

硅基 APD 器件的工艺及性能仿真分析

王 巍,冯 其,武 透,谢玉亭,王 振,冯世娟

(重庆邮电大学 光电工程学院,重庆 400065)

摘 要: 硅基 APD 的性能取决于其器件结构与工艺过程。文中对 $n^+p\text{-}\pi\text{-}p^+$ 外延结构的 APD 器件的工艺和器件性能进行了仿真分析,为硅基 APD 器件的设计提供了理论指导。利用 Silvaco 软件对 APD 器件的关键工艺离子注入和扩散工艺进行了仿真,确定工艺参数对杂质的掺杂深度和掺杂分布的影响。并且,对于 APD 器件的性能进行了分析,对电场分布、增益、量子效率、响应度等参数进行了仿真分析。仿真结果表明:在给定的器件参数条件下,所设计的 APD 器件的增益为 100 时,响应度峰值为 55 A/W 左右,在 600~900 nm 范围内具有较高响应度,峰值波长在 810 nm。

关键词: 硅基雪崩二极管(Si-APD); 二维工艺仿真; 器件仿真

中图分类号: TN364 **文献标志码:** A **文章编号:** 1007-2276(2014)01-0140-05

Analysis and simulation of process and performance of silicon avalanche photodiode

Wang Wei, Feng Qi, Wu Wei, Xie Yuting, Wang Zhen, Feng Shijuan

(College of Electronics Engineering, Chongqing University of Posts and Telecommunications, Chongqing 400065, China)

Abstract: The silicon APD performance is dependent on its device structure and processes. In this paper, the device performance and key processes for epi-planar $n^+p\text{-}\pi\text{-}p^+$ structure silicon APD were simulated with Silvaco, in order to guide the silicon APD device design. The parameters of device processes such as ion implantation and dopant diffusion were simulated to get the impurity distribution and doping depth. Furthermore, the key parameters which were used to characterize the APD performance, such as the electric field distribution, the dark current and photocurrent, the gain, the quantum efficiency and the responsibility of the APD were simulated. The experiment results show that the maximum responsibility is up to 55 A/W when the gain is 100. The device is most sensitive in the spectral range of 600 nm to 900 nm. The peak responsivity of the device is 810 nm.

Key words: silicon avalanche photodiode; 2-D process simulation; device simulation

收稿日期:2013-05-12; 修订日期:2013-06-14

基金项目:重庆市电子产业发展基金

作者简介:王巍(1967-),教授,博士,主要从事半导体光电、集成电路设计方面的研究。Email:wangwei@cqupt.edu.cn

0 引言

近年来,人们对应用于光接入网和高速数据链接的基于 850 nm 光通信及光互联技术的研究兴趣日益增长^[1]。在这些应用中,由于其自身所具有的电雪崩放大效应,作为光电探测器的硅基雪崩二极管(APD)可用来改善光信号探测的灵敏度。与 InP 基的 APD 器件相比,硅基 APD 具有更低的噪声和更高的增益带宽积^[2]。硅基 APD 噪声较低是由于其具有较小的电离系数,其典型值为 0.02,而 InP 的电离系数则为 0.4^[3]。

然而,由于器件结构设计不合理,如在结边缘的局部电场过大的缘故,会导致 APD 器件过早击穿^[4-5]。同样,由于 APD 器件的关键工艺参数控制不好的话,也会导致杂质分布不符合器件设计要求,进而影响到器件的光电性能。因而有必要对器件的结构及工艺进行仿真分析,为器件的优化设计提供理论依据。文中结构如下:首先对 APD 器件进行理论分析;其次,利用 Silvaco 软件对 APD 工艺进行二维仿真,并对掺杂浓度及杂质分布进行了优化设计,并进行器件性能的仿真分析,主要分析了增益、电场分布、量子效率、响应度等性能参数。

1 APD 理论分析

在硅基光电探测器中,只有能量大于硅的禁带宽度(1.15 eV)的光子才能被吸收(波长小于 1 100 nm)。光子的吸收效率与波长成反比,能量高的射线吸收的越快^[6]。被吸收的光子产生电子空穴对,被反向偏压分别扫向两侧。在外部电路中的光生载流子的产生、传输、保持效应叫做内部量子效率,用 η_i 表示。然而,有一部分入射光会在表面被反射,考虑反射的量子效率叫做外部量子效率 η_e , $\eta_e=(1-R_\lambda)\eta_i$, R_λ 是反射系数。

外部量子效率也叫量子效率 η , 能用下面公式计算:

$$\eta=(I_{ph}/q)/(P_\lambda/h\nu)=S_{\lambda 0}(h\nu/q) \quad (1)$$

式中: P_λ 为入射在光敏面上的光功率; $S_{\lambda 0}$ 为探测器响应度。一般采用近似公式 $\eta \approx S_{\lambda 0} 1.240/\lambda$ 。

在高电场区,每单位距离内(cm)一个载流子(电子或空穴)产生的电子空穴对数量定义为碰撞电离系数。在硅中,电子的电离系数 α 远大于空穴电离系数 β , k 因子定义为 β 与 α 的比值,即 $k=\beta/\alpha$, k 值越低,

越少的空穴参与雪崩倍增,噪声越小。碰撞电离过程通常如下表示, $G=\alpha|\vec{J}_n|+\beta|\vec{J}_p|$, G 是电子空穴对的产生率, J_n 、 J_p 分别是电子和空穴电流强度。

当 pn 结附近的电场强度大于 $1 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ (碰撞电离发生),雪崩现象发生。在硅雪崩二极管的 pn 结区的电场在 $(2\sim 5) \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ 范围,但不能超过 10^6 cm^{-1} , 因为那时将发生齐纳击穿^[6]。

硅基 APD 是在硅基 PIN 的基础上发展出来的,它的基本结构是 pn 结,在 pn 结区有一个内建高电场区,具有内部增益。采用超突变结 $n^+p-\pi-p^+$ 的 APD 叫达通型结构 APD。吸收区是高阻的 π 区,雪崩区是在 p 区附近。 $n^+p-\pi-p^+$ 达通型结构在最大程度上集中了高速、高增益、低噪声、增益随偏压变化平缓、较高量子效率等优点。由于其结构合理、应用广泛,因而引起了人们的广泛重视^[7-8]。许多学者根据不同工艺也相继提出不同器件结构。设计良好的 APD 器件在 n^+ 和 p 区应当是完全耗尽的(在 π 区的电场满足 $2 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$,载流子在饱和速度漂移)^[6]。雪崩现象发生在 p 型区或 p 型区的一部分, n^+p 结附近的电场在 $(2\sim 5) \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ 范围。

2 APD 器件的仿真分析

文中采用的器件结构如图 1 所示。在外延 $n^+p-\pi-p^+$ 层的光敏区形成超突变结 n^+p , 在 p 型层形成雪崩区,整个结构采用高阻抗(250~300 Ωcm)外延层,厚度约为 30~35 μm 。用 ATHENA 来仿真二维制造工艺,它能仿真掺杂的浓度、外形。ATLAS 仿真工具来仿真并计算电流、电场分布、量子效率、响应度、增益等参数。

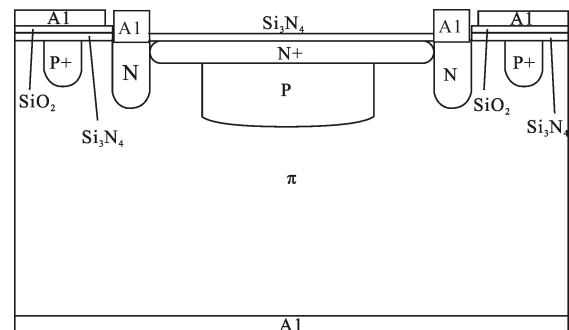


图 1 APD 剖面图

Fig.1 Cross-section structure of APD

2.1 APD 工艺仿真

超突变结 n^+p 由离子注入和扩散工艺形成。主

要工艺步骤如下:首先,生长屏蔽氧化层。这氧化层虽然不能避免离子注入工艺对硅晶格的破坏,但能在后续工艺中避免化学、机械损坏。随后是 As 的预扩散及再扩散。至此,超突变结 $n^+ - p$ 形成。随后,在硅片表面加入一定厚度的氮化硅作为增透膜,并加入铝电极。

图 2 是器件增益随偏压变化图。从图中可以看出,扩散时间越长则器件的击穿电压越低(雪崩区掺杂浓度越低,击穿电压越大),增益越平缓。在实际应用中,偏压会出现微小的波动,因而希望在工作电压时增益随偏压的变化越小越好,也希望在同等增益时偏压越小越好。通过折中考虑,确定 APD 器件的扩散工艺时间为 180 min。

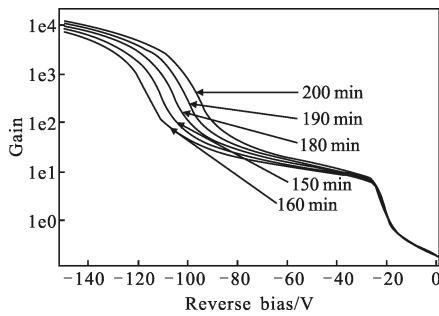


图 2 不同扩散时间下的增益随偏压变化图

Fig.2 Gain as a function of reverse bias in different diffuse time

根据前面的分析,其余工艺参数确定如下:硼离子注入($8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, 200 keV), As 的预扩散($1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$)及 75 min 的再扩散。仿真所采用的 APD 直径为 $350 \mu\text{m}$, 光敏面直径为 $300 \mu\text{m}$ 。增透膜采用 70 nm 氮化硅^[9]。APD 器件的二维工艺仿真得到的结果如图 3 所示。由图 3 中可以看到,从颜色深浅可判断掺杂浓度的

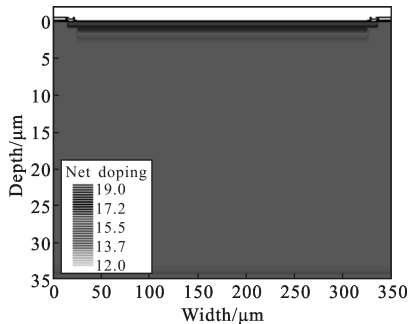


图 3 APD 的掺杂分布

Fig.3 Doping profile of APD

高低,图中最上端颜色稍深部分是 As 掺杂,颜色稍浅部分是 B 掺杂。pn 结区掺杂比较均匀,pn 结深约为 $0.7 \mu\text{m}$, 掺杂浓度分布与图 1 剖面图中 $n^+ - p - \pi - p^+$ 结

构大致相同, n^+ 区掺杂浓度约为 $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, p 区掺杂浓度约为 $6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$,形成超突变结 $n^+ - p$ 结构。

2.2 APD 器件的性能仿真

2.2.1 电场分布

atlas 仿真得到的 APD 的掺杂及电场分布随器件深度变化的情况如图 4 所示。pn 结的厚度设定为 $0.7 \mu\text{m}$ 。在偏压为 99.6 V 时,最大电场强度是 $4.8 \times 10^5 \text{ V/cm}$ 左右,根据前面的理论分析可知,电场强度达到了碰撞电离的要求。

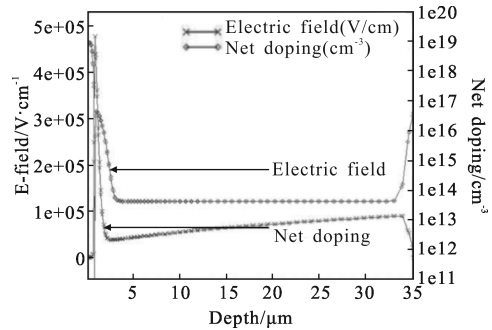


图 4 掺杂及电场分布随器件深度变化

Fig.4 Net doping profile and electric field of APD via depth

图 5 是 APD 器件的剖面电场分布。从颜色深浅可以看出高电场主要分布在雪崩二极管的中间空间电荷区,图 6 是图 5 左上角圆圈部分的放大图,从

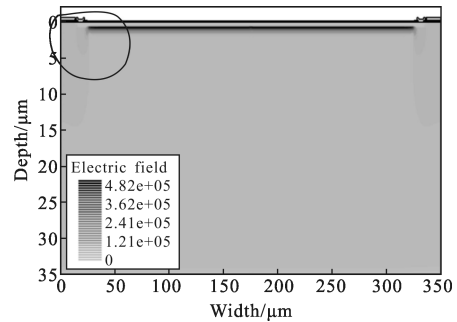


图 5 APD 的电场分布图

Fig.5 Electric field distribution of APD

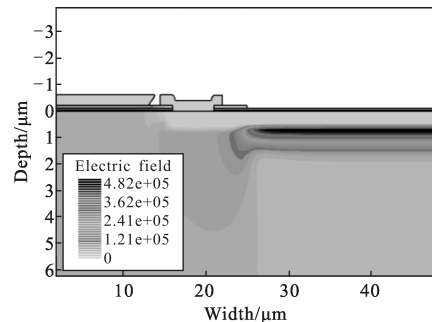


图 6 APD 的电场分布图

Fig.6 Electric field distribution of APD

图6可以清楚的看到,边缘的电场相对中间部分低,因而不会在结的边缘发生提前击穿的现象。

2.2.2 暗电流和光电流

暗电流是在没有光照的情况下测得的 APD 器件电流。光电流是在光照强度为 0.01 W/cm^2 的情况下测得的器件电流。在反向偏压为 99.6 V 时,暗电流和光电流随反向偏压的变化如图 7 所示。从图中可以看出,由于 n 区刚好在 25 V 左右被耗尽,此时 APD 处于达通状态,暗电流大致为 $4.3 \times 10^{-10} \text{ A}/\mu\text{m}$ 。随着偏压的升高,耗尽区逐渐向漂移区(p 区)扩展,此时暗电流变化较平稳。在 70 V 左右,雪崩区和漂移区都耗尽。此时暗电流增加明显,在击穿电压 106 V 的 90% 时,暗电流为 $4.5 \times 10^{-9} \text{ A}/\mu\text{m}$ 。这是由于在击穿电压附近雪崩效应较明显,电流显著增加。

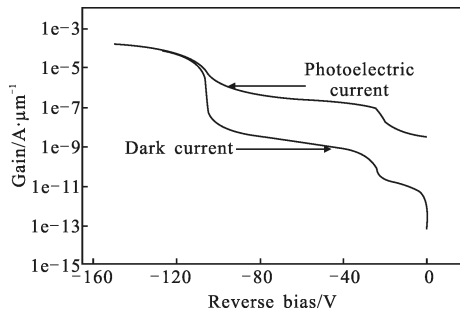


图 7 暗电流和光照电流随偏压变化

Fig.7 Dependence of dark and photoelectric current on reverse bias voltage

2.2.3 增益

APD 电流增益定义为阴极电流 I_C 与有效光电流 I_A 的比值。从图 8 中可以看出,APD 的达通电压

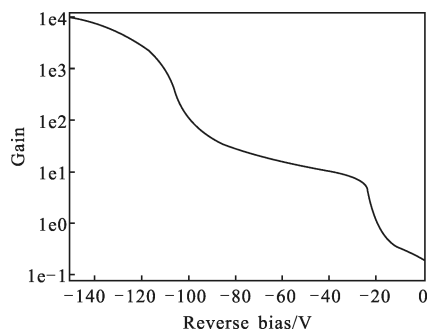


图 8 增益随偏压变化图

Fig.8 Dependence of gain on reverse bias voltage

在 $24 \sim 26 \text{ V}$ 之间。在此基础上增加偏压时, π 区将会继续耗尽,当电压大约为 70 V 时,雪崩区和漂移

区(p 区)都将耗尽。而参考文献[6]表明,器件雪崩区和漂移区基本耗尽时所对应的偏压为 100 V 。尽管文中所设计的器件结构与参考文献[6]接近,但掺杂浓度有所不同,因而完全耗尽所需的反向偏压有所差异。而增益的变化趋势与参考文献[6]在室温下测量得到的结果大致相同。

2.2.4 量子效率

量子效率定义为转化为光电流的光子数量与总的光子数量之比。可用下公式表示:

$$QE = \frac{R}{\lambda} \times \frac{hc}{e} \approx 1240 \times \frac{R}{\lambda} \quad (2)$$

式中: R 为单位响应度; λ 为入射波长, nm ; h 为普朗克常数 ($6.63 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{S}$)。从图 9 看出, $500 \sim 900 \text{ nm}$ 的波长范围内,量子效率大于 78% , 峰值波长在 750 nm 左右,量子效率能达到 82% 。这与 McIntyre 等人得到的结果非常接近^[10],不同的是其峰值波长出现在 500 nm 的位置。

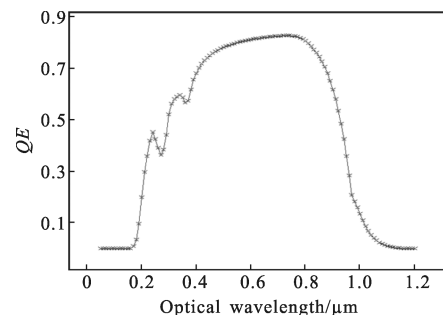


图 9 量子效率随波长变化

Fig.9 Quantum efficiency as a function of the wavelength

2.2.5 响应度

光电探测器的响应度是指在特定波长光照下,初始光电流和入射光功率之比。图 10 是 APD 增益为 100 时的光谱响应度。在 $600 \sim 900 \text{ nm}$ 波长内,器件具有较高的灵敏度。器件的峰值响应波长是 810 nm 左右。

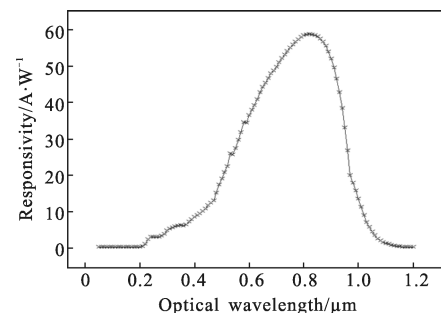


图 10 光谱响应度

Fig.10 Spectral characteristics of total sensitivity

在 $n^+p\text{-}\pi\text{-}p^+$ 达通型 APD 器件中, 在 n^+ 区被吸收的光子产生的空穴将参与倍增, 在雪崩区 (p 区及 π) 之后被吸收的光子产生的电子将参与倍增。因为电子的电离系数大于空穴的电离系数, 为了让更多比例的电子参与雪崩倍增, 获得更高的电流倍增, n^+ 区应该尽量小。

对于波长大于 600 nm 的光子, 主要是在 p 区及 π 区被吸收, 电子参与雪崩倍增。这是 APD 的响应度在 600~900 nm 范围内比较高的原因, 如图 10 所示。量子效率的变化也能说明这一点。APD 器件的高响应度不仅仅取决于器件的结构设计, 更重要的是工艺参数的影响, 如 APD 器件表面的均匀性等^[6]。器件的响应度特性与参考文献[6]测量得到的结果较为接近, 在短波长一侧(即峰值波长的左侧), 响应度的增加较慢, 而在长波长一侧, 响应度则急速下降。不同之处在于, 文中仿真得到的单位增益响应度为 0.55 A/W, 比参考文献[6]的测量结果 0.47 A/W 偏大, 这可能是有些损耗在分析过程中没有考虑到所造成的。

3 结 论

文中对 APD 器件的关键工艺和器件特性进行了仿真分析。仿真结果表明: 当所设计的 APD 直径为 350 μm , 光敏面直径为 300 μm 时, 采用硼离子注入 ($8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, 200 keV) 和 180 min 的扩散工艺, As 的预扩散 ($1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) 及 75 min 的再扩散。所形成的 pn 结的结深在 0.7 μm 左右。器件的击穿电压在 106 V 附近, 量子效率最高能达到 82%。APD 器件对波长范围为 600~900 nm 的光子较为灵敏, 响应度峰值波长在 810 nm。在反向偏压为 99.6 V 时, 增益达到 100, 响应度峰值为 55 A/W。

参 考 文 献:

- [1] Lee M J, Rucker H, Choi W Y. Effects of guard-ring structures on the performance of silicon avalanche photodetectors fabricated with standard CMOS technology[J]. *IEEE Electron Device Letters*, 2012, 33(1): 80–82.
- [2] City F, Hayes J M, Corbett B, et al. Modeling the effects of interface traps on the static and dynamic characteristics of Ge/Si avalanche photodiodes [J]. *IEEE J Quantum Electronics*, 2011, 47(6): 849–857.
- [3] Kaminow I P, Li T, Willner A E. Optical Fiber Telecommunications V, A: Components and Subsystems[M]. New York: Academic, 2008: 251.
- [4] Rochas A, Pauchard A R, Besse P A, et al. Low-noise silicon avalanche photodiodes fabricated in conventional CMOS technologies[J]. *IEEE Trans Electron Devices*, 2002, 49(3): 387–394.
- [5] Sze S M, Ng K K. Physics of Semiconductor Devices [M]. 3rd ed. Hoboken, NJ: Wiley, 2007.
- [6] Wegrzecka I. Design and properties of silicon avalanche photodiodes[J]. *Opto-Electronics Rev*, 2004, 12(1): 95–104.
- [7] Wen Xuedong. The computation of junction parameters and multiplication characteristic of reach-through avalanche photodiode [J]. *Laser Technology*, 1993, 17(4): 209–214. (in Chinese)
文雪东. 达通型硅雪崩光电二极管结参数与倍增特性的计算[J]. 激光技术, 1993, 17(4): 209–214.
- [8] Ruegg H W. An optimized avalanche photodiode [J]. *IEEE Trans Electron Devices*, 1967, ED-14(5): 239–251.
- [9] Jung S, Moon M, Kim H J, et al. A simulation study of silicon avalanche photodiodes [C]//IEEE Conf Nuclear Science Symposium, 2006: 1064–1067.
- [10] McIntyre R J, Webb P P, Dautet H. A short-wavelength selective reach-through avalanche photodiode [C]//IEEE Conference of Nuclear Science Symposium and Medical Imaging, 1995, 1: 188–191.