

文章编号: 1672-8785(2021)01-0001-05

p-i-n InP/InGaAs 光电探测器的 电流及电容特性研究

夏少杰 陈 俊*

(苏州大学电子信息学院, 江苏 苏州 215006)

摘 要: 为了实现高灵敏度探测, 红外探测器需要得到优化。利用 Silvaco 器件仿真工具研究了 p-i-n 型 InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As 光电探测器的结构, 并模拟了该结构中吸收层浓度和台阶宽度对暗电流以及结电容的影响。结果表明, 随着吸收层掺杂浓度的逐渐增大, 器件的暗电流逐渐减小, 结电容逐渐增大。当台阶宽度变窄时, 器件的暗电流随之减小, 结电容也随之变小。最后研究了光强和频率对器件结电容的影响。在低光强下, 器件的结电容基本不变; 当光强增大到 1 W/cm² 时, 器件的结电容迅速增大。器件的结电容随频率的升高而减小, 其峰值由缺陷能级引起。

关键词: 近红外光电探测器; InP/InGaAs; 暗电流; 结电容

中图分类号: TN362 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3969/j.issn.1672-8785.2021.01.001

Research on Current and Capacitance Characteristics of p-i-n InP/InGaAs Photodetector

XIA Shao-jie, CHEN Jun*

(School of Electronic and Information Engineering, Soochow University, Suzhou 215006, China)

Abstract: In order to achieve high sensitivity detection, infrared detectors need to be optimized. Based on the Silvaco device simulation tool, the photoelectric characteristics of p-i-n InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As photodetector is analyzed. The effects of absorption concentration and mesa width on dark current and junction capacitance in the structure are simulated. The results show that as the doping concentration of the absorption layer gradually increases, the dark current of the device gradually decreases, and the junction capacitance gradually increases. When the mesa width becomes narrower, the dark current of the device decreases, and the junction capacitance becomes smaller. Finally, the effect of light intensity and frequency on the device junction capacitance is studied. At low light intensity, the device junction capacitance is basically unchanged. When the light intensity increases to 1 W/cm², the device junction capacitance increases rapidly. The device junction capacitance increases with frequency decreasing. The peak is caused by defect levels.

收稿日期: 2020-08-28

基金项目: 国家自然科学基金项目(61774108)

作者简介: 夏少杰(1995-), 男, 江苏苏州人, 硕士生, 主要从事红外光电器件研究。

通讯作者: E-mail: junchen@suda.edu.cn

Key words: near-infrared photodetector; InP/InGaAs; dark current; junction capacitance

0 引言

随着红外探测技术的不断发展, 红外探测器作为该技术中最核心的部分也发展极为迅猛。红外探测器可将人类肉眼不可见的红外辐射能转换为可测量的能量, 其研究最重要的是材料和器件结构的选择。用于制备红外探测器的材料多种多样, 例如 HgCdTe、InGaAs、Si 等^[1-6]。近年来, InGaAs 材料备受关注, 已被广泛应用于红外成像、太空监测、无人驾驶等光电领域^[7-9]。通过改变 InGaAs 材料中的 In 组分, 能够实现对 1~3 μm 波段的红外光进行探测。该材料具有工艺水平成熟、无需低温制冷、探测器体积小等优点。用 InGaAs/InP 材料制备的 p-i-n 型光电二极管在通信领域应用广泛, 对 1.3 μm 和 1.55 μm 两个特定波段的红外光有很高的响应, 因此是理想的红外接收元件^[10-11]。然而用 InGaAs 材料制备的红外探测器仍然有很多缺点, 暗电流居高不下、灵敏度低等都是制约其发展的不良因素。

本文采用仿真模拟法研究了一种 p-i-n 型 InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As 探测器在不同吸收层浓度和台阶宽度参数下的暗电流和结电容, 并探究了光强和频率对探测器结电容的影响。以降低暗电流和提升响应速度为目标, 改善了器件性能, 为后续实验提供了思路。

1 器件结构与仿真模型

本文设计了一种 p-i-n 型 InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As 探测器(其结构见图 1)。该探测器采用五层台阶结构, 其中底层是 InP 衬底, 第二层是厚度为 50 nm 的 n⁻ ($5 \times 10^{15}/\text{cm}^3$) InP 缓冲层, 第三层是厚度为 200 nm 的 n⁺ ($5 \times 10^{17}/\text{cm}^3$) InGaAs 层, 第四层是厚度为 300 nm 的 n⁻ ($5 \times 10^{15}/\text{cm}^3$) InGaAs 本征吸收层, 顶层是厚度为 200 nm 的 p⁺ ($1 \times 10^{18}/\text{cm}^3$)

InP 层。顶部和两侧电极分别是 p 型和 n 型接触, 顶部台阶宽度为 40 μm , 底部宽度为 100 μm ^[12]。

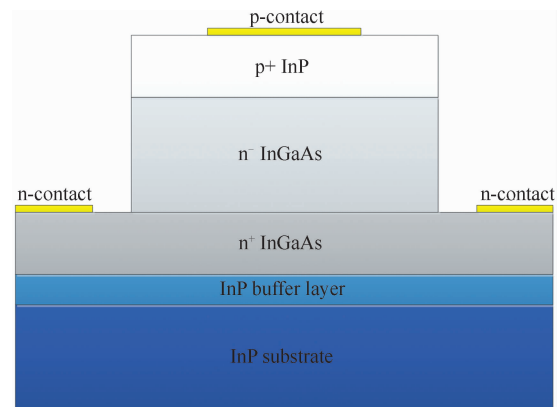


图 1 红外探测器的结构示意图

本文首先在 Silvaco-TCAD 软件中构建了 InP/InGaAs 探测器结构。表 1 列出了仿真中设置的部分材料参数。用到的物理模型有浓度依赖迁移率模型、平行电场依赖模型、光学复合模型、俄歇复合模型、Schockley-Read-Hall 复合模型、能带变窄模型和碰撞离化模型。顶部入射的波长为 1550 nm, 计算方法为 Newton 迭代法^[13]。

表 1 仿真模型中的材料参数

参数	In _{0.53} Ga _{0.47} As	InP
带隙/eV	0.75	1.35
E_c 态密度/ cm^{-3}	2.1×10^{17}	5.1×10^{11}
E_v 态密度/ cm^{-3}	7.7×10^{17}	1.1×10^{19}
电子 SRH 寿命/s	7×10^{-6}	6×10^{-12}
空穴 SRH 寿命/s	7×10^{-6}	6×10^{-12}
介电常数	13.9	12.5

2 结果与讨论

本文的目的是降低探测器的暗电流和提升响应速度, 即改变吸收层的浓度和台阶宽度, 然后加入光照和改变频率, 并对比探测器的暗电流和结电容的变化特征, 从而优化结构参数。

2.1 改变吸收层的浓度

图 2(a)给出了暗电流随吸收层掺杂浓度的变化趋势(掺杂浓度分别为 $5 \times 10^{15}/\text{cm}^3$ 、 $1 \times 10^{16}/\text{cm}^3$ 、 $5 \times 10^{16}/\text{cm}^3$)。可以看出,暗电流随着掺杂浓度的上升而减小。在 -0.6 V 偏压下,三者的暗电流分别为 $4.5 \times 10^{-8} \text{ A}/\text{cm}^2$ 、 $4 \times 10^{-8} \text{ A}/\text{cm}^2$ 、 $2 \times 10^{-8} \text{ A}/\text{cm}^2$,暗电流下降了 2.25 倍。因此在选择 i 层掺杂浓度时,适当提高吸收层的掺杂浓度,有助于降低暗电流。

通过器件的电场图可对暗电流不同的原因进行解释。式(1)为反偏时总的电流密度公式。其中, J 代表反向饱和电流密度, J_G 代表产生电流密度。因为反向饱和电流密度由温度决定,所以总电流密度由产生电流决定。式(2)为产生电流密度公式。其中, e 代表电子电荷, G 代表电子空穴对的产生率, W 代表空间耗尽层的宽度。可以看出,产生电流与耗尽层宽度成正比。

$$J_R = J_G + J \quad (1)$$

$$J_G = \int_0^W e \cdot G dx \quad (2)$$

$$W = \left[\frac{2(\epsilon_1 N_a + \epsilon_2 N_d)(V_D - V)}{e N_a N_d} \right]^{1/2} \quad (3)$$

式(3)为空间耗尽层宽度公式。其中, ϵ_1 和 ϵ_2 分别代表两种材料的介电常数, N_a 和 N_d 分别代表 p 区的空穴浓度和 n 区的电子浓度, V_D 代表接触电势差, V 代表外加偏压。空间耗尽层的宽度与接触电势差成正比。图 2(b)为吸收层掺杂浓度变化时的电场图。可以看出,耗尽层并没有被完全耗尽,而且随着掺杂浓度的升高,吸收层的电场减小。因此接触电势差下降,导致耗尽层宽度变窄。由于耗尽层的宽度正比于产生电流,所以产生电流变小,暗电流下降。

图 3 给出了器件的结电容值随吸收层浓度的变化趋势。当吸收层浓度从 $5 \times 10^{15}/\text{cm}^3$ 上升到 $5 \times 10^{16}/\text{cm}^3$ 时,器件的电容值呈上升趋势。结电容公式为

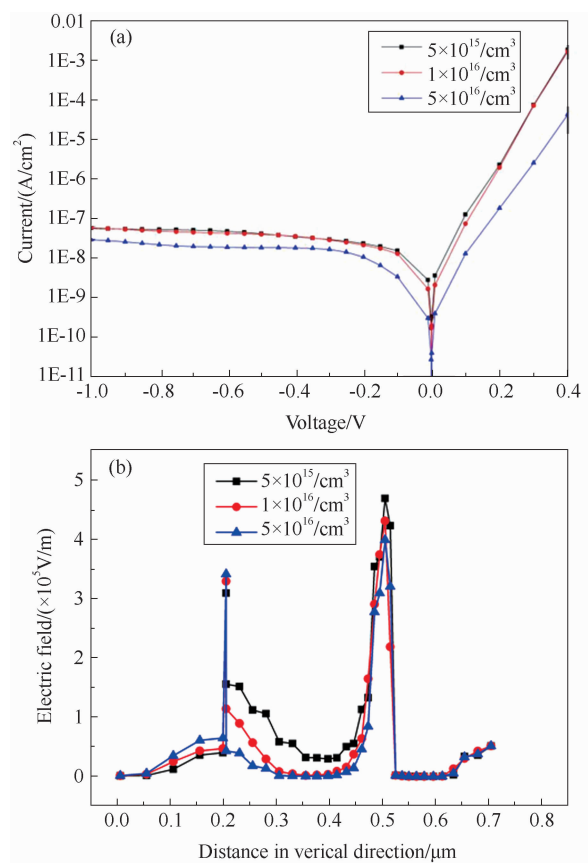


图 2 不同的吸收层掺杂浓度下的暗电流(a)和电场分布(b)

$$C = \frac{\epsilon_s A}{W} \quad (4)$$

式中, ϵ_s 代表半导体材料的介电常数, A 代表有效接触面积, W 代表耗尽层的宽度。由上面的结论可知,耗尽层的宽度随吸收层掺杂浓度的升高而变窄,器件结电容反比于耗尽层的宽度;吸收层的掺杂浓度越高,结电容越大。从微观角度来看,当吸收层的掺杂浓度变高时,窄的耗尽层宽度有利于自由载流子通过,对结电容贡献更大。器件的响应速度取决于 RC 延迟时间。结电容越小,响应速度越快。在选择吸收层的掺杂浓度时,需要综合考虑暗电流和结电容所带来的影响,在尽可能减小暗电流的同时提升响应速度。

2.2 改变台阶宽度

如图 4 所示,通过改变结构中的台阶宽度来观察暗电流的变化情况。台阶包括 p 层 InP 和 n⁻ 层 InGaAs,台阶宽度分别为 $40 \mu\text{m}$ 、

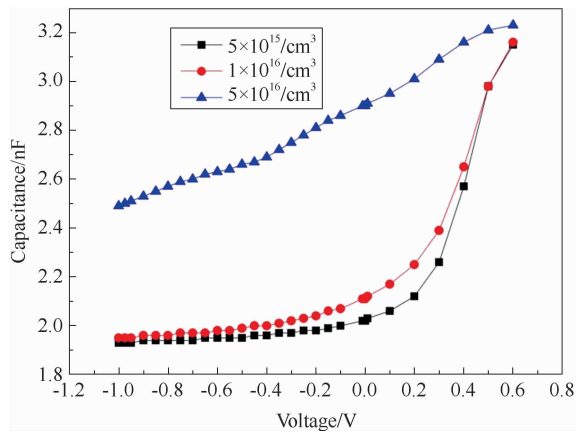


图3 不同吸收层浓度下的电容(频率为 10 GHz)

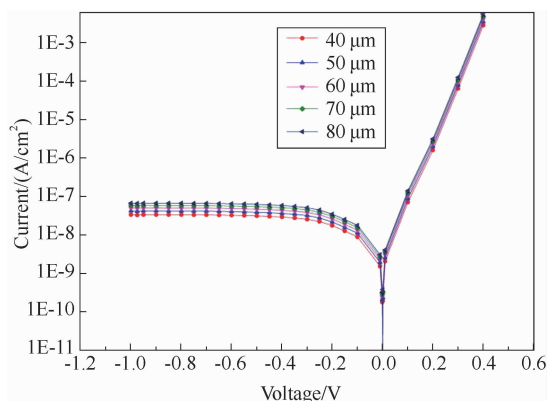


图4 不同台阶宽度下的暗电流

50 μm 、60 μm 、70 μm 和 80 μm 。从图中能够看到,随着台阶宽度的增大,器件的暗电流上升。仿真中加入了一些缺陷态。暗电流包括复合电流和表面漏电流。器件表面缺陷态的存在使表面漏电流增大。台阶越宽,带来的缺陷越多,导致暗电流上升。

图5给出了器件电容值随台阶宽度的变化趋势。当台阶宽度从 80 μm 下降到 40 μm 时,器件的结电容呈下降趋势。在 -0.4 V 偏压下,从 2.5 nF 下降到 1.5 nF。由式(4)可知,结电容与有效接触面积成正比。接触面积变大时,更多的自由载流子在外加偏压条件下穿过结区,导致结电容变大。

2.3 光强及频率对器件电容变化的影响

图6给出了在无光照以及不同光强条件下器件电容值的变化趋势。其中,光强大小分别为 0.01 W/cm^2 、0.1 W/cm^2 、1 W/cm^2 、5 W/cm^2 和 10 W/cm^2 。当光强小于 0.1 W/cm^2 时,

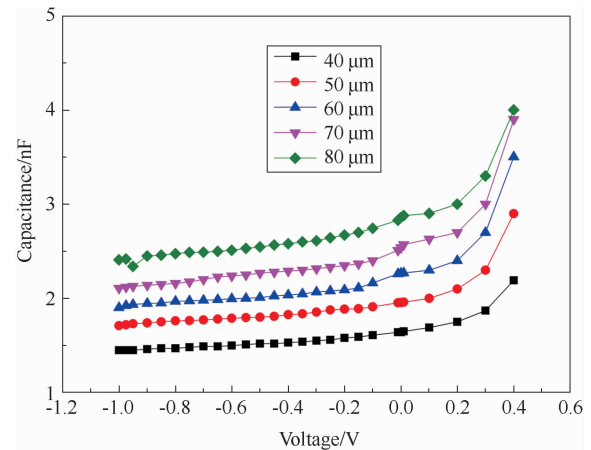


图5 不同台阶宽度下的电容(频率为 10 GHz)

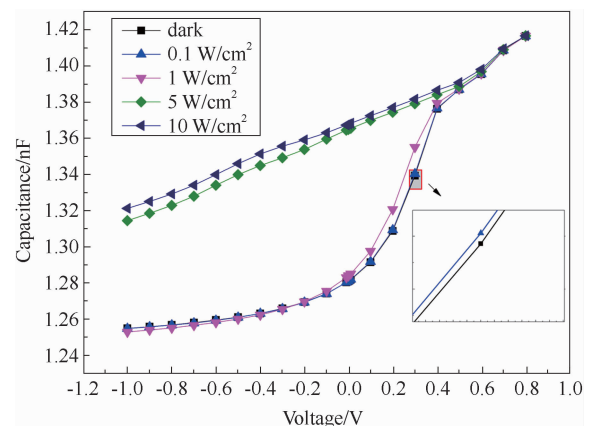


图6 不同光强下的电容(频率为 10 GHz)

结电容在有无光照条件下基本没有变化。当光强为 1 W/cm^2 时,在 $0\sim 0.4\text{ V}$ 区间内,结电容变大。当光强为 5 W/cm^2 和 10 W/cm^2 、偏压在 0.4 V 以下时,结电容迅速上升。在同一光强下,结电容在区间内都是上升的。式(5)为总电容公式,其中 C_D 和 C_T 分别代表扩散电容和势垒电容。

$$C = C_D + C_T \quad (5)$$

$$C_T = \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2 N_A N_D}{2(\epsilon_1 N_A + \epsilon_2 N_D)(V_D - V)}} \quad (6)$$

式(6)为势垒电容公式,其中 ϵ_1 和 ϵ_2 分别代表两种材料的介电常数, N_A 和 N_D 分别代表 p 层和 n 层的掺杂浓度, V_D 代表内建电场, V 代表外加偏压。由于扩散电容由少数载流子引起,在反向偏压和小的正向偏压下可以不予考虑,因此结电容基本由势垒电容决定。由式(6)可知,结电容随外加偏压的升高而增大。这是因

为结电容基于光生载流子的快速移动, 而反向偏压阻挡了光生载流子的移动, 正向偏压使光生载流子的移动加速, 所以从负偏压到正偏压时结电容会变大。当光强小于 1 W/cm^2 时, 产生的光生载流子对数目较少, 因此结电容在低光强与无光照情况下差别不大。当光强大于 1 W/cm^2 时, 光生载流子对数目剧增, 光生载流子对结电容的贡献迅速上升, 结电容增大。

图 7 给出了不同频率下的电容变化趋势。其中, 频率分别为 100 kHz 、 1 MHz 、 10 MHz 、 100 MHz 、 1 GHz 和 10 GHz 。在同一电压下, 结电容随着频率的升高而减小。在实验中也能看到相同的现象^[14]。当电压在 $0.5 \sim 1 \text{ V}$ 范围内时, 结电容的变化趋势显著。其中, 当偏压为 0.9 V 时, 电容值分别为 77 nF 、 74 nF 、 40 nF 、 18 nF 、 18 nF 和 1.5 nF 。在高频时, 热离子发射速度跟不上高频信号的变化, 电荷充放电效应减弱, 结电容减小。在低频时, 热离子发射速度跟得上低频信号的变化, 电荷充放电效应增强, 结电容增大。在正向偏压下, 峰值的产生与扩散电容有关; 在负偏压下, 结电容由势垒电容决定。当正向偏压逐渐增大时, 费米能级逐渐靠近缺陷能级, 电荷从价带跃迁到导带的概率与被缺陷能级所捕获的概率相当, 电荷对结电容的贡献达到最大。当正向偏压继续增大时, 费米能级远离缺陷能级, 电荷大部分被缺陷能级捕获, 结电容减小。

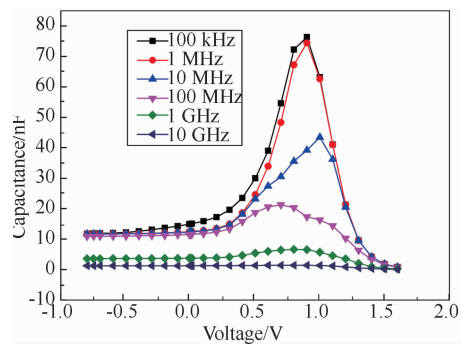


图 7 不同频率下的电容

3 总结

本文设计了一种 p-i-n 型 $\text{InP/In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{-As/In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 光电探测器, 并模拟了吸收层

浓度和台阶宽度对探测器暗电流和结电容的影响。结果表明, 暗电流随吸收层掺杂浓度的增大而下降, 而结电容则会随之增大, 因此需要合理选取吸收层的掺杂浓度。窄的台阶宽度使缺陷减少, 暗电流降低。结电容与有效接触面积成正比。窄的台阶宽度使有效接触面积更小, 结电容更小。最后研究了光强和频率对器件结电容的影响。在低光强下, 器件的结电容变化不大; 当光强上升到 1 W/cm^2 时, 结电容迅速上升。器件的结电容随频率的升高而变小。该研究结果为研制低暗电流和高响应速度的 p-i-n 型 InP/InGaAs 光电探测器提供了依据。

参考文献

- [1] 胡伟达, 李庆, 陈效双, 等. 具有变革性特征的红外光电探测器 [J]. *物理学报*, 2019, **68**(12): 120701.
- [2] 谭振, 刘世光, 田震, 等. 双层异质结碲镉汞甚长波红外焦平面探测器研究进展 [J]. *红外*, 2020, **41**(4): 1-7.
- [3] 金宇航, 黄卫国, 张见, 等. 短波红外铟镓砷探测器材料表面缺陷研究 [J]. *红外*, 2020, **41**(3): 1-8.
- [4] Zhu L Q, Huang J, Xie Z H, et al. Low-frequency Noise Spectroscopy Characterization of HgCdTe Infrared Detectors [J]. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 2020, **67**(2): 547-551.
- [5] Feng B, Zhu J Y, Lu B R, et al. Achieving Infrared Detection by All-Si Plasmonic Hot-electron Detectors with High Detectivity [J]. *ACS Nano*, 2019, **13**(7): 8433-8441.
- [6] Xia H, Li T X, Tang H J, et al. Nanoscale Imaging of the Photoresponse in PN Junctions of In-GaAs Infrared Detector [J]. *Scientific Reports*, 2016, **6**: 21544.
- [7] Tsuchikawa T, Kaneda H, Ishihara D, et al. Pixel-based Spectral Characterization of Mid-infrared Si Array Detectors for Astronomical Observation in Space [J]. *Publication of the Astronomical Society of the Pacific*, 2020, **132**: 074502.

(下转第 32 页)

- [5] Cova S, Ghioni M, Lacaita A, et al. Avalanche photodiodes and quenching circuits for single-photon detection [J]. *Applied optics*, 1996, **35** (12): 1956–1976.
- [6] Liang Y, Jian Y, Chen X, et al. Room-temperature single-photon detector based on InGaAs/InP avalanche photodiode with multichannel counting ability [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2010, **23**(2): 115–117.
- [7] 张鹏飞, 周金运. 单光子探测器及其发展 [J]. *传感器世界*, 2003, **9**(10): 6–10.
- [8] 李璐. 基于雪崩二极管的通讯波段单光子探测器技术研究 [D]. 天津: 天津大学, 2010.
- [9] 张鹏飞, 周金运, 廖常俊, 等. APD 单光子探测技术 [J]. *光电子技术与信息*, 2003, **10**(6): 6–11.
- [10] 高家利, 汪科, 盘红霞. 近红外 1550 nm 单光子探测器硬件电路设计 [J]. *激光与红外*, 2015, **45**(6): 674–677.
- [11] Do Amaral G C. FPGA applications on single photon detection systems [D]. Ponce: Pontifical Catholic University, 2014.

(上接第 5 页)

- [8] 张昊春, 曲博岩, 金亮. 考虑太阳辐射影响的飞机实时探测红外成像仿真 [J]. *应用光学*, 2019, **40** (6): 929–936.
- [9] Xiao Y H, Zhen H. Pedestrian Crowd Detection Based Unmanned Aerial Vehicle Infrared Imagery [J]. *Applied Mechanics and Materials*, 2017, **873**: 347–352.
- [10] Achouche M, Glastre G, Caillaud C, et al. InGaAs Communication Photodiodes: from Low-to High-power-level Designs [J]. *IEEE Photonics Journal*, 2010, **2** (3): 460–468.
- [11] Bauer J G, Albrecht H, Hoffmann L, et al. Locally Ion-implanted JFET in an InGaAs/InP p-i-n Photodiode Layer Structure for a Monolithically Planar Integrated Receiver OEIC [J]. *IEEE Photonics Technology Letter*, 1992, **4** (3): 253–255.
- [12] Zang J Z, Morgan J S, Xie X J, et al. InP/InGaAs Photovaractor [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2018, **36** (9): 1661–1665.
- [13] ATLAS User's Manual [M]. Santa Clara: Silvaco International, 2015.
- [14] Wang Y D, Chen J, Xu J T, et al. Modeling of Frequency-dependent Negative Differential Capacitance in InGaAs/InP Photodiode [J]. *Infrared Physics and Technology*, 2018, **89**: 41–45.