

InP 基单光子探测器的发展和应用

黄润宇^{1,2**}, 赵伟林^{1,2}, 曾辉^{1,2}, 李再波^{1,2}, 侯泽鹏^{1,2}, 叶海峰^{1,2}, 王伟^{1,2}, 张家鑫^{1,2},
刘辰^{1,2}, 杨雪艳^{1,2}, 朱泓遐^{1,2}, 史衍丽^{1,2*}, 江云天³

¹ 云南大学物理与天文学院, 云南 昆明 650091;

² 云南大学云南省量子信息重点实验室, 云南 昆明 650091;

³ 96901 部队 24 分队, 北京, 100094

摘要 InP/InGaAs 单光子探测器经过近 40 年的发展, 其主要性能指标探测效率达到了 60%, 暗计数率在 20 kHz 以内(-20 °C 温度下), 时间抖动、后脉冲以及光子计数率也在进一步提高, 目前已经获得百 ps 以内的时间抖动, 后脉冲概率 1%~5%, 光子计数率达到 GHz。进一步的性能提升需要考虑具有更小离子化系数比和过剩噪声的材料系统, 以及具有多增益放大并能对雪崩增益进行控制和调节的器件, 在减小后脉冲的同时维持一定的器件增益; 波长进一步扩展, 以提供更多的波长选择; 芯片内部集成自淬灭以简化电路, 同时实现自由运行单光子探测, 并易于集成到盖革模式单光子焦平面阵列。本文对常规 SAGCM(分离吸收、缓变、电荷层、倍增结构)的 InP/InGaAs 单光子探测器的最新发展, 以及基于该技术发展的新器件技术进行了报道和介绍。

关键词 探测器; 单光子探测器; InP 基雪崩光电二极管; 短波红外; 阵列

中图分类号 TN36

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP202158.1011009

Development and Application of InP-Based Single Photon Detectors

Huang Runyu^{1,2**}, Zhao Weilin^{1,2}, Zeng Hui^{1,2}, Li Zaibo^{1,2}, Hou Zepeng^{1,2},
Ye Haifeng^{1,2}, Wang Wei^{1,2}, Zhang Jiabin^{1,2}, Liu Chen^{1,2}, Yang Xueyan^{1,2},
Zhu Hongxia^{1,2}, Shi Yanli^{1,2*}, Jiang Yuntian³

¹ School of Physics and Astronomy, Yunnan University, Kunming, Yunnan 650091, China;

² Key Laboratory of Quantum Information of Yunnan Province, Yunnan University, Kunming,
Yunnan 650091, China;

³ PLA 96901, Unit 24, Beijing 100094, China

Abstract After nearly 40 years of development, the performance of InP/InGaAs single photon detectors have been improved significantly. The photon detection efficiency has reached 60%, the dark count rate is already within 20 kHz (-20 °C), and the time jitter, afterpulse and photon counting rate are also further improved. At present, the time jitter is within 100ps, and the afterpulse probability is within 1%~5%, and the photon counting rate reaches GHz. Further performance improvement needs to consider the material system with smaller ionization coefficient ratio and excess noise, the device with multiple amplification gain and gain control, which can reduce the afterpulse while maintaining a certain device gain. The wavelength needs further expanded to provide more wavelength options. The chip needs internally integrated with self-quenching to simplify the circuit and realize free running single photon detection. And the chip could easy to integrate into single photon focal plane array at Geiger mode. In this paper, the latest development of InP / InGaAs single photon detectors based on conventional SAGCM

收稿日期: 2021-02-01; 修回日期: 2021-02-26; 录用日期: 2021-03-19

基金项目: 云南省重大科技专项(2018ZJ002)

* E-mail: ylshikm@hotmail.com; ** E-mail: huangry1998@163.com

(separated absorption, grading, charge, multiplication) and the new devices based on this technology are introduced.

Key words detectors; single photon detectors; InP-based avalanche photodiodes; short wavelength infrared; arrays
OCIS codes 040.5570;040.1345; 040.3060; 040.1240

1 引言

在近红外波段,尤其是 1550 nm 近红外波段的光电探测一直是应用研究的热点,因为该波段处于通信窗口,大气透过率高、光纤传输损耗小;具有良好的隐蔽特性;太阳光背景成分少,对信号光影响小;对于人眼安全。正是因为近红外波段光有极大的优势,所以在军用、商用和民用等各行业都有广泛应用。

当前能够有效实现近红外单光子探测器的器件,主要包括:光电倍增管、InP 基雪崩光电二极管单光子探测器(GM-APD)、超导单光子探测器、量子点场效应管以及基于硅单光子探测器的频率上转换探测器^[1-2]。其中光电倍增管体积较大,不容易集成;超导单光子探测器结构复杂,价格昂贵,而且需要工作在极低的 4 K 温度条件中;量子点场效应管单光子探测效率偏低;频率上转换探测器系统复杂,目前还不适合大规模应用。相比之下,InP 基 GM-APD 单光子探测器具有高量子效率、小体积、易集成阵列、低功耗、低成本等特性,在近红外波段单光子探测领域有重要的研究价值。

本文介绍了 InP 基 GM-APD 单光子探测器(SPADs)的国内外最新发展,分析了基于 InP GM-APD 原理呈现的新材料、新结构及新器件技术,列举了 InP 基 GM-APD 的实际应用领域,最后提出了 InP 基 GM-APD 单光子探测器进一步发展的主要方向。

2 SAGCM 结构 InP/InGaAs 单光子探测器的最新发展

SAGCM 结构由分离的吸收倍增层、缓变层、电荷层构成,这也是现今几乎所有基于 InP 的雪崩二极管(APD)的基本设计结构^[3]。这种结构主要是为了在 InP 倍增区中形成足够高的电场产生碰撞电离实现雪崩增益,同时在 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 吸收层中保持足够低的电场以抑制该层的隧穿效应,如图 1 所示。同时吸收层和倍增层之间的电荷层^[4](也叫场控制层)则用来对器件的内部电场分布提供灵活的控制。InGaAsP 渐变层则用来最小化 InGaAs/InP 异质结界面突变的价带不连续性引起的空穴累积

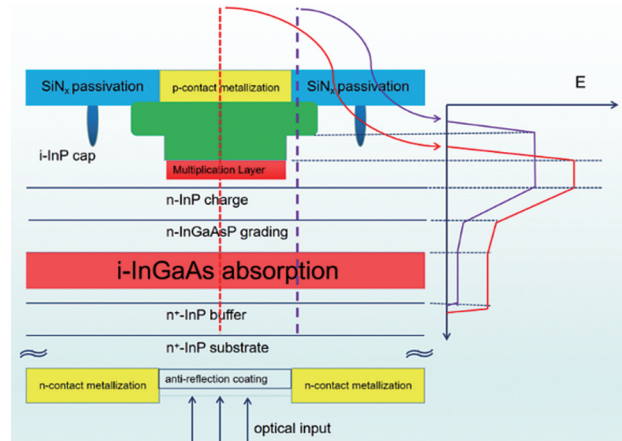


图 1 扩散结平面几何雪崩二极管结构

Fig. 1 Structure of diffused junction GM-APD

效应^[5]。

器件的长波光谱响应由 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 吸收层决定,InGaAs 具有 E_g 约 0.75 eV 的室温带隙,对应 $1.67 \mu\text{m}$ 的截止波长, $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 材料和 InP 材料晶格匹配, E_g 约 1.35 eV 的 InP 带隙则决定了短波响应,波长小于 $0.92 \mu\text{m}$ 的光子在到达 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 吸收层之前会被 InP 吸收。SPADs 器件结构采用两次同心 Zn 扩散^[6],使 p-n 结在二极管的中心区域比在外围区域掩埋得更深。相比于器件中心,器件外围较宽的倍增区域具有较低的峰值场强(见图 1 右侧)和较高的击穿电压,因而,雪崩击穿仅限于发生在结构的中心区域。这种平面结构的高电场区在器件体内,避免了台面结构的侧壁刻蚀问题,表面缺陷少,从而可以获得较低的暗电流和较高的稳定性。其倍增层厚度和电场分布由 Zn 扩散决定,需要精确控制以获得较高的探测效率(PDE)和较低的暗计数率(DCR)。

单个 SPAD 的主要指标包括探测效率、暗计数率、后脉冲概率以及时间抖动性,入射光子触发探测事件的概率定义为光子探测效率;而在没有入射光子的情况下发生探测事件的概率则被定义为暗计数率,两者决定了器件的灵敏度,并且随着外加偏压的增加而增加,因此对 SPADs 的选择需要在探测效率和暗计数率之间折中。后脉冲概率是由于倍增层中的缺陷俘获了雪崩载流子导致的暗计数,为了降低后脉冲,需要足够长的时间使陷阱中的载流子进行释放,从而降低了计数率。通过缩短保持时间以增

加计数率,后脉冲的概率也会随之增加,最终导致高计数率下暗计数率的增加。这也是目前影响实际应用亟待解决的问题。一个很好的解决方案是采用自淬灭和负反馈的方法减小器件雪崩增益来降低后脉冲效应。另外一个指标是时间抖动,即每次光子从被接收到被探测到的时间实际上有一个前后波动,通常称之为时间抖动。这对于要求光子到达时间的精确定时非常重要,主要由不同的光吸收位置、不同的电荷输运时间、雪崩电场的均匀性等引起。

对于 SPADs 探测器,材料结构设计、材料质量、每一层材料的厚度及 Zn 扩散精度的准确控制,都直接影响着器件性能。国内外 InGaAs/InP SPADs 研究机构包括麻省理工学院(MIT)的林肯实验室、普林斯顿光波公司(PLI)、意大利 Cova 小组、重庆光电技术研究所等对此进行了持续的研究,目前已经形成一定规模的货架产品。PLI 于 2007 年报道的器件性能为:采用平面结构的背入射 InGaAs/InP SPAD^[7],在温度为 200 K 时,PDE 为 45%,DCR 低于 3 kHz,时间抖动低至 30 ps。通过最近十年材料质量及工艺的改进,器件工作温度进一步提升,

在 233~243 K, PDE 为 20%~45%, DCR 低于 3 kHz。

中国科学技术大学 Fang 等^[8]于 2020 年报道了一种在 1550 nm 具有 60%探测效率的 InGaAs/InP 高频门控单光子探测器。一方面,该器件做了结构优化设计,增加介质-金属反射层,将入射光子的吸收率相对提高了 20%;另一方面,开发了一种弱雪崩效应的单片集成读取电路(MIRC),代替传统的由分立电子元件组成的读出电路,最大限度地减小 SPAD 周围的寄生电容,从而大大降低了后脉冲效应。电路采用高频正弦波选通模式,由于纯正弦波的频谱特征,SPAD 电容响应信号是正弦波的基频和高次谐波,而高次谐波可以很容易地通过带阻滤波器(BSF)或低通滤波器(LPF)消除。通过对正弦波门控信号的门高和工作温度进行优化,SPAD 的 PDE 达到 60%,DCR 为 340 kHz, P_{ap} 为 14.8%。在实际应用中,通过对 PDE 和 DCR 的折中,PDE 40%时 DCR 为 3 kHz 和 P_{ap} 为 5.5%,测试结果如图 2 所示,这是目前报道的 1550 nm InGaAs/InP SPADs 单光子探测器的最高探测效率。

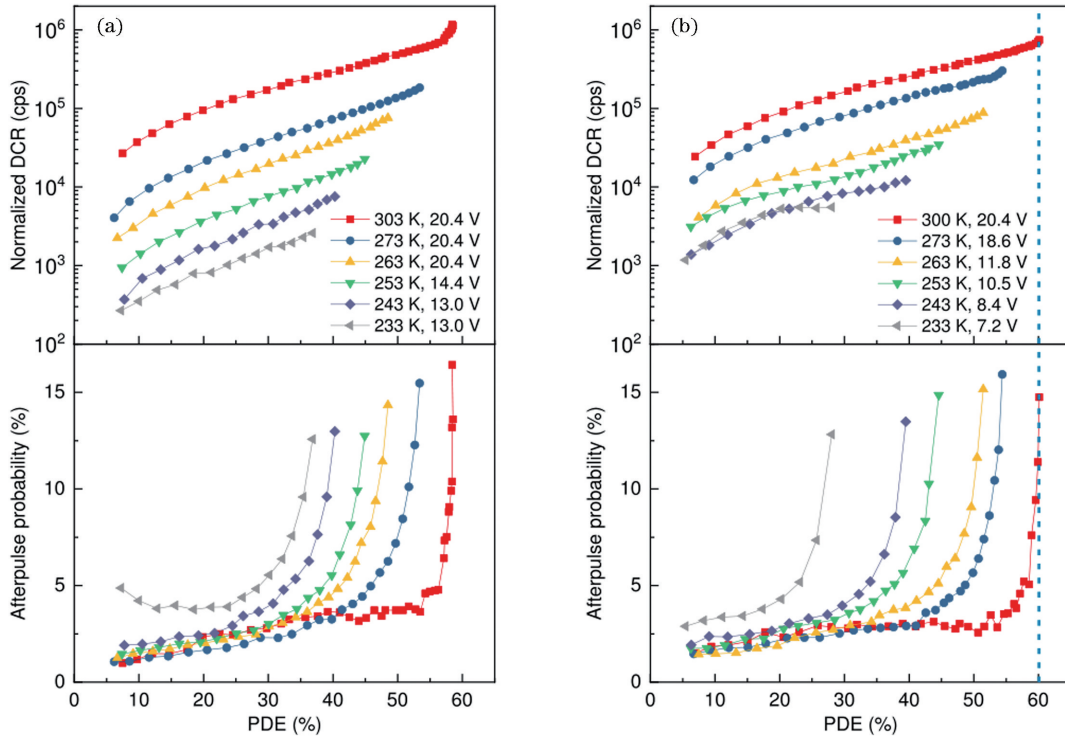


图 2 门高、温度与归一化 DCR、后脉冲概率与 PDE 的关系。(a) SPAD 1 号样品;(b) SPAD 2 号样品^[8]
Fig. 2 Relationship between gate amplitudes, temperatures, and normalized DCR, afterpulse probability and PDE.

(a) SPAD #1; (b) SPAD #2^[8]

3 低 k 因子新材料

SPADs 的增益由碰撞电离产生,而每个载流子

发生碰撞电离具有随机性,由此导致输出的增益也是随机的,这种由碰撞电离随机性产生的噪声称为过剩噪声,过剩噪声是 SPADs 固有的,决定器件信

噪比机制的一个重要因素,其大小用过剩噪声因子来表示。McIntyre^[9]的研究表明,过剩噪声因子与器件增益和器件的 k 因子相关, k 因子被定义为空穴电离系数与电子电离系数的比值^[10]。在宽雪崩区,电子注入的条件下,过剩噪声因子表示为

$$F = kM + \left(2 - \frac{1}{M}\right)(1 - k), \quad (1)$$

式中: M 为器件的增益,通过选择不同的增益值,计算得到的过剩噪声结果如图3所示。从图中可见,

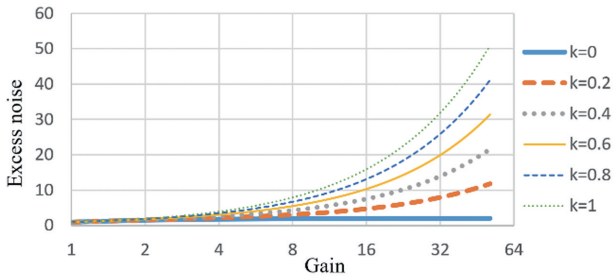


图 3 过剩噪声因子与器件增益关系

Fig. 3 Relationship between excess noise and device gain

如果 α 和 β 接近,即材料 k 靠近 1,则随着增益增加,过剩噪声因子也迅速增加。理想的倍增层材料 k 应该接近 0,则过剩噪声不大于 2,此时倍增增益由一种光生载流子控制,多余的噪声就会降低。较小的 k 因子代表着较低的过剩噪声因子,因此选

择低 k 值的倍增材料对于高性能雪崩二极管就非常重要。

在低温下,HgCdTe 的 $k=0$ ^[11]是最好的结果,InP 的 k 因子在 0.3~0.5,AlInAs 的 k 因子在 0.2~0.4,最近的研究表明,AlInAsSb 材料系统具有高温稳定性^[12]和非常低的过剩噪声($k=0.01\sim 0.05$)^[13-14]。Yi 等^[15]的研究表明,AlAsSb 的 k 因子低至 0.005,接近理论最小值。Yuan 等^[16]证明了 AlInAsSb 具有较小的 k 因子和接近硅的过剩噪声。图 4 给出了 2 μm 波长 AlInAsSb/GaSb 雪崩光电二极管及材料系统的低噪声特性^[17],红色符号是器件过剩噪声因子随 M 变化的测试结果,图中同时显示了使用局部场模型计算的 k 因子从 0 到 0.1 的过剩噪声因子曲线。通过图中测试结果和理论计算结果的对比可以看到,所设计的 A、B 两种器件 $k\approx 0.01\pm 0.004$,均表现出极低的过剩噪声,这与先前测量的 AlInAsSb 器件^[18]一致。AlInAsSb 材料系统的低噪声特性、温度稳定性和带隙可调性使其成为近红外和中红外光谱中高灵敏度探测器的候选者,与传统用于中红外的其他材料系统相比,其对低温冷却的依赖性更小,可以工作在更高的工作温度,这对于激光雷达,夜视和热成像应用而言是非常理想的。

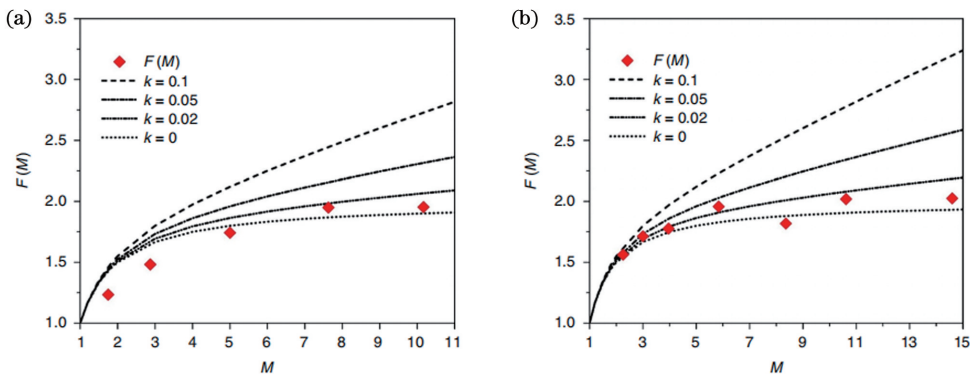


图 4 在室温下,2 μm 光照下的过剩噪声因子测量曲线。(a)器件 A;(b)器件 B^[17]

Fig. 4 Measurement curves under 2 μm illumination at room temperature. (a) Device A; (b) device B^[17]

4 多增益耦合放大单光子探测器

美国加利福尼亚大学圣迭戈分校 Rahman 等^[19-20],提出了具有多重放大和增益控制机制的单光子探测器(MAGIC)。该器件利用雪崩倍增和双极增益来放大信号,任一机制的增益幅度都可以保持在适度的水平,并且器件可以在击穿电压之下工作,两种增益机制以正反馈的方式耦合增强,理论计算探测效率可达到 98%。如图 5 所示,器件原理可

等效为 p/n 二极管和 n-p-n 双极晶体管的耦合,在基极和发射极具有两个异质结,形成阻挡电子和空穴的势垒。当入射光子在吸收层被吸收产生电子-空穴对、在倍增层产生雪崩后,空穴和电子分别积聚在异质结的势垒处,跨发射极和基极的正向偏置将增加,从而产生更高的双极增益;另一方面,增加的发射极/基极偏置也有效降低了倍增层的电压降,从而降低雪崩增益。随着雪崩增益降低到足够低的水平,基极电流减小,双极增益也减小,最终器件的净

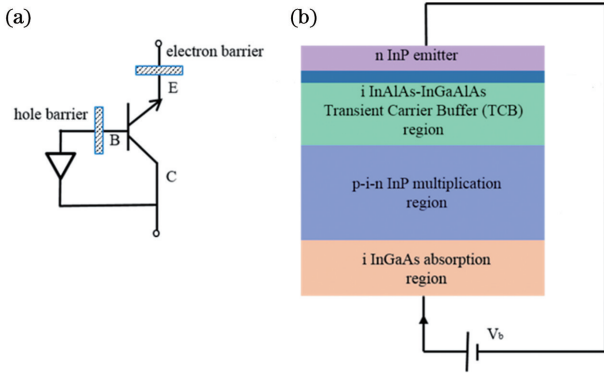


图 5 MAGIC 探测器。(a)MAGIC 探测器的等效电路图；(b)使用 InGaAs/InP 材料的 MAGIC 探测器设计示例^[19]

Fig. 5 MAGIC detector. (a) MAGIC detector equivalent circuit; (b) an exemplary design of the MAGIC detector with InGaAs/InP material^[19]

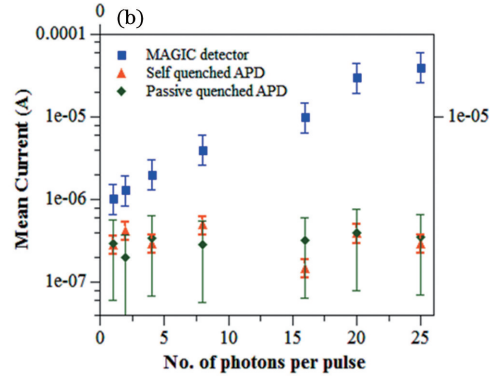
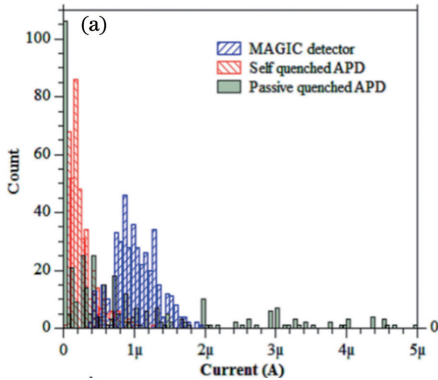


图 6 蒙特卡罗模拟结果。(a)蒙特卡罗模拟不同器件的单光子电流响应分布；(b)不同光子数的平均电流幅度和波动^[19]

Fig. 6 Results of Monte Carlo simulation. (a) Distribution of single-photon current response from Monte Carlo simulations; (b) dependence of current output on the number of photons in the input signal^[19]

5 自淬灭单光子探测器

SPAD 的雪崩效应是一种正反馈效应，一旦发生就不会自行停止。为了避免器件热击穿，需要在 SPAD 外部增加淬灭电路，提供负反馈使其两端的偏置电压降低到击穿电压以下停止雪崩。在集成 SPAD 阵列时，由于每个 SPAD 单元器件都要独立地淬灭电路，大大增加了工艺复杂性和成本，为解决这一问题，出现了内置负反馈的 SPAD，使器件能够自淬灭，淬灭电路大大简化，易于集成。这种内置负反馈的 SPAD 还可应用于自由运行模式。

加利福尼亚大学圣迭戈分校的 Yu-Hwa Lo 教授带领的团队基于负反馈雪崩 (ANF) 概念^[21] 在 2007 年提出自淬灭自恢复 SPAD^[22]。通过在临近倍增层位置处引入少数载流子势垒，使碰撞电离后的载流子在势垒处积聚，并降低倍增层的电场和碰

增益降低，输出电流淬灭。

通过蒙特卡罗模拟，MAGIC 探测器由于其内部具有的增益负反馈调节机制，与被动淬灭 APD 相比，MAGIC 探测器的输出电流分布更窄，如图 6(a) 中蓝色图形所示；与自淬灭 APD 相比，MAGIC 探测器的增益分布更集中，表明器件增益的随机性得到显著改善，将具有更好的噪声性能。另外，MAGIC 探测器具有更大的动态范围，在单光子到 25 光子以上的输出响应中显示出较高的分辨率，如图 6(b) 中蓝色图形所示，输出电流与输入光子近似成线性比例；而自淬灭 APD 和被动淬灭 APD 的输出电流与入射光子数无明显的相关性，几乎没有动态范围。其单光子探测效率在器件模拟中高达 98%，显示了非盖革模式器件实现单光子探测的可能性。

撞电离实现 ANF。自淬灭自恢复 SPAD 结构如图 7 所示，淬灭层 (TCB 层) 由 InAlAs 和 InGaAsP

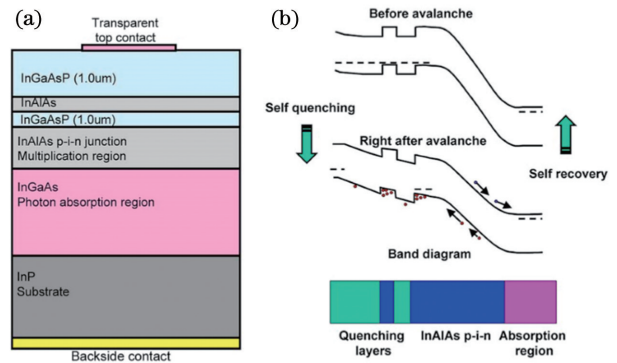


图 7 自淬灭和自恢复探测器的结构和工作原理。

(a) 结构；(b) 工作原理^[22]

Fig. 7 Structure and working principle of self-quenching and self-recovery detector. (a) Structure; (b) working principle^[22]

两种材料在界面处形成 80 meV 的价带势垒而形成,倍增产生的空穴被这个势垒所阻挡,积聚的空穴降低倍增层电场,最终在无外部淬灭电路的基础上实现器件自淬灭。当势垒处积累的空穴由于热激发或遂穿效应全部逃离势垒后倍增层电场增加,器件恢复待工作状态。对于常规 SPAD 来说每个光生载流子产生的增益不同,增益的波动会造成较大的过剩噪声因子。自淬灭自恢复 SPAD 用势垒高度来调控积聚在势垒处的载流子浓度,可以形成统一的淬灭,能够有效地抑制过剩噪声。该团队研制的器件在 160 K 温度下进行测试,PDE 为 12% 时 DCR 为 3.3 MHz,器件自恢复时间为 60 ns^[23]。

通过增加氧化层^[24]、宽带隙电阻层^[25]或者异质结势垒等方法都可以引入势垒。如图 8 所示,美国的 Princeton Lightwave 公司 Jiang 等^[26]提出的负反馈雪崩二极管(NFAD)是在 SPAD 结构上集成阻值较大的薄膜电阻片,这种方式等效于 SPAD 内部串联一个淬灭电阻 R_s 的被动淬灭电路模式,当器件工作输出信号电流时,该电流通过器件上集成的淬灭电阻 R_s 形成电压降, R_s 上的分压导致 SPAD 两端偏压低于击穿电压雪崩淬灭。将淬灭电阻集成在 SPAD 上,大大简化了淬灭电路,有效减小寄生电容,抑制后脉冲效应,同时非常有利于集成阵列。另外,还能通过调节偏压和温度等条件,利用集成的薄膜电阻片将雪崩电荷数目控制在 $10^5 \sim 10^6$ 左右,以获得较低过剩噪声,提高器件的性能。

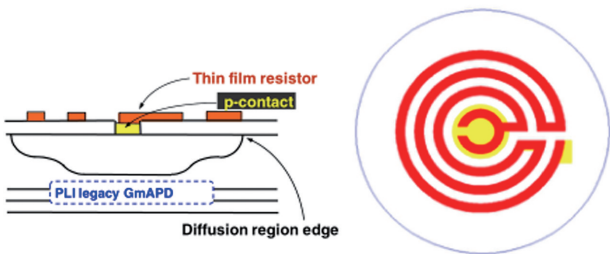


图 8 NFAD 顶部集成电阻^[26]

Fig. 8 NFAD top integrated resistance^[26]

与所有的自淬灭雪崩二极管一样,NFADs 的最大优势是工作简单,仅在直流偏置下便完成雪崩、淬灭和充电的整个盖革模式周期。NFADs 最大的挑战在于后脉冲概率,主要原因是在淬灭和充电之间不能施加一段保持时间来释放被缺陷俘获的载流子。尽管如此,NFADs 在 PDE 高达 10% 时,后脉冲虽然远高于具有可控制保持时间的 SPADs,但仍然能满足一些应用,例如自由空间光通信。图 9 中给出了 Itzler 等^[27]研制的两种不同设计的探测器,

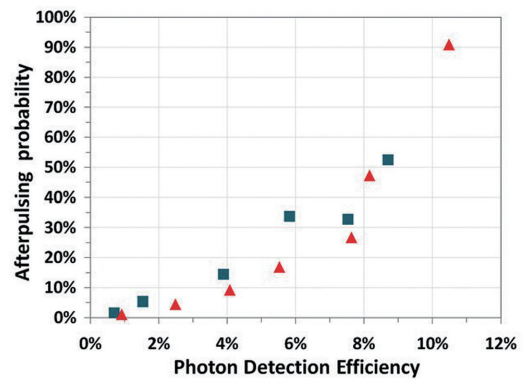


图 9 单片集成被动淬灭电阻的自淬灭 SPADs 后脉冲概率与 PDE 的关系^[27]

Fig. 9 Relationship between afterpulse probability and PDE of the self quenching SPADs with monolithic integrated passive quenching resistor^[27]

正方形数据表示 E3G3,淬灭电阻为 741 kΩ,光敏区直径为 32 μm;三角形数据表示 E2G6,淬灭电阻为 992 kΩ,光敏区直径为 22 μm,随着探测效率增加,后脉冲概率增加,对应 10% 的后脉冲概率时探测效率减小到 5% 以内。

6 盖革模式单光子焦平面阵列

InGaAs/InP SPAD 是目前常用激光波段 155X nm、1310 nm 以及 1064 nm 探测的最佳选择,加之基于 InP 材料的大面阵焦平面成熟工艺,InGaAs/InP SPAD 具有优越的阵列集成优势,并在激光雷达、三维成像等方面具有重要的应用。

InGaAs/InP SPADs 阵列采用时间计数的硅 CMOS 淬灭读出电路,通过钢柱倒装互联完成探测器阵列和读出电路的机械和电学连接。研制的 InGaAs/InP SPADs 阵列展示了优异的像素均匀性性能,体现了大面积材料和器件制造工艺的成熟度。图 10 给出了 10 μm 像素间距的 32×32 焦平面阵列(FPAs)工作于 3.25 V 过偏压、温度为 253 K 时的 DCR 和 PDE 测试数据。图 10(a)中 DCR 测试性能显示,通过将工作温度冷却至 -20 °C,所有 1024 个像素的 DCR 均小于 50 kHz,平均 DCR 为 28 kHz,标准差为 6.5 kHz。对于图 10(b)中的 PDE 性能显示,平均 PDE 为 22.2%,标准差为 4.6%。FPAs 边缘附件的 PDE 和 DCR 值相对较低这是工艺及外延材料生长参数梯度导致的有效过偏压 V_b 的变化所致^[27]。

对于焦平面阵列,像素响应性能的均匀性和一致性非常重要,否则由于器件性能的不均匀将会产

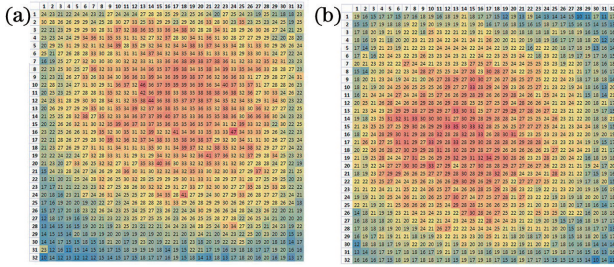


图 10 InGaAs/InP(1.55 μm)SPADs 32×32 焦平面阵列所有 1024 个像素性能图。(a)所有像素 DCR 单位均为 kHz,均小于 50 kHz;(b)平均像素 PDE 为 22%,已考虑微透镜阵列和其他插入损耗相关的所有光学损耗^[27]

Fig. 10 1024 pixel performance maps of InGaAs/InP (1.55 μm) SPADs 32 × 32 focal plane arrays. (a) DCR of all pixels is kHz, less than 50 kHz; (b) average pixel PDE is 22%, taking into account all optical losses related to microlens array and other insertion^[27]

生空间噪声,降低焦平面的性能。另外,随着像素间

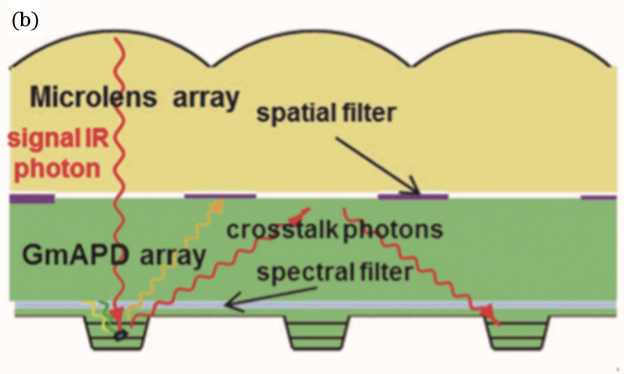
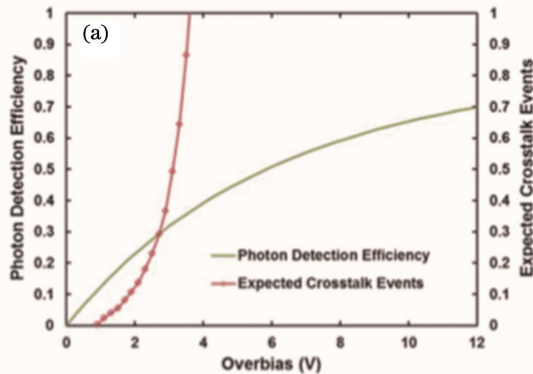


图 11 GM-APD 的相关参数和横截面示意图。(a) GM-APD 的 PDE 和串扰与过偏压的关系;(b)与 MLA 结合的 InP GM-APD 阵列的横截面示意图^[31]

Fig. 11 Relevant parameters and cross section diagram of GM-APD. (a) Relationship between PDE, crosstalk and over bias of GM-APD; (b) cross section of InP GM-APD array combined with MLA^[31]

2016 年意大利 Cova 小组的 Calandri 等^[34]则报道了一种通过聚焦离子束刻蚀沟槽来减少串音的方法,如图 12 (a)、(b)所示。通过在两个像素间形成物理隔离,金属化后与阴极共电势,可把相邻像素的电串扰彻底消除,但对于相邻像素之间反射光引入的光串扰并不能得到有效消除,如图 13 所示。

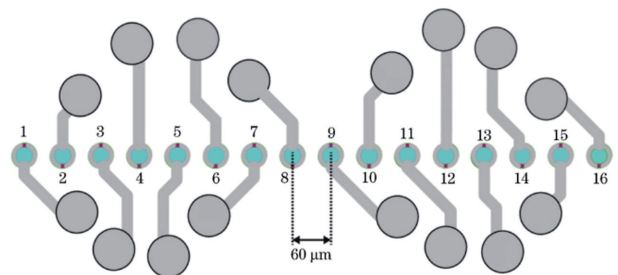


图 12 1×16InGaAs / InP SPAD 线阵^[34]

Fig. 12 1×16 InGaAs/InP SPAD line array^[34]

2015 年重庆光电技术研究所张秀川等报道了研制的 8×8 InGaAs/InP 雪崩光电二极管阵列,像元中心距为 150 μm,采用分离吸收渐变电荷倍增的材料结构,微透镜阵列和隔离槽的方法抑制串音。国内进行 InGaAs/InP 单光子雪崩光电探测器阵列研究的单位还有中国科学院半导体研究所、上海技

距的缩小,激发的雪崩载流子耦合到相邻像素并在相邻像素处产生相关的暗计数,称之为串音。研究结果显示,随着外加偏置的增加,探测效率增加,串音也在增加,成为制约器件性能的突出问题。减少串音的策略主要包括减少雪崩电荷流以及在像素光敏区外引进物理隔离或吸收结构^[28-30]。

MIT 早在 2002 年就开始了 SPAD 阵列的研究工作,在 InGaAsP/ InP SPAD 单个像元结构基础上先后成功研制出了 4×4、8×8、32×32、128×128、256×64、320×256 阵列。阵列间距从 100 μm 发展到 50 μm,通过与微透镜 (MLA) 结合并内置光谱滤波器来减少串扰^[31],如图 11(b)所示。采用背入射的技术,对于 1.55 μm 的探测波长,焦平面 PDE 峰值测试结果为 45%,240 K 温度下暗计数小于 20 kHz,死时间小于 6 μs,击穿电压均差约为 1 V^[32]。MIT 所研制的 GM-APD 阵列已应用于直接探测 flash 激光雷达、光子计数相干激光雷达和通信等领域^[33]。

术物理研究所、西南技术物理研究所等。东南大学吴金研究小组^[35-37]、华东师范大学^[38]、中国科学技术大学^[39]等单位在 InGaAs/InP SPAD 的淬灭电

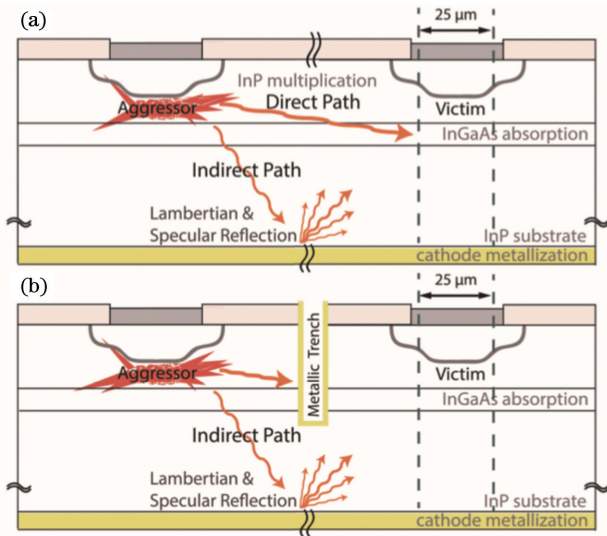


图 13 两个像元之间的串音简图。(a)没有金属沟槽；
(b)有金属沟槽^[34]

Fig. 13 Schematic of optical path between two pixels.
(a) Without metal trenches; (b) with metal trenches^[34]

路、集成读出电路及应用方面也开展了卓有成效的研究工作。

7 扩展波长的 InP 基单光子探测器

近年来,随着人们对激光雷达系统中人眼安全性的日益关注,以及传统电信频段的容量饱和,将工作波长从常规 $1.55\ \mu\text{m}$ 扩展到 $2\ \mu\text{m}$ 窗口引起了越来越多的关注^[40],已成为成像和激光雷达应用的一个重要领域。SPADs 器件目前能够响应到 $2\ \mu\text{m}$ 或更长波长的材料主要有高 In 组分的 InGaAs、HgCdTe、InAsAlSb 以及 InGaAs/GaAsSb 超晶格等材料。作为通信标准检测器的 InGaAs 器件,要使响应超过 $2\ \mu\text{m}$ 的波长,必须将铟含量提高到接近 80%,这导致与 InP 材料的晶格失配,材料缺陷增加,相比标准 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 器件,暗电流密度要高几个数量级。另外,“扩展波长”的 InGaAs 器件具有较低的量子效率(QE) $50\% \sim 60\%$ 。HgCdTe 材料可提供 $0 \sim 1.5\ \text{eV}$ 范围内的可调带隙能量,使其成为所有红外波段的极佳吸收材料,在 $1 \sim 3\ \mu\text{m}$ 短波红外范围内也具有很高的 QE(在室温下 $> 70\%$),但 HgCdTe 材料生长所需要的高成本碲锌镉衬底,器件制备工艺存在的困难及成品率低的问题,使 HgCdTe 在许多商业应用中存在性价比的挑战。基于 III-V 族的 AllnAsSb 和 InGaAs/GaAsSb 超晶格 APD 在扩展波长的单光子探测器中由于其优良的性能和适宜的探测范围,成为该领域研究的一个热点。

7.1 AllnAsSb SAGCM 结构 APD

采用 GaSb 衬底和 SAGCM 结构,通过改变 AllnAsSb 中的 Al 组分可以对其响应波长进行调整,2016 年 Ren 等^[41]通过将 40% 铝吸收材料与 70% 铝倍增区相结合,展示了一种用于 $1.55\ \mu\text{m}$ 应用的 AllnAsSb SAGCM APD^[42]设计,材料结构如图 14 所示。其倍增区的过剩噪声因子 $k = 0.01$,与 Si 相当或低于 Si;可提供高达 50 的增益,在 38 V 偏置下器件的归一化外部量子效率测试结果如图 15 所示。由图可知,光学截止波长 $> 1.6\ \mu\text{m}$,为了获得更长的波长,可以通过使用较厚的 $\text{Al}_{0.4}\text{In}_{0.6}\text{As}_{0.6}\text{Sb}_{0.4}$ 吸收层并在顶表面添加抗反射涂层来实现。

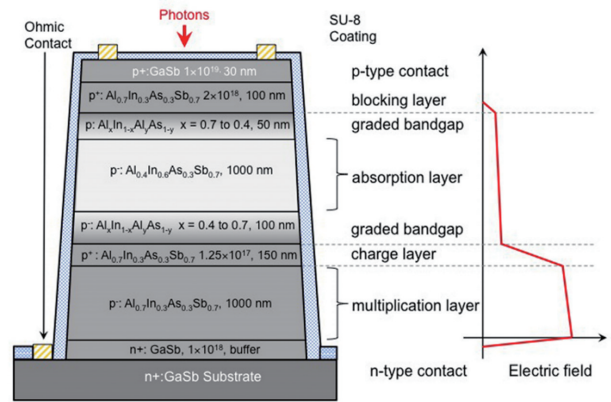


图 14 $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ SAGCM 剖面图和电场剖面图^[41]
Fig. 14 Schematic cross section and electric field profile of $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ SAGCM APD^[41]

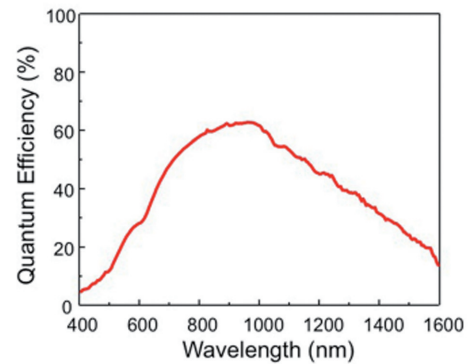


图 15 温度为 300 K 时, $150\ \mu\text{m}$ 直径 $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ SAGCM APD 的外部量子效率与波长的关系^[41]
Fig. 15 External quantum efficiency versus wavelength of a $150\text{-}\mu\text{m}$ -diameter $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ SAGCM APD at 300 K^[41]

2020 年 5 月美国弗吉尼亚大学和德克萨斯大学-奥斯汀分校的电气和计算机工程师们报道了 $2\ \mu\text{m}$ 波长 AllnAsSb/GaSb 雪崩光电二极管^[17]。

在没有增强抗反射性、 $2\ \mu\text{m}$ 的照明下,外量子效率 (EQE) 约为 20%,如图 16 所示,两种测量均来自直

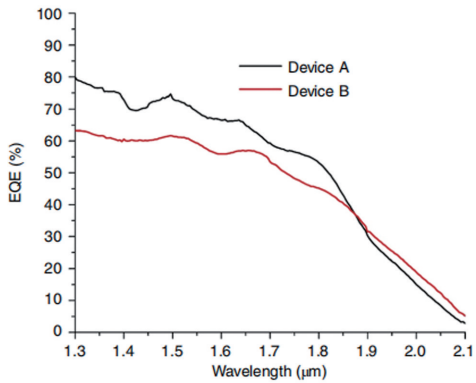


图 16 对于器件 A 和 B, EQE 分别是 27 V 和 23 V 反向偏压下波长的函数^[17]

Fig. 16 EQE as a function of wavelength at 27 V and 23 V reverse bias for devices A and B, respectively^[17]

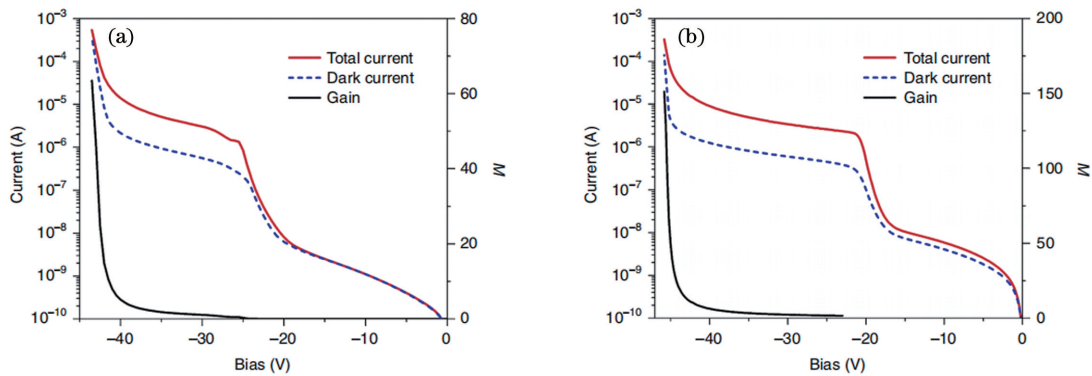


图 17 电流电压和增益。(a) 器件 A; (b) 器件 B^[17]

Fig. 17 Current-voltage and gain. (a) Devices A; (b) devices B^[17]

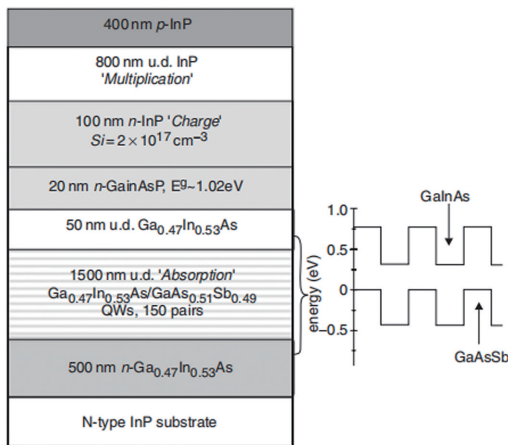


图 18 $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{GaAs}_{0.51}\text{Sb}_{0.49}$ 器件结构示意图和能带排列^[43]

Fig. 18 Device structure diagram and energy band arrangement of $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{GaAs}_{0.51}\text{Sb}_{0.49}$ ^[43]

2009 年 Goh 等^[44] 制备了 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{GaAs}_{0.51}\text{Sb}_{0.49}$ II 型异质结 PIN 和 SAGCM-APD,利

径 $200\ \mu\text{m}$ 的芯片。图中 A、B 芯片分别代表了 AlInAsSb 电荷层不同的 Al 组分, A 芯片的 Al 组分为 0.5, B 芯片的 Al 组分为 0.3~0.7 连续递变。在器件直径为 $80\ \mu\text{m}$, 室温, $2\ \mu\text{m}$ 照明条件下, 反向击穿电压为 42 V 左右, 此时暗电流大约为 $5 \times 10^{-5}\ \text{A}$, 增益超过 50 倍(图 17)。

7.2 InGaAs/GaAsSb 超晶格 APD

2006 年 Sidhu 等^[43] 报告了一种基于 InP 的长波长雪崩光电二极管, 它使用晶格匹配的 $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{GaAs}_{0.51}\text{Sb}_{0.49}$ II 型量子阱进行吸收(结构如图 18 所示)。图 19 中测量出不同温度下的反向电流-电压特性。对于直径为 $44\ \mu\text{m}$ 的器件, 击穿(37 V)时的室温暗电流为 130 nA。暗电流随温度迅速下降, 在 225 K 时, 击穿 90% 时的暗电流约为 10 nA, 对应于 $0.66\ \text{mA}/\text{cm}^2$ 的电流密度。

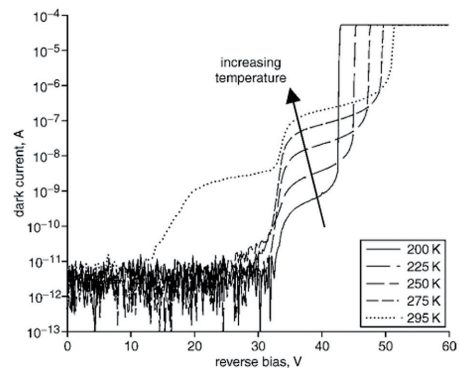


图 19 直径 $200\ \mu\text{m}$ 的器件暗电流与反向偏置电压的关系^[43]

Fig. 19 Relationship between dark current and reverse bias voltage of $200\ \mu\text{m}$ devices^[43]

用 II 型 $5\ \text{nm}\ \text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/5\ \text{nm}\ \text{GaAs}_{0.51}\text{Sb}_{0.49}$ 异质结作为吸收层, 响应波长 $3\ \mu\text{m}$, $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 作为电荷层和电子倍增层, 其层结构参数如表 1 所示, 在 200 K 时的增益超过 100。

表 1 器件层结构参数^[44]Table 1 Parameters of device layer structure^[44]

Purpose	Thickness /mm	Material	Type	Doping density /cm ⁻³
Contact	20	In _{0.53} Ga _{0.47} As	<i>p</i> ⁺	10 ¹⁹
Cladding	500	In _{0.53} Ga _{0.47} As	<i>p</i> ⁺	2×10 ¹⁸
	45	In _{0.53} Ga _{0.47} As	<i>i</i>	—
Absorber	1500	5 nm In _{0.53} Ga _{0.47} As / 5 nm GaAs _{0.51} Sb _{0.49}	<i>i</i>	—
	50	In _{0.53} Ga _{0.47} As	<i>i</i>	—
Grading	50	InAlGaAs(1 eV)	<i>i</i>	—
Charge sheet	110	In _{0.52} Al _{0.48} As	<i>p</i>	3×10 ¹⁷
Multiplication	1000	In _{0.52} Al _{0.48} As	<i>i</i>	—
Cladding	500	In _{0.53} Ga _{0.47} As	<i>n</i> ⁺	2×10 ¹⁸
Substrate	—	InP	<i>n</i> ⁺	—

8 InP/InGaAs 单光子探测器的应用

在任何光辐射的测量中,探测单个光子的能力都是灵敏度的极端水平,在许多光学领域,单光子探测技术至关重要,InP/InGaAs GM-APD 单光子探测器可广泛应用于量子通信^[45]、激光测距^[46]、微弱信号检测等领域。在量子通信领域中,单光子被用作量子叠加态编码和传输载体,因而单光子探测器作为量子通信系统的核心检测器件得到广泛使用。

在激光测距领域中,对目标发射窄脉冲激光序列,通过记录光信号往返于目标的飞行时间,在已知光速的条件下即可获得距离信息。

将 InP/InGaAs GM-APD 制作成阵列,可应用于激光三维成像、三维地形测绘、无人驾驶自主导航、稀疏光子环境下被动成像等领域。作为应用实例之一,英国 Leonardo MW 公司 Pawlikowska 等^[47]利用 InGaAs/InP GM-APD 32×32 阵列分别对 800 m 和 6800 m 的目标实现三维成像,如图 20 所示。

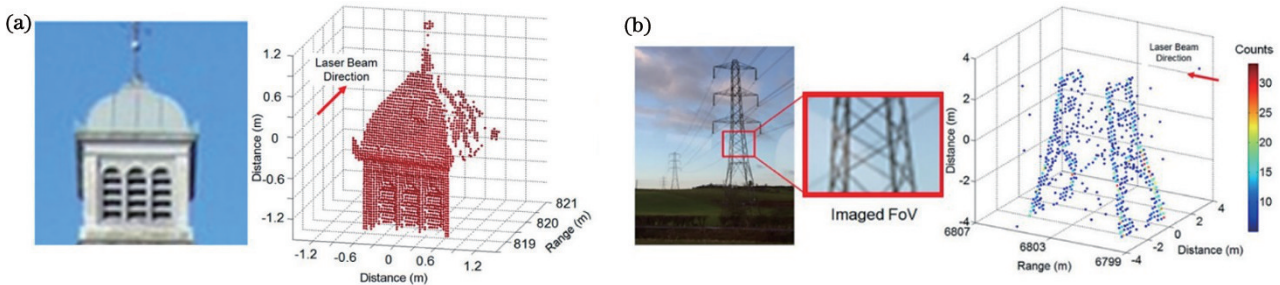


图 20 InGaAs/InP GM-APD 32×32 阵列成像效果图。(a)800 m 目标及成像效果;(b)6800 m 目标及成像效果^[47]

Fig. 20 Image of InGaAs / InP GM-APD 32 × 32 array. (a) 800 m target and imaging; (b) 6800 m target and imaging^[47]

9 进一步发展趋势

InGaAs/InP 单光子雪崩光电探测器的进一步发展趋势主要有三个方向:1)盖革模式 SPADs 单元器件的性能优化;2)盖革模式 SPADs 阵列规模的增大;3)淬灭和读出电路技术的提升。

9.1 盖革模式 SPADs 单元器件的性能优化

通过研发低 *k* 值新材料,或开发新器件原理和结构,进一步提升盖革模式 SPADs 单元器件的探测效率,同时降低暗计数率、后脉冲效应;通过异质结

势垒或内置负反馈电阻等方法,实现器件具有自淬灭自恢复功能,简化淬灭电路,并使器件能够在自由运行模式,进一步拓展单元器件的应用范围。

9.2 盖革模式 SPADs 阵列规模的增大

在一些对成像分辨率要求较高的应用领域中,需要采用大面阵的 SPADs。对大面阵 SPADs,阵列密度增大,相邻像元的距离以及像元面积变小。与此同时带来的首要问题是,大面阵的 SPADs 均匀性问题,由于材料、器件工艺等因素产生的器件过偏压的不均匀,对阵列器件性能产生重要的影响,随着阵

列规模变大,不均匀的问题越来越突出,对该问题的解决有待于进一步对材料生长、器件工艺技术进行改进,并通过读出电路开发先进的补偿功能等新技术;其次,相邻像元之间发生串音的概率也将增加,这也将成为限制 SPADs 的阵列规模及阵列成像分辨率的重要因素。减少串音的途径有:减少雪崩电荷流,在像素光敏区外引进物理隔离或吸收结构等方法。

9.3 淬灭和读出电路技术的提升

淬灭电路或阵列的读出电路也是制约 SPADs 单元器件和阵列性能的关键因素,设计更加先进的淬灭电路关系到 SPADs 器件的应用和发展,也是重要的研究方向。淬灭电路的设计应有效地抑制 SPADs 器件的尖峰噪声、电路引入的噪声等各种噪声,提高探测效率,降低暗计数率、后脉冲概率等指标,具备较短的恢复时间,使器件能实现较高的光子计数率。对于 SPADs 阵列,其读出电路应增加对大阵列 SPADs 的非均匀性补偿、电压衰减、寄生效应等非理想因素的解决方案,兼顾考虑时间分辨率与功耗等指标。

10 结束语

目前 InP/InGaAs 单光子探测器的研究及产品性能都取得了长足进展,能够满足量子通信、激光测距、激光雷达、无人驾驶等领域的广泛应用;新材料和新结构器件技术不断涌现,包括:开发低 K 因子材料以降低器件噪声,提高信噪比;采用具有多重放大和增益控制机制的多增益耦合放大单光子探测器,实现亚盖革模式的单光子探测;单片集成负反馈和较大阻值薄膜电阻实现负反馈自淬灭单光子探测器,既降低后脉冲和过剩噪声,又实现自由运行单光子探测;发展盖革模式单光子焦平面阵列,实现激光三维成像等领域的应用。通过 AlInAsSb 和 InGaAs/GaAsSb 超晶格材料实现扩展波长 InP 基单光子探测器。结合以上技术,并进一步优化 InGaAs/InP 单光子雪崩光电探测器的性能,提升淬灭读出电路技术,扩大盖革模式 SPADs 阵列规模,将大大推动 InGaAs/InP 基单光子探测器的发展,拓展其更为广阔的应用领域。

参 考 文 献

- [1] Hadfield R H. Single-photon detectors for optical quantum information applications [J]. *Nature Photonics*, 2009, 3(12): 696-705.
- [2] Xie C. The research on single photon detector based on InGaAs/InP APD [D]. Wuhan: Huazhong University of Science and Technology, 2016.
- [3] Nishida K, Taguchi K, Matsumoto Y. InGaAsP heterostructure avalanche photodiodes with high avalanche gain [J]. *Applied Physics Letters*, 1979, 35(3): 251-253.
- [4] Campbell J C, Dentai A G, Holden W S, et al. High-performance avalanche photodiode with separate absorption 'grading' and multiplication regions [J]. *Electronics Letters*, 1983, 19(20): 818-820.
- [5] Forrest S R, Kim O K, Smith R G. Optical response time of $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ avalanche photodiodes [J]. *Applied Physics Letters*, 1982, 41(1): 95-98.
- [6] Liu Y, Forrest S R, Hladky J, et al. A planar InP/InGaAs avalanche photodiode with floating guard ring and double diffused junction [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1992, 10(2): 182-193.
- [7] Itzler M A, Ben-Michael R, Hsu C F, et al. Single photon avalanche diodes (SPADs) for 1.5 μm photon counting applications [J]. *Journal of Modern Optics*, 2007, 54(2/3): 283-304.
- [8] Fang Y Q, Chen W, Ao T H, et al. InGaAs/InP single-photon detectors with 60% detection efficiency at 1550 nm [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2020, 91(8): 083102.
- [9] McIntyre R J. Multiplication noise in uniform avalanche diodes [J]. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 1966, 13(1): 164-168.
- [10] Nie H, Anselm K A, Lenox C, et al. Resonant-cavity separate absorption, charge and multiplication avalanche photodiodes with high-speed and high gain-bandwidth product [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 1998, 10(3): 409-411.
- [11] Beck J D, Wan C F, Kinch M A, et al. The HgCdTe electron avalanche photodiode [J]. *Proceedings of SPIE*, 2004, 5564: 44-53.
- [12] Jones A H, Yuan Y, Ren M, et al. $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ photodiodes with low avalanche breakdown temperature dependence [J]. *Optics Express*, 2017, 25(20): 24340-24345.
- [13] Jones A H, Rockwell A K, March S D, et al. High gain, low dark current $\text{Al}_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{As}_{0.23}\text{Sb}_{0.77}$ avalanche photodiodes [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2019, 31(24): 1948-1951.
- [14] Woodson M E, Ren M, Maddox S J, et al. Low-noise AlInAsSb avalanche photodiode [J]. *Applied Physics Letters*, 2016, 108(8): 081102.
- [15] Yi X, Xie S Y, Liang B L, et al. Extremely low excess noise and high sensitivity $\text{AlAs}_{0.56}\text{Sb}_{0.44}$

- avalanche photodiodes [J]. *Nature Photonics*, 2019, 13(10): 683-686.
- [16] Yuan Y, Zheng J Y, Rockwell A K, et al. AlInAsSb impact ionization coefficients [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2019, 31(4): 315-318.
- [17] Jones A H, March S D, Bank S R, et al. Low-noise high-temperature AlInAsSb/GaSb avalanche photodiodes for 2- μm applications [J]. *Nature Photonics*, 2020, 14(9): 559-563.
- [18] Woodson M E, Ren M, Maddox S J, et al. Publisher's note: "low-noise AlInAsSb avalanche photodiode" [J]. *Applied Physics Letters*, 2016, 108(12): 129901.
- [19] Rahman S N, Hall D, Lo Y H. Non-Geiger mode single photon detector with multiple amplification and gain control mechanisms [J]. *Journal of Applied Physics*, 2014, 115(17): 173104.
- [20] Hall D, Liu Y H, Lo Y H. Single photon avalanche detectors: prospects of new quenching and gain mechanisms [J]. *Nanophotonics*, 2015, 4(4): 397-412.
- [21] Shushakov D A, Shubin V E. New solid state photomultiplier [J]. *Proceedings of SPIE*, 1995, 2397: 1-11.
- [22] Zhao K, Zhang A, Lo Y H, et al. InGaAs single photon avalanche detector with ultralow excess noise [J]. *Applied Physics Letters*, 2007, 91(8): 081107.
- [23] Cheng J, You S F, Zhao K, et al. Self-quenched InGaAs single-photon detector [J]. *Proceedings of SPIE*, 2009, 7320: 732010.
- [24] Komobuchi H, Yamada T. An edge breakdown free MOS-avalanche photodiode image sensor cell [J]. *IEEE Transactions on Consumer Electronics*, 1992, 38(3): 590-594.
- [25] Saveliev V, Golovin V. Silicon avalanche photodiodes on the base of metal-resistor-semiconductor (MRS) structures [J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2000, 442(1/2/3): 223-229.
- [26] Jiang X D, Itzler M A, O'Donnell K, et al. Shortwave infrared negative feedback avalanche diodes and solid-state photomultipliers [J]. *Optical Engineering*, 2014, 53(8): 081908.
- [27] Itzler M A, Jiang X D, Entwistle M, et al. Advances in InGaAsP-based avalanche diode single photon detectors [J]. *Journal of Modern Optics*, 2011, 58(3/4): 174-200.
- [28] Younger R D, McIntosh K A, Chludzinski J W, et al. Crosstalk analysis of integrated Geiger-mode avalanche photodiode focal plane arrays [J]. *Proceedings of SPIE*, 2009, 7320: 73200Q.
- [29] Itzler M A, Entwistle M, Owens M, et al. InP-based Geiger-mode avalanche photodiode arrays for three-dimensional imaging at 1.06 μm [J]. *Proceedings of SPIE*, 2009, 7320: 73200O.
- [30] Rech I, Ingargiola A, Spinelli R, et al. In-depth analysis of optical crosstalk in single-photon avalanche diode arrays [J]. *Proceedings of SPIE*, 2007, 6771: 677111.
- [31] Younger R D, Donnelly J P, Goodhue W D, et al. Crosstalk characterization and mitigation in Geiger-mode avalanche photodiode arrays [C]//2016 IEEE Photonics Conference (IPC), October 2-6, 2016, Waikoloa, HI, USA. New York: IEEE Press, 2016: 260-261.
- [32] Verghese S, Donnelly J P, Duerr E K, et al. Arrays of InP-based avalanche photodiodes for photon counting [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2007, 13(4): 870-886.
- [33] Jiang L A, Luu J X. Turbulence mitigation for coherent lidar using photon counting detector arrays [C]//Optical Amplifiers and Their Applications/Coherent Optical Technologies and Applications, June 25-30, 2006, Whistler, Canada. Washington, D.C.: OSA, 2006: CWB 6.
- [34] Calandri N, Sanzaro M, Motta L, et al. Optical crosstalk in InGaAs/InP SPAD array: analysis and reduction with FIB-etched trenches [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2016, 28(16): 1767-1770.
- [35] Zheng L X, Yang J H, Liu Z, et al. Design and implementation of Gm-APD array readout integrated circuit for infrared 3D imaging [J]. *Proceedings of SPIE*, 2013, 8907: 890744.
- [36] Zheng L X, Wu J, Zhang X C, et al. Sensing detection and quenching method for InGaAs single-photon detector [J]. *Acta Physica Sinica*, 2014, 63(10): 104216.
郑丽霞, 吴金, 张秀川, 等. InGaAs 单光子探测器传感检测与淬灭方式 [J]. *物理学报*, 2014, 63(10): 104216.
- [37] Yang J H. The design of fully integrated readout circuit based on avalanche photon diode sensor array [D]. Nanjing: Southeast University, 2014.
杨俊浩. 雪崩光电二极管阵列型全集成传感读出电路设计 [D]. 南京: 东南大学, 2014.
- [38] Wu G, Zhou C Y, Chen X L, et al. High performance of gated-mode single-photon detector at 1.55 μm [J]. *Optics Communications*, 2006, 265(1): 126-131.
- [39] Zhang J, Itzler M A, Zbinden H, et al. Advances in

- InGaAs/InP single-photon detector systems for quantum communication [J]. *Light: Science & Applications*, 2015, 4(5): e286.
- [40] Scholle K, Lamrini S, Koopmann P, et al. 2 μm laser sources and their possible applications[M]//Pal B. *Frontiers in guided wave optics and optoelectronics*. London: InTech, 2010.
- [41] Ren M, Maddox S J, Woodson M E, et al. AlInAsSb separate absorption, charge, and multiplication avalanche photodiodes [J]. *Applied Physics Letters*, 2016, 108(19): 191108.
- [42] Bank S R, Campbell J C, Maddox S J, et al. Avalanche photodiodes based on the AlInAsSb materials system [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2018, 24(2): 1-7.
- [43] Sidhu R, Zhang L, Tan N, et al. 2.4 μm cut off wavelength avalanche photodiode on InP substrate [J]. *Electronics Letters*, 2006, 42(3): 181-182.
- [44] Goh Y L, Ong D S G, Zhang S, et al. InAlAs avalanche photodiode with type-II absorber for detection beyond 2 μm [J]. *Proceedings of SPIE*, 2009, 7298: 729837.
- [45] Jackson J, Calder N. Quantum communications [J]. *Bulletin of the Chinese Academy of Sciences*, 2016.
- [46] Ren M, Gu X R, Liang Y, et al. Laser ranging at 1550 nm with 1-GHz sine-wave gated InGaAs/InP APD single-photon detector [J]. *Optics Express*, 2011, 19(14): 13497-13502.
- [47] Pawlikowska A M, Halimi A, Lamb R A, et al. Single-photon three-dimensional imaging at up to 10 kilometers range [J]. *Optics Express*, 2017, 25(10): 11919-11931.