。

美国西北大学量子器件中心的 Razeghi. M 等人于 2003 年在国际上首次报道了面阵规模为 256×256、50%截止波长为 8 μm 的 InAs/GaSb 超晶格红外焦平面探测器。该探测器采用 BCl<sub>3</sub> 基干法刻蚀技术，并辅以传统的 SiO<sub>2</sub> 等离子体增强化学气相沉积(Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition, PECVD)钝化技术、背减薄技术(backside thinning process)、倒装焊技术(flip-chip bonding technology)。台面面积为 30×30 μm<sup>2</sup>，像元面积为 25×25 μm<sup>2</sup>，衬底减薄至 10 μm，峰值电流响应为 2~3 A/W，量子效率约为 40%~50%，峰值探测率达到 2~3×10<sup>11</sup> cm·Hz<sup>1/2</sup>/W，噪声等效温差为 0.1~0.3 K<sup>[45]</sup>。尽管此次成像效果总体来说并不理想，但它迈出了 InAs/GaSb 超晶格红外焦平面探测器由理论走向实物的第一步，展示了超晶格材料在红外探测中广阔的应用前景。图 1.9 为液氮温度下该探测器的成像结果。

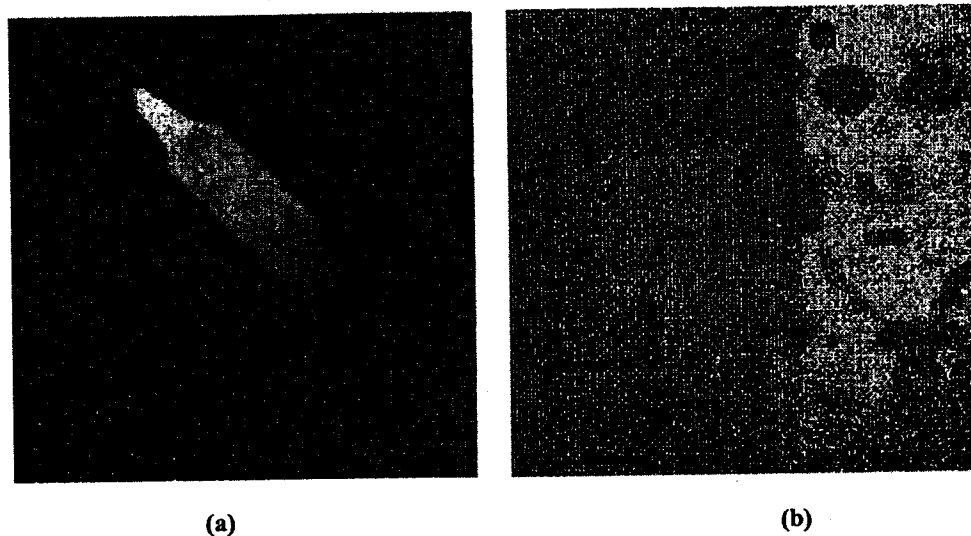


图 1.9 液氮温度下西北大学 256×256 红外焦平面成像结果<sup>[45]</sup>

Figure 1.9 Imaging result of 256×256 infrared FPA at liquid nitrogen temperature in Northwestern University

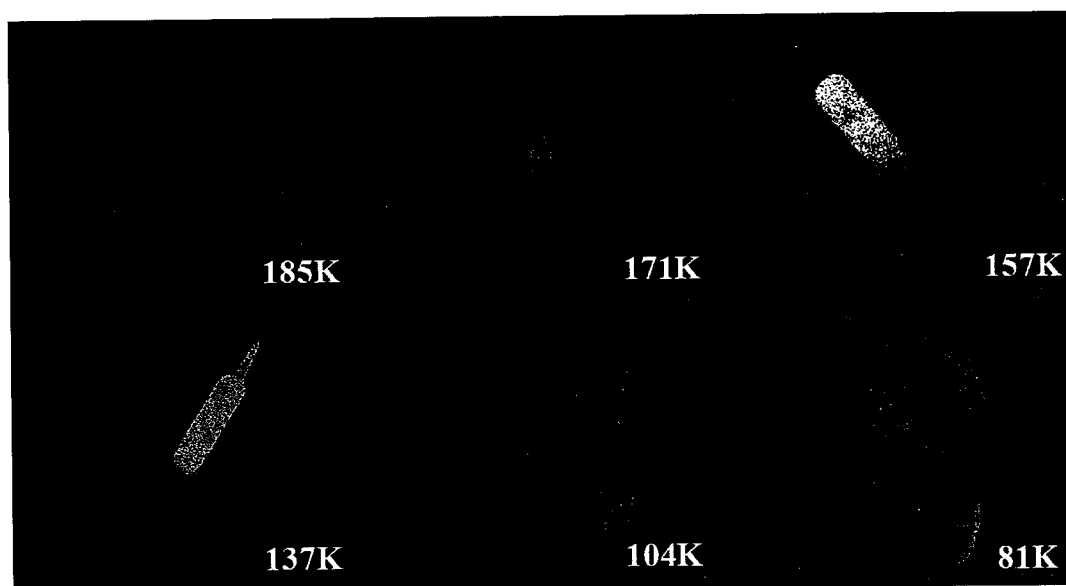


图 1.10 西北大学报道的 320×256 红外焦平面 81 K~185 K 的成像结果<sup>[46]</sup>

Figure 1.10 Imaging result of 320×256 infrared FPA at 81K to 185 K in Northwestern University

在这之后，西北大学的 Pierree-Yves Delaunay 等人于 2007 年报道了全截止波长为 12  $\mu\text{m}$ ，面阵规模为 320×256 的 InAs/GaSb 超晶格红外焦平面探测器，该探

测器在 81 K 至 185 K 温度下均能实现较为清晰的热成像。液氮温度下,量子效率为 54%,有效像元率为 96.8%,平均噪声等效温差为 340 mK。图 1.10 为 81 K 至 185 K 温度下该焦平面探测器对电烙铁以及人脸的成像结果<sup>[46]</sup>。

2010 年, Paritosh Manurkar 等人报道了面阵规模为  $1\text{K}\times 1\text{K}$  的百万像素级 GaSb 基 InAs/GaSb 超晶格红外焦平面探测器。其 50%截止波长为  $11\text{ }\mu\text{m}$ , 81 K 和 68 K 测量温度下,其暗电流密度分别为  $3.3\times 10^{-4}\text{ A/cm}^2$  以及  $5.1\times 10^{-5}\text{ A/cm}^2$ 。F#为 4,积分时间为 0.13 ms 的测试条件下,噪声等效温差分别为 23.6 mK (@-25 mV 偏压)以及 22.5 mK (@-9 mV 偏压)。图 1.11(a), (b)分别为 81 K 及 68 K 温度下该焦平面探测器的成像结果<sup>[47]</sup>。

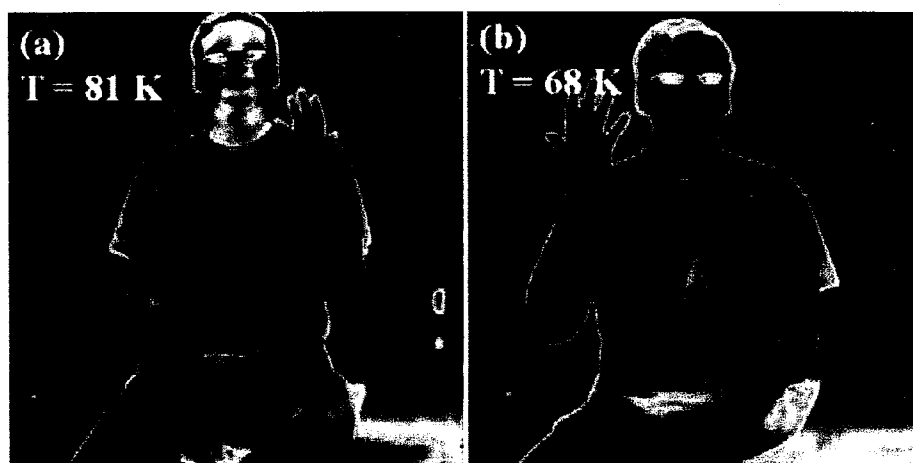


图 1.11 西北大学报道的  $1\text{K}\times 1\text{K}$  红外焦平面在 81 K 和 68 K 测试温度下的成像结果<sup>[47]</sup>

Figure 1.11 Imaging of  $1\text{K}\times 1\text{K}$  infrared FPA at 81 K and 68 K in Northwestern University

2012 年,西北大学报道了基于 MBE 材料生长体系生长的 GaSb 基  $640\times 512$  InAs/GaSb 超晶格双色红外焦平面探测器。其全截止波长分别为  $9.5\text{ }\mu\text{m}$  (蓝色通道)以及  $13\text{ }\mu\text{m}$  (红色通道),两个通道的峰值探测器率分别得到于  $7.9\text{ }\mu\text{m}$  处的  $5.05\times 10^{11}\text{ cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}/\text{W}$  以及  $10.2\text{ }\mu\text{m}$  处的  $1.02\times 10^{11}\text{ cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ 。该探测器使用了 M 型势垒结构,77 K 温度下,两通道暗电流密度分别低至  $4.7\times 10^{-5}\text{ A/cm}^2$  (@-50mV) 和  $6.5\times 10^{-4}\text{ A/cm}^2$  (@150mV)。在 F#为 4,积分时间为 0.51 ms (蓝色通道)和 0.2 ms(红色通道)的测试条件下,最小噪声等效温差分别为 15 mK 及 20 mK。图 1.12 为 77 K 温度下该焦平面探测器不同通道的人脸成像结果<sup>[48]</sup>。



图 1.12 西北大学 640×512 双色红外焦平面 77K 温度下人脸成像结果<sup>[48]</sup>

Figure 1.12 Imaging result of 640×512 dual-band infrared FPA at 77K in Northwestern University

除了西北大学发展迅猛外,其他几家研究机构亦有相当的研究成果。以色列的 SCD 公司于 2015 年运用 XBp 结构制备了面阵规模为 640×512 的 InAs/GaSb 超晶格长波红外焦平面探测器。该焦平面像元尺寸为 15  $\mu\text{m}$ ,截止波长为 9.5  $\mu\text{m}$ ,有效像元率大于 99%,NETD 低至 13 mK,在液氮温度下实现了背景限探测性能<sup>[49]</sup>。

美国的 QmagiQ 公司于 2012 年报道了面阵规模为 1024×1024 的 InAs/GaSb 超晶格长波红外焦平面探测器。该焦平面像元尺寸为 18  $\mu\text{m}$ ,50% 截止波长为 9.5  $\mu\text{m}$ ,液氮温度测试条件下,其量子效率高达 50%,有效像元率为 95%。F#为 4 时 NETD 为 30 mK<sup>[50]</sup>。

德国的 Fraunhofer 研究所与 AIM 公司于 2005 年共同研制了面阵规模为 256×256 的 InAs/GaSb 超晶格红外焦平面探测器。该探测器响应波段为 3~5  $\mu\text{m}$ 。测试温度为 77 K 的测试条件下,探测率达到  $10^{13} \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ ,量子效率超过 30%。当 F#为 2、积分时间为 5 ms 时,噪声等效温差为 11.1 mK<sup>[51]</sup>。

在 Vista 项目的支持下,美国修斯研究实验室(Hughes Research Laboratories, HRL) 的 H. Sharifi 等人于 2017 年成功制备了面阵规模为 2K×2K 的 InAs/GaSb 超晶格红外焦平面探测器,其像元面积仅为 10×10  $\mu\text{m}^2$ 。在 150 K 测试温度下,截止波长为 5.11  $\mu\text{m}$ ,其暗电流密度仅为  $3 \times 10^{-5} \text{ A/cm}^2$ ,当截止波长为 4.6  $\mu\text{m}$  时,其暗电流密度甚至低至  $2.2 \times 10^{-6} \text{ A/cm}^2$ 。焦平面量子效率大于 60%,在 F#为 3.9

的测试条件下, 噪声等效温差分别为 22 mK (@120 K) 和 30 mK (@150 K)<sup>[52]</sup>。图 1.13 为其在 120 K 及 150 K 下的成像结果。

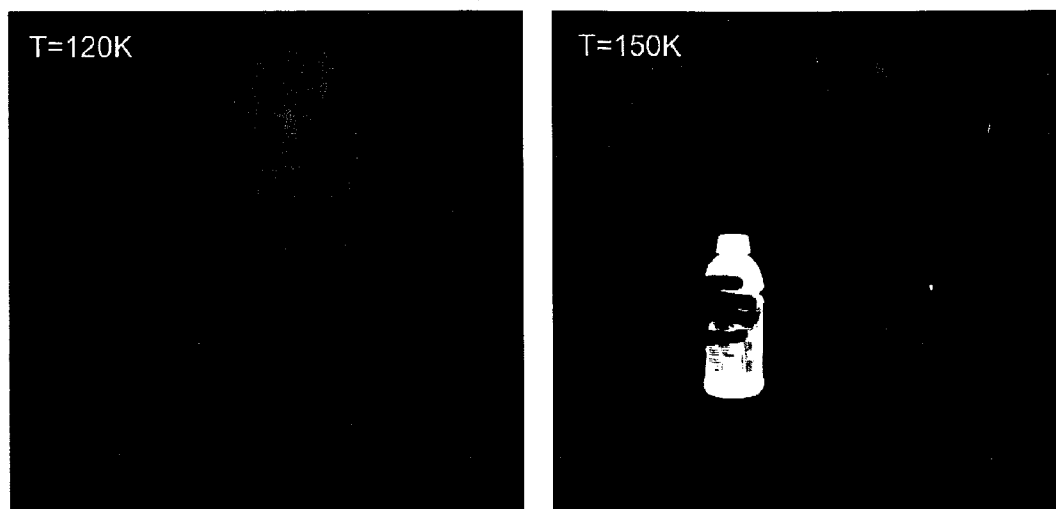


图 1.13 10  $\mu\text{m}$  中心距 2K $\times$ 2K 红外焦平面在 120 K 及 150 K 温度下的成像<sup>[52]</sup>

Figure 1.13 Imaging results of 2K $\times$ 2K/10  $\mu\text{m}$  infrared FPA at 120 K and 150 K

除了上述的焦平面探测器成果之外, 美国罗克韦尔柯林斯公司(Rockwell Scientific Company, RSC)已经开始研制编号为 HAWA II-4GR 系列的读出电路芯片, 该系列芯片规模为 4K $\times$ 4K 甚至更大, 预计将应用于之后的 InAs/GaSb 超晶格红外焦平面的制备当中<sup>[53]</sup>。不难看出, 未来 InAs/GaSb 超晶格必定在红外探测的舞台上发挥更巨大的作用。

近年来, 国内关于 InAs/GaSb 超晶格红外探测器的研究也取得了诸多喜人的进展。研究单位主要为包含中国科学院上海技术物理研究所(Shanghai Institute of Technical Physics, SITP 以下简称技物所)、昆明物理研究所、中国科学院半导体研究所(Institute of Semiconductors)<sup>[54]</sup>、武汉高德红外(Guide Infrared)<sup>[55-56]</sup>在内的研究所、大学、企业等等。

技物所于 2009 年开始从事 InAs/GaSb 超晶格红外探测器的研究。2012 年在国内首次报道了规格为 128 $\times$ 128 的中波红外焦平面探测器, 77 K 温度下, 其 50% 截止波长为 5  $\mu\text{m}$ , NETD 为 33 mK<sup>[57]</sup>。2014 年, 技物所突破了长波红外焦平面制备的各项关键技术, 并首次在国内报道了规格为 320 $\times$ 256 的长波焦平面探测器, 其全截止波长为 10.5  $\mu\text{m}$ , 响应不均匀性为 6.2%<sup>[58]</sup>。2020 年, 技物所又报道了规格为 640 $\times$ 512 的长波红外焦平面探测器。其全截止波长约为 14  $\mu\text{m}$ , 液氮温

度下，暗电流密度低至  $1.3 \times 10^{-5} \text{ A/cm}^2$ 。测试温度为 60 K，F#为 2，积分时为 0.25 ms 时，噪声等效温差为 17.2 mK<sup>[59]</sup>。2018 年，技物所在国际分子束外延会议上报道了国内第一只像元规模为 1K×1K 的百万像素级 InAs/GaSb 超晶格长波红外焦平面探测器，该焦平面探测器全截止波长为 10  $\mu\text{m}$ 。在此基础上，技物所又将探测器暗电流密度降低至  $1.4 \times 10^{-6} \text{ A/cm}^2$ 。在 82 K 及 70 K 测试温度下，F#为 2，积分时间为 0.12 ms 的测试条加下，测得 NETD 分别为 37.4 mK 和 31.9 mK。图 1.14(a)为器件实物，(b)为器件液氮温度成像结果<sup>[60]</sup>。

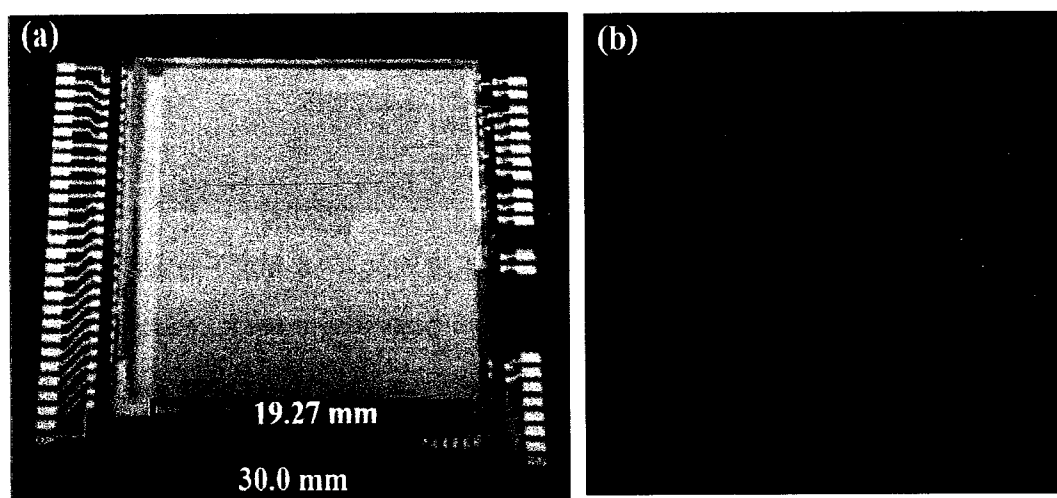


图 1.14 上海技术物理研究所 1K×1K 红外焦平面器件实物以及人脸成像<sup>[60]</sup>

Figure 1.14 Device and imaging result of 1K ×1K infrared FPA in SITP

## 1.3 红外焦平面探测器的发展与挑战

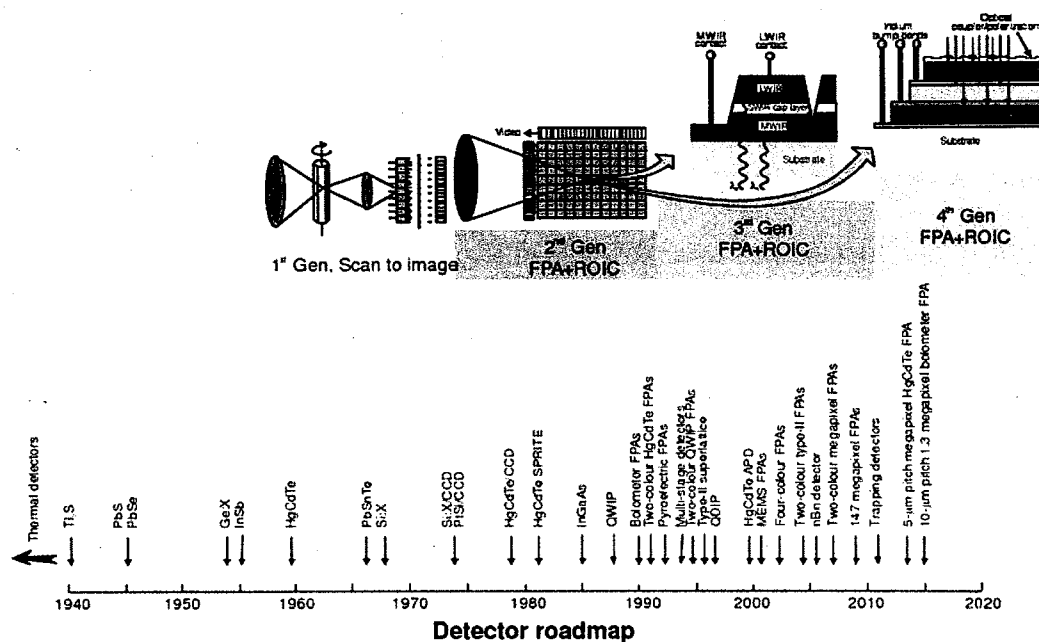
图 1.15 红外焦平面探测器的发展历程<sup>[61]</sup>

Figure 1.15 Roadmap of infrared FPA detector

## 1.3.1 红外焦平面探测器的发展

第一支红外光电探测器于 1917 年问世<sup>[62]</sup>。第二次世界大战之后，具有广阔应用前景的红外探测技术逐渐被人重视起来。时至今日，经过一个多世纪的发展，红外探测技术的应用已由最初的温度控制逐渐转变为如今的夜视成像(Night Vision, NV)、物质成分分析、气象观测及预报等等。根据红外成像系统的规模以及复杂度可以将红外探测成像系统分为四代，如图 1.15 所示。

第一代红外探测器的规模主要以单元，线列为主，由于像元数量较少，为了获得完整的红外图像，往往采取扫描成像(Scanning Imaging)的成像方式，通过牺牲时间来提高成像质量。这一代红外成像系统尽管存在集成度低，探测率低，成像所用时间长，成像精度低等一系列问题，但它开启了红外探测成像的先河，对于后续红外成像系统的发展具有重要意义。

从上世纪九十年代开始，第二代成像系统得以发展和完善。其像元规模和成像质量相对于上一代成像系统均有较大程度的提高和改善，其主要代表就是单响应波段、中小规模红外焦平面探测器，规模的增大使得焦平面的成像方式得以由

扫描成像变为凝视成像(Staring Imaging)。然而第二代成像系统最根本的改变是通过倒焊的方式,将红外探测器芯片与硅基读出电路进行互连,形成了真正意义上的红外焦平面探测器。这一改变使得焦平面成像系统的可拓展化,小型化,可集成化成为了可能,为后续红外焦平面的发展奠定了结实的基础。

自 21 世纪以来,人们对焦平面的要求变得更高,提出了以 SWaP<sup>3</sup>(size, weight, price, performance and power)为主要内容的第三代红外焦平面探测器性能指标,即更大的规模,更轻的重量,更低的价格,更加优良的性能以及更低的功耗。其中性能更优的指标之一就是更高的温度分辨率。所谓更高的温度分辨率则是指探测器对目标温度变化具有更高的敏感度,具体参数为更低的噪声等效温差。噪声等效温差的本质依然是器件的信噪比(Signal-to-Noise-Ratio, SNR),它关注的是目标温度的变化而非温度本身,因此尽管它与探测率有关,但它们之间仍然有一定地区别。

随着焦平面制备技术的不断进步,通过将光栅集成至红外探测器的像元上,来直接获得入射光的偏振、相位信息,或者通过像素级读出电路的应用提高每一个像元的光电信号处理能力已经成为第四代红外焦平面探测器的发展方向。

### 1.3.2 高温度灵敏度长波红外焦平面探测器

温度灵敏度作为长波红外焦平面器件的重要性能指标一直以来倍受关注,然而极低 NETD 的实现是十分困难的。首先要生长缺陷密度极低的材料,再辅以合适的能带结构、完美的器件制备工艺使得器件具有极低的暗电流密度。其次材料的量子效率要高,不仅如此,还要通过设计增透膜等手段,使得器件拥有较大的光响应。第三还要尽可能增大焦平面的积分电子数,延长积分时间。最后还要用尽一切手段降低来自各个噪声源的噪声,包括各种低频噪声以及系统噪声等。

伴随着应用的深入,人们对长波红外焦平面探测器温度灵敏度的需求已经到达 mK 级,即 NETD 达到 10 mK 以下,甚至是 1mK 以下。因此研究 InAs/GaSb 超晶格红外探测器极低 NETD 的实现具有重要意义

## 1.4 本论文研究内容安排

本文通过使用具有大积分电容的读出电路,制备得到了具有高温度灵敏度的长波红外焦平面器件。在积分时间受限以及不受限制条件下,分析了 NETD 与其

他影响器件温度灵敏度因素之间的关系。工作内容主要分为以下几个部分

第一章：引言。本章首先介绍了红外探测器的由来以及分类。其次介绍了红外探测器的一些基本概念，包括 InAs/GaSb 超晶格材料的工作原理以及优缺点等。最后介绍了焦平面红外探测器近年来的发展与挑战，并由此引出了本文的核心目的——制备具有极低 NETD 的长波红外焦平面探测器。

第二章：材料生长、器件制备及其性能表征。本章首先对用于超晶格材料生长的分子束外延设备进行了基本的介绍，其次对材料表征的手段进行了简要列举，主要包括高分辨率 X 射线衍射仪、原子力显微镜、扫描电子显微镜等等。然后展示了单元器件以及焦平面器件的制备工艺，并就其中的一些关键工艺，例如台面钝化、钢柱生长、倒焊互连等，对于焦平面器件最终性能的影响进行了简要说明。最后对红外探测器的性能指标以及测试仪器进行了简要介绍，并列举了试验用器件性能的测试结果，为后续的焦平面性能分析做好了铺垫。

第三章：焦平面器件 NETD 影响参数分析。本章首先介绍了焦平面的基本工作原理以及相关的物理量，包括焦平面器件的数值孔径、积分时间、积分电容、内部增益、注入效率等等。其次就焦平面的测试系统、测试结果参数包括响应、噪声、盲元、NETD 等进行了简单的介绍。最后分别在积分电容电荷容量一定以及积分时间不受限两种情况下，具体分析了各个因素对于噪声等效温差的影响，为后续测试结果的分析提供理论依据。

第四章：高温度灵敏度焦平面器件制备与测试分析。本章首先分别介绍了采用间接互连工艺以及采用直接互连工艺制备的焦平面的相关测试结果。通过对测试结果的拟合分析，确定了器件 NETD 的限制因素。通过改进冷屏窗口形状，搭建噪声较低的测试系统等手段，最终使得 NETD 达到较低水平。除此之外，本章还研究了器件的抗辐照性能，为器件的后续应用提供理论支持。

第五章：焦平面低频噪声分析。为了能通过改善器件本身带来的噪声降低器件 NETD，提高器件温度灵敏度性能，本章对器件的低频噪声进行了拟合。具体步骤如下：首先通过变温暗电流的测试，明确了各个温度区间内的器件激活能，大致得到器件暗电流随温度变化的趋势。其次，通过对暗电流的拟合，得到了各个温度下器件暗电流的具体成分，较为精准的变温暗电流拟合为后续噪声拟合提供了理论基础。最终利用 Hooge 模型，对器件各个温度以及各个偏压下的低频噪

声进行了拟合，拟合的结果或将为我们对器件低频噪声的有效抑制提供帮助。

## 第六章:总结与展望

## 第二章 材料生长、器件制备及其性能表征

从超晶格材料的生长到器件制备，再到最终的焦平面测试，中间要经历多道工序，其中包含多次光刻，刻蚀，沉积等步骤。本章将按照焦平面制备流程，首先介绍超晶格材料的生长及其性能表征，接着介绍了器件的制备及性能表征，最后统一概述了本研究中所用红外探测器的性能，为下一章焦平面器件性能分析提供基础。

### 2.1 材料生长及性能表征

#### 2.1.1 能带设计

在进行材料生长前，一般要通过数值计算完成对能带结构的建模与设计，从而得到最优的生长条件。对于异质材料，尤其是窄禁带材料，比如 InAs, InSb, 全能带计算的难点之一就在于，能带建模工具对于有效质量、价带偏移等输入参数具有极高的敏感性<sup>[63-65]</sup>。常见的全能带计算方法主要包含两类：一类是第一性原理计算<sup>[66-68]</sup>，这种计算方法计算结果准确，但其计算量极大，建模时间较长，且仅能适应少数原子系统的计算；另一类是经验模型计算<sup>[69-72]</sup>，这种方法适用于大型半导体异质结构的能带结构计算，尤其是其中的某些参数可以使用实验结果进行近似，通过这种方法能大大减少了建模时的计算量，提高了建模效率，其中基于  $k \cdot P$  模型的计算方法较为主流<sup>[73-79]</sup>。

本文使用的是基于  $k \cdot P$  包络函数近似的  $8 \times 8$  传输矩阵能带模型，通过求解矩阵的特征根和特征向量求出材料的色散关系，通过  $K=0$  处的能量值求解珀松方程，最终得到材料的能带结构图<sup>[80-81]</sup>。

#### 2.1.2 MBE 生长技术

超晶格外延材料一般是通过在衬底上进行两种或多种材料的交替生长得到的，通过控制材料的生长厚度实现能带结构的调节，因此超晶格材料的生长设备对材料厚度的控制能力必须精确到原子级别。目前超晶格材料的生长手段主要包括分子束外延技术(molecular beam epitaxy, MBE)以及金属有机物化学沉积(Metal organic Chemical Vapor Deposition, MOCVD)技术<sup>[82-84]</sup>。

所谓分子束，并非单纯地指由分子构成的束流，而是指平均自由程大于束流

源到衬底之间距离的束流,即束流原子在从束流源到达衬底的过程中彼此不发生相互作用。这样的束流能够保证在衬底上沉积的外延材料能够以单原子层的尺度进行生长,从而达到极高的材料质量<sup>[85]</sup>。一般,原子的平均自由程可表示为

$$L = \frac{1}{\sqrt{2}n\pi d^2} \quad (2.1)$$

$$n = \frac{P}{K_B T} \quad (2.2)$$

其中  $n$  为气体分子浓度,  $d$  为分子直径,  $K_B$  为玻尔兹曼常数,  $T$  为气体温度,  $P$  为气体压强。

MBE 系统内部一般配备了包括分子泵、离子泵、低温泵在内的多个真空泵设备,这些真空泵可以在 MBE 系统内维持极高的真空度,一般为  $10^{-11}$  torr 量级。此外,为了实时监测外延材料是否按照单原子层尺度生长,MBE 设备还配备了反射式高能电子衍射仪(Reflection High energy Electron Diffraction, RHEED)、红外辐射测温仪、四极质谱仪等设备,其中 RHEED 是最直接、最有效的在线检测仪器,通过观察反射电子的衍射图像不仅可以判断材料的晶体结构,还能根据衍射峰强度得到材料的生长速率,并以此作为反馈调节束流大小<sup>[86-87]</sup>。最后,分子束外延技术需要对衬底进行加热到一定温度,利用分子的热运动以实现分子束在衬底上的单层沉积。不同的外延材料,其最适生长温度也不尽相同,且这个温度窗口一般都非常窄,因此 MBE 系统一般还会配备红外辐射温度仪以快速、准确、实时地获得衬底的温度,从而保证高质量的薄膜材料成长。

本实验中所用的 MBE 设备是由法国公司 RIBER 的 Compact21 型设备,其结构示意图如图 2.1 所示。该 MBE 系统包含进样室,预处理室,生长室三个部分,三者之间由阀门和法兰相互隔离,以此最大程度地保证生长室不被外界原子污染。在实际操作过程中,通常先将衬底由进样室送入,关闭进样室与外部的阀门,抽真空后再打开进样室与预处理室之间的阀门,将样品送至预处理室并关闭进样室与预处理室之间的阀门,之后对衬底以及钼块进行除气和预处理,最后打开生长室与预处理室之间的阀门,将衬底送入生长室进行材料生长。生长室中一般配备有多种元素的束流源以实现多元材料的生长,本实验中主要涉及的原材料有 In、As、Ga、Sb 以及用于掺杂的 Si 和 Be 等。其中 In、Ga、Si、Be 束流直接由高纯固态源加热提供,而 As 和 Sb 束流则由裂解炉通过高温裂解实现。通过控制束源炉的温度能控制束流的流量大小,从而控制材料的生长速率<sup>[88]</sup>。

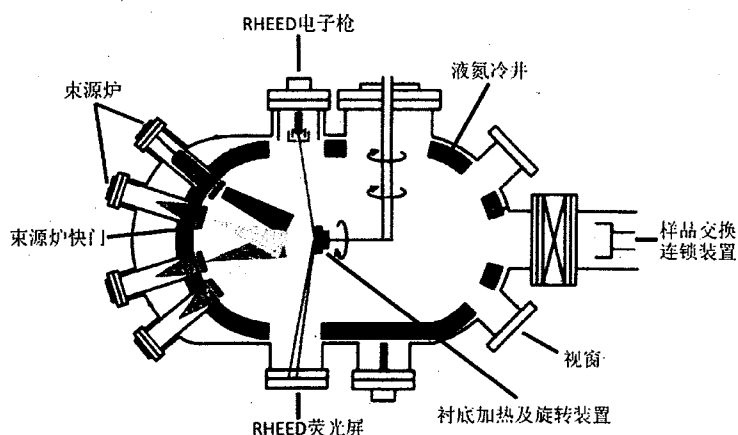
图 2.1 MBE 生长设备结构原理示意图<sup>[3]</sup>

Figure 2.1 Schematic of MBE system

### 2.1.3 高分辨率 X 射线衍射测试

1895 年，伦琴发现 X 射线以后，德国科学家冯·劳厄首先提出，质点排列规则的晶体可以看作是 X 射线的衍射光栅。所谓衍射就是一定条件下，射入晶体的波与晶体中的原子相互作用，发生散射，各个散射波相互干涉，产生干涉条纹的过程。利用衍射形成的衍射峰，可以研究晶体的微观结构。当一族晶面中相邻晶面反射波的波程差为入射波波长的整数倍时，反射波之间相互加强，得到衍射波强度的极大值，即衍射峰值，这就是著名的布拉格定律<sup>[89]</sup>

$$2d\sin\theta = n\lambda \quad (2.3)$$

其中  $d$  是发生衍射的晶面间距， $\theta$  是 Bragg 角或者掠射角， $\lambda$  是入射波的波长 (X 射线的波长为  $1.54\text{\AA}$ )， $n$  是衍射级数，基于此定律，HRXRD 应运而生。

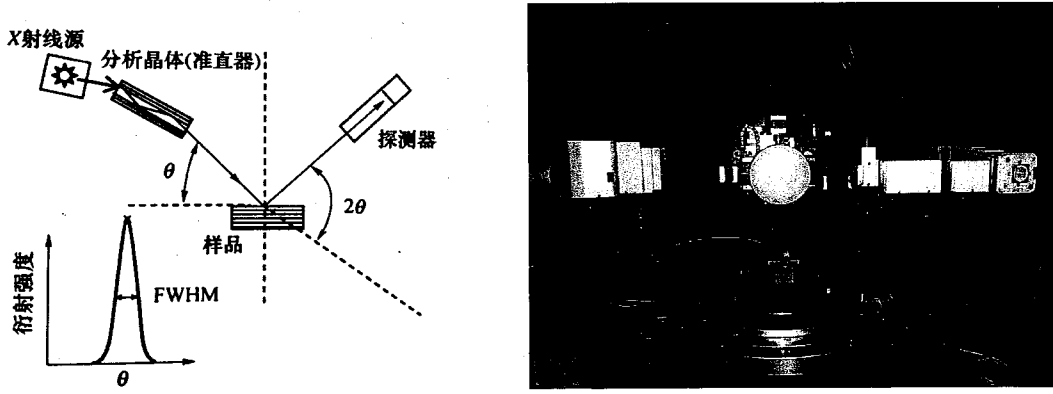


图 2.2 高分辨率 X 射线衍射仪工作原理示意图(左)<sup>[90]</sup>以及实物图(右)

Figure 2.2 Schematic diagram(left) and object picture(right) of XRD

本文中的 XRD 测试结果均是使用型号为 Philips Pert MRD 的高分辨率 X 射线衍射仪得到的, 如无特殊说明, 本文中所有 XRD 测试结果都是基于 GaSb 衬底的(0,0,4)方向得到的。在进行测试时, X 射线源位置固定不变, 通常通过旋转样片以及 X 射线探测器来实现 X 射线入射角度的变换。测试过程一般分为两种模式: 一种是样品以角速度  $\omega$  转动, 探测器不动, 称为  $\omega$  扫描模式,  $\omega$  扫描模式表征的是平行于反射面的晶体材料质量。另一种是样品以角速度  $\omega$  转动, 探测器以其二倍的角速度转动, 这种方式被称为  $\omega/2\theta$  模式。 $\omega/2\theta$  扫描模式表征的是垂直于反射面的晶体材料质量。通过对 XRD 测试结果的简单分析, 可以快速准确的判断晶体生长的质量, 得到材料基本信息, 如通过对布拉格公式求导、变形可以得到外延层与衬底之间的失配度  $\Delta d/d$  以及超晶格材料的周期厚度  $t$  等,

$$\frac{\Delta d}{d} = -\cot\theta_{sub} \cdot \Delta\theta \quad (2.4)$$

$$t = \frac{\lambda}{2\Delta\omega \cos\theta} \quad (2.5)$$

其中  $\theta_{sub}$  为衬底的布拉格角,  $\Delta\theta$  为外延材料零级衍射卫星峰与衬底衍射峰之间的差值,  $\Delta\omega$  是两个相邻衍射卫星峰之间的角差距,  $\theta$  为外延材料零级峰的位置<sup>[91]</sup>。

#### 2.1.4 原子力显微镜测试

当原子与原子之间距离很近时, 原子与原子之间的引力和斥力开始起主要作用, 且该作用力对原子之间的距离变化十分敏感, 原子力显微镜(Atomic Force Microscope, AFM)正是利用了这种物理现象。当原子探针与被测样品表面原子发

生相互作用时, 探针悬臂会受力弯曲, 产生偏移, 偏移量由胡克定律得出。激光器发出激光, 经由探针反射, 被探测器接收, 通过光斑位置变化从而推断出探针臂的偏移量, 进而推断出原子探针与样品表面距离的变化量。通过对探针在指定区域的连续偏移, 数据采集, 就能得到材料的表面形貌信息。

在测试过程中, 可以选用不同的模式, 主要包含接触式(Contact mode)、非接触式(Non-contact mode)、以及轻敲式(Tap mode)。三种模式各有优劣, 接触式利用的是探针原子与样品表面原子的排斥力, 由于排斥力对于距离的变化相对更加敏感, 因此能轻易得到分辨率较高的图像, 但接触式作用面积较小, 因此也很容易破坏样品表面; 非接触式利用的是原子之间的吸引力, 相比于接触式, 它的分辨率会有所下降, 但同样的, 样品表面被破坏的概率也将下降; 轻敲模式则是非接触式的改良版, 其性能介于接触式和非接触式之间<sup>[92]</sup>。

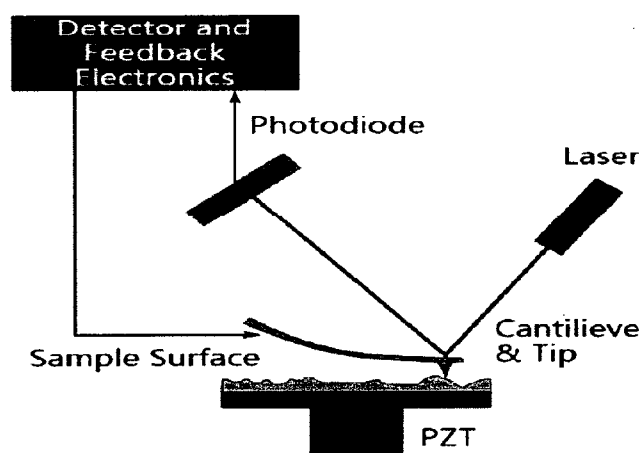


图 2.3 AFM 原理示意图<sup>[3]</sup>

Figure 2.3 Schematic diagram of AFM system

### 2.1.5 扫描电子显微镜测试

入射电子束与样品原子发生相互作用会产生多种产物, 如图 2.4 所示, 通过检测这些产物能够得到样品表面形貌、内部结构、组成成分等信息。扫描电子显微镜测试(Scanning Electron Microscopy, SEM)利用的正是其中的二次电子。通过 SEM 测试可以得到样品的表面形貌信息, 因此 SEM 常被用于刻蚀、镀膜、倒焊等工艺步骤当中, 用于观察器件切口等。

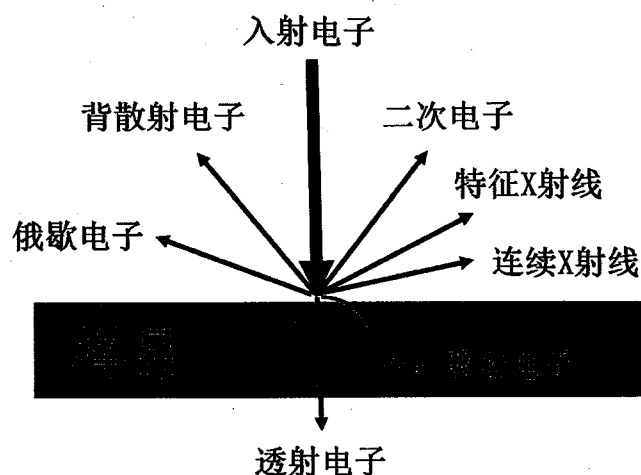


图 2.4 入射电子束与材料之间的相互作用及其产物

Figure 2.4 Interactions between incident electron beam and material with their products

## 2.2 器件制备工艺的研究

### 2.2.1 单元器件的制备

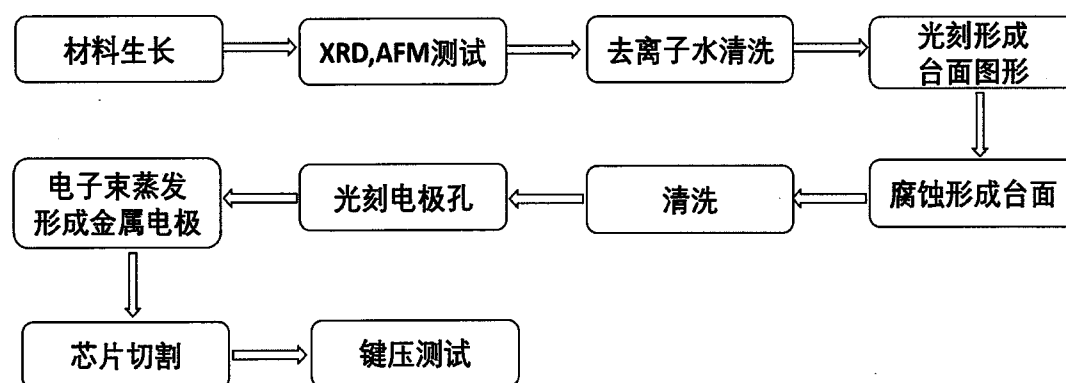


图 2.5 单元器件制备流程图

Figure 2.5 Fabrication processes of unit device

材料生长完成后,一般先要通过湿法腐蚀形成具有不同像元面积的单元器件,其制作工艺如图 2.5 所示。这种方法因为不需要进行钝化工艺,具有光刻步骤少、成本低、制备速度快、可重复性高等优点<sup>[93-94]</sup>,因此常常被用来快速验证材料性能。本实验中,腐蚀液选用的是磷酸-柠檬酸-双氧水按照一定比例混合的混合溶液,图 2.6 为单元器件的实物图。

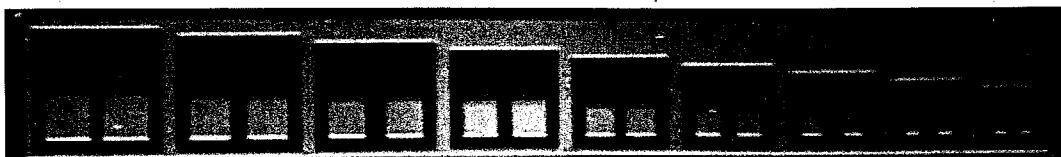


图 2.6 单元器件实物图

Figure 2.6 Unit device of InAs/GaSb SLs infrared detector

## 2.2.2 焦平面器件的制备

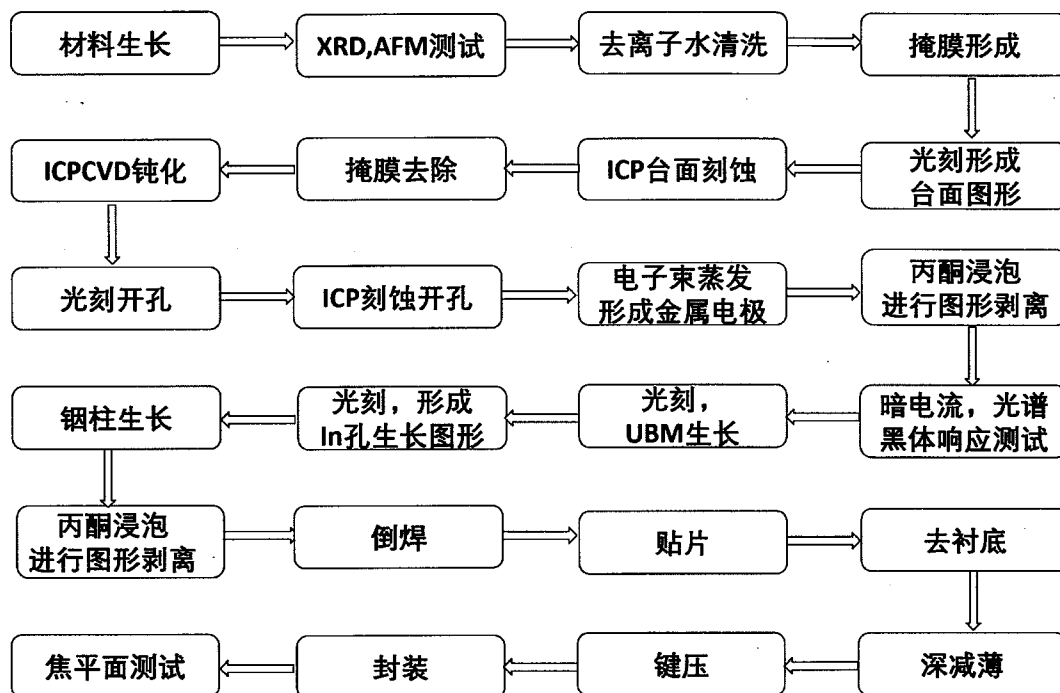


图 2.7 焦平面制备流程示意图

Figure 2.7 Fabrication processes of focal plane array

焦平面器件的制备更加复杂, 如图 2.7 所示, 除了单元器件制备中所需要的台面形成、电极生长外, 还要对其进行一系列工艺流程, 包括钝化、倒焊、深减薄、贴片、键压、封装等步骤, 最终才能得到完整的可以用于测试的焦平面器件。本文所采用的刻蚀方式为 ICP 刻蚀, 这种刻蚀方式具有刻蚀边缘陡峭等优点<sup>[95]</sup>。由于 III-V 族半导体化合物的化学性质较为活泼, 所以经过刻蚀暴露出来的台面侧壁, 很容易与空气中的氧气发生反应, 形成表面氧化层。氧化层会使得材料表面具有较高的表面态密度, 形成侧边漏电通道, 增大暗电流<sup>[96-97]</sup>。因此刻蚀后立刻对台面进行钝化保护对于降低器件暗电流有着至关重要的作用。常见的钝化材料主要以高介电常数材料为主, 比如  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{TiO}_2$ ,  $\text{ZnS}$  等等<sup>[98-102]</sup>。

本论文中，器件的钝化材料为 ICPCVD 沉积形成的 300 nm 厚的  $\text{Si}_3\text{N}_4$  薄膜，薄膜沉积速率约为 10 nm/min<sup>[103]</sup>。

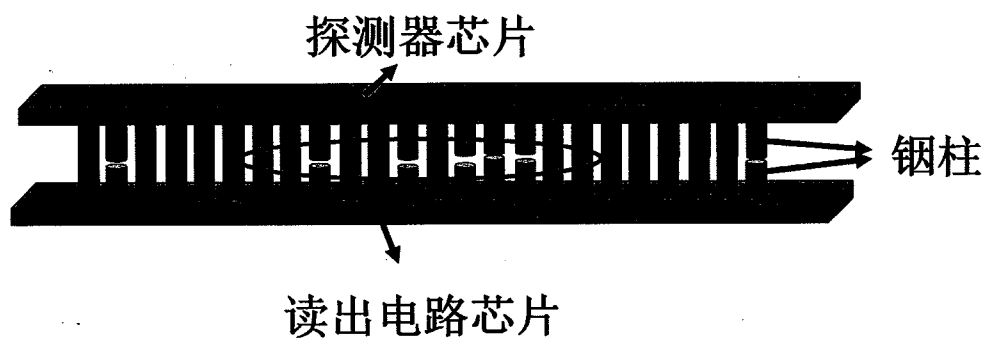


图 2.8 钢柱生长均匀性对于倒焊互连的影响

Figure 2.8 Effect of Indium column uniformity on flip-chip welding

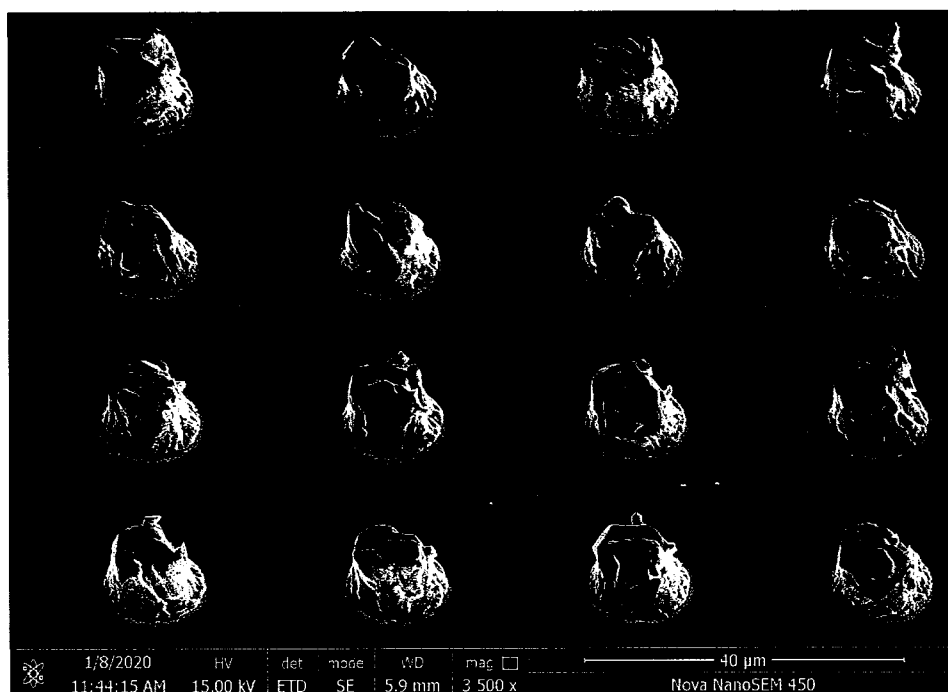


图 2.9 钢柱的 SEM 图像

Figure 2.9 SEM image of Indium column

钝化完成后，利用电子束蒸发 (Electron beam evaporation) 完成金属电极 Ti (500Å)/Pt(500Å)/Au(3000Å) 的生长，之后在金属电极上生长几微米高的钢柱，以便于进行后续的倒焊互连。钢柱生长地是否均匀对于焦平面的连通率至关重要，

当钢柱生长地不够均匀时,如图 2.8 所示,倒焊压力使得大部分的钢柱发生了互连,但较短的钢柱就会使得焦平面出现联通失效的问题。图 2.9 是利用 SEM 拍出的器件钢柱图像,结果表明钢柱生长均匀。

钢柱生长完成后,要将探测器与读出电路芯片通过倒焊的方式完成互连,从而完成最终的焦平面测试。对于同一焦平面器件,不同倒焊压力将对器件性能产生巨大的影响。当倒焊压力过小时,探测器芯片的钢柱与电路芯片的钢柱接触不充分,使得器件正向欧姆接触电阻阻值偏高,甚至发生断路现象;当倒焊压力过大时,焦平面器件的钢柱又将由于较大的压力发生粘连,使得相邻像元之间发生短路。因此,通过实验确定器件倒焊所需最佳压力,对于改善焦平面性能至关重要。

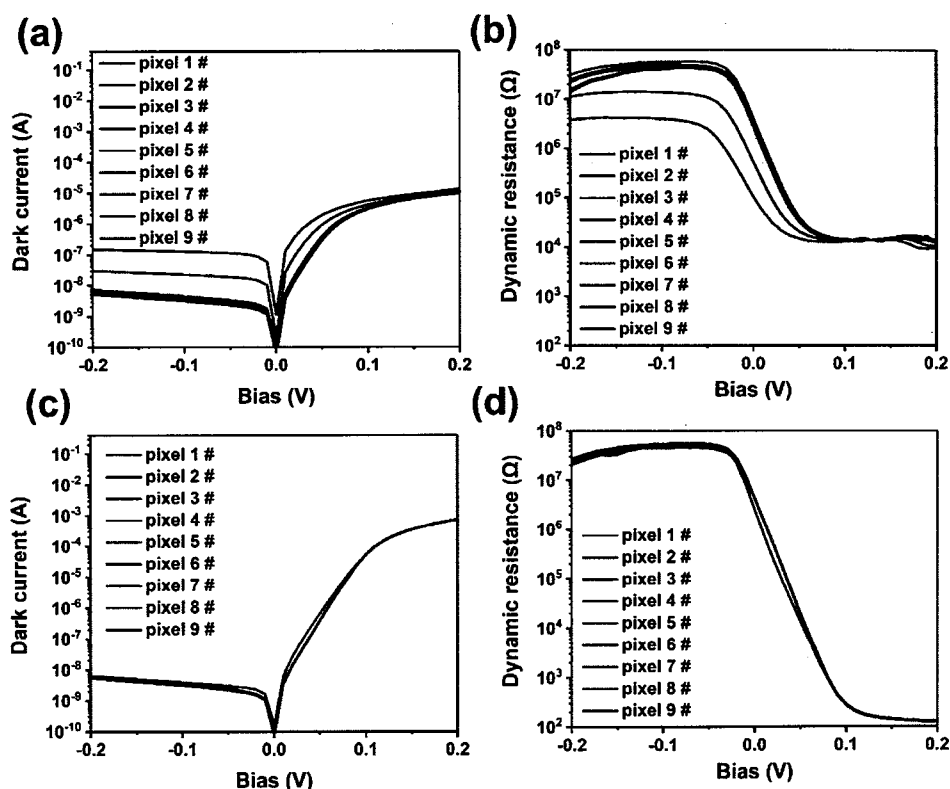


图 2.10 77 K 温度下不同倒焊压力制备得到器件中测性能,图(a), (b)分别是倒焊压力为 2Kg 时器件的暗电流及动态阻抗; 图(c), (d)分别是倒焊压力为 3Kg 时器件的暗电流及动态阻抗

Figure 2.10 Dark current(a) and dynamic resistance(b) at 77 K of devices with welding pressure of 2 Kg; Dark current(c) and dynamic resistance(d) at 77 K of devices with welding pressure of 3 Kg

图 2.10 (a)(b)分别为采用常规工艺(倒焊压力为 2 Kg)制备的焦平面器件, 在液氮温度下探测器面阵上不同像元的暗电流及动态阻抗, 像元选取随机。图 2.10 (c) (d) 分别为倒焊压力为 3 Kg 时相同位置像元的暗电流及动态阻抗。后者像元均匀性较好, 为最终使用的工艺。

## 2.3 器件光电性能指标及表征测试方法

### 2.3.1 暗电流测试

红外探测器的本质其实就是一个光电二极管, 因此, I-V 特性曲线是红外探测器的重要性能指标。暗场环境下, 采集得到的电流信号称为暗电流信号。反偏下暗电流越小, 表明材料缺陷密度越低, 器件刻蚀、钝化工艺越发成熟。正偏下, 暗电流越小, 说明其欧姆接触电阻越小, 器件制备过程中互连工艺越发成熟。小的暗电流不仅会占用更小的积分电荷容量, 提高焦平面器件光响应, 同时由于暗电流还是焦平面器件噪声的主要来源, 小的暗电流还能降低器件噪声, 提高焦平面信噪比。

由于红外探测器工作机制的特殊性, 其工作电压一般为小反偏, 因此, 小反偏下的探测器的 I-V 特性曲线是暗电流研究中的重点。通过测试不同温度下、不同偏压下、具有不同光敏元面积探测器的暗电流大小, 结合载流子输运方程, 可以进一步分析暗电流形成机制, 拟合材料参数, 为器件制备、材料生长提供反馈。

按照暗电流位于探测器的位置不同, 将其分为与探测器像元面积相关的体暗电流  $I_{bulk}$  以及与像元周长相关的表面电流  $I_{surface}$ 。他们与总的暗电流  $I_d$  的关系为

$$I_d = I_{bulk} + I_{surface} \quad (2.6)$$

两边同时除以探测器面积, 得到暗电流密度关系为

$$J_d = J_{bulk} + \frac{I_{surface} P}{P A} \quad (2.7)$$

通过对拥有不同周长-面积比(Perimeter-Area-Ratio, PAR)探测器暗电流密度的测试分析, 可以有效地评估器件侧边漏电的大小, 继而评估其制备过程中刻蚀、钝化工艺的优劣。

按照暗电流形成的物理原理不同, 将体暗电流分为(1)扩散电流 (diffusion current,  $I_{diff}$ );(2)产生复合电流 (generation-recombination current,  $I_{gr}$ );(3)陷阱辅助隧穿电流(trap-assisted tunneling current,  $I_{lat}$ );(4)带间直接隧穿电流(band-to-band

tunneling current,  $I_{bth}$ )<sup>[104]</sup>。

扩散电流是红外光电探测器中最基本的暗电流机制，其主要成因是 PN 结中各区域载流子浓度不同所致，其大小可以表示为

$$I_{diff} = A_d q n_i^2 \left[ \frac{D_e}{L_e N_A} + \frac{D_h}{L_h N_D} \right] [e^{\frac{qV}{kT}} - 1] \quad (2.8)$$

其中  $A_d$  为光敏元面积， $q$  为电子电荷量， $n_i$  为本征载流子浓度， $D_e$ 、 $D_h$  为电子、空穴的扩散系数， $L_e$ 、 $L_h$  为电子、空穴的扩散长度， $N_A$ 、 $N_D$  为受主载流子掺杂浓度、施主载流子掺杂浓度， $V$  为器件两端所加偏压， $T$  为器件工作温度。

半导体材料中往往存在各种缺陷，这些缺陷主要来源于材料的生长过程以及器件的制备过程。缺陷能级处于导带与价带之间，导带电子与价带空穴通过这些缺陷能级复合，为暗电流提供贡献，其大小可以表示为

$$I_{gr} = A_d \frac{2n_i W k T}{\tau_{gr}} \frac{\sinh \frac{qV}{2kT}}{V_{bi} - V} f(b) \quad (2.9)$$

$$f(b) = \int_0^\infty \frac{dz}{z^2 + 2bz + 1} \quad (2.10)$$

$$b = e^{\frac{-qV}{2kT}} \cosh \left( \frac{E_T - E_i}{kT} + \frac{1}{2} \ln \frac{\tau_{p0}}{\tau_{n0}} \right) \quad (2.11)$$

其中  $W$  为耗尽区宽度， $\tau_{gr}$  为产生复合载流子寿命， $V_{bi}$  为内建电势， $E_T$  为缺陷能级。

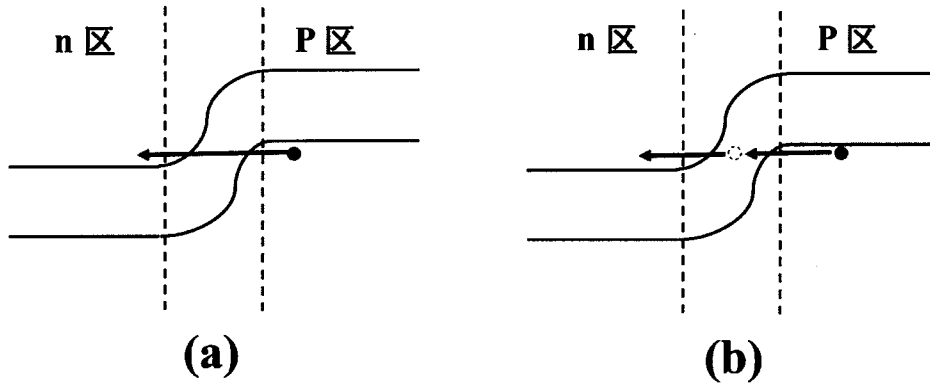


图 2.11 带间直接隧穿电流(左)和缺陷辅助隧穿电流(右)示意图

Figure 2.11 Schematic diagram of band-to-band tunneling current (left) and trap-assisted tunneling current (right)

当在器件两端加载大的反向偏压时，PN 结中的能带就会发生较大弯曲，此时就有较高的概率发生隧穿。隧穿一般发生在 PN 结结区的两侧，例如当 p 区价

带顶高于 n 区导带底时, p 区中的电子便会在电场作用下穿过禁带到达 n 区导带。隧穿的条件一般是电子隧穿的一侧存在被占据的能态而另一侧存在相同能级且未被占据, 势垒区宽度足够窄, 隧穿过程中动量守恒。如图 2.11 所示, 当隧穿过程是独立发生的过程时, 产生的暗电流称为带间直接隧穿电流; 当隧穿过程中, 有缺陷参与时, 称为缺陷辅助隧穿电流。其表达式分别为<sup>[105-106]</sup>

$$I_{btb} = A_d \frac{q^3 E(V) V}{4\pi^2 \hbar^2} \sqrt{\frac{2m_{btb}}{E_g}} \exp\left(\frac{-4\sqrt{2m_{btb}E_g^3}}{3qE(V)\hbar}\right) \quad (2.12)$$

$$I_{tat} = A_d \frac{q^2 V W_t^2 N_T m_{tat}}{8\pi \hbar^3 (E_g - E_T)} \exp\left(\frac{-4\sqrt{2m_{tat}(E_g - E_T)^3}}{3qE(V)\hbar}\right) \quad (2.13)$$

通过各暗电流的表达式可知, 扩散电流、产生复合电流与温度相关, 与此同时直接隧穿电流与缺陷辅助隧穿电流与温度基本无关。因此, 测试不同温度下器件的暗电流密度, 利用公式 2.14 拟合其与温度之间的关系, 计算器件激活能  $E_a$ , 就能有效地区分出各个温度区间内占据主导地位的暗电流成分, 从而制定合适的器件工作温度<sup>[107]</sup>。

$$J_d \sim \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \quad (2.14)$$

### 2.3.2 黑体响应测试

黑体是物理学中一个重要的物理模型, 它能够完全吸收电磁波而不发生反射和透射, 相反地, 它也能没有损耗地发出电磁波, 其辐射的光谱分布规律可以用普朗克公式表示

$$M(\lambda) = \frac{2\pi\hbar c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad (\text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \mu\text{m}^{-1}) \quad (2.15)$$

其中  $M(\lambda)$  为黑体光谱辐射出射度,  $h$  为普朗克函数,  $c$  为真空光速,  $K$  为玻尔兹曼常数,  $T$  为黑体温度。由普朗克公式可知, 黑体辐射出射度的峰值对应的波长只与黑体温度有关, 而与其他因素无关, 随着黑体温度的上升, 辐射出射度峰值对应的波长  $\lambda$  向短波方向移动, 其移动规律可以近似表示为维恩位移定律

$$\lambda \cdot T = 2898 \quad (\mu\text{m} \cdot \text{K}) \quad (2.16)$$

对普朗克函数进行积分可知, 任意温度下, 黑体辐射出射度与温度的关系满足斯忒藩-玻耳兹曼定律

$$M_b = \alpha T^4 \quad (\text{W} \cdot \text{cm}^{-2}) \quad (2.17)$$

其中  $\alpha$  为斯忒藩常数, 其值为  $5.670 \times 10^{-12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$ 。通过黑体温度  $T$  和探测器像元面积  $A_d$  即可计算得到探测器接收到的光功率值  $\phi_s$ 。通过测试器件的黑体响应电压  $v_s$  或者黑体响应电流  $i_s$ , 即可得到器件的黑体电压响应率  $R_{vb}$  或黑体电流响应率  $R_{ib}$

$$\phi_s = M_b \times A_d \quad (\text{W}) \quad (2.18)$$

$$R_{vb} = \frac{v_s}{\phi_s} \quad (\text{V/W}) \quad (2.19)$$

$$R_{ib} = \frac{i_s}{\phi_s} \quad (\text{A/W}) \quad (2.20)$$

黑体响应测试的具体流程图如图 2.12 所示。为了得到准确的响应信号, 需要在黑体出射窗口前加装斩波器, 通过控制器控制斩波器转速, 使得出射信号幅值随夹角  $\theta$  呈周期变化, 图 2.12 (b) 中的阴影部分为黑体出射孔经被斩波器阻挡的面积, 计算得到黑体辐射出射度的有效值为最大值的  $1/2\sqrt{2}$ 。控制器同时将控制信号传入锁相放大器中, 使其过滤掉背景噪声以及系统噪声, 从而准确地捕捉探测器的光响应信号。当探测器与黑体距离为  $L$  时, 探测器接收到的辐射强度可以近似表示为

$$\phi_s = \frac{\sigma(T_b^4 - T_0^4)A_b A_d}{2\sqrt{2}L^2} \quad (\text{W}) \quad (2.21)$$

其中  $T_b$  为黑体温度,  $T_0$  为背景温度,  $A_b$  为黑体出射孔面积。

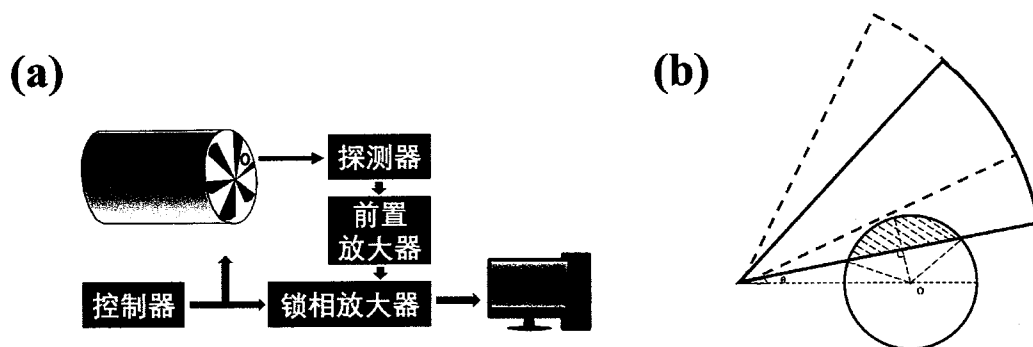


图 2.12 (a)黑体响应测试流程图(b)斩波器工作原理图

Figure 2.12 Schematic diagram of (a)blackbody response test and (b) chopper

### 2.3.3 光谱测试

黑体响应测试得到是器件对黑体辐射源辐射的红外光产生的总响应, 为了得到其在各个波长上的分量, 还需要使用傅里叶光谱仪(Fourier Transform Infrared

Spectrometer, FTIR)对器件进行光谱测试。本研究中使用的光谱仪型号为 Nicolet 8700, 其基本结构如图 2.13 所示

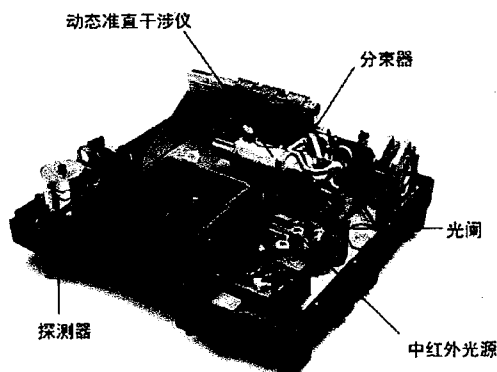


图 2.13 傅里叶光谱仪示意图<sup>[3]</sup>

Figure 2.13 Schematic diagram of Fourier Transform Infrared Spectrometer

傅里叶光谱仪的主要原理是通过迈克尔逊干涉仪以及傅里叶信号处理系统实现分光。复合红外光源产生的红外光进入迈克尔逊干涉仪, 通过以一定的速率移动干涉仪中的动镜, 使得干涉光具有一定的时域特性。具有时域特性的干涉光照射到样品后, 探测器就会产生具有时域特性的光响应, 光响应信号进入傅里叶信号处理系统中, 通过傅里叶逆变换, 就可以得到响应的频域信号, 即响应随红外光波长的变化。

通过黑体响应 $R_b$ 的标定, 探测器实际响应率的最大值 $R_{max}$ 可以表示为黑体响应与 G 因子的乘积<sup>[108]</sup>

$$R_{max} = R_{ib} \cdot G = R_{ib} \frac{\int_0^\infty \varphi(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty \frac{R(\lambda)}{R(\lambda)_{max}} \varphi(\lambda) d\lambda} \quad (2.22)$$

其中 $R(\lambda)$ 为相对响应光谱,  $R(\lambda)_{max}$ 为相对响应最大值即为 1,  $\varphi(\lambda)$ 为黑体辐射功率谱, 由此, 探测器实际的响应光谱为

$$R_i(\lambda) = R(\lambda) \cdot R_{max} \quad (2.23)$$

进一步可以计算得到器件的量子效率 QE 为

$$QE(\lambda) = \frac{R_i(\lambda) \cdot hc}{q\lambda} \quad (2.24)$$

除了探测器的响应光谱、量子效率外, 通过搭配其他光学元件, 与光响应有

关的其他参数，例如材料的吸收系数、透射谱、表面反射谱、光致发光光谱均能通过傅里叶光谱仪系统测试得到。这为材料、探测器的性能表征提供了强有力的手段。

## 2.4 本实验中所用 256×8 线列焦平面性能

本实验所用器件结构为 GaSb 衬底上生长的 InAs/GaSb  $pB_1\pi B_2n$  双势垒结构<sup>[109-110]</sup>，其结构如图 2.14 所示，从下到上依次为 1200 nm 厚的 n 型 InAsSb 层(n)，100 周期 n 型轻掺杂 8 ML InAs/3.5 ML GaSb 的空穴势垒层( $B_2$ )，400 周期 p 型轻掺杂 13 ML InAs/7 ML GaSb 的吸收区( $\pi$ )，60 周期 p 型轻掺杂 7 ML InAs/7 ML GaSb 的电子势垒层( $B_1$ )，25 周期 p 型掺杂 13 ML InAs/7 ML GaSb 的缓冲层以及 50 nm 厚的 p 型掺杂的 GaSb 接触层。其中处于最底端的 InAsSb 层不仅发挥着接触层的作用，而且起到腐蚀阻挡层的作用。

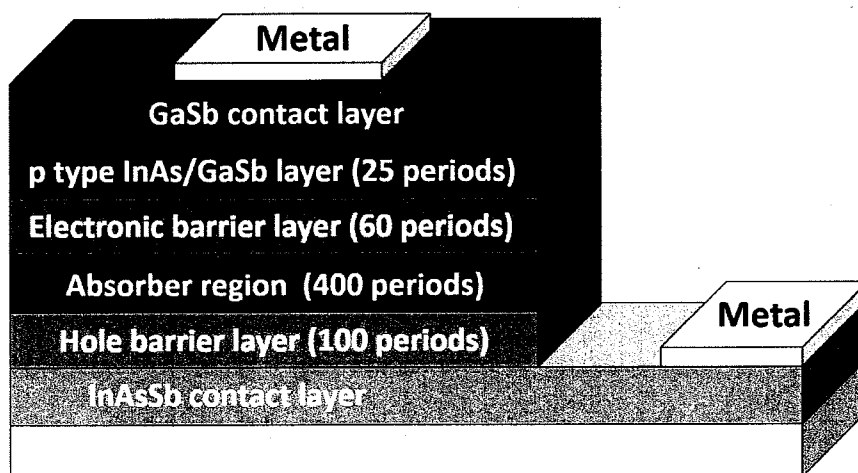


图 2.14  $pB_1\pi B_2n$  结构示意图

Figure 2.14 Schematic diagram of  $pB_1\pi B_2n$  structure

相对于含 Al 的异质结，无 Al 的双异质结不易被氧化，更有助于材料的外延生长以及后续的器件制备<sup>[111-112]</sup>。 $pBiBn$  结构未掺杂的吸收区呈现轻 n 型，少数载流子为空穴，相对较大的有效质量不利于载流子的输运。基于此， $pB_1\pi B_2n$  结构对吸收区进行了轻掺杂设计，这使得吸收区少子由空穴转换为电子，有效提高了载流子迁移长度，增大了器件响应<sup>[113-114]</sup>。其能带结构如图 2.15 所示。

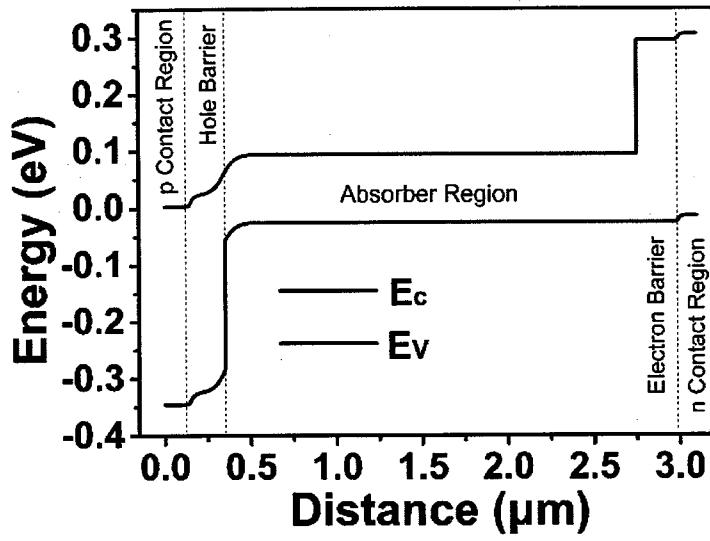


图 2.15 器件能带结构示意图

Figure 2.15 Schematic diagram of energy band structure

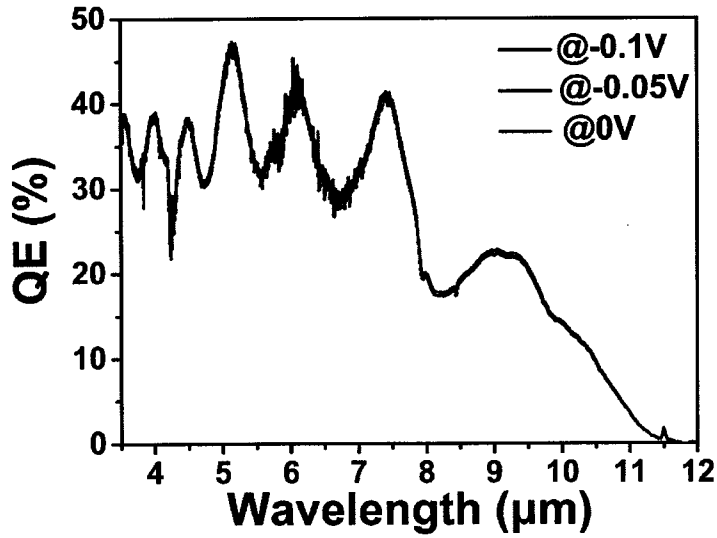


图 2.16 器件量子效率随波长变化

Figure 2.16 Quantum efficiency of device at different wavelength

材料的吸收区带隙为 0.1107 eV，势垒区高度设计值为 0.22 eV，相对较高的势垒能够有效地阻挡多子流动，从而降低器件的扩散电流，减少耗尽区中 Shockley-Read-Hall 过程的发生<sup>[115-116]</sup>。不仅如此，空穴势垒区和吸收区处的导带能带偏移仅为 0.05 eV，这使得光生载流子能够顺利地从吸收区流入欧姆接触

区，从而有效提高光响应<sup>[117-119]</sup>。

对材料进行变偏压的光谱测试以及黑体响应测试，测试时偏压分别为 0 V, -0.05 V, -0.1 V, 计算得到的量子效率随波长变化结果如图 2.16 所示。随着施加在探测器上的偏压逐渐增大，探测器光响应并没有出现显著增大的现象，这说明光生载流子的输运并没有受到势垒区的阻挡，这与能带设计部分吻合的非常好。器件全截止波长为 11.5  $\mu\text{m}$ ，对应禁带宽度约为 107.8 meV，这与能带设计值基本吻合。对量子效率积分可得，器件量子效率平均值约为 30%。

对材料进行高分辨率 XRD 测试，测试结果如图 2.17 所示。超晶格材料 0 级衍射卫星峰的位置为 30.412 rad，与衬底衍射峰相差仅 0.012 rad，由公式 2-4 可知，超晶格材料与衬底失配 $\Delta a/a$ 仅为  $-1.23 \times 10^{-4}$ 。超晶格 0 级衍射卫星峰的半峰宽仅为 33.12 弧秒，表示超晶格材料均匀性较好。根据 -1 级衍射卫星峰与 +1 级衍射卫星峰的位置，利用公式 2-5 计算出超晶格材料平均周期厚度为 64.47  $\text{\AA}$ ，较长于吸收区的设计值 60  $\text{\AA}$  (1ML 约为 3  $\text{\AA}$ )。图中①②号衍射峰分别为空穴势垒层以及电子势垒层的 0 级衍射卫星峰。

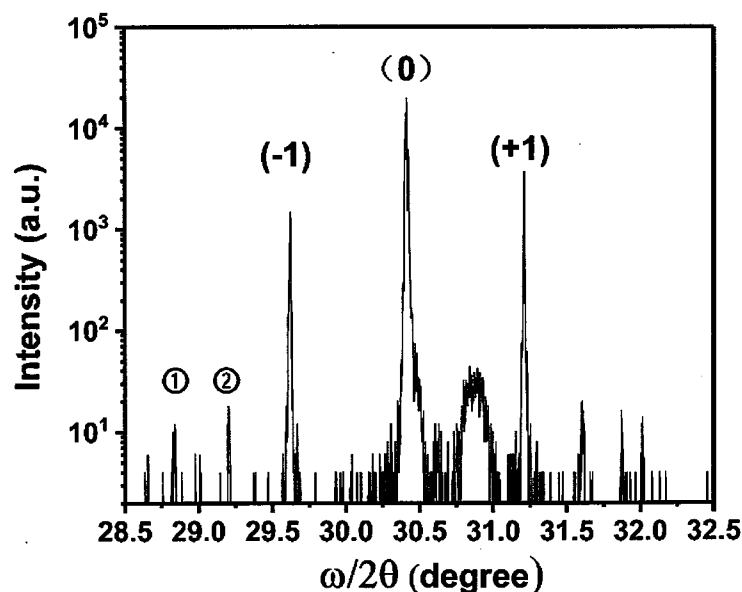


图 2.17 材料 HRXRD 测试结果

Figure 2.17 HRXRD test result of material

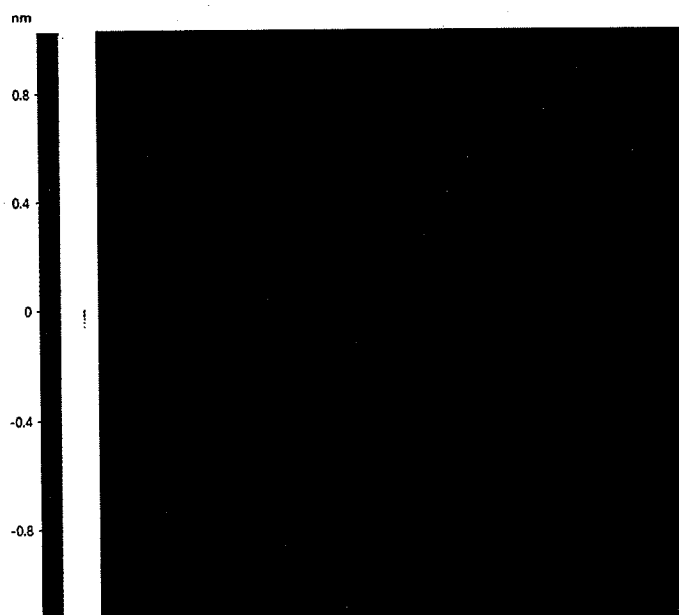


图 2.18 材料 AFM 测试结果

Figure 2.18 AFM test result of material

对材料进行 AFM 测试,选取测试面积为  $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ ,测试结果如图 2.18 所示,其表面平整度为 0.229 nm,说明材料生长过程中,产生的缺陷较少,材料质量较高。

## 2.5 本章小结

从能带设计到组件封装测试,超晶格红外焦平面探测器要经过材料生长,器件制备等多个工艺,每一步工艺都有可能前功尽弃。尽管我们试图在每一个步骤环节对其质量进行把关筛选,例如在材料生长时使用 RHEED 电子枪进行实时的材料生长过程观察,以此来反馈各元素流量的实时控制;在材料生长完成后第一时间使用电学显微镜、XRD、AFM、XEM 等手段进行材料质量评估,以此来反馈材料的生长温度、生长方式;在器件制备完成后对器件进行中测,以获得器件的 I-V 特性曲线、光响应频谱曲线、黑体响应等参数;在芯片倒焊互连后使用充胶工艺对其进行性能固定等。但最终满足指标要求的探测器芯片成品率仍然极低,这也使得制备一个性能优良的焦平面举步维艰。

本章我们大致介绍了红外焦平面的制备流程,并对材料生长,器件性能筛选

等几个关键步骤进行了简单的介绍。通过严格的材料质量控制，最终通过 MBE 材料生长系统获得了与衬底失配仅为  $-1.23 \times 10^{-4}$  的超晶格材料，其表面平整度 ( $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ ) 为  $0.229 \text{ nm}$ 。通过对部分工艺的优化，最终制备得到全截止波长为  $11.5 \mu\text{m}$  的红外焦平面探测器。液氮温度下，其平均量子效率可达 30%，暗电流密度低至  $2.4 \times 10^{-4} \text{ A/cm}^2$ 。



### 第三章 焦平面器件 NETD 影响参数分析

探测器芯片制备完成后,需要将其与读出电路通过钢柱倒焊互连,才能形成完整的红外焦平面探测器。本章首先介绍了焦平面的工作原理以及测试系统构成,其次介绍了焦平面的主要性能参数,最后,着重就影响器件 NETD 的各个因素进行了分析。随着焦平面的更新换代,数字化的读出电路逐渐将成为红外焦平面的标配,这将极大地解决读出电路电荷容量不足的问题,因此本章在对 NETD 的拟合分析中,将读出电路电荷容量是否受限做为重点考量的对象,以预估现有器件性能下,焦平面真实的 NETD 水平。

#### 3.1 焦平面探测器的工作原理

红外焦平面探测器的主要工作过程为,目标产生的红外辐射,经过透镜聚焦被探测器吸收(焦平面的称谓由此而来),落在探测器上的光通量经过探测器的光电转化,以一定的量子效率形成光电流。光通量 $\phi(F, T, \lambda)$ 的大小由目标温度  $T$ 、透镜(冷屏)数值孔径  $F\#$ 、和像元面积 $A_d$ 决定。

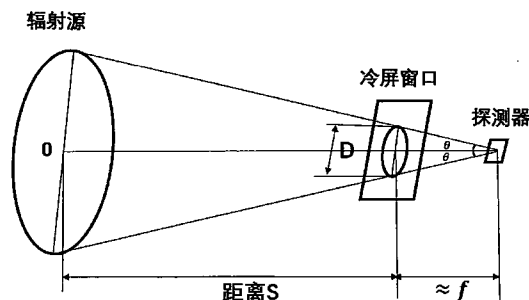


图 3.1 红外光学系统示意图

Figure 3.1 Schematic of infrared optical system

数值孔径  $F\#$ 是光学系统中用于表示相对视景深度的一个参量,其定义为透镜(冷屏)焦距 $f$ 与直径 $D$ 之间的比值。当冷屏通光孔为矩形时,可通过附录 1 中的 MATLAB 文件进行积分等效计算。当目标以辐射率  $L(T, \lambda)$ 向外辐射红外光时,落到探测器上的辐射通量为

$$\phi(F, T, \lambda) = L(T, \lambda) A_{sp} \Omega_d \quad (3.1)$$

$$A_{sp} = \frac{\pi D^2}{4} \quad (3.2)$$

$$\Omega_d = \frac{A_d}{f^2} \quad (3.3)$$

其中 $A_{sp}$ 为透镜面积,  $A_d$ 为探测器像元面积,  $\Omega_d$ 为红外探测器像元的视场立体角, 由此可以得出, 落在探测器上的光通量是一个与物距无关的物理量(实际测试中, 黑体应为面源黑体, 焦平面距黑体的距离应小于或等于 10 cm)即

$$\phi(F, T, \lambda) = L(\lambda, T) \frac{\pi D^2 A_d}{4 f^2} = \frac{M(T, \lambda) A_d}{4 (F\#)^2} \quad (3.4)$$

进而光电流的大小可以表示为, 落在焦平面光敏元上的光通量 $\phi(F, T, \lambda)$ 与焦平面光敏元量子效率 $QE(\lambda)$ 的乘积

$$I_{opt} = \frac{M(T, \lambda) A_d}{4 (F\#)^2} \times QE(\lambda) \times q \quad (3.5)$$

本章的计算中, 为了使模型简单, 冷屏数值孔径统一为 2, 焦平面量子效率也不随波长发生变化, 统一为平均量子效率 30%。

光电流连同探测器固有的暗电流 $I_{dark}$ , 经读出电路以一定的注入效率注入到积分电容当中, 经过一定的积分时间, 最终在积分电容两端形成压降  $V_R$

$$V_R = (I_{opt} + I_{dark}) \cdot Gain \cdot \eta_{in} \cdot T_{int} / C_{int} \quad (3.6)$$

其中  $Gain$  为读出电路前放增益,  $\eta_{in}$ 为读出电路的注入效率,  $T_{int}$ 为积分时间,  $C_{int}$ 为积分电容大小。值得注意的是, 读出电路前放增益不仅仅针对光电流进行增益, 同时也会对暗电流起到放大作用, 其本质等效于增大注入效率, 提高光响应, 因此只有在光信号极小的情况下才使用这一功能。本章的计算中, 为了模型简单, 如无特殊说明, 读出电路前放增益、注入效率均为 1。

在传统模拟电路的版图中, 更大的积分电容代表着更大的版图面积, 然而其他电路功能的实现也需要一定的版图面积, 因此, 积分电容的大小不可能是无限大的, 这代表着积分时间的长短也是一个固定值, 其长短受到积分电容大小、读出电路电压摆幅  $V_{swing}$ 、器件光电流大小以及暗电流大小的限制。为了降低焦平面盲元率, 防止过多像元的响应过大, 积分电容的电荷容量一般取半阱容量, 因此, 积分时间最大值可以表示为

$$T_{int-MAX} = \frac{0.5 \times C_{int} \times V_{swing}}{I_{opt} + I_{dark}} \quad (3.7)$$

本章的计算中，积分电容大小统一为 16 pF，电压摆幅统一为 3 V，暗电流大小统一为 3 nA。

### 3.2 焦平面测试系统及性能表征参数

焦平面测试系统框图如图 3.2 所示，计算机终端通过控制多通道控制模块，实现对焦平面电路的电压控制、时序控制以及信号采集，焦平面探测器接收到黑体辐射的红外光后，产生光响应电压，通过信号采集模块，传输至计算机终端。本文采用的焦平面测试系统为 Pulse Instrument 公司生产。

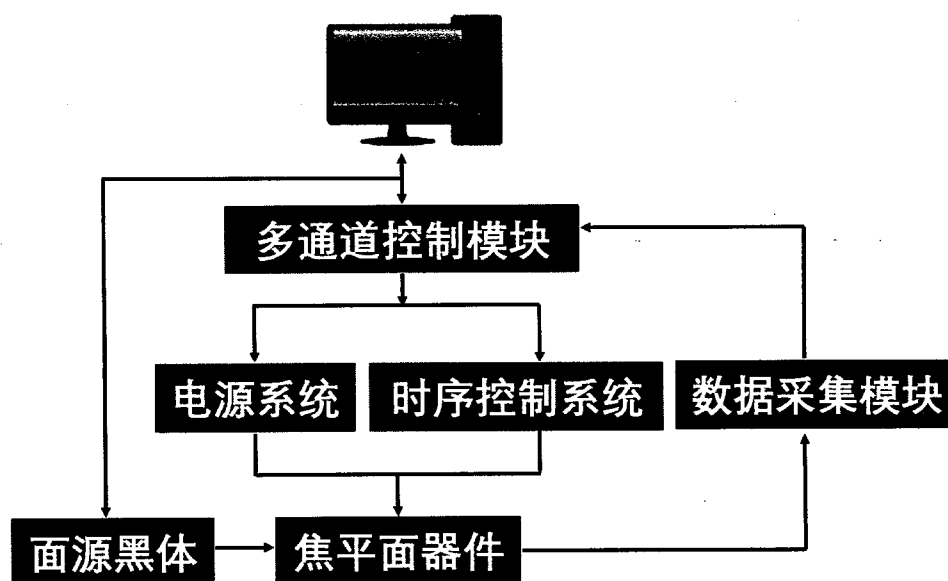


图 3.2 焦平面测试系统框图

Figure 3.2 Block diagram of FPA test system

根据国标 GB17444-2013，焦平面的主要测试流程为：将黑体温度先后设置为  $T_0$  和  $T_1$  (对于长波器件，典型值为 293K 以及 308K)，之后将测试条件如黑体温度、光学孔径数  $F$ 、焦平面像元面积、积分时间等输入计算机终端。分别读取黑体温度为  $T_0$  和  $T_1$  时积分电容两端电压，读取帧数为 100 帧，得到各个像元的响应电压值  $V(i, j, k, T)$ ，其中  $i, j$  为像元在规模为  $M \times N$  焦平面上的物理位置坐标， $k$  为帧数， $T$  为黑体温度<sup>[120]</sup>。根据测试得到的数据，可以计算得到焦平面的相关参数。实验过程中的数据处理由附录 2 中的 MATLAB 程序完成。

## (1) 像元响应电压

$$V_R(i, j) = \frac{\sum_{k=1}^{K=100} V(i, j, k, T_1)}{100} - \frac{\sum_{k=1}^{K=100} V(i, j, k, T_0)}{100} \quad (3.8)$$

## (2) 像元噪声电压

测试过程中, 响应电压的值会随时间发生波动, 这些波动被称为噪声。噪声的来源有很多, 比如来自探测器本身的热噪声、散粒噪声, 来自电路的开关噪声, 来自测试系统的 RC 噪声等。各个噪声分量与总噪声之间的关系为

$$V_N^2 = V_{N1}^2 + V_{N2}^2 + V_{N3}^2 + \dots \quad (3.9)$$

在实际测试过程中, 噪声电压通常由 100 帧测试得到响应电压, 然后求均方根得到

$$V_N = \sqrt{\frac{1}{100-1} \sum_{k=1}^{k=100} [\overline{V_R}(i, j, T_0) - V_R(i, j, k, T_0)]^2} \quad (3.10)$$

然而在本章中, 为了充分探究探测器本身的性能, 拟合计算时, 噪声源设定以器件本身的散粒噪声为主, 其计算公式为

$$V_N = \frac{\sqrt{(I_{dark} + I_{opt}(T_0)) \times T_{int} \times q}}{C_{int}} \quad (3.11)$$

## (3) 有效像元率

焦平面器件中有效像元在总像元数中所占比例。由于器件响应过小、噪声过大、或者倒焊封装时, 钢柱互连失效等原因, 焦平面会存在过热像元和死像元, 其个数分别用  $h$  和  $d$  表示, 因此有效像元率可以表示为

$$N_{eff} = \left(1 - \frac{d+h}{M \times N}\right) \times 100\% \quad (3.12)$$

## (4) 响应电压平均值

焦平面所有像元响应率的平均值, 这里为了排除盲元的影响, 将盲元数据进行了剔除, 其值可以表示为

$$\overline{V_R} = \frac{1}{M \times N - (d+h)} \times \left(\sum_{i=1}^{i=M} \sum_{j=1}^{j=N} V_R(i, j) - \sum_{x=1}^{x=d+h} V_R(x)\right) \quad (3.13)$$

其中  $V_R(x)$  为各个盲元的响应电压。

## (5) 响应非均匀性

响应电压均方根值与平均响应电压的比值

$$U_R = \frac{1}{V_R} \sqrt{\frac{1}{M \times N - (d+h)} \sum_{i=1}^{i=M} \sum_{j=1}^{j=N} [V_R(i,j) - \bar{V}_R]^2} \times 100\% \quad (3.14)$$

#### (6) 噪声等效温差 (Noise equivalent temperature Difference, NETD)

其主要作用是用来衡量器件单位信噪比对应的目标温度变化, 而非目标温度本身, 其定义为

$$NETD = \frac{T_1 - T_0}{V_R / V_N} \quad (3.15)$$

其中  $V_R$ ,  $V_N$  分别为响应电压和噪声电压。

### 3.3 焦平面 NETD 影响因素分析

由第一节中的焦平面工作原理不难看出, 影响 NETD 的主要因素主要包括: 探测器接收到的光通量(受目标温度, 大气衰减, 光学系统损失, 光敏元面积等因素影响, 本章只考虑目标温度, 光敏元面积带来的影响)、探测器量子效率、探测器暗电流大小、读出电路的注入效率、积分电容电荷容量大小以及整个读出系统的噪声等。本节将对影响 NETD 的各个参量逐一进行讨论, 拟合分析所用程序如附录 3 中的 MATLAB 程序所示。当各参量不为因变量时, 其值如下表。

表 3.1 拟合时所用部分参数

Table 3.1 Values of partial parameter used in the simulation

|        |                                            |       |                    |
|--------|--------------------------------------------|-------|--------------------|
| 探测器面积  | 25 $\mu\text{m}$ $\times$ 25 $\mu\text{m}$ | 注入效率  | 100%               |
| 响应波段   | 3 $\mu\text{m}$ ~11.5 $\mu\text{m}$        | 积分时间  | 1200 $\mu\text{s}$ |
| 光学 F#  | 2                                          | 积分电容  | 16 pF              |
| 黑体温度   | T <sub>0</sub> :293K, T <sub>1</sub> :308K | 电压摆幅  | 3 V                |
| 平均量子效率 | 30%                                        | 暗电流大小 | 3 nA               |

## 3.3.1. 不同目标温度下计算得到的 NETD

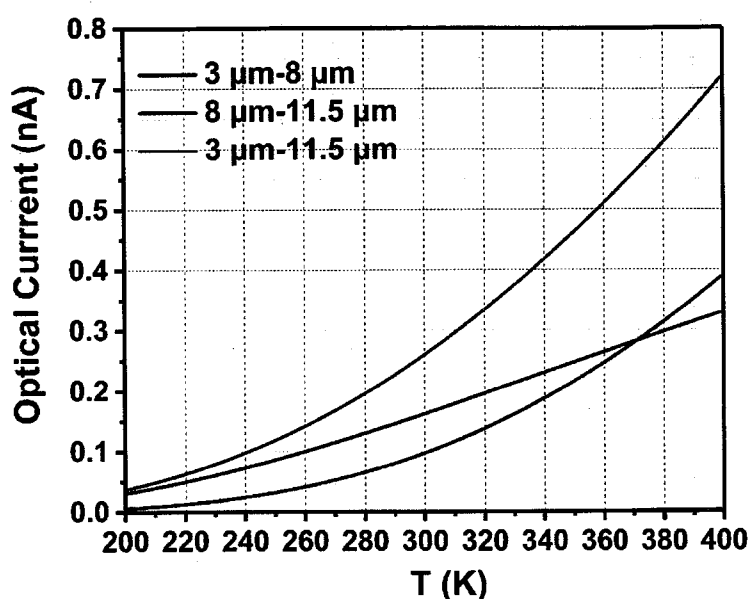


图 3.3 不同波段下单位温度变化对应的光电流大小

Figure 3.3 Calculated optical currents of per unite temperature change with different wavelength range

根据式 3.5 计算了目标温度为 200 K~400 K 时, 目标温度每升高 1 K, 不同波段的光通量对探测器光电流的影响, 各个波段量子效率统一为 30%。如图 3.3 所示, 对于 3  $\mu\text{m}$ ~11.5  $\mu\text{m}$  波段, 随着温度升高, 单位温度所对应的光电流也在逐渐升高, 由最初的 0.0374 nA 增长至 0.722 nA。由此可知, 目标本身的绝对温度, 与其温度变化被捕捉到的难易程度是直接相关联的。由于 8  $\mu\text{m}$  是大气长波窗口的下限波长, 因此将器件的响应波段分为 3  $\mu\text{m}$ ~8  $\mu\text{m}$  波段以及 8  $\mu\text{m}$ ~11.5  $\mu\text{m}$  波段。值得注意的是, 随着目标本身温度的升高, 黑体辐射的光通量逐步集中于中波方向, 因此当目标温度约大于 370 K 之后, 3  $\mu\text{m}$ ~8  $\mu\text{m}$  波段的光通量带来的光电流增量开始大于 8  $\mu\text{m}$ ~11.5  $\mu\text{m}$  波段的光通量带来的光电流增量。

为了进一步研究测试温度的选择对测试的到的 NETD 的影响, 我们将  $T_0$  设置为 293 K,  $T_1$  值为 298 K~308 K, 温度间隔为 1 K, 计算目标温度  $T_1$  变化引起的光电流变化对于焦平面器件 NETD 的影响, 结果如下

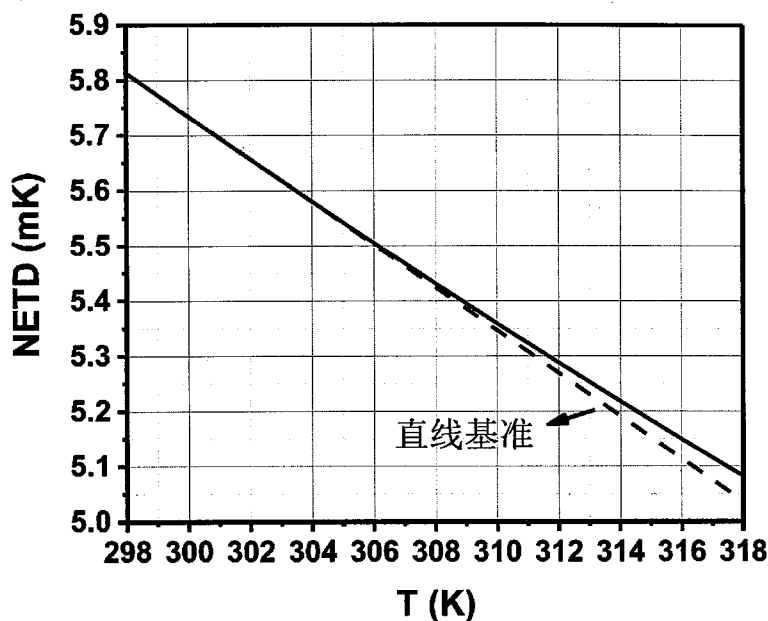


图 3.4 目标不同  $T_1$  下的 NETD 大小

Figure 3.4 Calculated NETD with different target temperature  $T_1$

如图 3.4 所示, 当响应波段选取为  $3\ \mu\text{m}\sim 11.5\ \mu\text{m}$ , 积分时间为  $1200\ \mu\text{s}$ , 目标温度  $T_1$  由 298 K 逐渐升高至 318 K 时, 焦平面器件的 NETD 理论计算值逐渐降低, 由最初的 5.814 mK 下降至 5.082 mK。这是由于随着温度的升高, 温度变化 1 K 带来的光电流变化逐渐增大导致的。因此, 对于长波器件, 增大测试的温度范围 ( $\Delta T = T_1 - T_0$ ) 可以降低噪声等效温差的测量值。值得注意的是, 随着温度的升高, NETD 的降低并非是线性的, 这与选择的波长范围有直接关系。当目标温度升高到一定值之后, 温度升高 1 K 带来的  $3\ \mu\text{m}\sim 11.5\ \mu\text{m}$  光通量增量并没有增加, 由此 NETD 下降变慢。

### 3.3.2 积分时间对 NETD 的影响

积分电容的电荷容量一直是制约焦平面 NETD 降低的重要因素, 从本质上来说, 最根本的制约就是对焦平面积分时间的制约。通过数字读出电路的应用,

可以有效增大读出电路电荷容量, 延长积分时间, 降低器件 NETD。由公式 3.6, 3.11, 3.15 可知, 当焦平面噪声以器件本身的散粒噪声为主时, 焦平面的噪声等效温差可以表示为

$$\text{NETD} = (T_1 - T_0) \times \frac{\sqrt{[I_{\text{dark}} + I_{\text{opt}}(T_0)] \times q}}{[I_{\text{opt}}(T_1) - I_{\text{opt}}(T_0)] \cdot \sqrt{T_{\text{int}}}} \quad (3.16)$$

由此可知, 当焦平面噪声主要来源于器件本身的散粒噪声时, 噪声等效温差随着积分时间升高的 1/2 次方逐渐降低, 如图 3.5 所示。在考虑其他因素对噪声等效温差的影响时, 尽可能的转化为对积分时间的影响会使得分析变得更加简单直观。

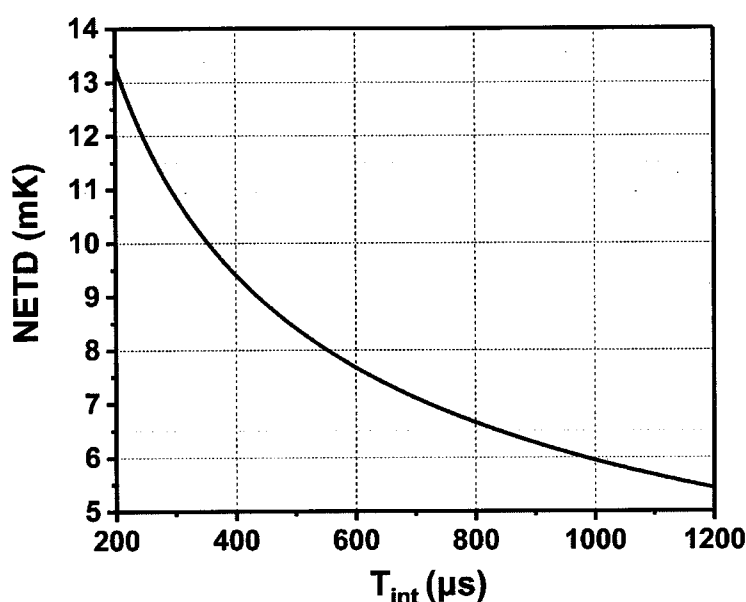


图 3.5 不同积分时间下的噪声等效温差

Figure 3.5 Calculated NETD with different integration time

### 3.3.3 探测器像元面积大小对于 NETD 的影响

像元面积对于 NETD 的影响主要来源于两方面, 一方面, 较大的探测器面积就代表着较大的光通量, 在其他条件一定的情况下, 产生的光电流就越大, 继而产生较低的 NETD。另一方面, 在不考虑侧边漏电对于器件暗电流密度影响的情况下, 面积越大, 带来的暗电流也就越大, 大的暗电流不仅会占用更多的积分电容容量, 还会带来更大的噪声。

如图 3.6(a)中黑色实线所示, 当电荷容量一定时, 当像元面积由  $30 \times 30 \mu\text{m}^2$

降低至  $5 \times 5 \mu\text{m}^2$  时, NETD 几乎不随之发生变化。这是由于减小像元边长, 相当于等比例的减小暗电流和光电流, 提高积分时间。而 NETD 随积分时间增大而减小, 二者作用相互抵消, 使得 NETD 不变。当然这是发生在只考虑了体暗电流和散粒噪声占主体的情况下, 实际情况中, NETD 一般随像元面积的减小逐渐增大。

如图 3.6(b)所示, 当电荷容量不受限制, 积分时间为常数时, NETD 随像元面积的增大不断减小。由公式 3.16 可知, 当器件暗电流密度足够小时, NETD 与像元面积的平方根成反比。

值得注意的是, 更大的像元面积就意味着要损失部分的空间分辨率特性, 因此兼顾热灵敏度与空间分辨率是红外探测系统设计中一个值得考量的问题。

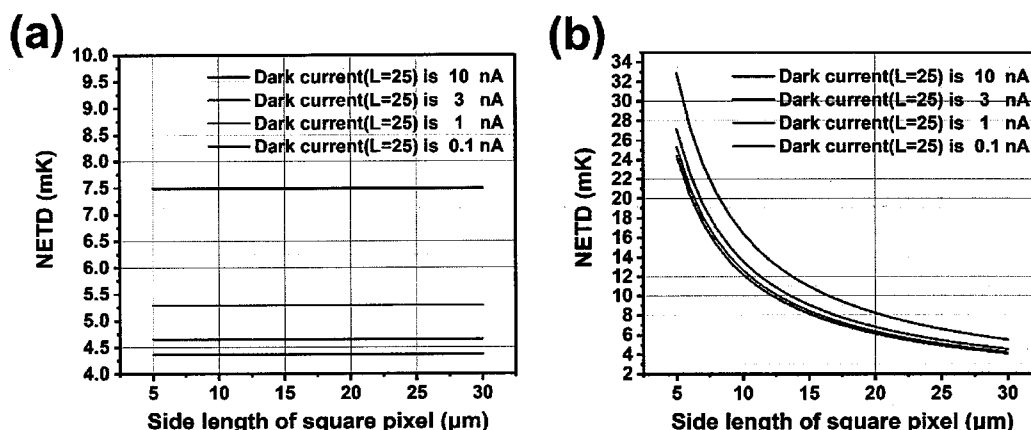


图 3.6 (a)积分时间受限和(b)积分时间为  $1200 \mu\text{s}$  时不同像元边长对应的 NETD

Figure 3.6 Calculated NETD with different side length when (a) the integrated time is limited (b) and the integrated time is  $1200 \mu\text{s}$

### 3.3.4 量子效率对 NETD 的影响

如图 3.7 中黑色实线所示, 当积分电容电荷容量一定时, 随着量子效率由 20% 提高至 100%, 积分时间由  $1761 \mu\text{s}$  降低至  $428 \mu\text{s}$ , NETD 逐渐降低, 然而降低的幅度十分有限, 仅仅从  $5.758 \text{ mK}$  降低至  $4.622 \text{ mK}$ , 下降幅度为 19.73%。这种现象在暗电流降为  $0.1 \text{ nA}$  时更明显, NETD 由  $4.384 \text{ mK}$  下降至  $4.347 \text{ mK}$ , 下降幅度仅为 0.84%。然而, 如图中红色实线所示, 当暗电流较大为  $10 \text{ nA}$  时, NETD 将由  $9.06 \text{ mK}$  下降至  $5.29 \text{ mK}$ , 下降幅度高达 41.61%。

这种现象的出现一方面是因为, 随着量子效率的提高, 光响应逐渐增大, 增大的光响应同时也缩短了积分时间, 二者共同作用, 使得增大量子效率对于降低

NETD 的作用不那么明显；另一方面，增大光电流的同时，与光电流有关的散粒噪声也在随之增大，尤其是暗电流极低的时候，此时散粒噪声则主要来源于光电流，此时，增大量子效率对于降低 NETD 收效甚微。

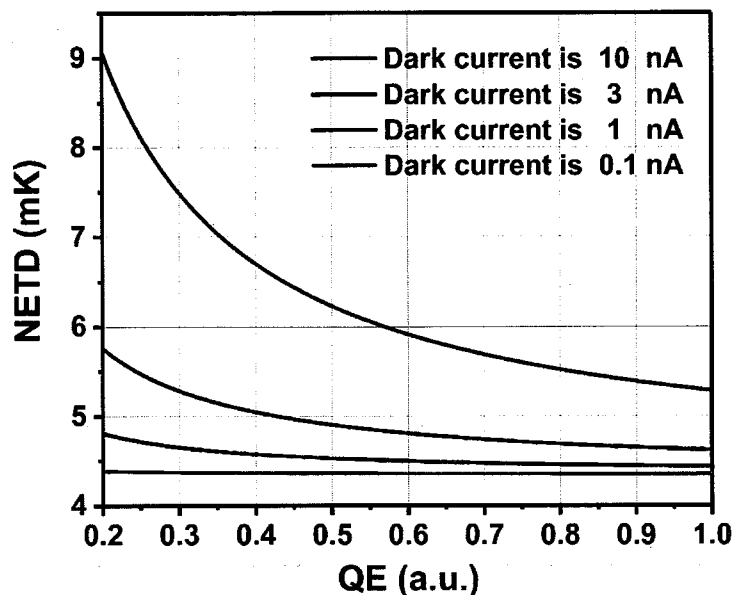


图 3.7 电荷容量限制下不同量子效率对应的噪声等效温差

Figure 3.7 Calculated NETD with different quantum efficiencies when the integrated capacity is limited

当积分电容电荷容量趋于无限大时，积分时间将几乎不受量子效率的提高所影响。如图 3.8 中黑色实线所示，随着量子效率由 20%提高至 100%，光电流不断增大，其在总注入电流中所占的比重也不断增大，使得 NETD 由 6.98 mK 下降至 2.76 mK，下降幅度为 60.46%。相较于电荷容量一定时的 19.73%，提高了约 2 倍之多。当光响应足够大，如图 3.9 中绿色实线所示，此时可以认为探测器的散粒噪声全部来源于光电流，噪声等效温差与量子效率之间的关系可以表示为

$$\text{NETD} = (T_1 - T_0) \times \frac{\sqrt{M(T_0) \times q}}{[M(T_1) - M(T_0)] \cdot \sqrt{T_{int} \times QE}} \quad (3.17)$$

其中  $M(T)$  是背景温度为  $T$  时器件接收的光通量。由此，当光电流足够大时，NETD 的大小将全部由光响应的大小决定，NETD 的极限值也相同，称为光响应限制，此时的 NETD 与量子效率的平方根成反比。

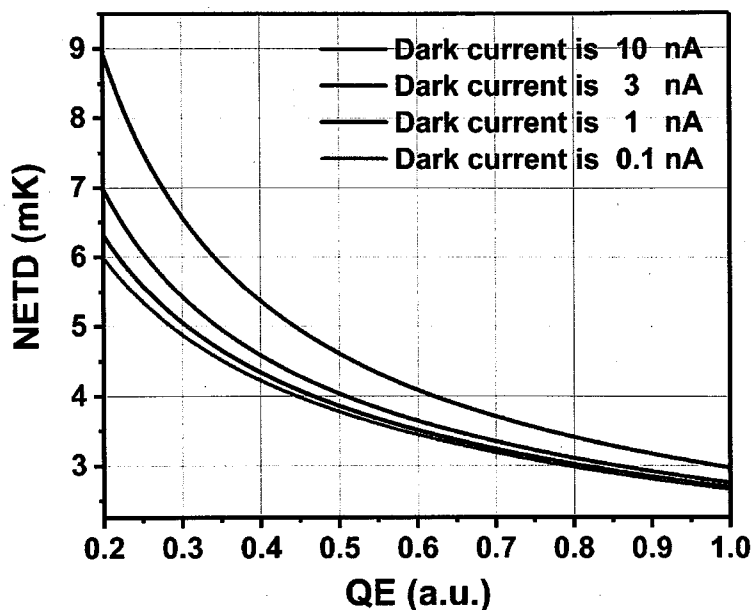


图 3.8 积分时间为 1200  $\mu$ s 时不同量子效率对应的噪声等效温差

Figure 3.8 Calculated NETD with different quantum efficiencies when the integrated time is 1200  $\mu$ s

相反地，当器件暗电流过高，甚至高于光电流的大小时，可以近似认为散粒噪声均来源于暗电流，此时，噪声等效温差与量子效率之间的关系可以表示为

$$\text{NETD} = (T_1 - T_0) \times \frac{\sqrt{I_{\text{dark}} \times q / T_{\text{int}}}}{[M(T_1) - M(T_0)] \cdot \text{QE}} \quad (3.18)$$

当量子效率由 20% 提高至 100%，暗电流为 0.01 nA 时，NETD 将由 7.6 mK 下降至 4.35 mK，暗电流为 10 nA 时，NETD 将由 9.06 mK 下降至 5.29 mK。

### 3.3.5 暗电流大小对于 NETD 的影响

图 3.9 展示了电荷容量足够大，积分时间为 1200  $\mu$ s 时，器件暗电流变化对于 NETD 的影响，红色虚线代表 308 K 背景温度下与 293 K 背景温度下光电流的差值大小。当暗电流远远小于光电流时，即暗电流有 0.01 nA 上升至 1 nA 时，NETD 几乎不随暗电流的增大而变化，而主要受到器件量子效率的制约，其大小仅由 4.86 mK 上升至 5.06 mK。当暗电流与光电流相当甚至远大于光电流时，NETD 随着暗电流的增大开始急剧上升。计算显示，当暗电流达到 100 nA 时，NETD 高达 14.83 mK。

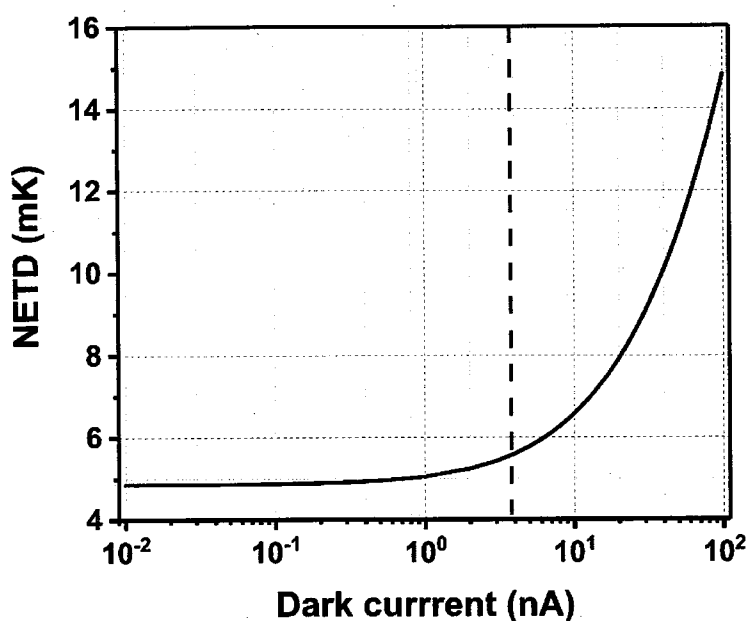


图 3.9 积分时间为 1200  $\mu\text{s}$  时暗电流大小对于噪声等效温差的影响

Figure 3.9 Calculated NETD with different dark currents when the integrated time is 1200  $\mu\text{s}$

### 3.3.6 注入效率对 NETD 的影响

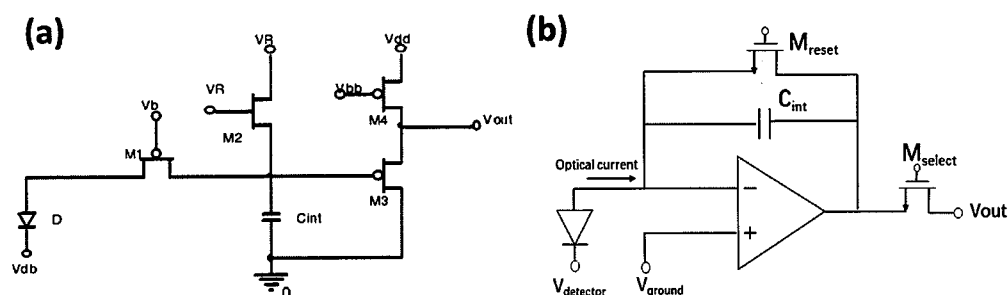


图 3.10 (a)DI 型(b)CTIA 型读出电路示意图<sup>[121]</sup>

Figure 3.10 Schematic of (a)DI (b)CTIA readout circuit

注入效率是读出电路的一个本征参数,它代表着读出电路将外部电流注入到积分电容的能力。随着读出电路的拓扑结构不同,器件的工作状态不同,电路的注入效率也会存在巨大的差异。本次实验中,所采用的读出电路机构为电容跨阻放大器(Capacitor Trans-Impedance Amplifier, CTIA)式读出电路,其基本结构如图 3.10 (b)所示。其中  $C_{\text{int}}$  为积分电容,晶体管  $M_{\text{select}}$  负责信号的选通,晶体管  $M_{\text{reset}}$

负责对积分电容两端电压进行复位。相对于如图 3.10 (a)所示直接注入(Direct Injection, DI)型读出电路, CTIA 型读出电路不仅输入阻抗低, 输出信号线性度好, 能为探测器提供稳定偏压, 而且具有注入效率高的优点。他们的注入效率分别可以表示为<sup>[121]</sup>

$$\mu_{in\_CTIA} = \frac{(1+A)R_D}{1+(1+A)R_D} \quad (3.19)$$

$$\mu_{in\_DI} = \frac{GmR_D}{1+GmR_D} \quad (3.20)$$

其中 A 为放大器增益,  $R_D$  为探测器的动态阻抗,  $Gm$  为 DI 读出电路注入管的跨导。尽管两种类型的读出电路注入效率的极限值都是 1, 但随着读出电路的结构不同, 读出电路的注入效率对于探测器的动态阻抗值的包容度也不尽相同。一般情况下, 放大器增益与探测器的动态阻抗之间的乘积远远大于 1, 因此 CTIA 读出电路的注入效率会基本接近于 1。反观 DI 型读出电路, 由于有注入管跨导的存在, 因此为了达到较高的注入效率, 就要求探测器阻抗足够高, 这对探测器本身也是个巨大的挑战。

### 3.3.7 探测器工作温度对于 NETD 的影响

探测器工作温度一直是探测器的一个重要参数。首先, 低的工作温度会带来较低的暗电流, 较小的暗电流有助于释放焦平面的电荷容量, 延长积分时间。不仅如此, 较低的暗电流会降低与暗电流有关的散粒噪声, 提高器件信噪比; 其次, 随着温度降低, 器件的阻抗会得到提升, 相同电路条件下, 阻抗较高意味着注入效率的提高, 与此同时, 响应就会提高; 第三, 较低的工作温度会带来较长的扩散长度, 有助于调高器件的量子效率; 最后, 器件工作温度的降低有助于降低与温度相关的热噪声, 从而提高器件性能。

然而较低的工作温度就意味着焦平面需要配备大功率的制冷设备, 这就使得整个组件的体积更加庞大, 这就极大地限制了红焦平面的小型化以及红外技术在无人机、便携式设备中的应用<sup>[122-123]</sup>。此外, 大功率的制冷设备价格一般较为昂贵, 这又十分不利于红外焦平面器件的民用化。因此在保证器件性能的前提下, 提高器件工作温度是红外焦平面重要的发展方向之一<sup>[124-125]</sup>。

### 3.4 本章小结

本章首先介绍了焦平面的工作原理、测试系统以及性能参数指标，主要包含响应电压、噪声电压、有效像元率、噪声等效温差 NETD 等等。其次从噪声等效温差的定义出发，得到了影响器件 NETD 的主要影响因素，即入射光的光通量、器件量子效率、红外探测器的暗电流、读出电路的注入效率以及积分电容的电荷容量等等。接下来利用 MATLAB 就各个因素对于 NETD 的影响做了简单的计算，计算过程考虑了积分电容电荷容量受限和不受限两种情况。计算结果显示，当前中测器件的电学性能以及测试条件下，焦平面器件完全有可能实现 mK 级的 NETD。

## 第四章 高温度灵敏度焦平面器件制备与测试分析

分别使用同一外延片制备的器件 A、器件 B 进行倒焊互连，封装测试。器件 A 采用间接互连的互连方式，器件 B 采用直接互连的互连方式。本章首先通过对两个样品测试结果的分析，比较不同工艺，尤其是去衬底工艺以及大积分电容电荷容量对于焦平面性能影响。接着通过对焦平面 B 测试结果的分析，探究器件制备过程中各因素对于 NETD 的影响，依此来提出满足性能要求的焦平面的最优制备工艺。最后通过改善测试条件，封装工艺等，得到最佳焦平面性能。

### 4.1 实验介绍

使用编号为 M2546 的外延片制备得到探测器芯片 A 以及探测器芯片 B，为控制实验变量，器件制备所用材料在外延片上的位置基本相同，其制备工艺流程图如图 2-7 所示。

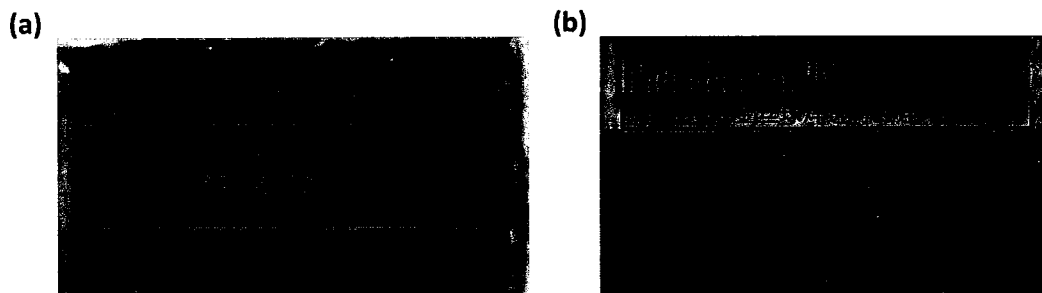


图 4.1 采用(a)间接倒焊互连, (b)直接倒焊互连制备得到的焦平面实物

Figure 4.1 FPA detector used (a) indirect-interconnection and (b) direct-interconnection

器件制备完成后，对探测器芯片 A 和读出电路使用间接互连的倒焊方式进行互连，即探测器芯片与读出电路芯片同时被倒焊至宝石片上，芯片与芯片之间通过位于宝石片内部的金属线进行互连，焦平面器件实物如图 4.1(a)所示。此种互连方式，工艺步骤简单，但由于读出电路芯片具有一定的厚度，因此在衬底去除时，很容易破坏电路芯片结构，使得焦平面 A 不得不放弃衬底去除这一工艺步骤。倒焊互连完成后，对焦平面 A 进行封装、焦平面测试，窗口为圆形，F#为 2，积分电容为 16 pF，积分时间为 900  $\mu$ s、1800  $\mu$ s，每次测试均测试 100 次取

平均值作为最终测试结果。

探测器芯片 B 和读出电路采用直接互连的倒焊方式进行互连,即将探测器芯片与读出电路芯片直接倒焊在一起,二者通过钢柱进行互连,互连完成后将模块整体贴片至宝石基板上,再利用金丝球焊将读出电路引脚引出,器件实物如图 4.1(b)所示。贴片完成后,将焦平面用蜡固定于三英寸玻璃圆盘之上,将宝石片、电路芯片、探测器亦用蜡均匀的包裹起来,以保护其内部结构不被腐蚀液腐蚀。使用磨抛机将衬底粗抛至 120  $\mu\text{m}$ ,再精抛至 100  $\mu\text{m}$ ,用于后续的衬底去除,精抛的目的在于防止腐蚀液通过缝隙流入,损毁电路芯片。将备好的玻璃圆盘贴满聚酰亚胺胶带后放入腐蚀液中,转子搅拌并腐蚀两小时,腐蚀液为铬酸,氢氟酸按照一定比例配制的混合溶液。最后将清洗后的焦平面依次置于去蜡液,三氯乙烯,丙酮,酒精中将残蜡全部去除。

对去除衬底的焦平面 B 进行封装,焦平面测试。测试时分别采用 F#为 2 的圆形窗口以及 F#为 1.5 的方形窗口,积分电容为 16 pF,积分时间分别为 1600  $\mu\text{s}$ , 800  $\mu\text{s}$ , 400  $\mu\text{s}$ , 200  $\mu\text{s}$ , 100  $\mu\text{s}$ 。

## 4.2 间接互连焦平面测试数据分析

### 4.2.1 间接互连焦平面器件暗响应测试

表 4.1 间接互连器件测试结果

Table 4.1 Test results of devices with indirect interconnection

| 积分时间 ( $\mu\text{s}$ ) | 响应电压 (V) | 噪声电压 (mV) | NETD (mK) |
|------------------------|----------|-----------|-----------|
| 900                    | 0.108    | 0.432     | 62        |
| 1800                   | 0.228    | 0.501     | 35        |

如表 4.1 所示,对焦平面 A 进行积分时间分别为 900  $\mu\text{s}$ , 1800  $\mu\text{s}$  的焦平面测试,其响应电压分别为 0.108 V, 0.228 V,基本满足响应电压随积分时间线性增长的趋势。然而,噪声仅由 0.432 mV 增长至 0.501 mV,并没有随积分时间的 1/2 次方增长,这说明焦平面的主要噪声来源并非来源于器件本身,而是与之相关的电路芯片,测试系统等等。最终两次测试得到的 NETD 分别为 62 mK, 35 mK,相对于预期值偏高,其主要原因可能是 i、探测器芯片 A 的暗电流相对于

中测器件的暗电流较大，使得积分电容饱和，最终光响应偏小；ii、电压摆幅较小，即积分电路电荷容量过小，使得器件尽管光响应很大，但积分电容很快达到饱和；iii、焦平面没有去衬底，衬底对红外光的吸收，使得探测器实际的量子效率偏低。

对焦平面 A 进行暗响应测试，积分时间分别为 100  $\mu\text{s}$ 、1600  $\mu\text{s}$ 、6000  $\mu\text{s}$ ，测试得到响应电压值分别为 0.46 V、0.70 V、1.36 V，绘制积分时间与响应电压关系图如图 4.2 所示，拟合得到斜率为 0.1546，根据公式

$$I_{\text{dark}}/C_{\text{int}} \times T_{\text{int}} + V_{\text{bias}} = V_{\text{response}} \quad (4.1)$$

计算得焦平面器件的实际暗电流  $I_{\text{dark}}$  约为 2.47 nA，与中测数据基本一致。其中  $T_{\text{int}}$  为积分时间， $V_{\text{bias}}$  为积分电容基准电压， $C_{\text{int}}$  为积分电容大小， $V_{\text{response}}$  为焦平面响应电压。积分电容的基准电压可以由电路说明书得到，也可以由响应盲元的电压值得到。

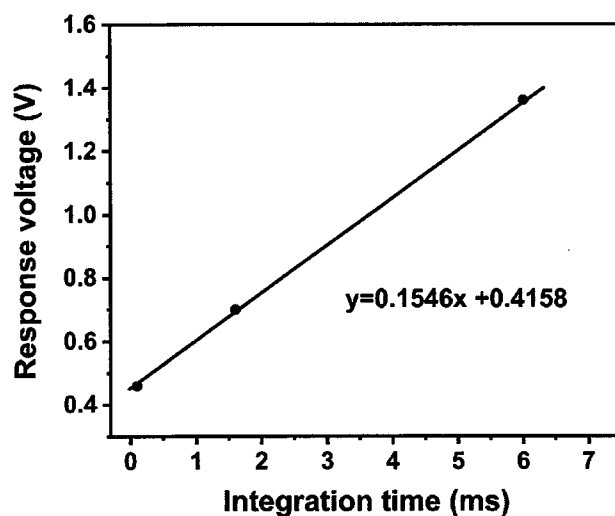


图 4.2 焦平面器件暗响应测试结果

Figure 4.2 Dark current results of devices with indirect interconnection

## 4.2.2 间接互连焦平面器件光响应分析

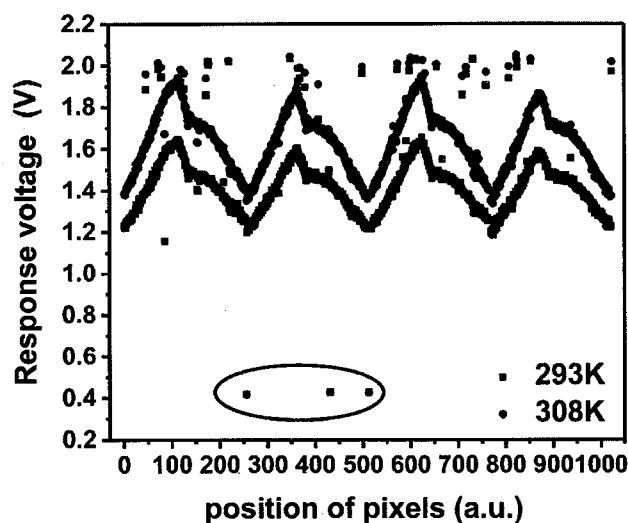


图 4.3 间接互连器件响应电压分布图

Figure 4.3 Response voltage histogram of devices with indirect interconnection

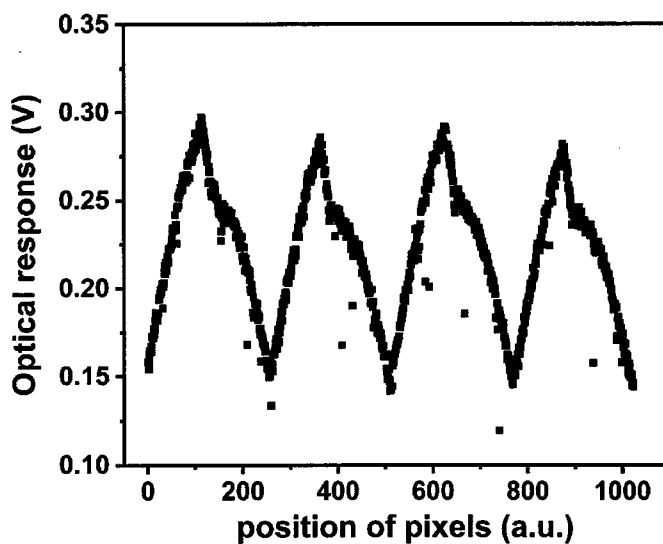


图 4.4 间接互连器件光响应电压分布图

Figure 4.4 Optical response voltage histogram of devices with indirect interconnection

为了得到测试中，电压的实际摆幅值，我们对积分时间为  $1800\ \mu\text{s}$  的测试数据进行了深入分析，图 4.3 是焦平面  $4 \times 256$  个像元在黑体温度分别为 293 K, 308

K 时的响应电压, 其中响应电压较高的像元对应物理位置靠近中心的探测器, 蓝色圆圈标注点为响应盲元。测试结果显示, 黑体温度为 293 K 时, 焦平面的响应电压主要分布于 1.18 V~1.65 V, 当黑体温度为 308 K 时, 焦平面的响应电压主要分布于 1.30 V~1.94 V。提取焦平面测试中第 532 个像元测试数据 (图 4.3 中蓝色圆圈标注的响应几乎为零的元), 由此可得读出电路中, 积分电容两端基准电压为 0.4275 V, 电压摆幅为 1.51 V(1.94 与 0.4275 之差)左右, 计算得到焦平面的满井电荷容量值约为 150 Me<sup>-</sup>, 与实际提供的电路参数一致。

如图 4.4, 对 293K, 308K 的黑体响应取差值, 剔除暗电流对于响应电压的影响, 最终得到的光响应电压主要分布于 0.15 V~0.29 V, 最大光响应与最小光响应之比已经达到 2。这说明, 圆形窗口的使用对于线列焦平面的响应均匀性造成了巨大影响, 后续 4.3 的试验部分将对这一影响进行进一步分析。

此外, 根据式 3.1-3.6, 计算得到器件平均量子效率仅为 18%。这与常规去衬底工艺测得的 30%~40%相去甚远。

#### 4.2.3 滤波片对于器件性能影响

通过加装截止波长为 8  $\mu\text{m}$  的滤波片, 测试器件长波波段响应性能, 测试结果如下表所示

表 4.2 加装 8  $\mu\text{m}$  滤光片后间接互连器件测试结果

Table 4.2 Test results of devices with indirect interconnection and 8  $\mu\text{m}$  filter

| 积分时间 ( $\mu\text{s}$ ) | 响应电压 (V) | 噪声电压 (mV) | NETD (mK) |
|------------------------|----------|-----------|-----------|
| 100                    | 0.00435  | 0.376     | 1341      |
| 200                    | 0.00975  | 0.388     | 600       |
| 400                    | 0.02025  | 0.376     | 287       |
| 800                    | 0.04155  | 0.399     | 148       |
| 1200                   | 0.06285  | 0.41      | 101       |
| 1600                   | 0.07935  | 0.423     | 82        |

通过对间接互连器件的测试结果分析, 可以得出以下结论: i. 由于没有进行衬底去除工艺, 间接互连的倒焊方式最大程度的保存了器件本身的性能 (因为去衬底工艺本身就会给探测器芯片带来损伤), 其暗电流水平与中测结果基本一致, 这有助于提高了器件制备的良率; ii. 尽管间接互连使用的电路芯片拥有大电荷容量的优势, 但由于器件无法进行去衬底工艺, 使得其量子效率损失接近 50%, 这在极低噪声等效温差的实现过程中是不能容忍的; iii. 冷屏窗口形状对于探测器的

光响应均匀性具有极大的影响,在考虑封装工艺时,冷屏窗口的形状与被测器件形状的对应关系也应该被考虑进来。

### 4.3 直接互连焦平面测试数据分析

#### 4.3.1 器件性能稳定性测试结果

表 4.3 直接互连器件测试结果

Table 4.3 Test results of devices with indirect interconnection

| 测试编号 | 积分时间( $\mu\text{s}$ ) | 响应电压(V) | 响应非均匀性 | 噪声电压(mV) | NETD(mK) |
|------|-----------------------|---------|--------|----------|----------|
| 1    | 2000                  | 0.45120 | 14.53% | 0.427    | 14.24    |
| 2    | 2000                  | 0.45045 | 14.42% | 0.415    | 13.84    |
| 3    | 2000                  | 0.45045 | 14.41% | 0.406    | 13.49    |
| 4    | 2000                  | 0.45015 | 14.49% | 0.406    | 13.59    |
| 5    | 2000                  | 0.45000 | 14.51% | 0.409    | 13.69    |
| 6    | 2000                  | 0.45225 | 14.50% | 0.448    | 14.92    |
| 7    | 2000                  | 0.45105 | 14.55% | 0.381    | 12.72    |

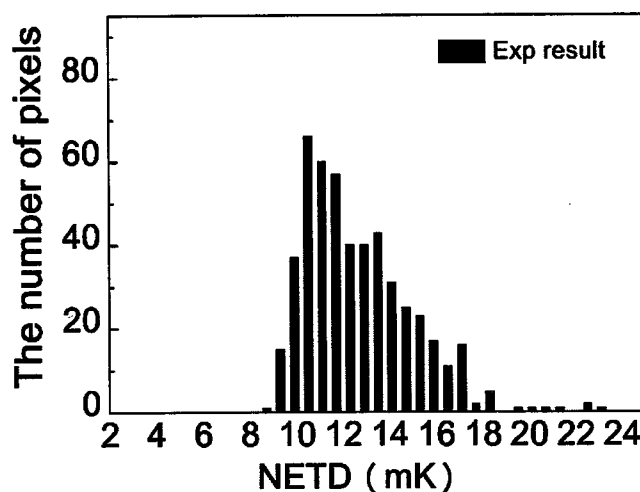


图 4.5 使用圆形窗口的直接互连器件 NETD 分布图

Figure 4.5 NETD histogram of devices with circular cold screen window

对直接互连器件进行多次上电,下电测试,测试结果较为稳定。测试结果如表 4.3 所示。NETD 最优测试结果为 12.72 mK, 尽管相比于间接互连的焦平面器件,已有较大改善,但其响应均匀性仍然不理想,表现结果就是 NETD 较大方向上出现严重的拖尾现象,如图 4.5 所示。

究其原因就是由于冷屏上的通光孔采用的是圆形窗口。对于长条形的线列焦平面，圆形窗口就保证响应均匀性这个问题上有着先天的不足，它会使得位于线列四角的像元所受到的光通量相对于线列中心像元接收到的光通量急剧下降，因此 NETD 较大方向上就会出现严重的拖尾现象。

#### 4.3.2 窗口形状对响应均匀性的影响

通过改变冷屏上通光孔的形状，改善器件响应均匀性的同时，器件 F# 由 2 变为了 1.5，增大了入射光的光通量，最大积分时间也由  $1600\ \mu\text{s}$  降低至  $1200\ \mu\text{s}$ 。(注：F# 是光学系统中用于表示相对视景深度的一个参量，其定义为透镜(冷屏)焦距  $f$  与直径  $D$  之间的比值，其值越小代表入射至焦平面的光通量越大)。理论上，器件 F# 的降低会使得器件光电流增大，进而使得器件噪声增大。然而由于器件响应非均匀性的大幅度下降，由 14.48% 降低至 7.64%，器件噪声反而出现了一定幅度的下降。更换窗口后，各个像元的噪声和 NETD 均呈现高斯分布， $1200\ \mu\text{s}$  积分时间下，噪声仅为  $0.385\ \text{mV}$ ，NETD 仅为  $11.86\ \text{mK}$ 。图 4.6、4.7 分别为焦平面噪声分布图及 NETD 分布图，NETD 较大方向的拖尾现象得到明显改善。

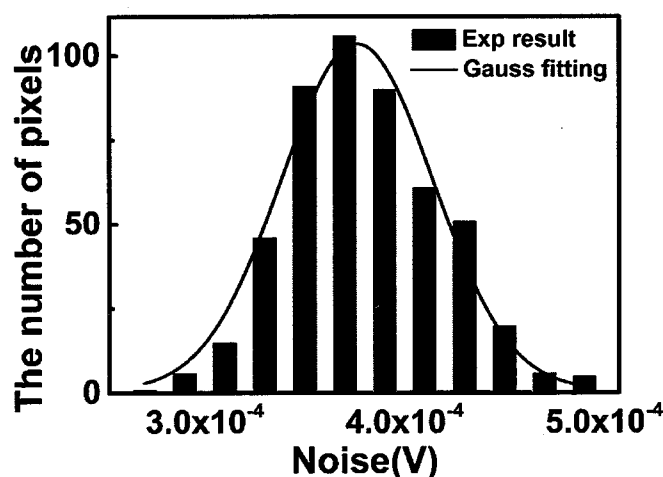


图 4.6 使用矩形窗口的直接互连器件噪声分布图

Figure 4.6 Noise histogram of devices with rectangle cold screen window

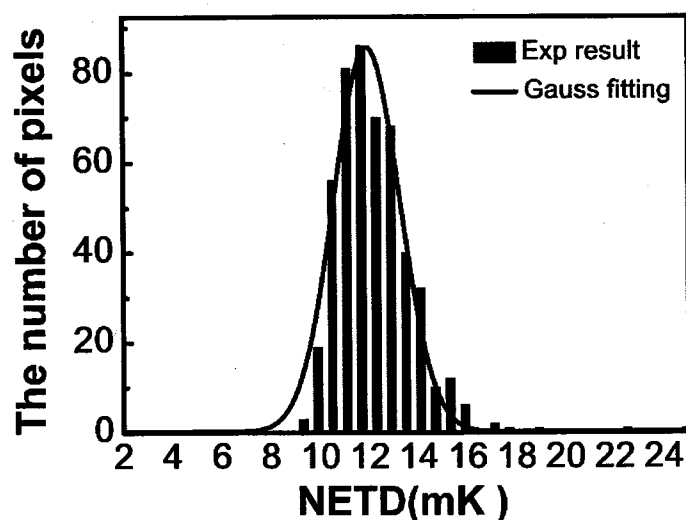


图 4.7 使用矩形窗口的直接互连器件 NETD 分布图

Figure 4.7 NETD histogram of devices with rectangle cold screen window

#### 4.3.3 变积分时间性能测试及结果拟合

为了进一步分析器件性能，对器件进行了多次测试，积分时间由短变长，测试结果如表 4.4 所示。由上一章分析可知，器件的响应随积分时间增大线性增加，这与实验结果较为吻合。然而对于器件噪声，如果器件的噪声主要来源于器件本身，器件的噪声应当随积分时间增加的  $1/2$  次方增加，这与实验结果相去甚远。

表 4.4 直接互连器件测试结果

Table 4.4 Test results of devices with indirect interconnection

| 积分时间 ( $\mu\text{s}$ ) | 响应电压 (V) | 噪声电压 (mV) | NETD (mK) |
|------------------------|----------|-----------|-----------|
| 200                    | 0.08430  | 0.354     | 61.91     |
| 400                    | 0.16440  | 0.363     | 32.44     |
| 600                    | 0.24570  | 0.368     | 22.14     |
| 800                    | 0.32805  | 0.370     | 16.58     |
| 1000                   | 0.40380  | 0.376     | 13.81     |
| 1200                   | 0.48045  | 0.385     | 11.86     |

通过如图 4.8 的测试方法，对测试系统的系统噪声进行了测量，系统噪声值为输入电压与输出电压一段时间内的均方根值之差。结果显示，测试系统噪声高达  $0.35 \text{ mV}$ 。通过添加测试系统噪声，新的拟合模型与实验值吻合较好，如图 4.9 所示。



图 4.8 系统噪声测试方法示意图

Figure 4.8 Method of system noise testing

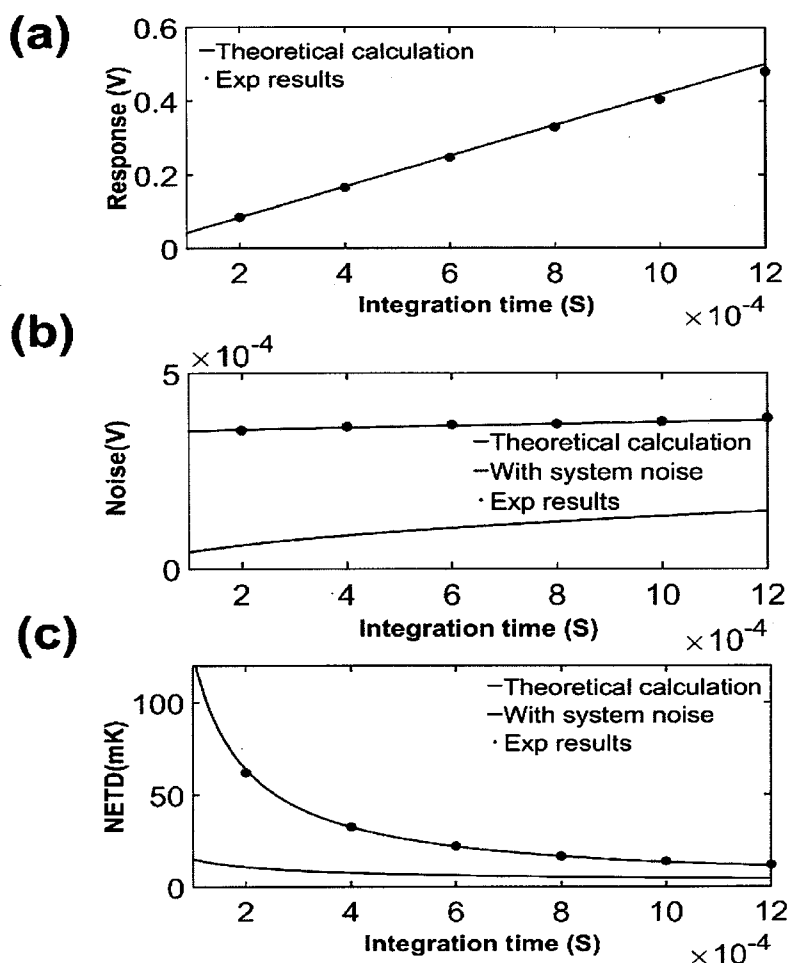


图 4.9 (a)响应, (b)噪声, (c)NETD 的理论计算值和实验值

Figure 4.9 Theoretical calculation (blue line) and experimental results (black line) of (a) response (b) noise and (c) NETD values under different integration time.

由上述测试可知, 为了将器件的 NETD 降低至 mK 级, 较大的积分电荷容量, 较长的积分时间必不可少, 然而具有较低噪声的测试系统也有着至关重要的作用。最终通过更换测试系统, 降低了系统噪声, 在背景温度 300 K, 器件工作温度为液氮温度, F#为 1.5, 积分时间为 1200  $\mu$ s 的测试条件下, NETD 最终测试

结果低至 7 mK，其像元 NETD 分布图 4.10 所示。

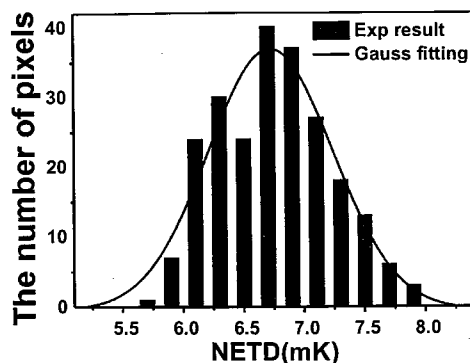


图 4.10 低测试系统噪声条件下器件 NETD 分布图

Figure 4.10 Histogram of NETD with the low noise test system

#### 4.4 辐照效应

在实际的航天应用中，探测器经常处于强的辐照环境中，这些辐射源主要包含高能的  $\alpha$  粒子(氢核)、质子、电子、以及 X 射线， $\gamma$  射线等<sup>[126-127]</sup>。较高的辐照强度会对器件带来辐照损伤，具体损伤机制主要分为两类，一类是入射粒子与材料中的电子之间发生相互作用，称为电离效应。另外一类是入射粒子与材料中的原子之间发生相互作用，称为位移效应<sup>[128-130]</sup>。

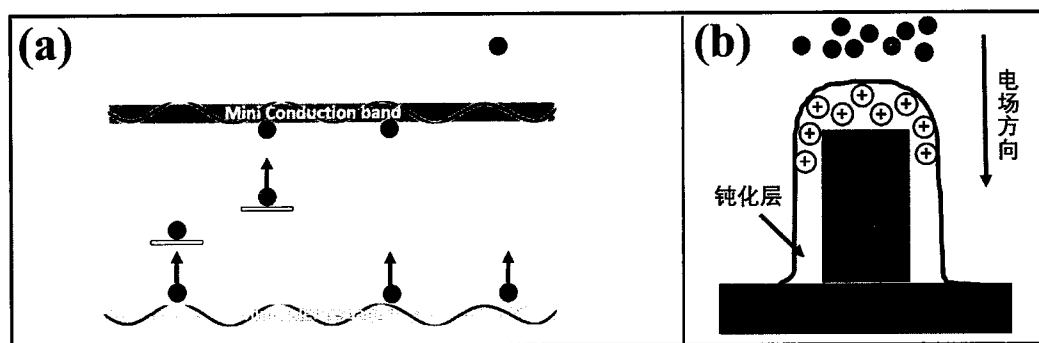


图 4.11 电离效应示意图

Figure 4.11 Diagram of ionization effect

根据入射粒子能量大小，电离效应的表现主要有如下几种，如图 4.11(a)所示。当入射粒子能量较低时，电子会从价带顶激发至缺陷能级或从缺陷能级激发至导带底；当入射能量为禁带宽度的 3~5 倍时，电子将直接由价带激发至导带当中；当入射粒子能量更大时，电子将被激发至真空能级。

电离效应产生的非平衡载流子，类似于热激发产生的非平衡载流子，会通过例如直接复合、表面复合等机制复合，因此对于电离效应，半导体内的载流子浓度会在辐照停止后较短时间内恢复到平衡状态。最直接的表现就是辐照时暗电流增大，辐照停止后短时间内恢复至辐照前水平<sup>[131]</sup>。

此外，电离效应还会发生在钝化层中，如图 4.11(b)所示。在外电场作用下，电子逃逸，而带有正电荷的固定电荷无法移动，就会在钝化层中不断积累，当电荷达到一定数量时就会产生表面效应，使得器件表面能带发生弯曲，性能发生半永久性的变化。

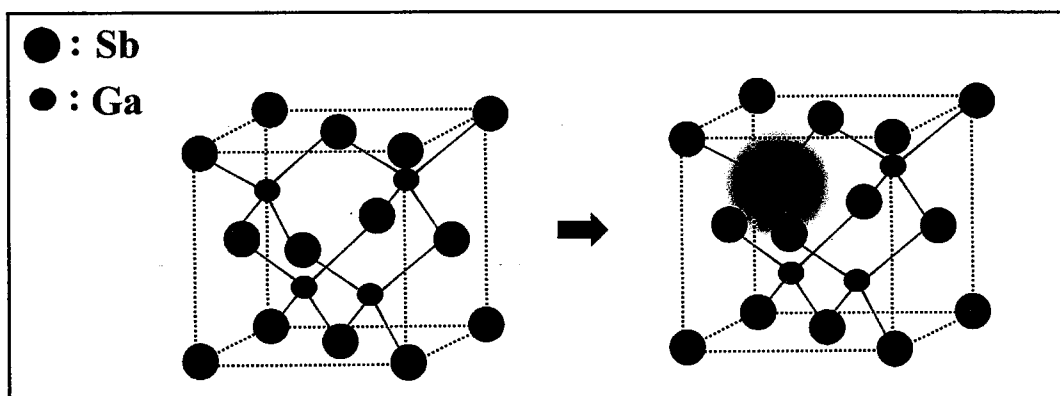


图 4.12 位移效应示意图

Figure 4.12 Diagram of displacement effect

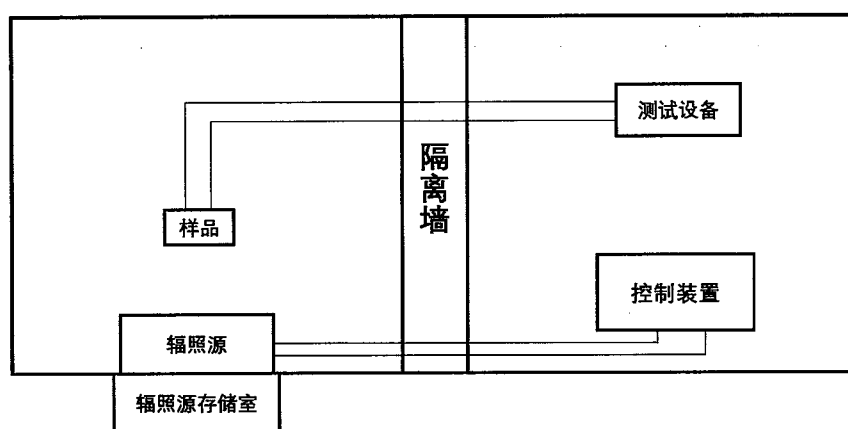
辐照粒子不仅能和材料中的电子发生反应，对于  $\alpha$  射线辐照，中子射线辐照等质量较大的辐照粒子源，辐照粒子还有可能与材料中的原子发生相互作用，最常见的就是高速的入射粒子使得材料结构中一个或者多个原子发生位移，产生缺陷甚至是缺陷团。如图 4.12 所示，GaSb 材料中，Ga 原子就发生了偏移，原子的位置偏移就会在能带中产生一个或者多个缺陷能级，这样带来的损伤一般是半永久或永久的

#### 4.4.2 辐照试验说明

为了探究本文中所制备的焦平面器件对于辐照的敏感性，研究辐照对于器件性能，尤其是暗电流性能的影响，我们对器件进行了辐照试验。实验时，器件置于液氮制冷的杜瓦中，再将整个杜瓦置于辐射源附近接受辐照。辐照源为中科院上海应用物理研究所辐照中心的  $^{60}\text{Co}$  源，辐照射线为平均能量为 1.25 MeV 的  $\gamma$

射线。通过改变探测器与辐照源之间的距离,可以调节器件接收到的辐照剂量率,本文中,辐照剂量率统一为  $20 \text{ rad(Si)/s}$ ,器件所受到的辐照剂量均由器件所受到的辐照时间乘以辐照剂量率计算得到。图 4.13 为辐照试验进行场景示意图,由于辐照源具有较强的辐射,因此辐照室与控制室之间筑有厚厚的水泥墙,辐射源只有在实验时升起,其余时间储藏于地下的辐照源储藏室。辐照试验持续时间共计  $5000 \text{ s}$ ,最大辐照剂量为  $100 \text{ Krad(Si)}$ 。

实验所用器件分别为规模为  $256 \times 8$ 、像元面积为  $25 \times 25 \mu\text{m}^2$  的焦平面器件以及像元面积分别为  $100 \times 200 \mu\text{m}^2$ ,  $150 \times 300 \mu\text{m}^2$ ,  $200 \times 400 \mu\text{m}^2$ ,  $250 \times 500 \mu\text{m}^2$ ,  $300 \times 600 \mu\text{m}^2$ ,  $350 \times 700 \mu\text{m}^2$ ,  $400 \times 800 \mu\text{m}^2$ ,  $500 \times 1000 \mu\text{m}^2$  的单元器件。焦平面器件的采光方式为背入射方式,即入射光由衬底方向入射进入吸收区。制作工艺选用干法刻蚀,  $\text{SiN}_x$  钝化,深减薄去衬底工艺。单元器件的采光方式则采用正入照的方式,制备工艺为湿法腐蚀工艺,未进行钝化。

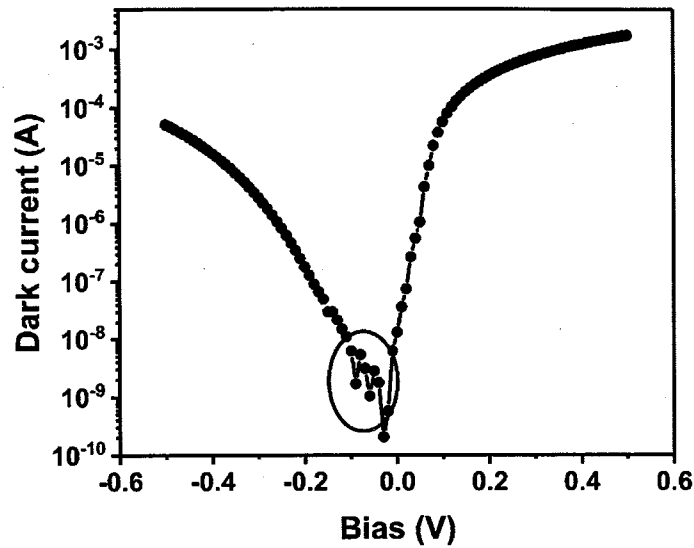


4.13 辐照实验装置示意图

Figure 4.13 Diagram of irradiation experimental apparatus

辐照实验前,对焦平面器件进行了变温暗电流测试,测试温度为  $55 \text{ K}$  至  $125 \text{ K}$ 。对单元器件测试了液氮温度下的暗电流测试;实验时,单元器件、焦平面器件一直保持液氮温度。通过加装长引线对器件暗电流数据进行实时采集,如图 4.13 所示。然而由于引线以及测试装置的防干扰措施不足,出现了如图 4.14 所示的小偏压测试结果抖动的现象。通过更改测试线缆,该现象最终得到抑制;试验后对焦平面器件保持液氮温度,并于  $5 \text{ 分钟}$ 、 $1 \text{ 小时}$  后对器件进行了暗电流测试。测试完成后将器件降温至  $40 \text{ K}$ ,对器件进行变温暗电流测试。变温暗电流测

试完成后将器件温至室温，于辐照后 24 小时、1 周后对器件降温至液氮温度后并进行了暗电流测试。对于单元器件仅进行了液氮温度下的暗电流测试。



4.14 辐照试验中测试数据的抖动现象

Figure 4.14 Shake of dark current in irradiation test

#### 4.4.3 单元器件测试结果分析

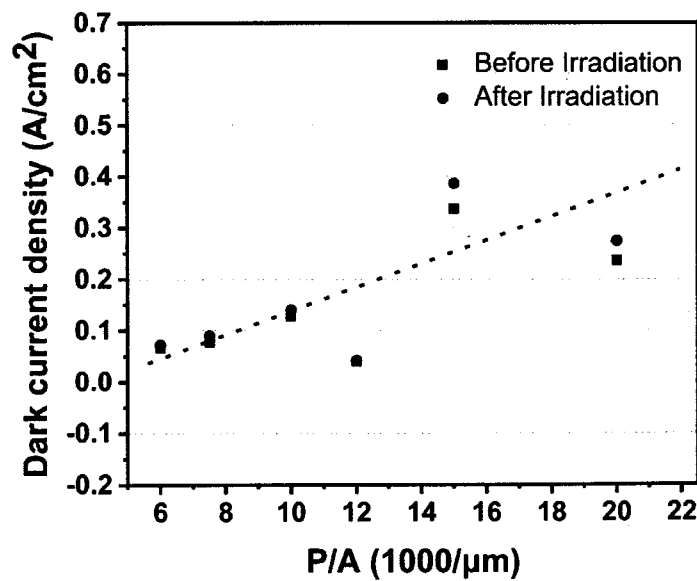


图 4.15 辐照前，辐照后 24h 暗电流密度

Figure 4.15 Dark currents of devices before irradiation test and 24 hours latter

由公式 2-7 可知，通过对具有不同周长-面积比的器件进行暗电流测试，可以

定性分析器件侧边漏电的大小。为了探究辐照对于器件侧边漏电流的影响,辐照前及辐照后 24 小时,分别对各个像元面积的单元器件进行了暗电流测试。图 4.15 为-0.05 V 偏压下,不同像元面积的单元器件的暗电流密度测试结果。测试结果显示,辐照前后,器件侧边漏电基本未发生改变。

进一步对像元面积分为  $100 \times 200 \mu\text{m}^2$  和  $500 \times 1000 \mu\text{m}^2$  的单元器件进行测试分析,测试结果如下。

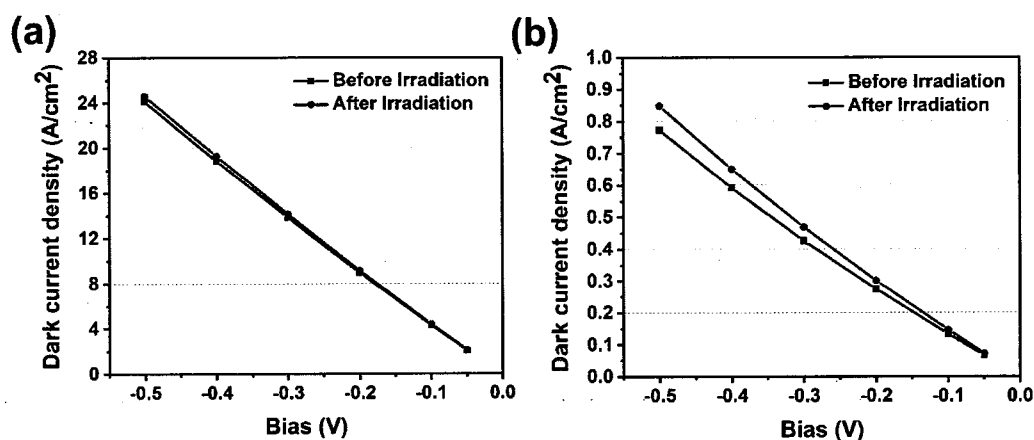


图 4.16 像元面积为(a)  $100 \times 200 \mu\text{m}^2$ , (b)  $500 \times 1000 \mu\text{m}^2$  单元器件辐照前后暗电流密度  
Figure 4.16 Dark currents of devices before and after irradiation test with area of (a)  $100 \times 200 \mu\text{m}^2$ , (b)  $500 \times 1000 \mu\text{m}^2$

由图 4.16 可以看出,辐照使得两个器件的暗电流密度均呈现增大趋势。以两个探测器在偏压条件分别为-0.05 V, -0.5 V 下测试得到的暗电流密度为例。对于像元面积为  $100 \times 200 \mu\text{m}^2$  的探测器,当偏压为-0.05 V 时,辐照前后暗电流密度分别为  $2.0845 \text{ A/cm}^2$ 、 $2.1245 \text{ A/cm}^2$  变化幅度为 1.92%。当偏压为-0.5 V 时,辐照前后暗电流密度分别为  $24.09 \text{ A/cm}^2$ 、 $24.56 \text{ A/cm}^2$ ,变化幅度也仅为 1.95%。同理计算可得,对于像元面积为  $500 \times 1000 \mu\text{m}^2$  的探测器,两个偏压下辐照前后暗电流变化幅度却达到了 9.1%以及 9.68%。由此可知,尽管小面积光敏元的暗电流密度基数较大,但从辐照前后变化的百分数来看,辐照对于大面积像元的暗电流密度影响更大。

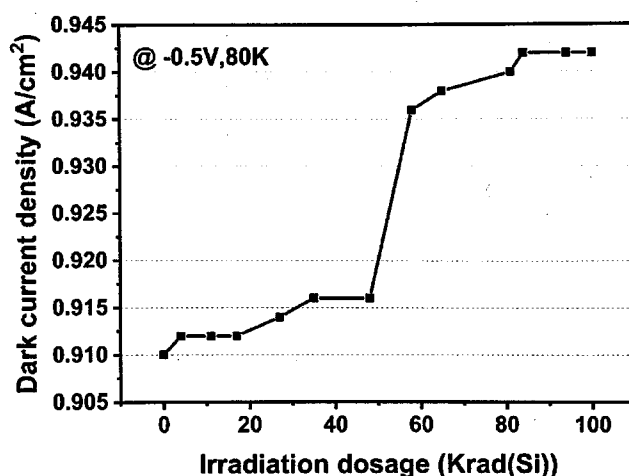


图 4.17 器件暗电流密度随辐照剂量变化

Figure 4.17 Dark current density of device as a function of irradiation dosage

为了进一步探究辐照对于大面积像元暗电流密度的影响,实验中对像元面积为  $500 \times 1000 \mu\text{m}^2$  的单元器件进行实时暗电流测量,图 4.17 为器件暗电流密度随所受辐照量逐渐增加的变化示意图。当辐照剂量逐渐由 0 rad(Si)增加至 100 Krad(Si)时,器件暗电流密度逐仅由  $0.91 \text{ A/cm}^2$  增加至  $0.942 \text{ A/cm}^2$ ,并在辐照剂量为 80 Krad(Si)时达到最大值。辐照试验结束两周后,对单元器件进行暗电流测试,结果仍未回到辐照前水平。

从辐照前后器件暗电流测试结果来看,器件暗电流密度未见明显升高,器件具有较强的抗辐照能力。

#### 4.4.4 焦平面器件测试结果分析

为了进一步探究辐照对于器件暗电流影响的机理,辐照前后,我们对焦平面器件进行变温暗电流测试,测试温度范围为 40 K 至 125 K,测试偏压为 0 V 至 -0.5 V。由于辐照后 14#像元失效,基于图 2.10 中的像元均匀性测试结果,所以选用 8#像元进行测试。

测试结果显示,当测试偏压为 -0.05 V 时,如图 4.18,辐照前后,器件暗电流密度变化幅度较小。当温度升高时,均出现了扩散电流逐渐占据主导地位的现象,且转折温度基本接近。

当偏压升高至 -0.5 V 时,如图 4.19。测试像元的不同所带来的器件性能差异开始显现出来。尽管相同温度下,辐照前后暗电流变化不大,以液氮温度附近的

数据为例,辐照前暗电流密度为  $0.1585 \text{ A/cm}^2$ ,辐照后暗电流密度为  $0.1115 \text{ A/cm}^2$ 。但辐照前后暗电流密度变化趋势发生了巨大改变,通过对比很容易发现,辐照使得器件在更低温度下进入了扩散限区域,转折温度由约  $100 \text{ K}$  直降至约  $70 \text{ K}$ 。

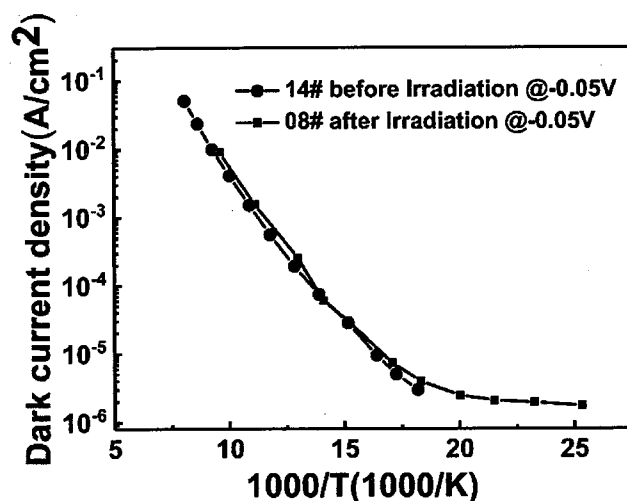


图 4.18  $-0.05 \text{ V}$  偏压下,辐照前后暗电流密度随温度变化

Figure 4.18 Dark current density of device as function of temperature with  $-0.05 \text{ V}$  bias before and after irradiation

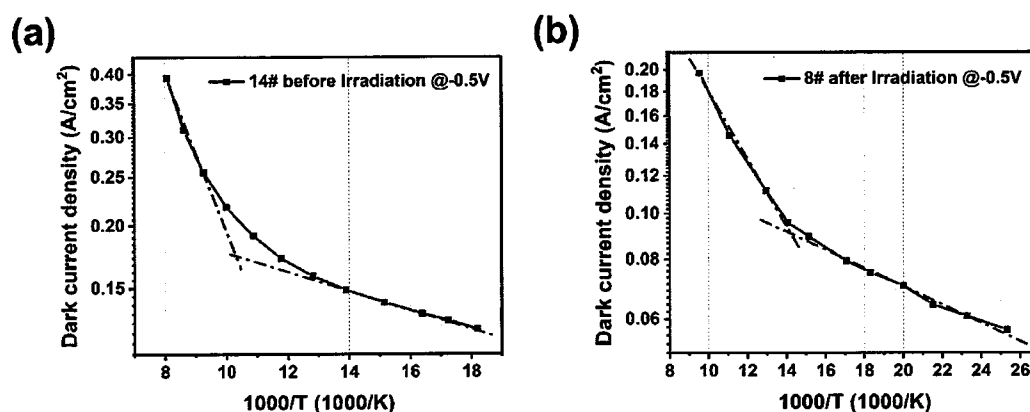


图 4.19 大偏压下,辐照前后暗电流密度随温度变化

Figure 4.19 Dark current density of device as function of temperature with high reverse bias before and after irradiation

由此说明,辐照对于器件小偏压下的性能影响较小,且基本不会改变小偏压下的器件均匀性。但辐照对于器件大反偏压下的性能会造成较大影响,且会使得

器件达到扩散限的温度降低。

#### 4.5 本章小结

本章首先展示了采用间接互连工艺制备得到器件的焦平面测试结果,测试结果显示,焦平面量子效率低于正常值仅为 15%左右。采用直接互连方式,去除衬底后,量子效率提高至 30%左右,NETD 降低至约 13 mK。通过改变冷屏通光孔形状,器件响应均匀性提高,噪声下降, NETD 平均值降低至 11.4 mK。通过搭建噪声较小的测试系统,使得 NETD 最终仅为 7 mK。

本章还研究了器件的抗辐照性能。变面积单元器件的辐照试验表明,辐照前后,器件侧边漏电基本未发生改变。尽管小面积器件的暗电流基数较大,但从辐照前后暗电流密度变化的百分数来看,辐照对于大面积单元器件的影响更大。辐照前后焦平面的变温暗电流测试结果还表明,小偏压下,器件暗电流基本不受到辐照影响,但当偏压增大时,辐照会使得器件达到扩散限的温度降低。从辐照前后器件暗电流测试结果来看,器件具有良好的抗辐照性能。



## 第五章 焦平面低频噪声分析

在上一章中，我们得到了 NETD 为 7 mK 的超晶格长波红外焦平面，并初步分析了测试噪声对器件 NETD 的影响。本章进一步对焦平面器件进行了噪声功率谱测试，其后利用 Hooge 模型对器件噪声进行拟合，分析器件噪声来源，以期待能通过改善器件本身噪声降低器件 NETD，提高器件温度灵敏度性能。

### 5.1 焦平面噪声来源分析

按照来源不同，焦平面的噪声可以分为来自测试系统本身的固有噪声，来自读出电路的噪声，例如开关噪声等，以及来自探测器本身的噪声。

按照与噪声与测试频率的相关关系，来自探测器本身的噪声又可以表达成三部分之和

$$S_i(f) = \sum \frac{A_i \tau_i}{1 + (2\pi f \tau_i)^2} + \frac{B}{f} + C \quad (5.1)$$

这三部分分别是噪声功率谱密度与频率二次方相关的 G-R 噪声，与噪声功率谱密度频率成反比的  $1/f$  噪声，以及频率无关的热噪声、散粒噪声等。其中 A, B, C 分别是与之相关的幅值参数， $\tau_i$  为与 G-R 噪声相关的转折频率参数。噪声功率谱中的频率与焦平面器件的积分时间有着直接的关系，一般认为

$$\Delta f = \frac{1}{2T_{int}} \quad (5.2)$$

热噪声的成因较为简单，主要是由于分子随机的热运动所致。当分子温度不为绝对零度时，就会发生无规则的热运动。自由载流子电荷的无规则的热运动，会使得焦平面响应电压或电流幅值发生变化，由此产生热噪声。热噪声的谱密度大小与温度有关，可由下面的公式计算得到<sup>[132]</sup>

$$\frac{V_{Thermal\ noise}}{\sqrt{\Delta f}} = \sqrt{4KT_d R_d} \quad (5.3)$$

其中 K 为玻尔兹曼常数， $T_d$  和  $R_d$  分别为探测器的工作温度和电阻。

散粒噪声主要是由于自由载流子以微电流的形式随机通过 p-n 结导致的，这种随机性在宏观上就表现噪声电流或电压，其大小可以表示为

$$v_n = R_d(2qI\Delta f)^{1/2} \quad (5.4)$$

其中  $I$  为通过 PN 结的电流。

G-R 噪声的产生主要与材料中的深能级缺陷有关, 研究表明, 对于碲镉汞材料, 通过金掺杂以及低温热退火, 能够有效消除长波器件中的共振能级, 降低器件的 G-R 噪声<sup>[133]</sup>。

对于  $1/f$  噪声, 尽管各个机构对进行了大量的研究<sup>[134-146]</sup>, 但其真正的成因依然没有定论。例如 kasz Ciura 等人通过拟合不同工艺条件下器件暗电流成分与器件低频噪声之间的关系发现, 器件低频噪声与扩散电流基本无关<sup>[147]</sup>; 而其他研究团队则通过对比响应波段不同的探测器的暗电流噪声关系发现, 对于长波红外探测器而言, 扩散电流相关的噪声在器件低频噪声的地位不容忽视<sup>[148]</sup>。因此至今为止仍然不能对某一个器件的  $1/f$  噪声进行准确的预测。目前主流的研究方法是使用 Hooge 模型对其进行拟合。在 Hooge 模型中, 器件总的  $1/f$  噪声可以表示为各个暗电流贡献的总和

$$S_i(f) = \sum_k \alpha_k I_k^{\beta_k} / f \quad (5.5)$$

其中  $S_i(f)$  为器件总的  $1/f$  噪声功率谱密度,  $I_k$  为各个暗电流分量,  $\alpha_k$ ,  $\beta_k$  分别为暗电流的噪声系数和噪声指数。

为了更好地研究探测器本身性能对于焦平面噪声等效温差的影响, 本章我们将对焦平面器件本身的噪声进行测试分析。

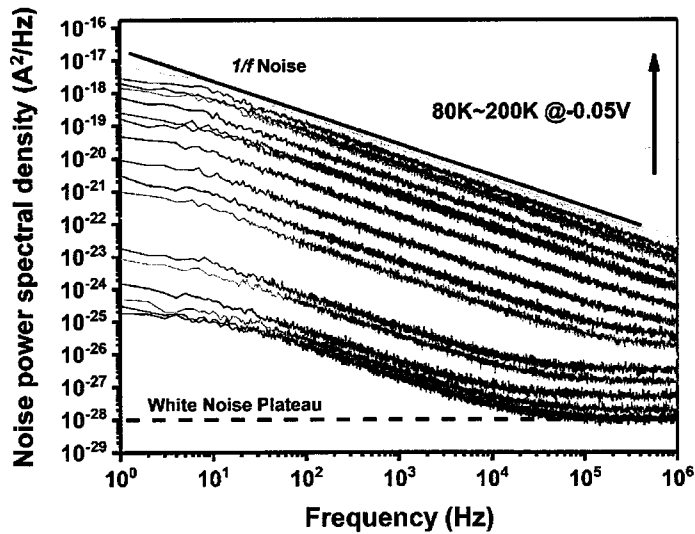


图 5.1 器件-0.05V 偏压下的变温噪声功率谱密度

Figure 5.1 Noise power spectral density of detector with variable temperature at -0.05 V

图 5.1 为偏压为-0.05 V 时,器件的变温噪声功率谱,温度变化范围为 80 K~200 K,频率范围为 1Hz~ $10^6$  Hz。

对于同一温度,随着频率的升高,器件噪声来源有  $1/f$  噪声逐渐过渡为热噪声,并在某一温度点出现明显的台阶现象。以 80 K 为例,当频率低于  $10^4$  Hz 时,噪声功率密度随频率几乎呈线性下降趋势,即噪声来源主要是  $1/f$  噪声;当频率大于  $10^4$  Hz 时,噪声功率密度几乎不随频率的升高而变化,呈现出较为平稳的趋势,此时,器件的噪声来源则为与频率无关的热噪声或白噪声,热噪声的噪声功率谱密度约为  $10^{-28}$  A<sup>2</sup>/Hz。

对于高频部分,随着温度的升高,由于器件热噪声的升高, $1/f$  噪声与白噪声的转折频率逐渐由  $10^4$  Hz 向高频部分移动。对于低频部分,温度的升高使得与温度相关的暗电流成分逐渐增大,表现为器件噪声功率的逐渐增大。当温度为 200 K,频率为 1 Hz 时,器件噪声功率谱密度仅为  $1 \times 10^{-17}$  A<sup>2</sup>/Hz,显示了良好的器件性能。

在本实验的噪声功率谱测试结果中,未发现明显的与材料缺陷有关的 G-R 噪声,这再一次佐证了制备器件所用材料的良好质量。

## 5.2 暗电流拟合

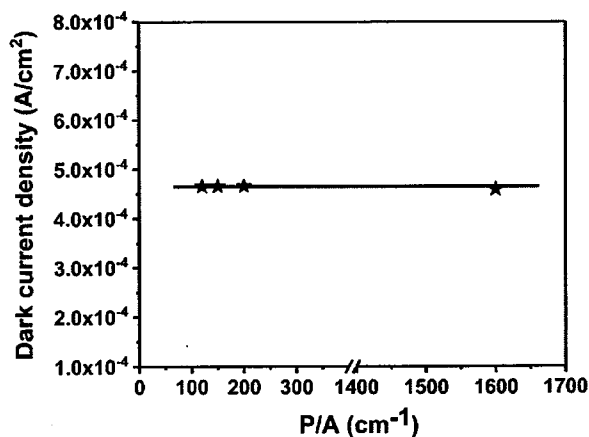


图 5.2 器件暗电流随周长-面积比变化趋势

Figure 5.2 Dark current densities of device with different P / A ratio

为了利用 Hooge 模型进一步研究低频下器件噪声与器件暗电流之间的关系,

确定各个暗电流成分对于器件  $1/f$  噪声的影响因子, 需要对器件各个温度下的暗电流成分进行区分。由第二章可知, 器件暗电流成分主要为扩散电流、产生复合电流、带间直接隧穿电流、陷阱辅助隧穿电流以及侧边漏电等。

为了确定器件侧边漏电情况, 对具有不同周长面积比的器件进行了暗电流测试, 测试结果显示, 器件暗电流中几乎不包含侧边漏电的暗电流成分, 测试结果如图 5.2 所示。因此为了模型简单, 本实验的噪声拟合中将不考虑侧边漏电对于器件噪声的影响。

为了进一步区分其他暗电流成分对于器件暗电流的贡献, 本实验对探测器进行了变温暗电流测试, 测试温度区间为 40 K~200 K, 偏压范围为 -0.5 V~0.5 V。测试结果表明, 对于器件处于小反偏下的情况, 当温度低于 60 K 时, 其激活能为 47.8 meV, 约为禁带宽度的一半, 此时, 器件暗电流主要成分为产生复合电流; 当温度继续升高, 扩散电流开始逐渐发挥作用; 最终, 当温度高于 140 K 时, 器件激活能为 105.4 meV, 与禁带宽度基本相当, 说明此时, 扩散电流占据主导作用。对于器件处于大反偏的情况, 当温度小于 60 K 时, 器件激活能几乎为零, 这说明此时, 隧穿电流占据主导因素, 当温度大于 120 K 后, 器件激活能为 107.3 meV, 此时扩散电流成为主要的暗电流成分。

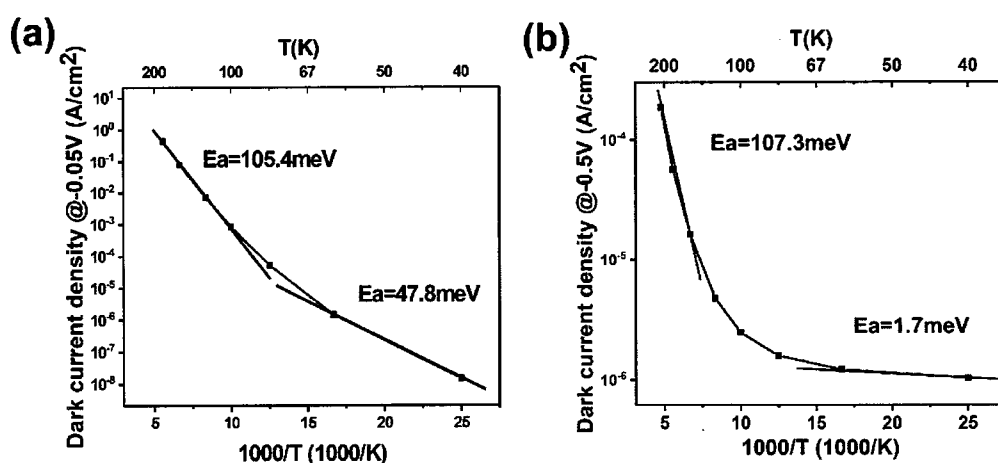


图 5.3 不同偏压下(a)-0.05V,(b)-0.5V 器件激活能计算结果

Figure 5.3 Activation energy of device at different reverse bias (a)-0.05V, (b)-0.5V

为了进一步准确的确定各个暗电流成分的大小, 本实验依照第二章中各个暗电流的计算公式, 对各个温度下的暗电流进行了拟合, 拟合偏压为 -0.5 V~0 V,

拟合结果如图 5.4 所示。其中 80 K 温度下，拟合结果图 5.5 所示。拟合所用参数如表 5.1 所示。拟合结果表明，在 80 K 时，小偏压下器件暗电流主要组成部分仍然为产生复合电流，大偏压下，器件暗电流则以隧穿电流为主，这与激活能拟合所得到的结论一致。不仅如此，对于不同温度，不同偏压的暗电流，拟合所采用的参数都具有较强的合理性，拟合结果与实验测试所得数据符合的都较为一致，这为后续的噪声分析奠定了坚实的基础。

表 5.1 暗电流拟合所用部分参数

Table 5.1 Values of partial parameters used in the simulation

| 变量名称               | 值                                    | 单位                                      |
|--------------------|--------------------------------------|-----------------------------------------|
| 受主掺杂浓度 $N_A$       | $2.2 \times 10^{16}$                 | $\text{cm}^{-3}$                        |
| 施主掺杂浓度 $N_D$       | $1 \times 10^{17}$                   | $\text{cm}^{-3}$                        |
| 电子有效质量 $m_e$       | 0.019                                | $M_0$                                   |
| 空穴有效质量 $m_h$       | 0.029                                | $M_0$                                   |
| 电子迁移率 $\mu_e$      | $400 \times (T/45)^{-1.5}$           | $\text{cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ |
| 空穴迁移率 $\mu_h$      | 100                                  | $\text{cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ |
| 有效禁带宽度 $E_g$       | $0.1087728 - 0.0002 \times (T - 77)$ | eV                                      |
| 电子寿命 $\tau_e$      | 200                                  | ns                                      |
| 空穴寿命 $\tau_h$      | 100                                  | ns                                      |
| 产生复合寿命 $\tau_{gr}$ | 25                                   | ns                                      |

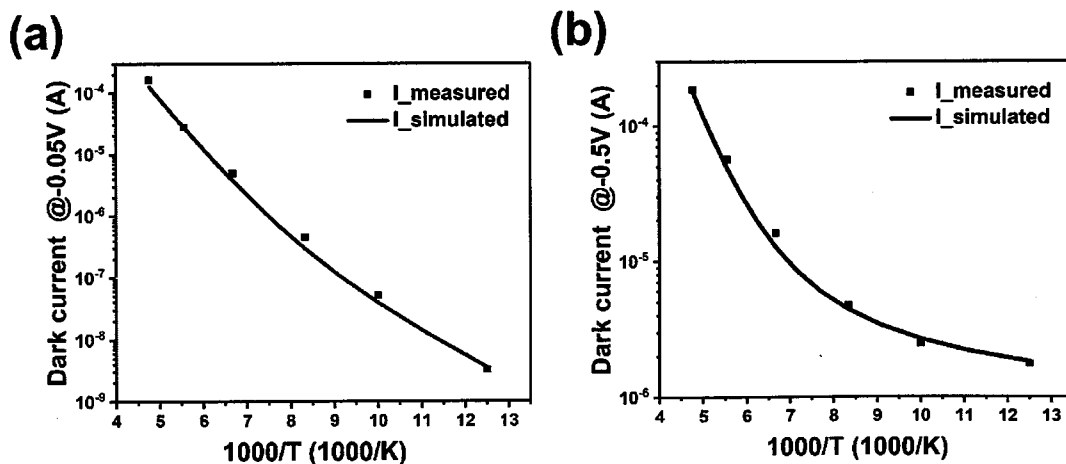


图 5.4 各温度暗电流拟合结果

Figure 5.4 Simulation of dark current at different temperature

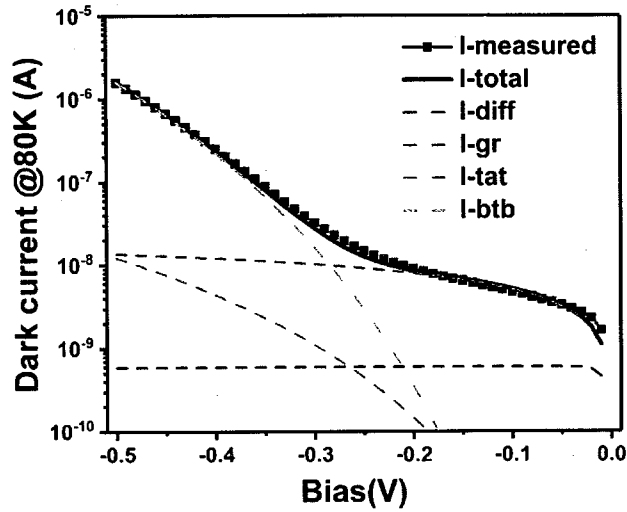


图 5.5 80 K 暗电流拟合结果

Figure 5.5 Simulation of dark current at 80 K

### 5.3 低频噪声拟合

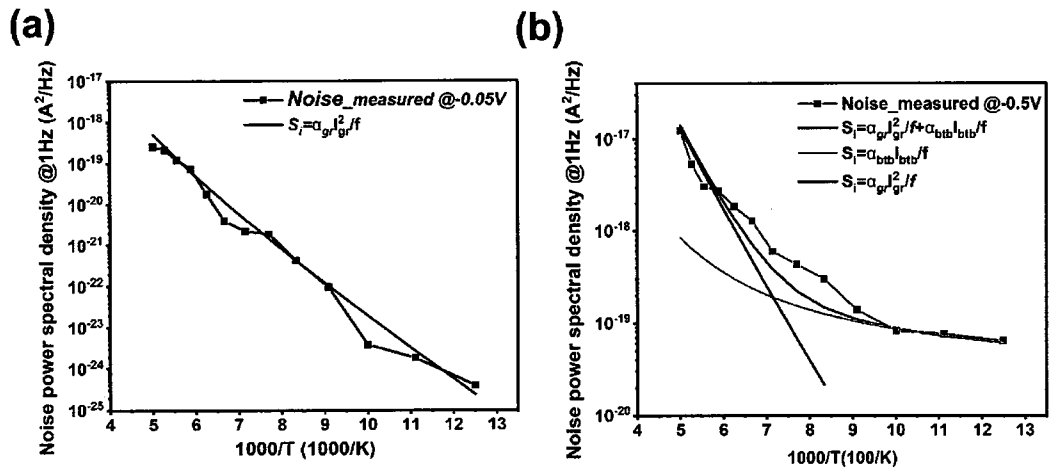


图 5.6 (a)-0.05 V, (b)-0.5 V 偏压, 不同温度下, 器件噪声功率密度随温度变化拟合结果

Figure 5.6 Measurements and fitting of noise PSD at different temperatures with reverse bias of (a)-0.05 V and (b)-0.5 V

在明确了各个温度下的暗电流组成后, 就可以通过 Hooge 模型对器件的噪声功率谱进行拟合。拟合结果显示对于偏压为-0.05 V 的情况, 随着温度的升高, 器件的  $1/f$  噪声始终与产生复合电流相关的噪声有关。而对于偏压为-0.5 V 的情况, 当温度低于 100 K 时, 器件的  $1/f$  噪声几乎只与带间隧穿电流相关的噪声有

关。当温度逐渐升高时，与产生复合电流相关的噪声份额逐渐增大，并在温度高于 150 K 时占据主导。值得注意的是，不同偏压下，与产生复合电流相关的噪声占据主导时的系数也有所差异。

综上所述，偏压为 -0.05 V 时，器件噪声功率谱密度与温度及频率的关系可以表示为

$$S_i(T, f) = \alpha_{gr} I_{gr}^2(T) / f \quad (5.5)$$

其中噪声系数  $\alpha_{gr}$  为  $7 \times 10^{-8}$ 。

在偏压为 -0.5 V 时，器件噪声功率谱密度与温度及频率的关系可以表示为

$$S_i(T, f) = [\alpha_{btb} I_{btb}(T) + \alpha_{gr} I_{gr}^2(T)] / f \quad (5.6)$$

其中噪声系数  $\alpha_{gr}$  为  $2 \times 10^{-8}$ ， $\alpha_{btb}$  为  $3.4 \times 10^{-14}$ 。

#### 5.4 本章小结

本章首先变温通过变温暗电流的测试，明确了各个温度区间内的器件激活能，大致得到器件暗电流随温度变化的趋势。测试结果显示：在偏压为 -0.05 V 时，当温度低于 60 K 时，其激活能为 47.8 meV，约为禁带宽度的一半，此时，器件暗电流主要成分为产生复合电流；当温度继续升高，扩散电流开始逐渐发挥作用；当温度高于 140 K 时，器件激活能为 105.4 meV，与禁带宽度基本相当，此时扩散电流占据主导作用。其次，通过对暗电流的拟合，得到了各个温度下器件暗电流的具体成分，较为精准的变温暗电流拟合为后续噪声拟合提供了理论基础。最终利用 Hooge 模型，对器件各个温度的低频噪声进行了拟合，拟合结果显示：对于偏压为 -0.05 V 的情况，随着温度的升高，器件的  $1/f$  噪声始终与产生复合电流相关的噪声有关。其噪声系数为  $7 \times 10^{-8}$ ；而对于偏压为 -0.5 V 的情况，器件的  $1/f$  噪声则表现为带间隧穿电流相关的噪声与产生复合电流相关的噪声之和， $\alpha_{btb}$ 、 $\alpha_{gr}$  分别为  $3.4 \times 10^{-14}$ 、 $2 \times 10^{-8}$ 。



## 第六章 总结与展望

温度灵敏度作为焦平面器件的关键参数一直以来备受关注,其具体指标为噪声等效温差,即单位信噪比的条件下可以测试得到的目标最小的温度变化。随着应用的逐年升级,人们对于焦平面温度灵敏度的需求已经达到 mK 级,即 NETD 达到 10 mK 以下,甚至是 1mK 以下,这对焦平面的研究人员提出了巨大的挑战。降低探测器的噪声等效温差,主要途径是降低器件的暗电流,提高器件的量子效率以及增大积分电子数。采用像素级的 ADC 结构能有效地增大积分电容电荷容量,延长积分时间。

### 6.1 工作总结

本文通过大电容读出电路的应用,对探测器在大积分电荷容量下的性能进行了测试和分析,为 mK 级 NETD 的实现奠定了基础。具体的研究成果如下:

1. 利用 MBE 材料生长体系,在 3 英寸 n 型 GaSb(100)衬底上生长出超高晶体质量的 InAs/GaSb 超晶格材料,电学显微镜下无明显缺陷,AFM 测试结果显示,在  $5 \times 5 \mu\text{m}^2$  的测试范围内,其表面平整度为 0.229 nm。高分辨率 XRD 测试结果显示超晶格材料与衬底失配仅为  $-1.23 \times 10^{-4}$ ,超晶格 0 级衍射卫星峰的半峰宽仅为 33.12 弧秒。

2. 经过台面刻蚀、SiNx 钝化、钝化层开孔,金属电极生长、钢柱生长,倒焊互连,贴片封装等工艺后,最终制备得到面阵规模为  $256 \times 8$  的线列焦平面器件,器件像元面积为  $25 \times 25 \mu\text{m}^2$ 。傅里叶光谱仪测试结果显示,器件两端偏压 0V、-0.05 V、-0.1V 时,器件光谱响应几乎不发生变化,全截止波长为 11.5  $\mu\text{m}$ ,对应禁带宽度约为 107.8 meV,这与能带设计值基本吻合。对其进行黑体响应测试以及暗电流测试,液氮温度下,器件暗电流约为 3 nA,量子效率平均值约为 30%。

3. 根据噪声等效温差的定义,计算了积分电容电荷容量受限和不受限情况下,NETD 与目标温度、探测器像元面积、暗电流水平、量子效率等影响因素之间的关系,计算结果显示液氮温度下,对于 300 K 的目标,当焦平面器件噪声仅

来自于器件自身的散粒噪声、器件暗电流低于 3 nA、量子效率高于 30%、数值孔径为 1.5、积分时间为 1200  $\mu\text{s}$  时, 焦平面 NETD 即可低于 5 mK。

4. 使用间接互连的焦平面芯片, 由于受到结构的限制, 无法进行衬底的深减薄, 使得焦平面平均量子效率仅为 15% 左右, 最终测试得到 NETD 也高达 35 mK。在其基础上, 更换互连工艺, 对衬底进行了深减薄, 最终器件平均量子效率达到 30%。受限于测试系统噪声, 初测 NETD 为 11 mK, 通过搭建噪声更低的测试系统, 最终使得测试得到的 NETD 分布均匀, 平均噪声等效温差仅为 7 mK。

5. 对芯片进行了抗辐照分析, 结果显示, 在 100 Krad(si) 辐照条件下, 面积为  $500 \times 1000 \mu\text{m}^2$  的器件暗电流密度仅提高了  $0.032 \text{ A/cm}^2$ , 体现了焦平面良好的抗辐照性能。实验结果还表明, 器件受到辐照后, 器件暗电流密度在一段时间后仍未恢复至受辐照之前的水平。

6. 对焦平面器件进行了变温暗电流测试, 测试结果显示: 在 -50 mV 偏压下, 当温度低于 60 K 时, 器件暗电流主要成分为产生复合电流。当温度继续升高, 扩散电流开始逐渐发挥作用; 最终, 当温度高于 140 K 时, 扩散电流占据主导作用; 在 -0.5 V 偏压下, 当温度小于 60 K 时, 器件激活能几乎为零, 隧穿电流占据主导因素, 当温度大于 120 K 后, 器件激活能为 107.3 meV, 此时扩散电流成为主要的暗电流成分。对各个温度下的暗电流测试结果进行了拟合。拟合结果显示, 在液氮温度下, 当偏压大于 0.3 V 时, 带间隧穿电流占据主导; 当偏压小于 0.3 V 时, 产生复合电流占据主导。与变温暗电流测试结果具有较好的一致性, 为后续焦平面的低频噪声分析奠定了基础

7. 对焦平面器件的低频噪声, 尤其是  $1/f$  噪声, 进行了进一步的研究。通过 Hooge 模型对焦平面器件的  $1/f$  噪声进行了变温噪声拟合, 确认了不同工作条件下, 器件  $1/f$  噪声与器件暗电流之间的关系。拟合结果显示: 对于偏压为 -0.05 V 的情况, 随着温度的升高, 器件的  $1/f$  噪声始终与产生复合电流相关的噪声有关。其噪声系数为  $7 \times 10^{-8}$ ; 而对于偏压为 -0.5 V 的情况, 器件的  $1/f$  噪声则表现为带间隧穿电流相关的噪声与产生复合电流相关的噪声之和, 二者的噪声系数分别为  $3.4 \times 10^{-14}$ 、 $2 \times 10^{-8}$ 。

## 6.2 工作中存在的不足及对未来工作的展望

### 6.2.1 工作中的不足

本文中所做的工作，虽然在降低器件 NETD 的方面取得了一定的成果，但其中仍然有很多不足之处，需要在后续工作中逐步完善。

本文中对于 NETD 的分析模型过于简单，对于某一影响参数而言，仅仅考虑了它的一些基本的要素，例如考虑像元面积对于 NETD 的影响时，仅仅考虑了体电流的影响，而没有考虑侧边漏电的影响等等，这些要素将在后续工作中有望得以完善。

其次，在变温暗电流拟合过程当中，尽管拟合结果较好，但拟合所用参数大多为经验值，缺乏实验数据支撑。后续可以通过实验设计，确定各个参数实验值，使得拟合的结果具有更高的可信度。

### 6.2.2 未来工作的展望

随着研究的深入，人们渐渐的意识，使用传统电路，通过单一的提高探测器响应或者降低器件暗电流已经不再能起到显著作用，尤其是在量子效率足够高，暗电流水平极低的情况下，只有通过提高积分电容的电荷容量提高积分时间，才能进一步大幅度的降低器件的 NETD。像素级的模拟信号-数字信号转化结构(pixel-level ADC structure)使得这一方案的实现成为可能<sup>[149]</sup>。

当焦平面接收到光信号时，红外探测器会将光信号转化为模拟电信号，传统的芯片级读出电路或者行列级读出电路首先会通过选通信号对模拟信号进行信号读取、信号保持，再通过公共的(一个或者一行/列)ADC 将模拟信号转换为数字信号，最后才通过信号传输控制系统进行数字信号的输出。这样的读出方式，模拟信号传输距离长、噪声大。不仅如此，受限于读出电路的面积，传统读出电路的积分电容电荷容量一般不会太大，这就使得焦平面的积分时间短，NETD 较高<sup>[150]</sup>。

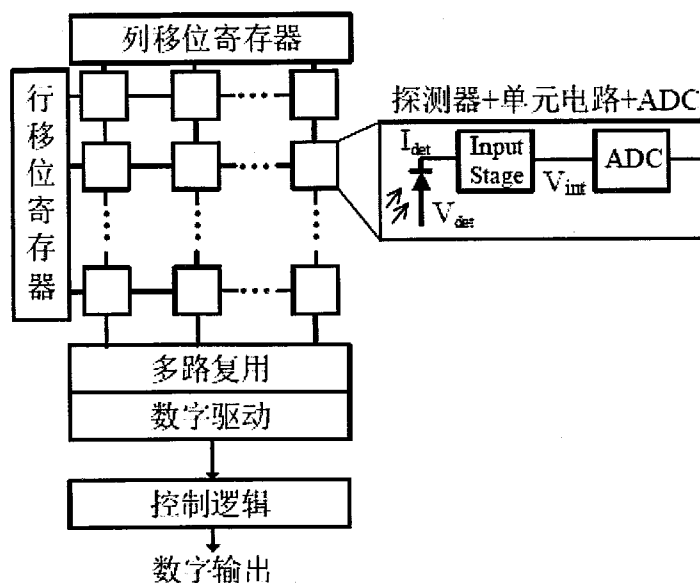
图 6.1 红外焦平面读出电路像素级 ADC 结构示意图<sup>[150]</sup>

Figure 6.1 Schematic diagram of the pixel-level ADC structure in ROIC of IRFPA

相比于传统的芯片级以及行列级 ADC 结构，像素级 ADC 结构可以把每一个像素产生的模拟电信号直接先转换成数字信号，再通过信号传输控制进行数字信号的读出，如图 6.1 所示。这一工作方式，不仅缩短了模拟信号的传输路径，解决了模拟电路信号传输过程中产生的噪声问题，而且可以通过采样，保持，量化，编码的方式，将红外探测器很短积分时间内产生的电信号打包，通过计数的方式累加成总的响应信号<sup>[151]</sup>。理论上像素级 ADC 的积分时间只受限于用于计数的缓存器个数，可以较为容易地达到十几毫秒甚至更长<sup>[152-153]</sup>。

## 附录

## 附录 1. 基于 MATLAB 的圆形窗口等效 F 数计算程序

```

D_x=1.90;           %矩形窗口长度, 单位厘米
D_y=0.42;           %矩形窗口宽度, 单位厘米
D_z=1.30;           %矩形窗口深度, 单位厘米
Precision =0.005;    %分割的精度参数, 可选,单位厘米
N_x=D_x/ Precision /2;
N_y=D_y/ Precision /2;
Total_number=N_x*N_y %总分割块个数
z=D_z;
sum_Solid_angle=0;
%中间变量用于计算立体角
for i=1:N_x-1
    for j=1:N_y
        x=i* Precision;
        y=j* Precision;
        Solid_angle _ij= Precision ^2/((x- Precision /2)^2+(y- Precision /2)^2+z^2);
        sum_Solid_angle =sum_Solid_angle + Solid_angle _ij;
    end
end
r=(z^2*sum_Solid_angle *4/pi)^0.5;
Fnumber=z/2/r
%输出等效 F 数计算结果

```

## 附录 2. 基于 MATLAB 的测试数据分析程序

```

clear
clc
[phns1,filepath1]=uigetfile('*.');
%读取 293 K 背景温度下测试得到的数据文档所在的路径
Data_293K=xlsread(phns1);
[phns2,filepath2]=uigetfile('*.');
%读取 308 K 背景温度下测试得到的数据文档所在的路径
Data_308K=xlsread(phns2);
Data=Data_308K-Data_293K;
[row_max,col_max]=size(Data);      %得到总的行数，列数
Frame=1000;                        %帧频，按照实际测试值修改
row=row_max/Frame;                 %实际焦平面行数
col=col_max-2;                      %实际焦平面列数
G=Frame/100;                        %等效增益系数
data_separate=zeros(row,col,Frame);
%生成测试规格相同的零矩阵,用于按照帧频 Frame 将数据分离
V_SUM=zeros(row,col,G);            %中间变量，用于求响应的均值
Response=zeros(row,col,G);          %每个元，多帧测试后的响应均值
Response_badpixelNum=zeros(G,1);    %响应盲元个数
Response_Final=zeros(row,col,G);    %剔除盲元后响应数据
Response_Final_Value=zeros(G,1);    %多次测量，每次测试得到的响应值
response=0;                          %最终响应平均值
data_293K_separate=zeros(row,col,Frame);
%生成测试规格相同的零矩阵,用于按照帧频 Frame 将数据分离
V_293K_SUM=zeros(row,col,G);
%中间变量，用于 293K 求响应的均值
V_293K=zeros(row,col,G);
%每个元，多帧测试后 293K 的响应均值

```

```

Noise=zeros(row,col,G);           %中间变量用于求噪声均值
Noise_badpixelNum=zeros(G,1);      %噪声盲元个数
Noise_Final=zeros(row,col,G);      %剔除盲元后响应数据
Noise_Final_Value=zeros(G,1);       %多次测量，每次测试得到的噪声值
noise=0;                            %最终响应平均值

for frame=1:Frame
%将测试数据按照帧频分成 Frame 个数组
    for i=1:row
        for j=1:col
data_293K_separate(i,j,frame)=data_293K_separate(i,j,frame)+Data_293K(i+(frame-
1)*row,j+2);
        end
    end
end
for frame=1:Frame
    for i=1:row
        for j=1:col
data_separate(i,j,frame)=data_separate(i,j,frame)+Data(i+(frame-1)*row,j+2);
        end
    end
end
for g=1:G
    for frame=1+(g-1)*100:g*100
        V_293K_SUM(:,g)=V_293K_SUM(:,g)+data_293K_separate(:,frame);
        V_SUM(:,g)=V_SUM(:,g)+data_separate(:,frame);
    end
end
for g=1:G
    V_293K(:,g)=V_293K_SUM(:,g)/100;

```

```

%多帧测试下, T0 温度下的电压均值
Response(:,g)=V_SUM(:,g)/100;
%多帧测试响应均值
Response_mean(g,1)=mean(mean(Response(:,g)));
%所有像元的响应平均值
Response_Final(:,g)=Response(:,g);
%中间变量, 用于排除响应盲元
end
for g=1:G
    for frame=1+(g-1)*100:g*100
        Noise(:,g)=Noise(:,g)+(data_293K_separate(:,frame)-V_293K(:,g)).^2;
    end
    Noise(:,g)=(Noise(:,g)/100).^0.5;
    %多帧测试下,T0 温度噪声
    Noise_Final(:,g)=Noise(:,g);
    %中间变量, 用于排除噪声盲元
    Noise_mean(g,1)=mean(mean(Noise(:,g)));
    %噪声平均值
    end
    %得到噪声盲元数
    for g=1:G
        for i=1:row
            for j=1:col
                if Noise(i,j,g)>2*Noise_mean(g,1) || Noise(i,j,g)<0.5*Noise_mean(g,1);
                    Noise_Final(i,j,g)=0;
                    Response_Final(i,j,g)=0;
                    Noise_badpixelNum(g,1)=Noise_badpixelNum(g,1)+1;
                end
            end
        end
    end
end
end

```

```

end
%用于得到响应盲元数
for g=1:G
    for i=1:row
        for j=1:col
            if Response(i,j,g)>2*Response_mean(g,1) ||
                Response(i,j,g)<0.5*Response_mean(g,1);
                Noise_Final(i,j,g)=0;
                Response_Final(i,j,g)=0;
                Response_badpixelNum(g,1)=Response_badpixelNum(g,1)+1;
            end
        end
    end
end
for g=1:G
    Noise_Final_Value(g,1)=sum(sum(Noise_Final(:, :, g)))/(row*col-
    Noise_badpixelNum(g,1)-Response_badpixelNum(g,1));
    Response_Final_Value(g,1)=sum(sum(Response_Final(:, :, g)))/(row*col-
    Noise_badpixelNum(g,1)-Response_badpixelNum(g,1));
    end
for g=1:G
    noise=noise+Noise_Final_Value(g,1)^(2);
    response=response+Response_Final_Value(g,1);
    %响应为多次测量值之和
end
noise=noise^(0.5);    %噪声取多次测量值的平方和，开根号
noise=vpa(noise,5)    %取五位有效数字
NETD=15*noise/response*1000 %噪声等效温差计算，单位 mK

```

## 附录 3. 基于 MATLAB 的 NETD 计算程序

```

syms lanmuda ;
h=6.626*10^(-34); k=1.3806*10^(-23); c=3*10^8; q=1.6*10^(-19);
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% 参数区 %%%%%%%%%%%%%%
lanmuda1=3; %探测器前截止波长
lanmuda2=11.5; %探测器后截止波长
Ad=25*25*10^(-12); %像元面积
T1=293;
T2=308; %目标温度，单位：K
F=2; %数值孔径数
QE=0.3; %量子效率
Idark=3*10^(-9); %暗电流大小，单位：A
Tint=1200*10^(-6); %积分时间，单位：s
Cint=16*10^(-12); %积分电容，单位：F
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% 光电流计算 %%%%%%%%%%%%%%
M1=2*pi*c./lanmuda.^4./(exp(c*h./(lanmuda.*k*T1))-1); %普朗克函数对波长求导数
Fi=int(M1,lanmuda1*10^(-6),lanmuda2*10^(-6));
%通过对落在探测器上的光子通量密度函数的积分计算落在探测器上的光子通量密
%度，单位是 ph/(m^2 * s)
Fi1=double(Fi1); %将表达式解转换为数值解
Iph1=1/(4*F*F)*Fi1*Ad*QE*q; %光电流大小，单位：A
M2=2*pi*c./lanmuda.^4./(exp(c*h./(lanmuda.*k*T2))-1);
Fi2=int(M,lanmuda1*10^(-6),lanmuda2*10^(-6));
Fi2=double(Fi2);
Iph2=1/(4*F*F)*Fi2*Ad*QE*q;
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% 光响应计算 %%%%%%%%%%%%%%
Ns=Iph.*tint./Cint;
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% 噪声计算 %%%%%%%%%%%%%%
noise=((Idark+I_293K_100.*QE).*tint./q).^0.5./Cint.*q;
Nsys=0*10^(-3);
Nnoise=(noise.^2+Nsys.^2).^0.5;
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% NETD 计算 %%%%%%%%%%%%%%
NETD=(T2-T1).*Nnoise./Ns

```