

## InAs/GaSb 超晶格长波红外探测器暗电流特性分析

李俊斌<sup>1</sup>, 刘爱民<sup>2</sup>, 蒋志<sup>1</sup>, 杨晋<sup>1</sup>, 杨雯<sup>1</sup>, 孔金丞<sup>1</sup>, 李东升<sup>1</sup>, 李艳辉<sup>1</sup>, 周旭昌<sup>1</sup>

(1. 昆明物理研究所, 云南昆明 650223;  
2. 大连理工大学物理学院, 辽宁大连 116024)

**摘要:** 利用二极管电流解析模型分析了 InAs/GaSb 超晶格长波红外探测器暗电流的主导机制。首先, 通过变面积二极管 I-V 测试证实 77 K 下采用阳极硫化加 SiO<sub>2</sub> 复合钝化的 InAs/GaSb 超晶格长波红外探测器的暗电流主要来自于体电流, 而非侧壁漏电流; 然后, 利用扩散电流、产生复合电流、直接隧穿电流和陷阱辅助隧穿电流模型对 InAs/GaSb 超晶格长波红外探测器的暗电流进行拟合分析。结果表明: 在小的反向偏压下 ( $\leq 60$  mV), 器件暗电流主要由产生复合电流主导, 而在高偏压下 ( $> 60$  mV), 器件暗电流则主要由缺陷陷阱辅助隧穿电流主导。并分析了吸收层掺杂浓度对这两种电流的影响, 证实  $5 \times 10^{15} \sim 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  是优化的掺杂浓度。

**关键词:** InAs/GaSb 超晶格; 长波红外探测器; 异质 pN 结; 暗电流

**中图分类号:** TN215      **文献标志码:** A      **DOI:** 10.3788/IRLA20210399

## Analysis of dark current characteristic of InAs/GaSb superlattice longwave infrared detectors

Li Junbin<sup>1</sup>, Liu Aimin<sup>2</sup>, Jiang Zhi<sup>1</sup>, Yang Jin<sup>1</sup>, Yang Wen<sup>1</sup>, Kong Jincheng<sup>1</sup>,  
Li Dongsheng<sup>1</sup>, Li Yanhui<sup>1</sup>, Zhou Xuchang<sup>1</sup>

(1. Kunming Institute of Physics, Kunming 650223, China;  
2. School of Physics, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China)

**Abstract:** In this article, the dark current dominant mechanism of longwave infrared detectors based on InAs/GaSb superlattice were analyzed by using the analytical current model of diode. Firstly, the I-V test of variable area diode were performed, which confirm the dark current of InAs/GaSb superlattice longwave detector passivated by anodic sulfidization and SiO<sub>2</sub> were mainly originated from bulk current, not from surface leakage current; Then, the dark current of InAs/GaSb longwave infrared detectors were fitted by the current model of diffusion current, generation-recombination current, direct tunnel current, trap-assisted tunnel current. The result indicate the dark current of detector was dominated by G-R current at low reverse bias ( $\leq 60$  mV), while at high bias ( $> 60$  mV), the dark current is dominated by direct tunnel current. The effect of doping density of absorption layer on these two currents are analyzed, and confirm that the optimum doping density is  $5 \times 10^{15} \sim 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ .

**Key words:** InAs/GaSb superlattice; longwave infrared detector; pN hetero-junction; dark current

收稿日期: 2021-12-25; 修订日期: 2022-01-20

作者简介: 李俊斌, 男, 工程师, 博士, 主要从事红外光电材料与器件方面的研究。

## 0 引言

InAs/GaSb 二类超晶格的概念由 Sakaki 和 Esaki 在 1977 年提出<sup>[1]</sup>, 此后, Smith 和 Maihiot 在 1987 年又提出了将 InAs/GaSb 二类超晶格用于红外探测的设想<sup>[2]</sup>。InAs/GaSb 超晶格由于其理论性能上的优势<sup>[3]</sup>, 使其成为第三代红外探测器的重点关注的材料。利用 InAs/GaSb 超晶格材料制备红外探测器设想主要是基于其特殊能带排列形式, 即 InAs 的导带底要低于 GaSb 的价带顶。这种能带排列方式使得电子和空穴分别被限制在 InAs 层和 GaSb 层中, 不同 InAs 层中的电子波函数相互交叠, 形成电子微带, 不同 GaSb 层中的空穴波函数相互交叠, 形成空穴微带。基于量子限制效应, 通过改变超晶格周期结构中 InAs 层的厚度和 GaSb 层的厚度, InAs/GaSb 超晶格的有效带隙可以在 0~0.3 eV 之间调节, 覆盖了红外探测器的短波、中波、长波范围。InAs/GaSb 超晶格材料用于红外探测器制备的一大优势便在于其能带可灵活的进行调控, 易于设计出不同的单极势垒型探测器结构。

近年来, InAs/GaSb 超晶格红外探测器在材料质量, 器件结构设计和器件制备技术经历了极大的进步<sup>[4-10]</sup>。但是, 由于 InAs/GaSb 二类超晶格材料的少数载流子寿命较短<sup>[11]</sup>, 超晶格红外探测器的暗电流一直高于碲镉汞探测器。为了抑制暗电流, 提高器件性能, 超晶格红外探测器的研究人员设计出了不同类型的势垒型探测器结构<sup>[9, 12-14]</sup>, 也取得了不错的进展, 但其暗电流水平仍旧高于碲镉汞探测器。为了进一步抑制超晶格红外探测器暗电流, 除了设计出新型探测器结构之外, 需要将重点放在对已有器件结构参数设计优化上。因此, 对现有结构超晶格红外探测器的暗电流主导机制进行分析, 将有利于超晶格探测器结构的进一步设计。

在窄禁带半导体器件中, 对于穿越耗尽区的电子和空穴的暗电流机制可以被分为两大类: 一类是固有或本征机制, 仅依赖于材料参数和器件设计; 另一类是缺陷相关的机制, 需要缺陷作为中间态。发生在 p-n 结耗尽区的直接隧穿电流 (带到带隧穿电流) 和发生在中性区的扩散电流属于前者; 位于耗尽区的产生复合电流和陷阱辅助隧穿电流则属于后者。这四种

电流机制常用来描述和预测长波红外探测器的性能极限。

文中将对 p-π-M-N 结构超晶格长波红外探测器的暗电流进行分析, 分析结果可以有效地指导器件结构参数的优化。首先, 介绍了用于暗电流拟合分析的不同暗电流机制的解析模型。由于 P-π-M-N 结构属于异质 pN 结, 在介绍暗电流模型之前, 先简单回顾了异质 pN 结的基本物理基础。然后, 通过变面积二极管 I-V 测试证实通过阳极硫化加 SiO<sub>2</sub> 复合钝化的超晶格长波红外探测器的电流主要来自于体电流, 排除表面漏电流的影响。最后, 利用暗电流的解析模型对暗电流进行拟合分析。并分析了吸收层掺杂浓度对器件暗电流得影响。

## 1 理论基础

### 1.1 异质 pN 结

由于 P-π-M-N 超晶格长波红外探测器采用是 pN 异质结势垒型结构。而不同机制暗电流解析模型中的参数中涉及了耗尽区宽度和电场强度等器件物理量, 因此, 首先介绍一下 pN 异质结器件物理内容。以突变 pN 异质结为例, p 型和 N 型半导体中的杂质都是均匀分布的, 界面两边空间电荷区的电荷密度可表示为:

$$\begin{cases} \rho_1 = -qN_{A1}, x_1 < x < x_0 \\ \rho_2 = qN_{D2}, x_0 < x < x_2 \end{cases} \quad (1)$$

式中:  $(x_0-x_1)$  和  $(x_2-x_0)$  分别为 p 型和 N 型半导体一侧耗尽区宽度。设  $V(x)$  是耗尽区  $x$  处的电势, 则突变界面两侧的泊松方程分别为:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 V(x)}{\partial x^2} = \frac{qN_{A1}}{\epsilon_1}, x_1 < x < x_0 \\ \frac{\partial^2 V(x)}{\partial x^2} = -\frac{qN_{D2}}{\epsilon_2}, x_0 < x < x_2 \end{cases} \quad (2)$$

通过解泊松方程可以得到接触电势差分布为:

$$\begin{cases} V_D(x) = \frac{qN_{A1}(x-x_1)^2}{2\epsilon_1}, x_1 < x < x_0 \\ V_D(x) = V_D - \frac{qN_{D2}(x_2-x)^2}{2\epsilon_2}, x_0 < x < x_2 \end{cases} \quad (3)$$

式中:  $V_D$  为内建电势。在  $x_0$  处, 电势是连续的, 可以得到内建电势  $V_D = \frac{qN_{A1}(x_0-x_1)^2}{2\epsilon_1} + \frac{qN_{D2}(x_2-x_0)^2}{2\epsilon_2}$ 。内建电场分布为:

$$\begin{cases} E(x) = \frac{qN_{A1}(x_1 - x)}{\epsilon_1}, & x_1 < x < x_0 \\ E(x) = \frac{qN_{D2}(x_2 - x)}{\epsilon_2}, & x_0 < x < x_2 \end{cases} \quad (4)$$

电场最大值位于突变界面  $x_0$  面处, 代入公式 (4), 即可得到最大电场值。界面两侧的耗尽区宽度分别为:

$$\begin{cases} d_p = (x_0 - x_1) = \left[ \frac{2\epsilon_1\epsilon_2N_{D2}V_D}{qN_{A1}(\epsilon_1N_{A1} + \epsilon_2N_{D2})} \right]^{1/2} \\ d_n = (x_2 - x_0) = \left[ \frac{2\epsilon_1\epsilon_2N_{A1}V_D}{qN_{D2}(\epsilon_1N_{A1} + \epsilon_2N_{D2})} \right]^{1/2} \end{cases} \quad (5)$$

公式 (3)~(5) 是平衡情况下的结果。当外加偏压时, 仅需要用  $(V_D - V)$  取代  $V_D$  代入公式 (5) 即可。异质 pN 结在接触前和接触后的能带排列如图 1 所示。由此可以得到, 内建电势可以表达为:

$$qV_D = E_{g1} + \Delta\chi - \delta_{h1} - \delta_{e2} \quad (6)$$

式中:  $\Delta\chi$  为电子亲和势的差,  $\Delta\chi = \chi_1 - \chi_2$ ;  $\delta_{h1}$  为 p 型半导体中费米能级与价带顶的能量差,  $\delta_{h1} = k_B T \ln(N_{v1}/p)$ ;  $\delta_{e2}$  是 N 型半导体中导带底与费米能级的能量差,  $\delta_{e2} = k_B T \ln(N_{c1}/n)$ 。将  $\delta_{h1}$  和  $\delta_{e2}$  代入公式 (6) 即可求出内建电势, 然后将内建电势代入公式 (4) 和公式 (5) 即可得

到耗尽区宽度和最大内建电场值。这两个值将用于暗电流解析模型中。

### 1.2 不同机制暗电流解析模型

决定长波红外探测器暗电流的机制主要包括: 扩散电流, 产生复合电流 (简称 G-R 电流), 直接隧穿电流, 陷阱辅助隧穿电流。除此之外, 还有表面 (侧壁) 漏电流, 但这不是器件结构本身引起的暗电流, 而是由于表面 (侧壁) 钝化效果不好, 导致材料表面或侧壁能带弯曲, 甚至反型, 引起的漏电流, 这种电流可以通过优化钝化技术得到抑制。下面仅介绍由器件结构本身引起的体暗电流 (与表面漏电流相对应)。

#### (1) 扩散电流

扩散电流是暗电流中最基本的电流机制, 在任何 p-n 结中都会存在。它是由准中性区中热产生的少数载流子为了保持电中性条件, 扩散通过结区的。为了保证扩散过程的发生, 少数载流子必须位于距离耗尽区边界小于一个扩散长度的距离内。扩散电流在正向和反向偏压都有贡献, 可以由下式计算得出<sup>[15]</sup>:

$$J_{diff} = \left( \frac{qD_{e1}n_{i1}^2}{L_{e1}N_{A1}} + \frac{qD_{h2}n_{i2}^2}{L_{h2}N_{D2}} \right) \exp\left(\frac{qV}{k_B T} - 1\right) \quad (7)$$

式中:  $k_B$  为玻耳兹曼常数;  $D_{e1}$  和  $D_{h2}$  分别为 p 型区和 N 型区的电子和空穴扩散系数;  $L_{e1}$  和  $L_{h2}$  分别是 p 型区和 N 型区的电子和空穴扩散距离;  $N_{A1}$  和  $N_{D2}$  分别是 p 型区和 N 型区的掺杂浓度;  $n_{i1}$  和  $n_{i2}$  分别是 p 型区和 N 型区的本征载流子浓度。由于 N 型区是禁带宽度要大于 p 型区的禁带扩散, 所以  $n_{i2}^2$  一般远远小于  $n_{i1}^2$ , 因此 N 型区的扩散电流往往忽略不计。从而扩散电流简化为:

$$J_{diff} = \frac{qD_{e1}n_{i1}^2}{L_{e1}N_{A1}} \exp\left(\frac{qV}{k_B T} - 1\right) \quad (8)$$

#### (2) 产生复合电流 (G-R 电流)

产生复合电流是在耗尽区中存在高缺陷密度的二极管的主要暗电流来源。这种缺陷密度主要在材料生长或器件工艺过程中引入。它们作为热产生复合过程的中间态, 方面载流子穿越结区的输运过程。载流子可以从占据态跃迁到缺陷引入的陷阱态, 然后再从陷阱态缺陷到未占据态。与扩散电流一样, 这种电流在正向和反向偏压下都有贡献。G-R 电流可以由下式计算<sup>[16]</sup>:

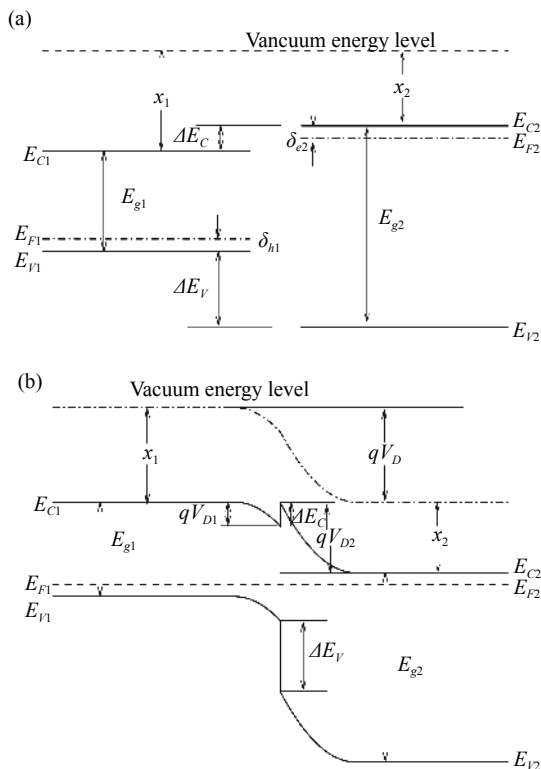


图 1 异质 pN 结的能带排列图。(a) 未接触情况; (b) 接触情况  
Fig.1 Energy band alignment of pN hetero-junction. (a) Without contact; (b) With contact

$$J_{GR} = \frac{qn_i W}{\tau_{GR}} \frac{2k_B}{q(V_D - V)} \sinh\left(\frac{qV}{2k_B T}\right) f(b)$$

$$f(b) = \begin{cases} \frac{1}{2\sqrt{b^2-1}} \ln(2b^2 + 2b\sqrt{b^2-1} - 1) & b > 1 \\ 1 & b = 1 \\ \frac{1}{\sqrt{1-b^2}} \arctan\left(\frac{\sqrt{1-b^2}}{b}\right) & b < 1 \end{cases}$$

$$b = e^{-\frac{qV}{2k_B T}} \cos h\left[\frac{E_t - E_i}{k_B T}\right] \quad (9)$$

式中： $W$ 为耗尽区宽度； $\tau_{GR}$ 为产生复合寿命； $E_t$ 为陷阱能级； $V_D$ 为内建电压。耗尽区的宽度可以由公式(5)计算。

(3) 直接隧穿电流 (带到带隧穿 BBT)

直接隧穿电流是载流子从结区一侧的价带直接隧穿到结区另一侧的导带。这种电流要在比较高的反向偏压下才会明显。通过假设是耗尽区电势分布为三角形，即均匀电场，直接隧穿电流可以由下式给出<sup>[17]</sup>：

$$J_{BBT} = \frac{\sqrt{2m_t^*} q^3 E V}{4\pi^2 \hbar^2 \sqrt{E_g}} \exp\left(-\frac{\sqrt{2m_t^*} E_g^3}{3qE\hbar}\right) \quad (10)$$

式中： $E$ 为电场强度，在笔者的拟合中，将用最大电场强度来代替，具体计算在 1.1 节中给出。

(4) 陷阱辅助隧穿电流 (TAT)

陷阱辅助隧穿是少数载流子通过占据耗尽区内或附近的陷阱态，从而隧穿通过结区。这包含了两个过程，从价带到陷阱态的热激发跃迁过程，然后从陷阱态到价带的零能量隧穿过程。与直接隧穿类似，这种电流在正向偏压下可忽略不计。陷阱辅助隧穿电流可以由下式计算<sup>[18]</sup>：

$$J_{TAT} = \frac{q^2 m_e^* V M^2 N_t}{8\pi^2 \hbar^2 \sqrt{E_g - E_t}} \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m_t^*} (E_g - E_t)^3}{3qE\hbar}\right) \quad (11)$$

式中： $m_e^*$ 为电子有效质量； $N_t$ 为激活陷阱密度； $M^2$ 为陷阱势能，其值一般取  $1 \times 10^{-23} \text{ eV}^2 \text{ cm}^3$ 。

## 2 结果与分析

### 2.1 变面积二极管 I-V 测试

为了确保所分析的暗电流是体暗电流，排除表面漏电流的影响，先做了变面积二极管 I-V 测试。用于

暗电流研究的 InAs/GaSb 超晶格长波红外探测器结构通过 MBE 生长在 GaSb(100) 衬底上。探测器结构(从下到上)包括 120 周期 (586 nm) 的 P-8MLs InAs/8MLs GaSb 层，320 周期 (2182 nm) 的  $\pi$ -14MLs InAs/7MLs GaSb 吸收层，55 周期 (506 nm) 的 M-18MLs InAs/3MLs GaSb/5MLs AlSb/3MLs GaSb 势垒层，55 周期 (506 nm) 的 N-18MLs InAs/3MLs GaSb/5MLs AlSb/3MLs GaSb 层。整个超晶格功能层被包夹在 500 nm p 型 GaSb 层 (底部) 和 20 nm n 型 InAs 盖层 (顶部) 中作为下电极和上电极层，探测器结构与能带排列示意图如图 2 所示。其中，P-8MLs InAs/8MLs GaSb 层为 p 型掺杂，浓度  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ； $\pi$ -14MLs InAs/7MLs GaSb 吸收层为 p 型掺杂，浓度为  $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ；M-18MLs InAs/3MLs GaSb/5MLs AlSb/3MLs GaSb 势垒层为非故意掺杂，但是背景掺杂为 n 型，浓度  $\sim 2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ；N-18 mLs InAs/3 mLs GaSb/5 mLs AlSb/3 mLs GaSb 层为 n 型掺杂，浓度为  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ；n 型 InAs 盖层和 p 型 GaSb 层的掺杂浓度都是  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 。各层材料的关键参数如表 1 所示。从光响应结果得到，超晶格红外探测器的截止波长  $\sim 10 \mu\text{m}$ 。利用干法刻蚀加湿法腐蚀形成探测器台面结构，干法刻蚀到 500 nm p 型 GaSb 层，湿法腐蚀主要用于去除干法刻蚀过程中形成的损失和留下的残余物。然后通过阳极硫化加 SiO<sub>2</sub> 介电层作为钝化层，降低台面侧壁漏电流，然后在上下电极上沉积 Ti/Pi/Au 作为欧

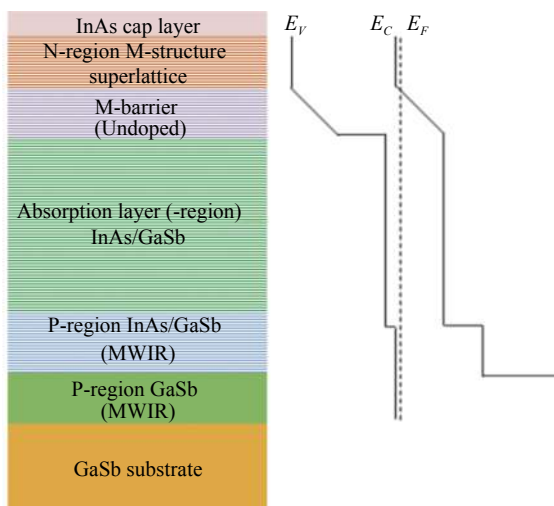


图 2 超晶格红外探测器结构与能带排列示意图

Fig.2 Schematic diagram of superlattice IR detector structure and its energy band alignment

表 1 红外探测器结构的关键参数

Tab.1 Key parameter of IR detector structure

Region	Superlattice period	Thickness/nm	Doping concentration/cm <sup>-3</sup>
n-InAs cap layer	--	20	1×10 <sup>18</sup>
N-region	18 mLs InAs/ 3 mLs GaSb/ 5 mLs AlSb/ 3 mLs	506	1×10 <sup>18</sup>
M-barrier	18 mLs InAs/ 3 mLs GaSb/ 5 mLs AlSb/ 3 mLs	506	Unintentional doped (~2×10 <sup>15</sup> )
π-region	14 mLs InAs/ 7 mLs GaSb	2182	2×10 <sup>16</sup>
P-region	8 mLs InAs/ 8 mLs GaSb	586	1×10 <sup>18</sup>
P-GaSb	--	500	1×10 <sup>18</sup>

姆金属。随后,样品被封装进入带有冷屏的液氮杜瓦用于 77K 下 I-V 测试。I-V 测试利用 KEYSIGHT B1500A 半导体测试分析仪完成。

为了分析表面漏电流对暗电流的贡献,需要做变面积分析,制备了 15、30、60、150 μm 四种台面尺寸的探测器。不同尺寸超晶格红外探测器在 77 K 下的 I-V 结果如图 3 所示。为了区分体电流与表面漏电流对暗电流的贡献,我们作出了不同尺寸探测器零偏下阻抗面积乘积倒数 ( $R_0A$ )<sup>-1</sup> 与周长面积比的关系,如图 4 所示。从图中可以看出,随着探测器台面周长面积比变化, ( $R_0A$ )<sup>-1</sup> 变化很小。通过变面积分析方法,可以得到探测器体零偏电阻面积乘积 ( $R_0A$ )<sub>bulk</sub> 与表面电阻率  $\rho_{surface}$ , 其关系如下式:

$$\frac{1}{(R_0A)} = \frac{1}{(R_0A)_{bulk}} + \frac{1}{\rho_{surface}} \left(\frac{P}{A}\right) \quad (12)$$

其中  $P$  探测器台面周长,  $A$  是面积。对于我们的探测器,体阻抗面积乘积 ( $R_0A$ )<sub>bulk</sub> 为 254 Ωcm<sup>2</sup>, 表面电阻率  $\rho_{surface}$  为 8.72×10<sup>6</sup> Ωcm。如此高的表面电阻率证实探测器的暗电流主要为体电流。

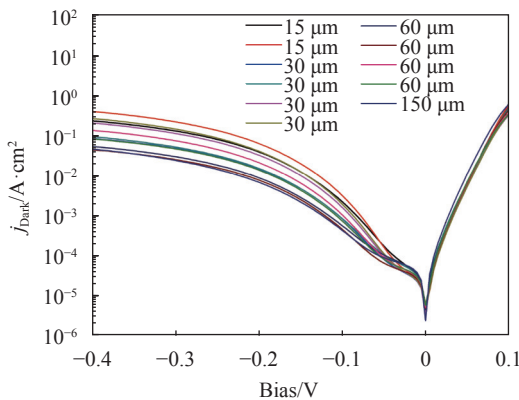


图 3 不同台面尺寸光电探测器的暗电流

Fig.3 Dark currents of photodetector with different mesa sizes

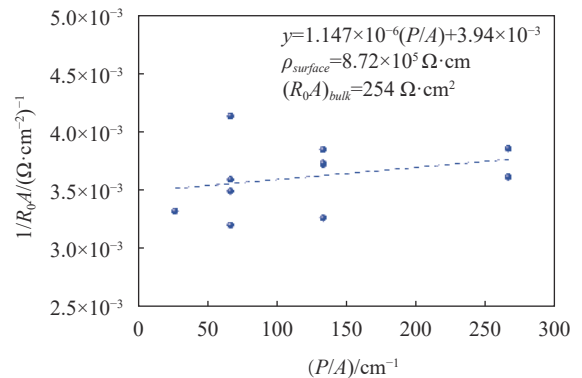


图 4 探测器零偏下阻抗面积乘积倒数与周长面积比的关系

Fig.4 The relationship between the inverse product of resistances with area at zero bias with perimeter/area of detectors

## 2.2 暗电流拟合分析

由于不同尺寸下,探测器暗电流随电压的变化曲线相似,仅对其中一个 60 μm 台面尺寸器件的暗电流进行分析。通过 1.2 节介绍的电流模型公式对暗电流进行了拟合,不同偏压下的最大电场强度和 p 型吸收层一侧的耗尽区宽度分别通过 1.1 节中公式 (4) 和公式 (5) 计算,结果如图 5 所示。拟合中所用的材料参数数值如表 2 所示。由图 5 可知,在整个反偏电压范围内 (0~400 mV),暗电流主要由缺陷相关的暗电流机制主导。在反向偏压 ≤ 60 mV 时,暗电流由产生复合电流主导;而当反向偏压 ≥ 60 mV 时,暗电流则由陷阱辅助隧穿电流主导。Q. K. Yang 等人<sup>[19]</sup>也曾对长波超晶格红外探测器暗电流进行过拟合分析,他们得到陷阱能级在低于导带底 1/3E<sub>g</sub> 的位置,陷阱密度 2.8×10<sup>13</sup> cm<sup>-3</sup>。相较于文中的结果,他们陷阱能级位置离导带更远,但陷阱密度更高。他们的长波超晶格红外探测器的暗电流在 0~400 mV 的反偏范围同样由产生复合电流与陷阱辅助隧穿主导。W. D. Hu 等人<sup>[20]</sup>



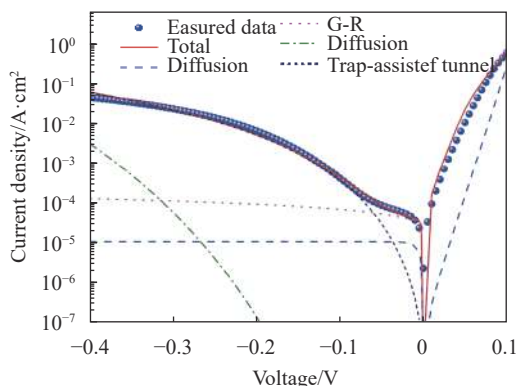


图 5 60 μm 台面尺寸探测器的暗电流的测试与拟合结果

Fig.5 Measurement and fitting results of dark current of photodetector with 60 μm mesa size

表 2 暗电流模型拟合参数

Tab.2 Fitting parameters of model of dark current

Parameters	Value
Hole effective mass ( $m_h$ )	$0.4 m_0$
Electron effective mass ( $m_e$ )	$0.04 m_0$
Electron tunneling effective mass ( $m_T$ )	$0.04 m_0$
Electron mobility	$2\ 000\ \text{cm}^2\text{Vs}^{-1}$
Hole mobility	$200\ \text{cm}^2\text{Vs}^{-1}$
Electron lifetime ( $\tau_e$ )	30 ns
GR lifetime ( $\tau_{GR}$ )	30 ns
Bandgap of absorption layer ( $E_g$ )	0.12 eV
Trap energy level ( $E_t$ )	$3/4 E_g$
Dielectric constant ( $\epsilon_s$ )	$15.34 \epsilon_0$
Trap density ( $N_t$ )	$2.1 \times 10^{13}\ \text{cm}^{-3}$
Doping density of absorption layer ( $N_A$ )	$2 \times 10^{16}\ \text{cm}^{-3}$
Doping density of barrier layer ( $N_D$ )	$2 \times 10^{15}\ \text{cm}^{-3}$

则利用暗电流解析模型对长波碲镉汞探测器的陷阱辅助隧穿暗电流进行过研究。他们通过改善 CdTe 钝化工艺,使得陷阱能级从低于导带  $1/4E_g$  的位置变为低于导带  $1/2E_g$  的位置,陷阱密度也降低为传统钝化工艺的  $1/3$ ,有效的降低了陷阱辅助隧穿电流的贡献。为了有效的抑制产生复合电流和陷阱辅助隧穿电流,需要在材料外延生长和器件制备工艺过程中降低缺陷密度,保证材料的质量。

除此之外,在材料质量确定的情况下,对表 2 中参数进行分析可知,从器件结构设计的角度来说,可以设计的参数并不多。在这些参数里面,有的参数主要由能带决定,在确定截止波长 $\sim 10\ \mu\text{m}$ 的情况下,这

些参数就基本确定,变化不会太大,例如电子空穴有效质量、介电常数等参数<sup>[21]</sup>;有的参数由材料质量决定,例如电子空穴寿命、陷阱能级密度<sup>[20, 22]</sup>;还有些参数则与能带和材料质量都相关,比如迁移率、陷阱能级位置<sup>[17, 21]</sup>。因此,进行器件设计时,重点关注的参数主要是吸收层和势垒层的掺杂浓度,异质 pN 结的结区也是在这两层之间形成。而为了抑制产生复合电流,设计时,希望使得耗尽区尽可能进入势垒层,因此势垒层掺杂浓度  $N_D$  一般需要远小于吸收层的掺杂浓度  $N_A$ ,所以势垒层都选择非故意掺杂,属于剩余杂质掺杂。因此,设计重点在于吸收层的掺杂。从公式 (5) 和公式 (9) 可以得到,增加掺杂浓度,产生复合电流会减小,因为产生复合电流正比吸收层耗尽区的宽度,而耗尽区宽度又正比于  $1/\sqrt{N_A}$ 。而增加掺杂浓度又会增加电场强度,从而使得陷阱辅助隧穿电流增加,如公式 (11) 所示。当然,增加掺杂浓度,扩散电流也会减小,而直接隧穿电流则会增加,但是从前面分析结果可知,对于本文分析的超晶格长波红外探测器来说,这两者并不重要,如图 5 所示。所以,在进行器件设计时,吸收层的掺杂浓度的设计尤为重要。为了分析吸收层掺杂浓度对产生复合电流和陷阱辅助隧穿电流的影响,在保持其它参数不变的情况下,对不同吸收层掺杂浓度情况下的产生复合电流和陷阱辅助隧穿电流进行了计算,如图 6 所示。图 6 中实心点代表产生复合电流,实线代表陷阱辅助隧穿电流,掺杂浓度分别为  $1 \times 10^{15}\ \text{cm}^{-3}$  (黑色),  $2 \times 10^{15}\ \text{cm}^{-3}$  (红色),

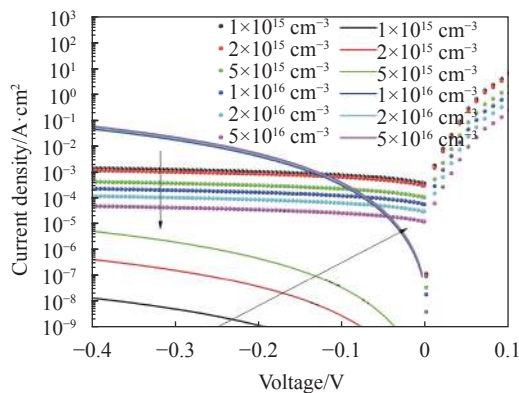


图 6 不同吸收层掺杂浓度下,光电探测器的产生复合电流和陷阱辅助隧穿电流

Fig.6 G-R current and trap assisted tunnel current of photodetector with different doping density of absorption layer

$5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  (绿色),  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  (蓝色),  $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  (青色),  $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  (紫红色), 沿着图中箭头方向掺杂浓度递增。图中有一点值得注意, 当掺杂浓度超过  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  时, 隧穿电流基本不随掺杂浓度变化, 这是因为此时吸收层的掺杂浓度远大于势垒层的掺杂浓度, 电场强度由势垒层的掺杂决定, 因此不再随吸收层掺杂浓度变化。在掺杂浓度分别为  $1 \times 10^{16}$ 、 $2 \times 10^{16}$ 、 $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  时, 产生复合电流与陷阱辅助隧穿电流的转变电压 (主导机制转变的电压) 分别为 75、60、44 mV, 而当掺杂浓度低于 (包括)  $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  时, 转变电压明显超过 400 mV。因此, 从结果看, 在固定势垒层掺杂浓度为  $2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  的情况下, 吸收层比较适合的掺杂浓度在  $5 \times 10^{15} \sim 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  之间。如果能够通过补偿掺杂降低势垒层中剩余杂质掺杂浓度, 可以进一步降低陷阱隧穿电流。当然, 最理想的情况则是进一步降低产生复合电流, 使得暗电流的主导机制为扩散电流, 这需要材料生长工艺和器件制备工艺的共同优化。

### 3 结论

文中利用扩散电流、产生复合电流、直接隧穿电流和陷阱辅助隧穿电流模型对 InAs/GaSb 超晶格长波红外探测器 77 K 下的暗电流进行拟合分析。结果表明, 在小的反向偏压下 ( $\leq 60 \text{ mV}$ ), 器件暗电流主要由产生复合电流主导, 而在高偏压下 ( $> 60 \text{ mV}$ ), 器件电流则主要由缺陷陷阱辅助隧穿电流主导。接着分析了吸收层掺杂浓度对两种电流的影响, 认为在掺杂浓度为  $5 \times 10^{15} \sim 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  之间时, 在抑制陷阱辅助隧穿电流的同时保证产生复合电流不至于过高。

#### 参考文献:

- [1] Halasz G A S, Esaki R T. A new semiconductor superlattice [J]. *Appl Phys Lett*, 1977, 30: 651.
- [2] Smith D L, Mailhot C. Proposal for strained type II superlattice infrared detectors [J]. *J Appl Phys*, 1987, 62: 2545.
- [3] Rhiger D R. Performance comparison of long-wavelength infrared type II superlattice devices with HgCdTe [J]. *J Electron Mater*, 2011, 40: 1815.
- [4] Hill C J, Soibel A, Keo S A, et al. Demonstration of large format mid-wavelength infrared focal plane arrays based on superlattice and BIRD detector structures [J]. *Infrared Phys Techn*, 2009, 52: 348.
- [5] Nguyen B M, Chen G, Hoang M A, et al. Growth and characterization of long wavelength infrared type II superlattice photodiodes on a 3" GaSb wafer[C]//Proceedings of SPIE, 2011, 7945: 794510.
- [6] Walthera M, Schmitza J, Rehman R, et al. Growth of InAs/GaSb short-period superlattices for high-resolution mid-wavelength infrared focal plane array detectors [J]. *J Cryst Growth*, 2005, 278: 156.
- [7] Hoffman D, Nguyen B, Huang E K, et al. The effect of doping the M-barrier in very long-wave type-II InAs/GaSb heterodiodes [J]. *Appl Phys Lett*, 2008, 93: 031107.
- [8] Manurkar P, Ramezani-Darvish S, Nguyen B M, et al. High performance long wavelength infrared mega-pixel focal plane array based on type-II superlattices [J]. *Appl Phys Lett*, 2010, 97: 193505.
- [9] Gunapala S D, Ting D Z, Nguyen J, et al. Demonstration of a  $1024 \times 1024$  pixel InAs-GaSb superlattice focal plane array [J]. *IEEE Photonics Technol Lett*, 2010, 22: 1856.
- [10] Delaunay P Y, Noshu B Z, Gurga A R, et al. Advances in III-V based dual-band MWIR/LWIR FPAs at HRL[C]//Proceedings of SPIE, 2017, 10177: 101770T.
- [11] Donetsky D, Svensson S P, Vorobjev L E, et al. Carrier lifetime measurements in short-period InAs/GaSb strained-layer superlattice structures [J]. *Appl Phys Lett*, 2009, 95: 212104.
- [12] Nguyen B M, Hoffman D, Delaunay P Y, et al. Dark current suppression in type II InAs/GaSb superlattice long wavelength infrared photodiodes with M-structure barrier [J]. *Appl Phys Lett*, 2007, 91: 163511.
- [13] Klipstein P C, Avnon E, Benny Y, et al. InAs/GaSb type II superlattice barrier devices with a low dark current and a high quantum efficiency[C]//Proceedings of SPIE, 2014, 9070: 90700U.
- [14] Vurgaftman I, Aifer E H, Canedy C L, et al. Graded band gap for dark-current suppression in long-wave infrared W-structured type-II superlattice photodiodes [J]. *Appl Phys Lett*, 2006, 89: 121114.
- [15] Rogalski A, Martyniuk P. InAs/GaInSb superlattices as a promising materialsystem for third generation infrared detectors [J]. *Infrared Phys Tech*, 2006, 48: 39.
- [16] Nguyen J, Ting D Z, Hill C J, et al. Dark current analysis of InAs/GaSb superlattices at low temperatures [J]. *Infrared Phys Tech*, 2009, 52: 317.

- [17] Sze S M, Kwok K Ng. Physics of semiconductor devices[D]. Wiley: New Jersey, 2006.
- [18] Gopal V, Plis E, Rodriguez J B, et al. Modeling of electrical characteristics of midwave type II InAs/GaSb strain layer superlattice diodes [J]. *J Appl Phys*, 2008, 104: 124506.
- [19] Yang Q K, Fuchs F, Schmitz J, et al. Investigation of trap-assisted tunneling current in InAs/(GaIn)Sb superlattice long-wavelength photodiodes [J]. *Appl Phys Lett*, 2002, 81: 4757.
- [20] Hu W D, Chen X S, Ye Z H, et al. A hybrid surface passivation on HgCdTe long wave infrared detector with in-situ CdTe deposition and high-density hydrogen plasma modification [J]. *Appl Phys Lett*, 2011, 99: 091101.
- [21] Kittel C. Introduction to Solid State Physics[M]. 8th ed. New York: Wiley, 2004.
- [22] Rogalski A, Martyniuk P, Kopytko M. InAs/GaSb type-II superlattice infrared detectors: Future prospect [J]. *Phys Rev Appl*, 2017, 4: 031304.