

利用刻蚀工艺制备碲镉汞雪崩光电二极管

李浩^{1,2}, 林春^{1*}, 周松敏¹, 王溪¹, 孙权志¹

(1. 中国科学院上海技术物理研究所 红外成像材料与器件重点实验室, 上海 200083;

2. 中国科学院大学, 北京 100049)

摘要:碲镉汞雪崩光电二极管是第三代红外焦平面探测器的主要发展方向之一. 提出一种利用离子束刻蚀工艺制备碲镉汞雪崩光电二极管器件的方法, 并研究了截止波长、耗尽区厚度与器件增益的关系. 利用此方法制备截止波长 4.8 μm 的中波器件在 17 V 反向偏置下增益可达 1000. 对器件进行了噪声频谱测试, 计算了其过剩噪声因子.

关键词: HgCdTe; 雪崩光电二极管; 离子束刻蚀; 增益; 过剩噪声因子

中图分类号: TN215 **文献标识码:** A

HgCdTe avalanche photo diode fabricated by ion beam etching

LI Hao^{1,2}, LIN Chun^{1*}, ZHOU Song-Min¹, WANG Xi¹, SUN Quan-Zhi¹

(1. Key Laboratory of Infrared Imaging Material and Detectors,

Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China;

2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: HgCdTe avalanche photo diode (APD) is one of the developing trends of third generation infrared FPA detectors. This article presents a new method to fabricate HgCdTe APD by ion beam etching (IBE), and discusses the relation of gain to cutoff wavelength and depletion region thickness. A gain of 1000 at a bias of 17 V and a cutoff wavelength of 4.8 μm was achieved. The excess noise factor, F , is calculated after a noise spectrum test.

Key words: HgCdTe, avalanche photo diode (APD), ion beam etching (IBE), gain, excess noise factor

PACS: 78. 55. Et, 85. 60. Gz

引言

红外光电探测器是红外探测系统的核心组成部分, 第三代 HgCdTe 红外焦平面探测器已成为红外光电探测器技术的主要发展方向. 碲镉汞雪崩光电二极管作为最近三十年发展起来的新型探测器, 以其高增益、高信噪比、高灵敏度的优点, 是未来低背景弱信号探测、高空间-时间分辨率探测应用中的重要器件.

HgCdTe 雪崩光电二极管常用的结构是平面 PIN 结构, 它是在 PN 结中间加入一个本征层 (I) 而形成, 本征层在反偏下完全耗尽, 使得 APD 器件在

高反偏下的耗尽区比普通 PN 结大很多, 载流子从而能在耗尽区内雪崩倍增, 但对于实际的 HgCdTe 材料几乎无法得到其本征层, 故实际器件中一般用浅掺的 N^- 或 P^- 层替代.

国外从上世纪七十年代便有了对碲镉汞雪崩光电二极管的报道^[1-3], 并在本世纪初取得了许多重大成果. 1977 年, Tredwell^[1] 就报道了碲镉汞二极管反向偏压下的雪崩效应, 他们在碲镉汞体材料中通过 Hg 扩散制备出平面 n-on-p 型正照射碲镉汞雪崩光电二极管, 其截止波长在 395 K 下为 2.158 μm , 而雪崩倍增因子可到 30.

LETI 和 Sofradir 也以平面 PIN 结构的 APD 作

收稿日期: 2018-06-29, 修回日期: 2018-12-20

基金项目: 国家自然科学基金 (61705247)

Foundation items: Supported by National Natural Science Foundation of China (61705247)

作者简介 (Biography): 李浩 (1991-), 博士研究生, 江苏扬州人, 从事红外碲镉汞器件的研究. E-mail: lihaozy@163.com

* 通讯作者 (Corresponding author): E-mail: chun_lin@mail.sitp.ac.cn

Received date: 2018-06-29, revised date: 2018-12-20

为其发展方向^[4-7]. 2007 年 G. Perrais 和 J. Rotnman 等人报道了 77 K 下截止波长为 5.0 μm 的器件, 增益达到 5 300, 过剩噪声因子为 1 ~ 1.5, 并比较了不同 N^- 区厚度的 APD 的性能. 之后几年又报道增益达到 7 000 和 13 000 的器件, 均是当时已知的 HgCdTe APD 器件的最大增益, 过剩噪声因子也都小于 1.5.

国内上海技术物理研究所的李海滨^[8]采用 LPE 生长的 HgCdTe 材料制备平面 PIN 型 APD, 截止波长 5.2 μm , 光敏元面积为 90 $\mu\text{m} \times 90 \mu\text{m}$, 其在线性模式下的最大增益约为 200. 顾仁杰与沈川^[9]采用 MBE 生长的 HgCdTe 材料制备 PIN 结构的 APD, 单元面积为 36 $\mu\text{m} \times 36 \mu\text{m}$ 的 128 \times 128 焦平面阵列器件在 10 V 反偏下增益可达 335.

离子束刻蚀采用 Ar 离子对材料表面进行物理轰击, 在对汞空位的 P 型 HgCdTe 材料刻蚀的过程中不可避免地会产生 Hg 填隙原子, 这些 Hg 填隙原子向 P 区扩散后与汞空位复合使材料转变为剩余施主占主导的 N 型^[10]. 刻蚀工艺一般用于台面成形和表面图形制备, 报道中也只有在环孔 (HDVIP) 器件会采用刻蚀工艺在 P 型材料上制备 PN 结^[11-12].

本文介绍了一种采用离子束刻蚀工艺形成低掺杂的 N^- 区, 结合离子注入制备平面 PIN 型碲镉汞雪崩光电二极管器件的方法, 并对其性能进行了测试. 文中讨论了 HgCdTe 雪崩光电二极管增益与截止波长、 N^- 区厚度、刻蚀区大小的关系, 为我们的器件制备提供了参考.

1 器件工艺与原理

实验中的碲镉汞材料为液相外延生长的 Hg 空位掺杂的碲镉汞, 其 Cd 组分 x 分别为 0.42, 0.32, 0.3, 对应的 77 K 下截止波长分别为 2.8 μm , 4.5 μm , 4.8 μm .

图 1 为平面型 PIN 结构的 HgCdTe 雪崩光电二极管结构示意图, 材料总厚度为 11 μm , 汞空位掺杂的 P 型材料载流子浓度为 $1 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$, 离子束刻蚀形成的 N^- 区浓度约为 $1 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$, N^+ 区通过 B^+ 注入形成, 其载流子浓度约为 $1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$. 刻蚀区比注入区略大, 通过改变刻蚀时间可以得到不同厚度的 N^- 区, N^- 区的厚度和浓度由剥层霍尔测得.

实验首先对比了有无刻蚀工艺的两个器件性能的差异, 而后通过改变刻蚀时间及退火制备了一系列器件以研究截止波长、 N^- 区厚度和刻蚀区大小对 APD 性能的影响. 表 1 是器件制备的基本参数.

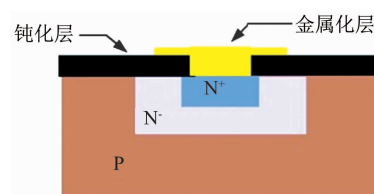


图 1 器件结构示意图

Fig. 1 Schematic illustration of HgCdTe APD

表 1 器件基本参数

Table 1 Parameters of the devices

样品编号	截止波长 / μm	刻蚀时间 / min	注入区直径 / μm	N^- 区厚度 / μm
1	4.8	8	36	~6
2	2.8	8	36	~6
3	4.5	2.5	80	~3
4	4.5	2.5(180 $^{\circ}\text{C}$ 退火 5 min)	80	~6
5	2.8	8	80	~6
6	4.8	0(没有刻 蚀只注入)	36	0

器件通过钢柱与宝石片互联, I - V 测试在 77 K 液氮温度下进行. 增益的计算由暗电流 I_{DARK} 及光场下的总电流 $I_{\text{ILLUMINATED}}$ 进行计算^[13],

$$M(V) = \frac{I_{\text{PHOTO}}(V)}{I_{\text{PHOTO}}(V=0)} = \frac{I_{\text{ILLUMINATED}}(V) - I_{\text{DARK}}(V)}{I_{\text{ILLUMINATED}}(V=0) - I_{\text{DARK}}(V=0)}. \quad (1)$$

而在实际应用中, 由于中短波器件光电流一般远大于其暗电流, 可近似地用光场下的总电流进行计算^[4-5,7,14]

$$M(V) = \frac{I_{\text{ILLUMINATED}}(V)}{I_{\text{ILLUMONATED}}(V=0)}. \quad (2)$$

本文中增益的计算即为某个偏压下的光电流 [$I(V)$] 与零偏时光电流 [$I(0)$] 的比值, 并用 Kinch 提出的经验公式^[15]对其进行了拟合

$$M = 1 + 2 \frac{V - V_{\text{th}}}{V_{\text{D}}} (V > V_{\text{th}}), \quad (3)$$

式(3)中 V_{th} 是雪崩倍增发生的阈值电压, V_{D} 为一个新产生的电子在进行下一次碰撞电离前的平均电压降, 即“死区”电压降.

雪崩光电二极管中载流子的碰撞电离过程具有随机性, 不同载流子的增益构成了以 M 为平均值的分布, 过剩噪声即是表征 APD 增益不稳定的参量. 普通的探测器其散粒噪声功率谱密度 $S(f) = 2qI$. 如果雪崩倍增过程是理想的, 即增益是稳定的, 那么 APD 器件的散粒噪声就是普通器件的 M^2 倍, 即 $S_{\text{APD}} = 2qIM^2$. 但是由于碰撞电离的随机性导致其增

益的不稳定,所以实际的 APD 过剩噪声功率谱为式 (4)^[4,16],其中 F 即为过剩噪声因子.

$$S_{APD} = 2qIM^2F \quad (4)$$

噪声测试时,将器件封装到杜瓦里并置于屏蔽盒中.通过低噪声前置电流放大器给器件加反向偏置并将输出信号放大后输入频谱分析仪,从而得到器件在不同偏压下的电流噪声频谱图.拟合出其中的散粒噪声分量再结合 $I-V$ 测试结果即可求出过剩噪声因子.

2 测试和分析

图 2 对比了离子束刻蚀后注入的 1 号器件和只有注入的 6 号常规器件的 $I-V$ 测试曲线.从图中可以很明显的看出只经过注入的器件在大约 1 V 的反向偏置下即出现了击穿现象,而增加了刻蚀工艺的器件在 3 ~ 12 V 的偏置范围内电流随电压线性增大,呈现了良好的雪崩倍增现象.离子束刻蚀在 P 型 HgCdTe 表面形成的反型层相较 B 离子注入为浅掺的 N 区,这就形成了 PIN 结构的平面型 HgCdTe 雪崩光电二极管.实验结果表明通过离子束刻蚀工艺能够制备出工作在线性模式下的 HgCdTe APD.

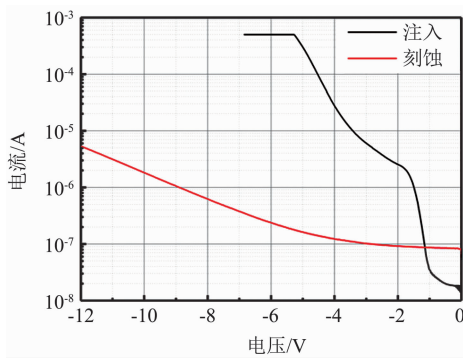


图 2 采用刻蚀工艺的器件和普通注入器件的 $I-V$ 特性
Fig.2 Real-time $I-V$ curves of the devices with and without IBE

不同参数器件的增益与电压关系图如图 3 所示.图中散点为实测的增益与电压的关系图,实线为用 Kinch 的经验公式拟合结果.图 3(a)的 1 号和 2 号器件截止波长分别为 4.8 μm 和 2.8 μm ,光敏元直径 36 μm , N^- 区厚度大约 6 μm ,零偏时的电流分别是 8.0×10^{-8} A 和 7.5×10^{-11} A.测试结果表明器件的增益随反向偏置的增大而指数增加,并且与经验公式符合的较好.2.8 μm 的器件在 20 V 下增益可达 200,4.8 μm 的器件在 17 V 下增益可达 1000,

随着电压的继续增大器件被击穿,电流急剧增大.曲线形状和拟合值都表明 4.8 μm 的器件不管是雪崩增益开启的电压还是雪崩倍增的大小都明显优于 2.8 μm 的器件. HgCdTe 雪崩光电二极管的增益与离化系数密切相关,G. Leveque^[17]研究了 HgCdTe 材料中载流子的离化系数比 k 和 Cd 组分 x 之间的关系.由 G. Leveque 的结果可知波长大于 2 μm 的材料适宜制备电子触发型雪崩光电二极管,并且波长越长,APD 更容易获得比较大的增益,这与测试结果是吻合的.

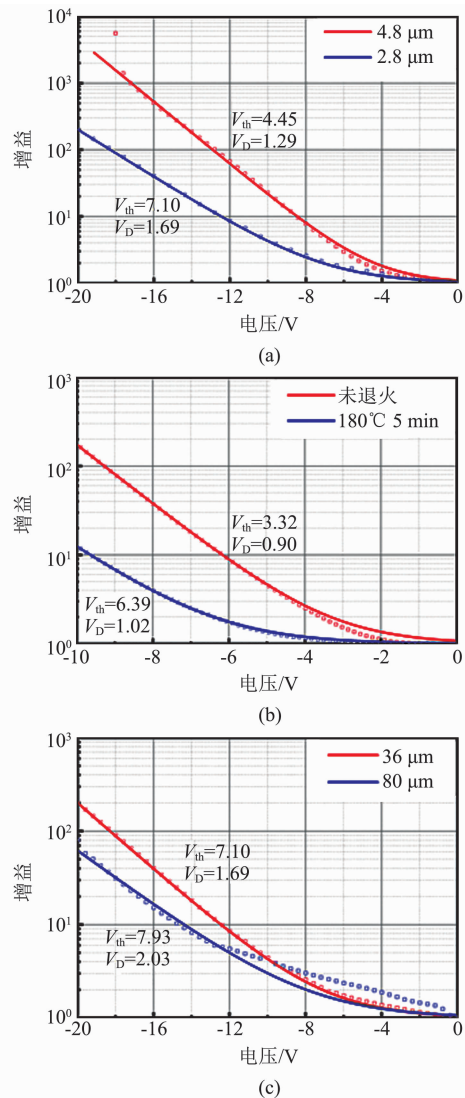


图 3 不同参数器件的增益与电压关系 (a) 不同截止波长, (b) 不同 N^- 区厚度, (c) 不同刻蚀区大小
Fig.3 Measured and simulated gain of different devices (a) different cutoff wavelength, (b) different thickness of depletion region, (c) different size of etch area

图 3(b)的 3 号和 4 号器件截止波长 4.5 μm ,光敏元直径 80 μm , N^- 厚度在 3 μm 左右.4 号器件

刻蚀后经过 180℃ 退火 5 min,使其 N^- 区厚度增加大约 3 μm ,以对比不同的 N^- 区厚度对 APD 增益的影响. 未退火的 3 号器件零偏时的电流是 2.8×10^{-8} A,经过退火的 4 号器件是 3.8×10^{-8} A. 两个器件的增益也都能够用经验公式很好的拟合,未退火的器件在 10 V 反偏下增益为 174,而经过退火的器件 10 V 下增益仅为 13. 经过退火工艺的器件 N^- 区厚度变为原来的两倍,这就导致在相同偏压下耗尽区内的电场强度只有未退火器件的 1/2,当光生载流子获得能够发生雪崩倍增的能量时,经过退火的器件的 V_{th} (6.39) 约为未退火器件 V_{th} (3.32) 的 2 倍. 另外由于电场强度的减小,载流子为获得发生下一次碰撞电离所需的能量需要在电场中加速更长的距离,更长的运动距离又增加了与其他载流子碰撞而损失能量的概率,反映在数值上即为经过退火的 N^- 区更厚的器件的“死区”电压降 V_D 也大于未退火的器件.

Wei-Cheng Qiu 和 Qing Li^[18-19] 模拟了不同 HgCdTe APD 耗尽区厚度与器件增益的关系,器件增益也是随着耗尽区厚度的变小而明显增大. 李海滨^[8]曾对不同 I 区厚度的 PIN 结在零偏下的内建电场分布进行模拟,薄本征区(3 μm)内的最大电场强度比厚本征区(6 μm)内的电场强度大 32%,因此薄本征区的器件可在比较小的偏压下就发生雪崩效应,并且增益更大,这些模拟结果与以上实验中得到的数据是相吻合的.

3 号器件与 1 号器件相比波长更短,而 V_{th} 和 V_D 更小,增益更大(3 号器件截止波长 4.5 μm 10 V 下增益为 174,1 号器件截止波长 4.8 μm 10 V 下仅为 20 左右). 按照 G. Leveque 的理论截止波长 4.8 μm 的 HgCdTe 由于离子系数比更偏离 1,其增益理应更大,而 4.5 μm 的器件因为更窄的 N^- 区获得了更大的增益.

图 3(c) 的 2 号和 5 号器件截止波长为 2.8 μm ,注入区直径分别是 36 μm 和 80 μm ,刻蚀区比注入区略大,零偏时的电流分别是 7.5×10^{-11} A 和 1.8×10^{-10} A. 电流大小的差异主要是由结区面积大小不同导致的,而在整个工艺流程完全一致的情况下增益的差异则应该归结于刻蚀面积的变化导致的 N^- 区厚度不一致. 80 μm 的光敏元更大的 V_{th} 和 V_D 表明面积比较大的刻蚀区会形成更厚的反型层.

SEM 图像也证明了这种猜想,如图 4 所示离子束刻蚀 HgCdTe 表面形成的凹坑并不是柱状的,而是一个碗状结构,刻蚀区的边缘的 HgCdTe 几乎没

有损失,即这部分的 HgCdTe 并不会产生向内扩散的汞填隙原子. 对于大面积的刻蚀区,边缘这部分体积所占的比例小于小面积的刻蚀区,这就导致面积大的刻蚀区相比较面积小的刻蚀区,单位面积内会形成更多的汞填隙,从而形成更厚的反型层.

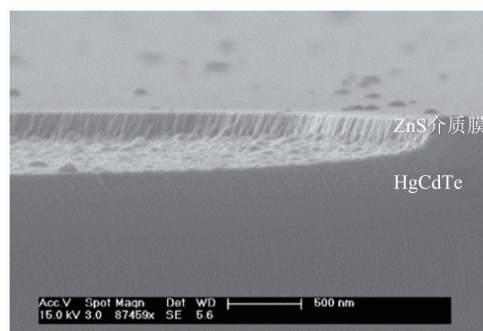


图 4 刻蚀坑的 SEM 图像

Fig. 4 SEM image of the etched surface

图 5 是通过频谱分析仪测试得到的器件在不同反向偏压下的电流噪声频谱图. 通过对噪声进行数值拟合分析出其中的白噪声分量从而计算出过剩噪声因子,得到的结果如表 2.

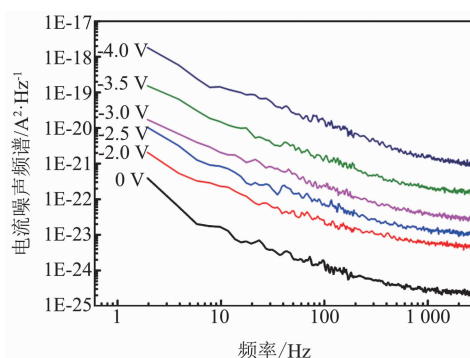


图 5 器件在不同偏压下的电流噪声频谱

Fig. 5 Noise current density for the devices with different biases

表 2 不同偏压下的过剩噪声因子

Table 2 Noise factor as a function of bias

反向偏压/V	过剩噪声因子
0	1.03
2	1.57
2.5	1.57
3	1.71
3.5	2.87
4	3.13

随反向偏压的增大,电流噪声值逐渐变大. 计算出的过剩噪声因子比 1 大很多,尤其是在大反偏下

更为明显,原因主要有两点:1. 过剩噪声因子反映的是器件增益起伏的一个物理量, N^- 区过大也会导致载流子在倍增区的碰撞电离具有更大的随机性,导致过剩噪声因子的偏大;2. 器件暗电流较大,尤其是大反偏下隧穿电流的影响导致增益的计算偏离理论值.

3 结论

PIN 型 HgCdTe 雪崩光电二极管的一个难点即在于如何制备一定厚度的浅掺的 N^- 区,本文提出利用离子束刻蚀的工艺在 P 型 HgCdTe 表面形成 N^- 的反型层,再通过常规工艺制备碲镉汞雪崩光电二极管器件的方法. 测试结果表明此方法能够制备具有较好性能的 HgCdTe 雪崩光电二极管器件,截止波长 $4.8 \mu\text{m}$ 的中波器件在 17V 反向偏压下增益可达 1000.

HgCdTe 雪崩光电二极管的增益与截止波长和 N^- 区厚度密切相关, $4 \sim 5 \mu\text{m}$ 的截止波长和 $3 \mu\text{m}$ 的 N^- 区厚度是目前情况下比较好的选择. 过剩噪声因子的结果表明随着反向偏压的增大,器件越来越大的暗电流是影响器件性能的不可忽略的因素.

References

- [1] Tredwell T J. (Hg, Cd) Te photodiodes for detection of two-micrometer infrared radiation[J]. *Optical Engineering*, 1977, **16**(3):163237.
- [2] Shin S H, Pasko J G, Law H D, et al. $1.22 \mu\text{m}$ HgCdTe/CdTe avalanche photodiodes [J]. *Applied Physics Letters*, 1982, **40**(11): 965-967.
- [3] Okuto Y, Crowell C R. Energy-conservation considerations in the characterization of impact ionization in semiconductors[J]. *Physical Review B*, 1972, **6**(8): 3076.
- [4] Perrais G, Gravrand O, Baylet J, et al. Gain and dark current characteristics of planar HgCdTe avalanche photodiodes [J]. *Journal of electronic materials*, 2007, **36**(8): 963-970.
- [5] Rothman J, Perrais G, Destefanis G, et al. High performance characteristics in pin MW HgCdTe e-APDs[J]. *International Society for Optics and Photonics*, 2007: 654219-654219-10.
- [6] Rothman J, Gravrand O, Mollard L, et al. HgCdTe APD-focal plane array development at DEFIR [J]. *Proc Spie*, 2010, **7834**(1):783400-783400-8.
- [7] Kerlain A, Bonnouvrier G, Rubaldo L, et al. Performance of mid-wave infrared HgCdTe e-avalanche photodiodes [J]. *Journal of electronic materials*, 2012, **41**(10): 2943-2948.
- [8] LI Hai-Bin. Study on preparation technologies of HgCdTe electron avalanche photodetectors [D]. Shanghai Institute of Technical Physics(李海滨. 碲镉汞电子雪崩光电探测器制备技术研究. 上海技术物理研究所). 2011.
- [9] GU Ren-Jie, SHEN Chuan, WANG Wei-Qiang, et al. MBE growth HgCdTe avalanche photodiode based on PIN structure [J]. *Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 2013, **32**(2): 136-140. (顾仁杰, 沈川, 王伟强, 等. MBE 生长的 PIN 结构碲镉汞红外雪崩光电二极管. *红外与毫米波学报*), 2013, **32**(2): 136-140.
- [10] YANG Jian-Rong. *Physics and technology of HgCdTe materials* [M]. National Defense Industry Press (杨建荣. 碲镉汞材料物理与技术. 国防工业出版社), 2012.
- [11] DSouza A I, Stapelbroek M G, Skokan M R, et al. SWIR to LWIR HDVIP HgCdTe detector array performance [J]. *Proceedings of Spie*, 2006, 6206.
- [12] Singh A, Srivastav V, Pal R. HgCdTe avalanche photodiodes: A review [J]. *Optics & Laser Technology*, 2011, **43**(7): 1358-1370.
- [13] Reine M B, Marciniak J W, Wong K K, et al. HgCdTe MWIR back-illuminated electron-initiated avalanche photodiode arrays [J]. *SPIE*, 2006:629403-629403-12.
- [14] Rothman J, Mollard L, Bosson S, et al. Short-Wave Infrared HgCdTe Avalanche Photodiodes [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2012, **41**(10):2928-2936.
- [15] Kinch M A, Beck J D, Wan C F, et al. HgCdTe electron avalanche photodiodes [J]. *Journal of electronic materials*, 2004, **33**(6): 630-639.
- [16] LI Yi-Jian. The study on APD circuit Simulation and excess noise factor experiment [D]. Huazhong University of Science Technology (李奕键. APD 电路模拟与过剩噪声因子. 华中科技大学), 2013.
- [17] Leveque G, Nasser M, Bertho D, et al. Ionization energies in $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ avalanche photodiodes [J]. *Semiconductor science and technology*, 1993, **8**(7):1317.
- [18] Qiu W C, Hu W D, Chen L, et al. Dark current transport and avalanche mechanism in HgCdTe electron-avalanche photodiodes [J]. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 2015, **62**(6):1926-1931.
- [19] Li Q, He J L, Hu W D, et al. Influencing sources for dark current transport and avalanche mechanisms in planar and mesa HgCdTe p-i-n electron-avalanche photodiodes [J]. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 2018, **65**(2), 572-576.