

半导体上转换单光子探测技术研究进展

白鹏 张月衡 沈文忠

Research progress of semiconductor up-conversion single photon detection technology

Bai Peng Zhang Yue-Heng Shen Wen-Zhong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 221401 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180618

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180618>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I22>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

单光子激光测距的漂移误差理论模型及补偿方法

Theoretical model and correction method of range walk error for single-photon laser ranging

物理学报.2018, 67(6): 064205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172228>

共掺杂  $\text{Ce}^{3+}$  调控  $\beta\text{-NaLuF}_4\text{:Yb}^{3+}/\text{Ho}^{3+}$  纳米晶体的上转换荧光发射

Tuning upconversion fluorescence emission of  $\beta\text{-NaLuF}_4\text{:Yb}^{3+}/\text{Ho}^{3+}$  nanocrystals through codoping  $\text{Ce}^{3+}$  ions

物理学报.2017, 66(20): 204206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.204206>

基于电光效应的光子频移研究

Photon frequency shift based on electro-optic effect

物理学报.2014, 63(20): 204202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.204202>

单光子波长调制吸收光谱用于  $1.5\ \mu\text{m}$  激光器的波长锁定

Single photon wavelength modulation absorption spectrum of acetylene for  $1.5\ \mu\text{m}$  laser wavelength stabilization

物理学报.2012, 61(10): 104205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.104205>

专题: 单量子态探测及其相互作用

## 半导体上转换单光子探测技术研究进展\*

白鹏<sup>1)2)</sup> 张月衡<sup>1)2)†</sup> 沈文忠<sup>1)2)</sup>

1) (上海交通大学, 人工结构与量子调控教育部重点实验室, 上海 200240)

2) (人工微结构科学与技术协同创新中心, 南京 210093)

(2018年4月8日收到; 2018年5月24日收到修改稿)

近年来, 量子通信技术取得了卓越的进步和发展, 而作为接收端的单光子探测器在其通信系统中则起着至关重要的作用. 本文聚焦于当前主流的半导体单光子探测器, 就其器件原理、工作模式、优势和劣势等方面进行了相关评述. 在此基础上, 着重介绍了本课题组所提出的一种新型半导体近红外上转换单光子探测技术 (USPD) 的研究进展. 从 USPD 的器件基本原理、器件结构、性能指标等方面阐述了其优越性和可行性, 并给出了 USPD 最新的空间光耦合实验结果. 半导体上转换单光子探测技术的关键特性在于它不是采用 InP 雪崩层结构实现信号的放大, 而是利用成熟的硅单光子雪崩二极管 (Si-SPAD) 器件来实现信号的放大和采集, 从而规避 InP 结构在暗计数率和后脉冲效应方面的问题. USPD 利用半导体材料, 通过外加电场将近红外光子上转换为短波近红外或者可见光子, 再用商用 Si-SPAD 进行探测的方法, 也为我们提供了一种单光子探测的新思路, 打开了另一扇单光子探测的窗口.

关键词: 单光子, 上转换, 近红外

PACS: 14.70.Bh, 95.85.Jq, 42.79.Nv

DOI: 10.7498/aps.67.20180618

## 1 引言

单光子探测是指单个光子量级的光吸收就能够引起宏观可观测电学变化, 是极限灵敏程度的光子探测技术. 单光子探测在量子信息处理、量子保密通信、激光雷达、宇宙学等领域具有重要意义<sup>[1-6]</sup>. 近年来, 量子通信技术取得了卓越的进步和发展, 随着空间量子通信<sup>[7,8]</sup>和海水量子通信<sup>[9]</sup>的相继实现, 量子通信距离实际应用越来越近. 而针对 1550 nm 的单光子探测器则是基于当前光纤通信系统的量子通信中至关重要的一部分. 由于上述应用的牵引, 单光子探测技术取得了令人瞩目的进步, 同时大大促进了“少数光子”科学与技术的发展. 当前针对 1550 nm 的主流单光子探测器包括超导探测器<sup>[10]</sup>、单光子雪崩二极管<sup>[11]</sup>以及基于光参量频率上转换的单光子探测器<sup>[12]</sup>.

经过多年的发展, 超导纳米线单光子探测器 (superconducting nanowire single photon detector, SNSPD) 各方面的性能指标均接近或者达到了理想单光子探测器的极限, 包括极高的系统探测率 (>90%), 极低的暗计数 (无背景辐射情况下 DCR < 1 cps), 极短的时间抖动 (~150 ps) 和极短的重置时间 (~40 ns)<sup>[10]</sup>. 但是, SNSPD 大规模推广应用的阻碍是其极低的工作温度 (< 3 K). 频率上转换单光子探测器是通过非线性光学晶体中的和频功能将通信波段的光子转换为可见光子, 再利用商用的 Si-雪崩二极管来探测<sup>[12,13-17]</sup>. 强抽运光作用下, 这种探测器可以实现高探测效率 (PDE), 高计数率 (>60%), 并且没有后脉冲的影响. 但是其暗计数可以达到 ~ 10<sup>5</sup> cps<sup>[12,18]</sup>. 关于这一探测器的最新研究显示其可以在弱光泵浦条件下实现 20—100 cps 的暗计数, 但是对应的 PDE 仅为

\* 国家自然科学基金重大研究计划 (批准号: 91221201) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yuehzhang@sjtu.edu.cn

5%—25%<sup>[19]</sup>. 此外, 相对复杂的光路设计和相对较窄的光谱响应也不可避免地限制了这一探测器的应用范围.

在 300—900 nm 波段, 硅单光子雪崩二极管 (Si-SPAD) 性能优异. 单光子量子探测效率最高可达 70%, 暗计数率小于 50 Hz, 后脉冲效应小, 可连续计数, 光子到达时间抖动半高全宽在数百皮秒量级<sup>[20]</sup>. 如果采用合适的驱动电路, Si-SPAD 可以具有一定的光子数分辨能力<sup>[21]</sup>. Si-SPAD 优异的单光子探测性能主要来源于高质量的 Si 材料. 但是 Si 的禁带宽度较大, 当探测波长大于 1  $\mu\text{m}$  时, 其量子效率迅速降低至 1% 以下, 失去实际应用价值<sup>[20]</sup>.

InGaAs/InP SPAD 与现有光纤通信系统相容性高、工作温度处于热电制冷区, 在量子保密通信应用中具有较为明显的优势. 然而, 由于 InP 倍增层中的深能级中心密度远高于 Si, 使 InGaAs/InP SPAD 的后脉冲效应远高于 Si SPAD. 这一特性使得 Si-SPAD 必须工作于门控模式下, Comandar 等<sup>[22]</sup>报道的门控模式 InGaAs-SPAD 实现了 55% 的探测率, 几乎接近 APD 的探测极限, 但是其后脉冲效应接近 10%. 必须指出的是, 门控模式的 InGaAs-SPAD 只适用于少数场合, 当不确定光子到达精确时间时, 器件必须工作在自由运行模式下<sup>[23]</sup>. 然而自由运行的 InGaAs-SPAD 的效率只有 10%, 对应的后脉冲效应仍接近 2%<sup>[23,24]</sup>.

以 InGaAs 为吸收层、Si 为倍增层是一种有益的尝试. Si 倍增层具有电子空穴电离比率高、缺陷态密度低、缺陷能级少等特点, 与 InGaAs/InP 相比暗电流更小. InGaAs 与 Si 晶格常数差异较大 (7.5%), 无法通过外延生长直接制备集成. 有报道采用晶片键合技术制备 InGaAs/Si p-i-n 探测器<sup>[25,26]</sup>和 InGaAs/Si 雪崩二极管<sup>[27]</sup>, 实现了 820 MHz 频率下 10 倍增益、600 MHz 频率下 135 倍增益的器件, 量子效率低于 40%, 器件性能有待优化, 尚且不能满足高性能单光子探测器的实际需要.

在各种红外上转换技术中, 半导体红外上转换技术受到了广泛关注. 半导体红外上转换器件通常由红外探测器和发光二极管两部分组成, 其中红外探测器吸收红外光, 产生的光生载流子迁移至发光二极管工作层, 发生辐射复合产生近红外或者可见光子, 从而实现光子频率上转换. 迄今为止, 人们研制了基于带间跃迁、内光发射、子带间跃迁等不

同机制, 面向近红外、中红外、远红外和太赫兹等不同波段的半导体上转换器件, 并且在此基础上实现了无像元半导体上转换成像<sup>[28–33]</sup>. 应用于光纤通信波段的半导体红外上转换技术具备一系列独特优点: 可以工作在低激发光强, 热电制冷温度甚至室温等情况下, 并且结构紧凑, 而且可以实现大规模生产. 更重要的是, 半导体上转换器件极高的上转换内量子效率 (>80%)<sup>[34]</sup> 为近红外单光子探测提供了一种新的选择和思路.

本文聚焦当前基于半导体材料的可见光或近红外单光子探测器, 对其各自的原理、性能、优势及劣势进行相关评述. 基于我们在半导体光电器件与物理、尤其是半导体红外上转换成像器件方面的前期工作, 提出一种 1.3—1.55  $\mu\text{m}$  光纤通信波段半导体上转换单光子探测方案<sup>[35]</sup>; 详细地阐述了上转换近红外单光子探测器 (USPD) 的基本原理, 细致地讨论了其器件结构及其优化, 给出了 USPD 器件的性能指标; 给出了 USPD 单光子探测方案的最新实验进展及器件制备工艺, 并且对这一新型单光子探测器的发展趋势和未来研究方向进行总结和展望.

## 2 半导体单光子探测器

半导体作为 20 世纪四大发明之一, 在过去的近百年时间里有力地支撑了信息时代的技术要求及相关产业发展. 其应用领域囊括集成电路、计算机、光通信、无线通信、清洁能源、白光照明、发光二极管 (LED)、激光测距<sup>[36]</sup>等诸多方面. 在近年来新兴的量子计算和量子通信领域, 半导体单光子探测器更是起着至关重要的作用. 当前的量子计算和量子通信均基于对光子的操纵, 通信性能或者计算指标都严重依赖于接收端的单光子探测器. 目前应用最广泛、技术最成熟的单光子探测器是半导体单光子探测器. 主要有硅单光子雪崩二极管 (Si-SPAD)、铟镓砷单光子雪崩二极管 (InGaAs-SPAD) 和半导体量子点探测器 (QDOGFET). 本节对上述三种探测器从技术原理、性能指标、应用范围三个方面进行简要评述, 并分析其各自优势及劣势.

### 2.1 Si 单光子雪崩二极管

Cova 等<sup>[37]</sup>在 1983 年首次报道了在非线性工作模式 (盖革模式) 下, 利用 Si 雪崩二极管 (APD)

实现了单光子探测. 雪崩二极管工作于盖革模式时, 每对光生电子-空穴都能引发可维持的雪崩电离, 形成宏观电流. 引入雪崩淬灭电路后, 单个光子的吸收对应一个可测量的宏观电脉冲, 其增益大于 $10^6$ , 从而实现单光子的探测. 与其他单光子探测方案相比, 单光子雪崩二极管探测器 (SPAD) 具备单光子探测效率高、功耗低、可靠性高等优点<sup>[17]</sup>. 根据探测波段的不同, 用于制备雪崩二极管吸收层的材料有 Si, Ge 和  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  (以下简称为 InGaAs) 等, 在满足晶格匹配条件下, 雪崩层采用 Si, Ge 和 InP 等.

Si-SPAD 是工作于二极管雪崩电压之上的极灵敏光电探测器. 光子通过探测器光学窗口进入 Si 材料内部, 然后被内部材料吸收后, 产生一对电子-空穴对. 产生的光生载流子在电场加速作用下迁移到探测器倍增区, 在特定条件下, 光生载流子会在倍增区与晶格发生碰撞电离, 不断产生新的光生载流子. 正是基于此原理, Si-SPAD 可以探测微弱的光子信号 (线性模式). 为了可以探测单光子级别的极微弱光信号, Si-SPAD 的工作偏置电压必须高于二极管的雪崩电压 (盖革模式)<sup>[38]</sup>. 盖革模式下, 单个光子被吸收后产生的光生载流子在倍增区发生更加剧烈的碰撞电离. 由于二极管发生雪崩效应时, 内部瞬时功率急剧上升, 因此必须加入相关抑制电路对器件进行保护. 实际应用中采用主动淬灭<sup>[39]</sup>和被动淬灭<sup>[40]</sup>两种方式对器件偏置电压进行复位, 避免其长时间处于雪崩状态, 从而损毁器件.

经过多年的发展, Si-SPAD 至今已经相当成熟. 图 1 (a) 所示为一种经过优化的双外延结构的 Si-SPAD. 这种结构的优势在于<sup>[39,42]</sup>: 1) 在 n 型衬底上外延生长  $\sim 10\text{ mm}$  的 p 型高质量硅, 较于直接在衬底上进行器件制备, 对于器件性能会有很大的提升; 2) 耗尽层的厚度主要由外延生长的 p 型衬底中的 p-n 结决定; 3) p++ buried layer 为雪崩电流提供了一个低阻通道; 4) 耗尽区域外部的 p 型轻掺杂区相当于提供了一个防止边缘雪崩效应的保护环; 5) 薄耗尽层的结构大幅度提升了器件的时间分辨率 (时间抖动  $< 40\text{ ps}$ ). 但是由于耗尽层相对较薄, 这种结构的最大缺点就是牺牲了器件的光子探测效率 ( $PDE < 40\%$ ).

为了获得更高的光子探测效率 ( $PDE >$

70%), 可以采取厚耗尽层结构<sup>[43]</sup>, 如图 1 (b) 所示. 这种厚耗尽层结构的 SPAD 并非平面结构, 因此其与薄耗尽层结构的 SPAD 制作工艺有较大差异. 经过多年的发展, 这一结构的 Si-SPAD 已经相当成熟. 得益于其厚的耗尽层结构, 该 SPAD 的光子探测范围覆盖可见和近红外波段, 其中 540—800 nm 的光子探测率均超过 50%, 并且对  $1\text{ }\mu\text{m}$  的光子都有显著响应<sup>[44]</sup>.

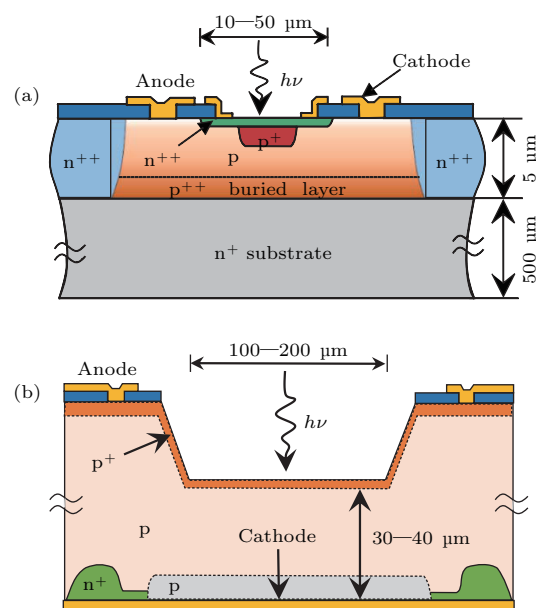


图 1 Si-SPAD 器件示意图 (a) 薄耗尽层双外延结构<sup>[39]</sup>; (b) 厚耗尽层结构<sup>[41]</sup>

Fig. 1. Schematic cross-section of Si-SPAD: (a) Double epitaxial SPAD device structure<sup>[39]</sup>; (b) thick depletion layer SPAD device structure for high PDE<sup>[41]</sup>.

耗尽层有几十微米的量级, 但是器件的暗计数率 (DCR) 却并不高, 在零下  $15\text{ }^{\circ}\text{C}$  的工作温度下, 器件 DCR 可以保持在几十到几百的范围内<sup>[44]</sup>. 得益于 Si 材料的高质量, 这一结构的 SPAD 的后脉冲效应可以被抑制到最大不超过 1%<sup>[44]</sup>. 尽管多个性能指标都极佳, 但是这一结构也有其不可避免的缺点. 与薄耗尽层结构相比, 这一结构的时间分辨率并不高 ( $\sim 400\text{ ps}$ )<sup>[45]</sup>, 但是可以通过聚焦光到器件中心感光区域或者使用电流收集电路的方式来得到显著提高<sup>[46]</sup>. 此外, 由于这一结构的雪崩电压格外高 (200—500 V), 雪崩过程中的功率损耗相当严重 (损耗功率约为 5—10 W), 因此器件工作时的有效制冷措施是必不可少的<sup>[47]</sup>. 再者, 其特殊的结构决定了其制作工艺的特殊性, 这也导致了这一结构 Si-SPAD 造价不菲, 成本颇高.



## 2.2 InGaAs单光子雪崩二极管

较宽的带隙限制了Si-SPAD的探测范围, 仅限于可见或者近红外波段, 对1100 nm以上光子的响应基本可以忽略不计. 若要探测1100 nm以上的光子信号, 吸收层材料的带隙必须小于1.1 eV. 作为光纤通信和传感系统的两个重要窗口, 针对1330 nm和1550 nm两个波段的高性能单光子探测器对于当前光纤通信和量子保密传输起着至关重要的作用. 最常用的近红外单光子探测器为SAGCM (separate absorption, grading, charge and multiplication) 结构的InGaAs-SPAD (如图2(a)所示). InGaAs-SPAD中, InGaAs作为整个器件的吸收层, 常温下 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 的禁带宽度为 $E_g = 0.75$  eV, 对应的截止波长约为1700 nm, 涵盖1330 nm和1550 nm. 与InGaAs晶格常数相匹配的InP作为器件倍增层. 器件工作时内部电场分布如图2(b)所示, 倍增层中的极高电场是为了确保一个高的碰撞电离效率, 从而提供一个高的雪崩增益. 而吸收层中的电场相对较低, 这是为了减少场致漏电. n型的电荷层则是被设计用来调控倍增层和吸收层中的电场强度. 渐变的InGaAsP层则是为了减小InP-InGaAs界面处的能带突变, 避免载流子在界面集聚形成二维电子气[48].

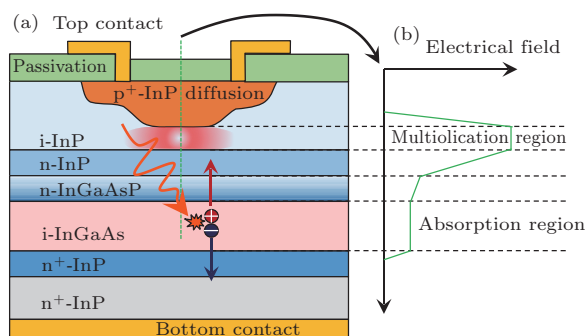


图2 (a) InGaAs/InP-SPAD 器件结构图; (b) 器件内部电场分布图[11]

Fig. 2. (a) The SAGCM structure of InGaAs/InP SPAD; (b) corresponding electrical field in device[11].

InGaAs-SPAD的探测原理与Si-SPAD类似, 入射光子透过宽带隙的InP进入到InGaAs的吸收层被吸收产生电子空穴对. 光生载流子在电场的作用下迁移进入InP倍增层中, 与晶格碰撞电离发生雪崩效应, 进而产生宏观电流. 值得注意的是, 由于高纯度高质量的InP很难生长制备, InGaAs-SPAD的暗计数和后脉冲效应均比Si-SPAD高出

许多[49]. 为了抑制暗计数和后脉冲效应, InGaAs-SPAD一般工作在门控模式下, 即只有在光子数到达极短的时间里使得SPAD的反向偏压高于雪崩电压. 经过优化, 当前门控模式的InGaAs-SPAD的光子探测率可以达到55%, 测得对应的外量子效率, 可以推算出80%被吸收的光子可以得到有效探测[22]. 但同时后脉冲在10%以上, 暗计数率仍为kHz以上. 由于必须精确知道光子到达探测器的时间, 因此门控模式的InGaAs-SPAD仅限于量子密钥分发系统(QKD). 绝大多数的应用情况均无法得知光子到达探测器的精确时间, 因此需要用自由运行模式(free running mode)[23]. 但是这一模式的InGaAs-SPAD还尚未成熟, 往往探测率和暗计数(或者后脉冲)不可兼得, Korzh等[23]提出的自由模式的InGaAs-SPAD可以将暗计数抑制到1 Hz, 但是对应的PDE仅仅只有10%, 后脉冲仍然高达2%, 远不到实际应用的阶段.

## 2.3 半导体量子点单光子探测器

基于半导体量子点的单光子探测器件是近年来新兴的单光子探测方案[50]. 其中量子点光学门控场效应晶体管(quantum dot optically gated field-effect transistor, QDOGFET)为一种探测效率较佳的半导体探测器, 其结构示意图及探测原理见图3. 该器件在GaAs衬底上自下而上生长200 nm的GaAs缓冲层、2.5  $\mu\text{m}$ 的 $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ 、Si  $\delta$ 掺杂层、70 nm的 $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ 、100 nm的GaAs吸收层、密度为400—500  $\mu\text{m}^{-2}$ 的InGaAs量子点、200 nm的 $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ 、最后为10 nm的n型掺杂( $\sim 6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ )的GaAs帽层. 源极和漏极金属为Ni/Au/Ge, 栅极金属为Pt, 光学窗口约为 $0.7 \mu\text{m} \times 0.7 \mu\text{m}$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ 一方面可以对器件表面钝化, 降低噪声, 另一方面可以将外部光学窗口金属与器件分离.

器件的单光子探测原理如图3所示, 入射的805 nm的光子进入器件, 首先在GaAs区域被吸收, 产生的电子空穴对在栅极反向电压的作用下, 电子注入二维电子气中, 而空穴则迁移至量子点处被俘获, 俘获空穴的量子点将改变源极和漏极之间的沟道电流 $I_{ds}$ , 从而实现对光子信号的探测.

值得注意的是, 即使是单个空穴的俘获, 也会引起 $I_{ds}$ 的宏观变化, 这一独特的性能决定了QDOGFET与生俱来的光子数分辨能力[50]. 这种

单光子探测器件的效率可以达到60% (~820 nm) 以上, 同时又能保证极低的暗计数<sup>[51]</sup>. 但是受GaAs带隙所限, 其吸收光波长无法拓展至1  $\mu\text{m}$  以上, 对于通信波段的(1330 nm和1550 nm)的光子几乎没有响应. 此外, 该器件的探测原理是基于量子点对空穴的俘获, 因此这类型器件对于温度极其敏感, 必须工作在极低的温度下 (~4 K)<sup>[51]</sup>, 这也限制了其应用范围.

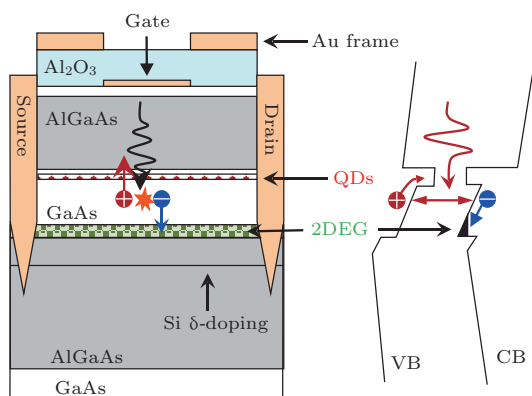


图3 光学区门控场效应晶体管器件结构示意图及能带结构图<sup>[50,51]</sup>

Fig. 3. Schematic diagrams of the composition and band structure of the QDOGFET<sup>[50,51]</sup>.

### 3 上转换单光子探测器

上转换单光子探测器 (USPD)<sup>[35]</sup> 是一种基于近红外半导体上转换技术<sup>[30]</sup> 的新的单光子探测器, 是一种全新的针对通信波段 (1.33—1.55  $\mu\text{m}$ ) 的上转换单光子探测方案. 具体思路如下: 以InP

或者GaAs材料为衬底, 利用分子束外延生长技术或者金属有机化学气相沉积生长1.3—1.55  $\mu\text{m}$  光纤通信波段p-i-n近红外探测器, 其光吸收层为InGaAs; 然后通过晶片键合方式将近红外探测器与GaAs LED集成, 制备半导体红外单光子上转换器件. 1.3—1.55  $\mu\text{m}$  波长光子被p-i-n近红外探测器吸收后, 形成的电子空穴对在外加偏压作用下迁移至GaAs发光二极管功能层并复合发光, 实现1.3—1.55  $\mu\text{m}$  波长光子向0.87  $\mu\text{m}$  波长光子的转换. 随后, 通过晶片键合技术或者光黏胶将半导体红外单光子上转换器件与Si SPAD黏集成, 上转换而成0.87  $\mu\text{m}$  波长光子耦合进入Si SPAD并为其所探测, 进而实现1.3—1.55  $\mu\text{m}$  波长单光子的探测.

### 3.1 基本原理

#### 3.1.1 器件模型

USPD的结构示意图如图4(a)所示. 整个单光子探测器件由一个半导体上转换器件(up-converter)和一个Si-SPAD组成. 上转换器件由一个InGaAs光电探测器(PD)和一个GaAs LED通过晶片键合的方式制备而得. InGaAs-PD为传统p-i-n结构, 工作时需要施加反向偏压. GaAs-LED是AlGaAs/GaAs/AlGaAs双异质结构, 工作在正向偏压下. 整个单光子探测器工作原理为: 入射的1550 nm的光子首先被InGaAs-PD吸收产生光生载流子, 光生载流子在电场的驱动下进入到LED的

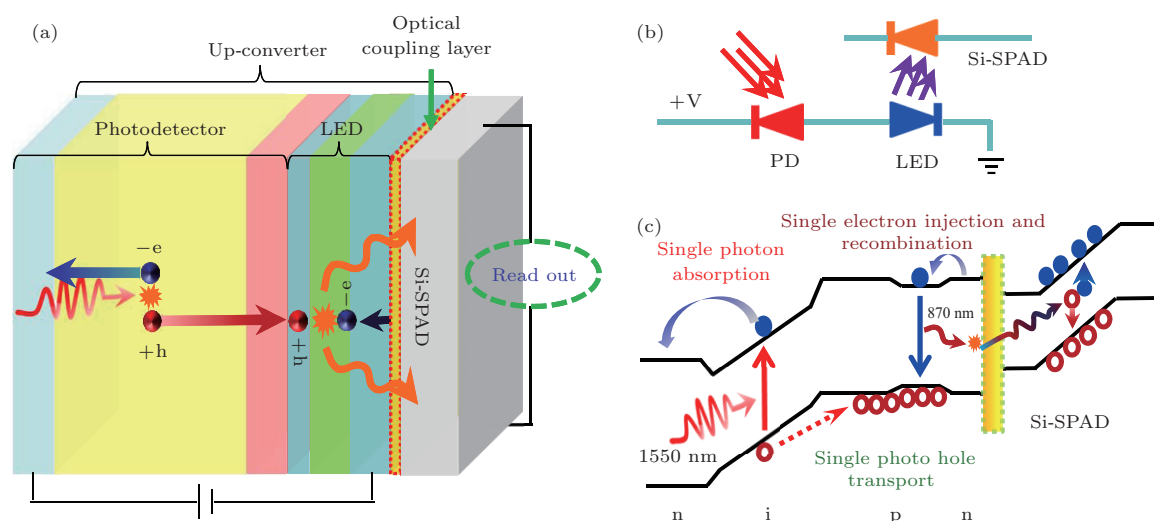


图4 上转换单光子探测器示意图<sup>[35]</sup> (a) 器件结构示意图; (b) 器件等效电路图; (c) 器件能带结构图

Fig. 4. Device model schematic diagram of USPD<sup>[35]</sup>: (a) Structure of the USPD device; (b) equivalent circuit diagram of the USPD; (c) band diagrams of USPD.

激活层发生辐射复合并且发光产生 870 nm 的近红外光子. 然后产生的近红外光子再被 Si-SPAD 探测, 进而实现单光子探测. USPD 的器件等效电路图和能带示意图分别如图 4(b) 和图 4(c) 所示.

值得注意的是, 上转换后的光子必须经过一个光学耦合过程然后进入到 Si-SPAD 中. 耦合效率的高低直接影响着单光子探测效率, 这将在接下来的章节中详细讨论. 能带结构图阐明了上转换和单光子探测过程的微观机制, 上转换所需的额外能量来自外加电场.

从器件原理上, 我们可以看出 USPD 同时结合了 InGaAs-PD 对于 1550 nm 光子的高吸收率和 Si-SPAD 的高单光子探测率. 器件这样设计的一大优势就是可以把传统的 InGaAs-SPAD 的吸收层和倍增层分离, 只利用 InGaAs 吸收层, 转而利用 Si-SPAD 当作器件的倍增层, 这样就可以大幅抑制暗计数和后脉冲效应. 光子在上转换器件中被吸收并且上转换为短波光, 然后短波光在 Si-SPAD 中被雪崩放大, 进而实现单光子探测. 由于上转换器件和 Si-SPAD 工作模式的不同, 两部分器件可以用两个独立的电路分别控制. 理论上讲, 得益于 Si 材料的高质量, 这样的设计可以将传统的 InGaAs-SPAD 的暗计数和后脉冲效应抑制到 Si-SPAD 的量级. 如此一来, USPD 既可以工作在自由运行模式下, 又能保证不牺牲探测率.

### 3.1.2 器件输运性质

为了更好地认识 USPD 的单光子探测机制, 必须清楚器件的载流子输运过程. 原理上来看, USPD 中上转换器件和 Si-SPAD 是电绝缘的, 二者之间是光耦合连接在一起, 因此我们只需考虑上转换器件的载流子输运特性. 计算机辅助设计技术 (TCAD) 被采用研究上转换器件的能带结构和输运特性. 计算过程中, 我们考虑了不同的复合机制, 包括俄歇复合、Shockley-Read-Hall (SRH) 复合和辐射复合. 以典型的半导体上转换器件 [29] 为例, 图 5(a) 所示为其在 5 V 偏压下的能带结构 (QFL 代表准费米能级). 很明显, 只要 1550 nm 的光子进入上转换器件, 就会被 InGaAs 层所吸收, 产生的电子-空穴对将在耗尽区电场作用下迅速分离. 由于 PD 和 LED 的界面处几乎没有势垒, 空穴将顺利地抵达 LED 中, 而电子将被迅速迁移至阳极中. 与此同时, 为了保持整个上转换器件中的电平衡, 将有对应数目的电子从阴极注入 LED 激活层中并与空

穴发生复合. 从这一角度来看, 上转换器件好像是一个电学泵. 为了保证高的辐射复合效率, LED 的激活层需要重型 p 掺杂 [34], 因此 LED 的激活区中有大量的空穴“等待”电子过来复合. 此外, LED 激活层中的重掺杂也保证了 USPD 可以获得一个很好的时间分辨率.

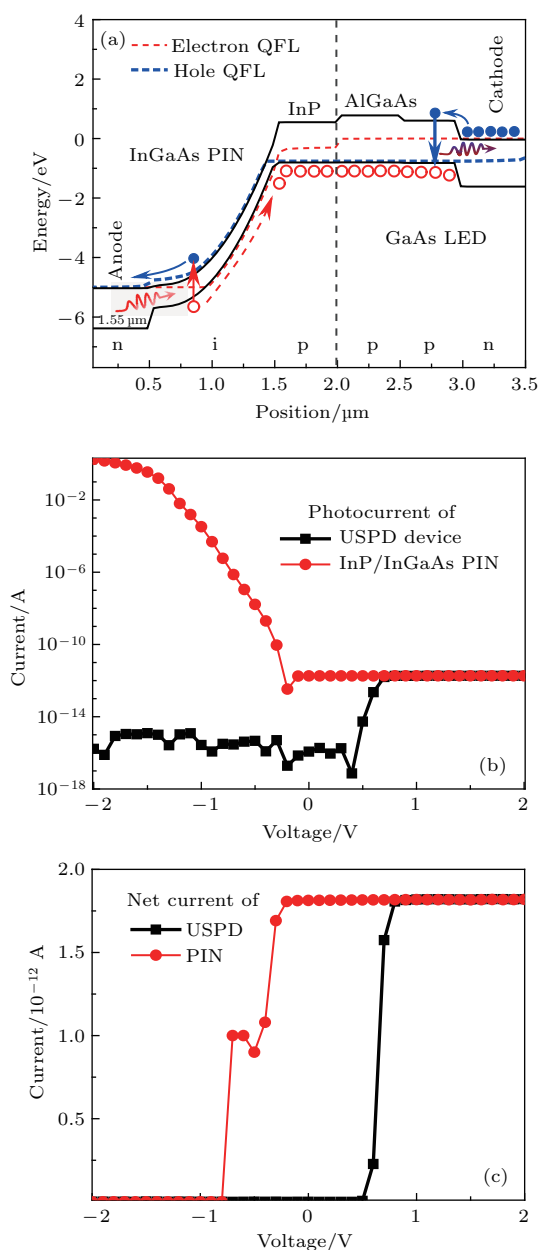


图 5 TCAD 计算结果 [35] (a) 5 V 偏压下上转换器件的能带图; (b) 不同偏压下的 InGaAs p-i-n 探测器光电流和上转换器件光电流; (c) 净光电流 (光电流扣除暗电流) of PIN 和 up-converter at different bias voltages.



需要注意的是,即使光生空穴要穿过键合界面,但是上转换过程却并不依赖于产生的光生空穴.由于键合界面两侧无论是LED还是PD均为重型p掺杂,所以空穴在结合界面处属于多子.低注入情况下,多数载流子寿命可以近似看作是一个常数.吸收少数光子后转换而得到的少数空穴进入这一区域仿佛进入一个“空穴海”一样.由于是在极弱光条件下,产生的载流子很少属于低注入条件,因此多数载流子的寿命理论上是无限长的.另一方面,电子并不需要穿过结合界面,因此结合界面的质量对于上转换过程几乎没有影响.

计算而得的上转换器件的*I-V*特性曲线如图5(b)和图5(c)所示,可以看出上转换器件的*I-V*特性和普通的p-i-n光电探测器完全不同.施加反向偏压,由于PD相当于正向偏压而LED是反向偏压,因此器件是不能工作的.施加正向偏压,则PD和LED均为正常工作条件.LED的p-n结结构决定了上转换器件的开启特性,施加的偏压首先满足LED的开启特性,多余的电压施加在PD部分.中红外上转换器件中也发现有类似的开启特性<sup>[52]</sup>.可以看出,USPD工作时的光电流和单个p-i-n PD的几乎一致(图5(b)).扣除背景暗电流后,二者的净光电流结果也一致(图5(c)).这一结果再次表明了键合的异质结界面对于上转换器件性能的影响微乎其微,和此前的实验结果表现一致<sup>[29,30]</sup>.

### 3.1.3 LED出光效率

器件原理表明,上转换器件效率和LED的光子提取效率是成正比的.然而,LED的光辐射是各向同性的,对于平面结构LED,会有接近50%的光子损失在器件衬底当中.但是对于USPD而言,其特殊的结构可以确保一个极高的光子提取效率.首先,由于半导体空气界面的反射,从PD一端出射的光子的逃逸概率仅为~2%.也就是说,有98%的光子将被局限于上转换器件中.其次,反向传播进入PD的光子将会被InGaAs层重新吸收并且产生光生载流子然后重复上转换过程,这一过程称为“光子循环”过程(如图6所示).InGaAs的高吸收系数可以确保对于反向传播光子的高效重吸收.

得益于光子循环效应,几乎不会有光子从PD一端逃逸出去.因此上转换器件中的InGaAs探测器部分不仅仅起着对于1550 nm入射光的吸收作

用,更是相当于870 nm光子的一个电学反射镜.因此,惟一限制USPD光子探测率的因素就是上转换器件和Si-SPAD之间的光耦合效率.

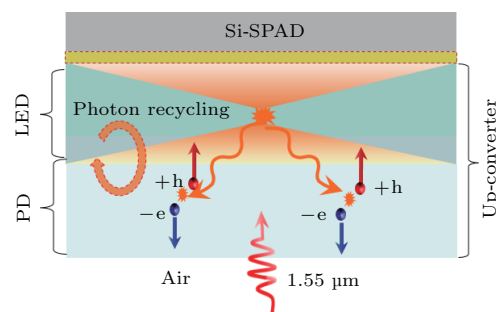


图6 上转换器件中LED部分发光原理及光子循环效应<sup>[35]</sup>

Fig. 6. Schematic diagram of the luminescence of the LED in the up-converter and photon recycling<sup>[35]</sup>.

## 3.2 器件结构及优化

### 3.2.1 PD和LED性能优化

上转换器件由InGaAs PD和GaAs LED通过晶片键合的方式集成得到,为了确保上转换器件具备高的上转换效率,必须首先对PD和LED两部分分别进行优化.其中,InGaAs PD器件性能的决定因素有很多,包括其器件结构、吸收层掺杂浓度、工作温度、器件制备工艺、表面钝化工艺等.2012年以来,我们项目组尝试过不同结构的InGaAs PD器件<sup>[53–58]</sup>,对其帽层材料、吸收层掺杂以及表面钝化工艺进行了详细系统的研究.其中帽层材料对于器件暗电流和响应率都有较大的影响,采用p-InP可以获得83%以上的峰值量子效率,但是对应其暗电流较大, $-0.1$  V的偏压下可以达到 $10.2 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ ;采用p-InAlAs+InGaAs的帽层结构暗电流相较于p-InP结构可以减少50%,同时获得90%的峰值响应率;而采用原位掺杂的p-InAlAs可以降低一个量级的暗电流,但是对应的峰值响应率可以达到60%;通过优化工艺,采用二次掺杂的p-InAlAs,可以将暗电流抑制在 $\sim 400 \text{ nA}/\text{cm}^2$  ( $-0.1$  V)的同时,获得99%的峰值量子效率.

图7(a)所示为不同吸收层掺杂浓度对于器件响应率的影响.四个器件均为台面结构,S1为本征吸收层结构的InGaAs p-i-n PD,在1550 nm处的响应率约为0.8 A/W; S2在S1的基础上进行了器件表面钝化( $\text{SiO}_2$ ),相较器件S1, S2不仅提高了近10%的响应率,其常温下暗电流较之S1降低了接



近3个量级; FGA21为美国Thorlabs公司生产的校准的商用InGaAs探测器, 在1550 nm的响应率为0.96 A/W, 对应74%的量子效率; M79为项目参与单位——上海技术物理研究所(SITP)制备的台面结构InGaAs p-i-n PD, 帽层材料为InP, 可以获得1.05 A/W的响应率, 对应81%的量子效率。

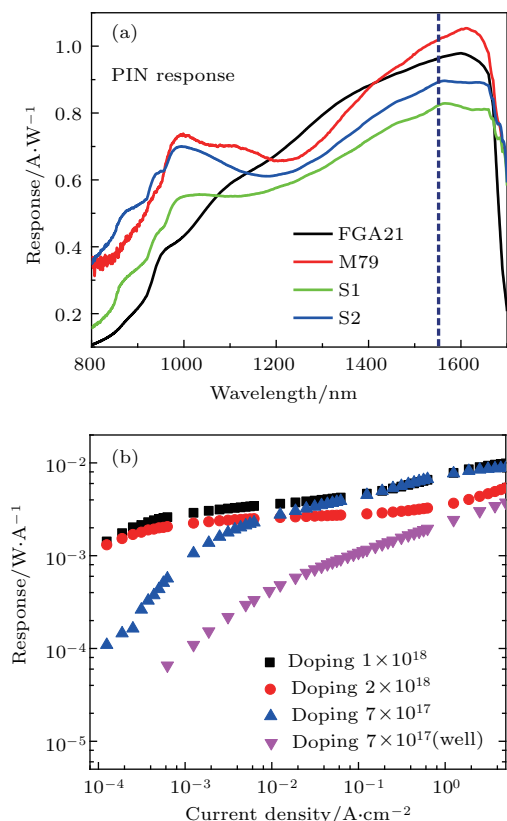


图7 (a) 不同结构InGaAs p-i-n探测器的响应情况, 其中器件S1和S2为上海交通大学(SJTU)采用的本征吸收层结构, M79为上海技术物理研究所采用的n型掺杂浓度为 $7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 的结构, FGA21为美国Thorlabs公司校准的InGaAs探测器; (b) 不同激活层掺杂浓度的LED响应情况

Fig. 7. (a) Response of InGaAs p-i-n detector with different structures, where S1, S2 adopt intrinsic absorption layer fabricate by SJTU, M79 use an n-doped absorption layer with  $7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  fabricated by SITP, FGA21 is a commercial detector from Thorlabs. (b) LED response at different doping concentrations in the activation layer.

GaAs LED为n-AlGaAs/p-GaAs/p-AlGaAs的双异质结结构, 其中关键为p-GaAs的激活层, 即LED电子空穴发生复合进而发光的功能层. 半导体中SRH复合、俄歇复合、表面复合、辐射复合等多种复合机制并存, LED工作时要求辐射复合占据主导, 并且尽可能地抑制非辐射复合. 这一点对于上转换器件中的LED部分尤其重要, 因为辐射

复合的效率直接决定了上转换效率. 图7(b)所示为不同结构和不同激活层掺杂浓度的LED响应率测试结果. 结果表明, 随着激活层掺杂浓度的升高, LED的量子效率先增大后减小, 这主要是因为随着掺杂浓度变化, 激活层内的主要复合机制也发生变化<sup>[34]</sup>. 其中当激活层掺杂浓度为 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 时, LED的量子效率达到峰值, 且在低注入电流密度条件下也能保持一个很高的量子效率.

为了进一步提高LED量子效率, 我们在掺杂浓度为 $7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 的激活层内加入了一层9 nm厚的 $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ 量子阱, 结果显示在低温下LED的量子效率较之不加量子阱结构的LED提升了一倍以上, 但是在常温下, 量子效率反而低于不加量子阱结构的LED. 其主要原因是, 在低温下量子阱可以局限更多的载流子, 使得其载流子浓度更高, 从而获得更高的辐射复合系数. 但是常温下, 由于热激发的存在, 量子阱的局限载流子的效果被大大削弱, 而且由于 $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ 的和GaAs的晶格失配造成了大量缺陷, 这就使得其非辐射复合概率极大地上升, 从而降低了其量子效率. 值得一提的是, 虽然这一结构的LED在常温下表现不尽如人意, 但是其在低温下的高性能对于中红外<sup>[28]</sup>或者远红外<sup>[59]</sup>上转换有着重大意义.

### 3.2.2 上转换器件优化

前文所述的光子循环效应可以保证所有的反向传播光子均被InGaAs层重吸收, 从而再次利用进行上转换. 但是这个过程中, 我们忽略了p-i-n PD中的p-InP帽层对于870 nm的光子也有一个很高的吸收系数( $\sim 10^4/\text{cm}$ ). 而且由于p-InP帽层并非处于耗尽层, 电场强度相对而言很低, 因此吸收870 nm的光子并不能有效地产生光生载流子. 因此, 在实际操作中, 可以考虑在进行键合集成上转换器件之前将p-InP帽层去除. 键合之后, LED中的p-AlGaAs也可以充当p-i-n结构的p型区. 根据我们计算得到的去除p-InP帽层前后的上转换器件能带图(如图8所示), 可以发现去除p-InP帽层之后, 对于器件基本没有影响.

忽略光子在器件中的传播速率和载流子迁移速率, 并且考虑3次光子循环, 接近90% (第一次50%, 第二次25%, 第三次12.5%)的光子将被从上转换器件中耦合而出. 光子循环的一大弊端就是会增加器件的时间抖动, 这一问题将在3.3.1节中进行详细的讨论.

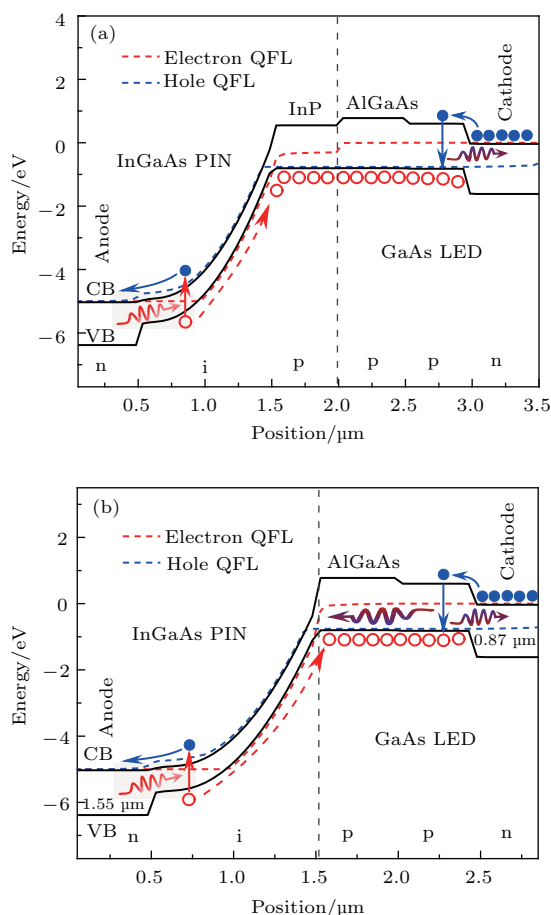


图8 上转换器件能带结构图 (a) 包含 p-InP 帽层结构; (b) 不包含 p-InP 帽层结构

Fig. 8. Band diagram of the up-converter: (a) With p-InP cap layer; (b) without p-InP cap layer.

### 3.2.3 光耦合结构优化

USPD 中的上转换器件和 Si-SPAD 是通过光学方法耦合在一起的. 最简单直接的光学耦合方法是通过非球面镜将 LED 端出射的光子准直聚焦到 Si-SPAD 的感光面上, 这种耦合方式称为空间光耦合. 这种耦合方式简单方便, 但是多余的光学系统的引入使得整个器件不是特别紧凑, 并且由于光子在半导体空气界面的低的光子逃逸概率 (只有 ~2%), 所以 USPD 的单光子探测率相对过低.

为了提升 USPD 的光子探测率, 一种有效的尝试是将上转换器件和 Si-SPAD 通过晶片键合的方式集成起来, 由传统光学理论可以推算出这种耦合方式的效率可以比空间光耦的方式高出一个量级, 达到 24%:

$$\eta^{\text{couple}} = \frac{1}{4}(\sin \theta_c)^2 \left[ 1 - \left( \frac{n_{\text{GaAs}} - n_{\text{Si}}}{n_{\text{GaAs}} + n_{\text{Si}}} \right)^2 \right], \quad (1)$$

其中  $\theta_c$  是 GaAs 与 Si 界面的临界角;  $n_{\text{Si}}, n_{\text{GaAs}}$  分别为 Si 和 GaAs 的折射率.

另一种方法通过光纤阵列中常用的光胶耦合 (optical adhesive) 的方式将上转换器件和 Si-SPAD 集成在一起. 由于 Si ( $n = 3.58$ ) 和 GaAs ( $n = 3.42$ ) 的折射率非常接近, 理论上这二者之间是可以获得一个很高的耦合效率的. 但是已知光胶的折射率均小于 3. 通常的光胶折射率大约为 1.55 左右. 当光胶厚度较厚时, 对应的耦合效率也不够理想, 可是当光胶厚度和光波长相比拟时, 就会发生所谓的“光子隧穿”效应, 进而获得一个很高的耦合效率. 理论上, 光子隧穿效应可以达到 100%, 实验上已经做出了 81% 的光耦合效率 [60]. 因此, 通过光胶耦合的方式将上转换器件和 Si-SPAD 耦合在一起效率可以至少达到 70% 以上.

## 3.3 性能指标

### 3.3.1 时间分辨率

时间分辨率 (time resolution), 也叫时间抖动 (time jitter), 是单光子探测器的一个很重要的指标, 在激光测距等实际应用中直接决定了整个系统的性能 [61], 因此在评估 USPD 的性能之前必须计算其时间抖动. USPD 器件的时间抖动可以表示为

$$\Delta t = \sqrt{t_{\text{pin}}^2 + t_{\text{trans}}^2 + t_{\text{spont}}^2 + t_{\text{ph}}^2 + t_{\text{Si}}^2}, \quad (2)$$

其中  $t_{\text{pin}}$  为 InGaAs 探测器的光响应时间;  $t_{\text{trans}}$  为光生载流子的传输时间;  $t_{\text{spont}}$  为 GaAs LED 的自发辐射寿命;  $t_{\text{ph}}$  是 GaAs LED 发出光子的传输时间;  $t_{\text{Si}}$  为 Si-SPAD 的时间抖动.

对于一个传统的 InGaAs-SPAD, 时间抖动大约为 50 ps [62], 其中包括了器件光响应时间和对应的电路响应时间. 考虑到 InGaAs 的高吸收率和 InGaAs-SPAD 的极低的时间抖动, 我们有理由认为 InGaAs 探测器的光响应时间可以忽略不计, 即  $t_{\text{pin}} \approx 0$ . 再考虑到上转换过程的微观机制, 一旦入射光被吸收并且产生光生载流子, LED 一端就会立即注入同样数量的电子进入 LED 的激活区. 光生载流子的产生和电子的注入可以看作是同步的. 因此在计算 USPD 时间抖动的过程中  $t_{\text{trans}}$  可以忽略不计. 考虑到器件仅在微米尺度, 光子在器件中的传播时间 ( $t_{\text{ph}}$ ) 计算的结果大约为飞秒量级. 而对于高质量的 Si-SPAD, 时间抖动大约也为  $t_{\text{Si}} \approx 50$  ps. 至于 LED 的自发辐射寿命, 则由自发辐射系数 ( $B_{\text{T}}$ ) 和 LED 激活区多数载流子浓度 ( $N_{\text{A}}$ ) 决定 ( $t_{\text{spont}} = (B_{\text{T}} \times N_{\text{A}})^{-1}$ ).

在USPD器件中, 为了获得一个高的辐射复合效率, LED激活层通常为重掺杂( $\sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ). 辐射复合系数在90, 185和300 K的情况下分别为:  $B_T = 1.8 \times 10^{-8}, 1.9 \times 10^{-9}, 7.2 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ , 对应的自发辐射寿命分别为5.6, 53和138 ps. 因此USPD在90, 185和300 K情况下的时间抖动分别估算为50.3, 72.9, 147 ps. 考虑到光子循环效应, 则在90, 185和300 K的情况下对应的时间抖动为150, 219和441 ps, 也是与Si-SPAD相比拟的量级.

### 3.3.2 光子探测效率

光子探测效率PDE是指探测到的光子数和入射光子数的比值, 是衡量单光子探测器的一个重要指标. USPD器件的光子探测率主要由InGaAs PD, LED, Si-SPAD以及LED和Si-SPAD之间的光耦合效率决定:

$$\eta = \eta_{\text{PD}} \eta_{\text{LED}} \eta_{\text{Si}} \\ = (1 - R)(1 - e^{-\alpha d}) \eta_{\text{PD}}^{\text{in}} \eta_{\text{LED}}^{\text{in}} \eta^{\text{couple}} \eta_{\text{Si}}, \quad (3)$$

其中 $\eta_{\text{PD}}$ 和 $\eta_{\text{LED}}$ 分别为InGaAs PD和GaAs LED的外量子效率;  $\eta_{\text{Si}}$ 是Si-SPAD的光子探测效率;  $R$ 是InGaAs PD的表面反射率;  $\alpha$ 为InGaAs的吸收系数;  $d$ 为InGaAs吸收层的厚度;  $\eta_{\text{PD}}^{\text{in}}$ 为InGaAs PD的光电转换效率;  $\eta_{\text{LED}}^{\text{in}}$ 为LED的内量子效率;  $\eta^{\text{couple}}$ 为Si-SPAD和LED之间的光耦合效率. InGaAs PD表面通常会有一层减反钝化膜, 反射率为 $R = 13\%$ . 由于InGaAs吸收层足够厚( $1\text{--}2 \mu\text{m}$ )并且吸收系数极高,  $1 - e^{-\alpha d} \approx 1$ . 再者, 得益于成熟的半导体工艺,  $\eta_{\text{PD}}^{\text{in}}$ 可以接近100%. 同时, 经过优化的LED在极低注入密度条件下的 $\eta_{\text{LED}}^{\text{in}}$ 也可以高达95%以上<sup>[34]</sup>. 此前的实验结果表明, 集成的上转换器件并不会减弱LED和PD各自的性能. 因此, 在PD和LED分别优化并且完美键合的条件下, 理论上PD-LED的上转换内量子效率可以达到或者接近100%. 这样, USPD器件的单光子探测率就仅仅依赖于LED和Si-SPAD之间的光耦合效率.

USPD光子探测率随Si-SPAD的探测率及光耦合效率变化的关系如图9(a)所示, 很显然, 实现高的光耦合效率是获得高性能USPD的先决条件. 图9(b)所示为不同光耦合方式情况下的光子探测率, 一旦光耦合方式确定, USPD的光子探测率就只依赖于Si-SPAD的性能. 而Si-SPAD的光子探测率又随波长变化, 目前Si-SPAD在870 nm的

PDE约为40%, 但是在其峰值波长(650 nm)处的PDE可以超过70%. 如果LED的发光波长可以调至Si-SPAD的峰值探测波长附近, 并且采用光胶耦合, USPD将实现约为42.6%的探测率, 这一数值是当前InGaAs-SPAD探测率的2倍. 此外, USPD的PDE在870 nm和650 nm的理论极限可以分别达到35%和61%.

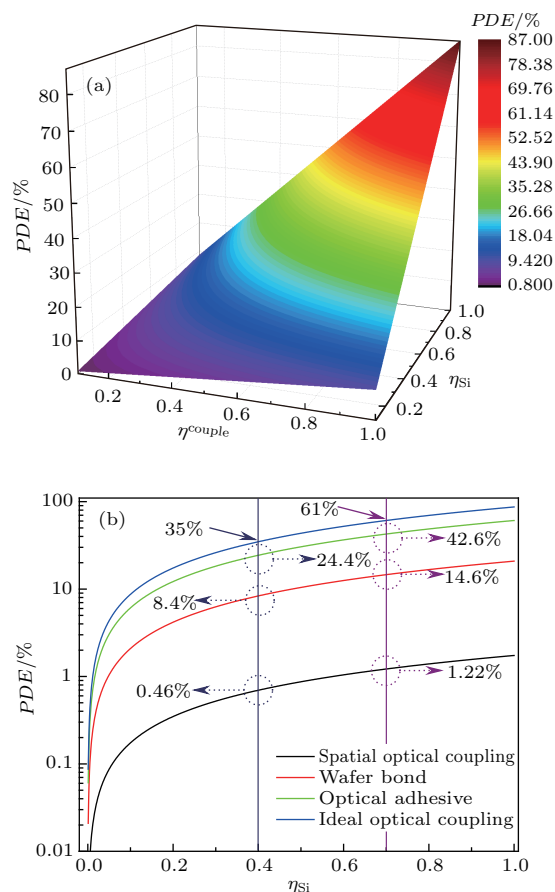


图9 (a) 光子探测率随光耦合效率和Si-SPAD光子探测率的变化关系; (b) 三种不同光学耦合方式的光子探测率

Fig. 9. (a) Dependence of photon detection efficiency on optical coupling efficiency ( $\eta^{\text{couple}}$ ) and photon detection efficiency of Si-SPAD ( $\eta_{\text{Si}}$ ); (b) photon detection efficiency for three different ways of optical coupling.

### 3.3.3 暗计数和暗发光

半导体上转换单光子探测器(USPD)的暗计数, 其主要来源于两部分. 首先Si单光子雪崩二极管本身具有一定的暗计数, 成熟的Si-SPAD可以将暗计数控制在50 Hz以下, 其次则是来源于上转换器件中LED的暗发光. 这一点和传统的单光子雪崩二极管的暗计数有本质区别, 传统的SPAD的暗计数主要由其材料的质量所决定, 并且背景辐射通过屏蔽的方式可以被有效抑制, 可以忽略. 然而,



USPD中的Si-SPAD是和前端的上转换器件耦合在一起的,即使在没有入射光的情况下,Si-SPAD依旧可以被上转换器件的暗发光所触发.暗发光是由上转换器件的暗电流所引起,而由于上转换器件特殊的n-p-n结构,其暗电流主要由其中反偏的PD部分暗电流构成.具体包括PD器件本身的暗电流和由背景辐射导致的背景光电流.必须指出的是,一般而言探测器的背景光电流会被忽略掉,但是在USPD中,由于其会导致暗发光进而引发暗计数,因此不能忽略.目前,已知的通过特殊设计和钝化处理的InGaAs-PD (25  $\mu\text{m}$  直径)可以在室温下将暗电流抑制到4 fA (0.1 V).而对于同样的PD由(4)式计算而得的180°视场角300 K背景辐射引起的光电流仅有约 $10^{-5}$  fA.

$$I_{\text{bg}} = \int \frac{e g_{\text{PD}} \eta(\lambda) P(\lambda) \lambda}{hc} d\lambda = \int \frac{e g_{\text{PD}} \eta(\lambda) \pi c A}{\lambda^5 \exp(hc/k_B T \lambda)} d\lambda, \quad (4)$$

其中 $e$ 是元电荷, $h$ 为普朗克常数, $g_{\text{PD}} = 1$ 为InGaAs-PD的增益, $\lambda$ 为光波长, $k_B$ 为玻尔兹曼常数, $A$ 为器件面积, $c$ 是真空光速, $T$ 是开氏温度.很明显,器件的暗电流远远大于背景光电流,因此,总的暗电流主要由器件的暗电流决定.而器件的暗电流对于温度极其敏感,例如在热电制冷温度(200 K)下工作的探测器暗电流要比室温下低4—6个数量级以上.如此微弱的暗电流情况下,由暗发光造成的暗计数可以被抑制到和Si-SPAD本身暗计数的量级,但是前提是PD须经过严格的优化工艺.这样,整个USPD的暗计数可以被控制在与Si-SPAD同一个量级.再者,由PD的反偏工作原理可以知道,其光响应率是不依赖于偏压的,即施加更大的反向偏压并不会增加其光响应率,这一点从后边的实验中上转换器件的发光光谱上可以明显看出.但是PD的暗电流却是严重依赖于器件偏压,大的反向偏压会导致暗发光剧增(这一点从后边的实验中上转换器件的发光光谱上也可以明显看出),从而导致大的暗计数.因此,实验中必须选择合适的工作电压,从而避免额外电压所产生的不必要的暗计数.

### 3.3.4 噪声等效功率

噪声等效功率(noise equivalent power, NEP)表示探测器可以分辨的最小入射光功率,代表了探测器的信噪比水平,是应用最广泛的衡量光电探测

器的品质因数[2].对于USPD而言,其NEP可以表示为[35]

$$NEP = \frac{i_{\text{n,UD}}}{R_{\text{UD}}} = \frac{hc}{e\lambda_{\text{out}}} \left[ 2e\Delta f \frac{1}{\eta_{\text{LED}}\eta_{\text{Si}}} (I_{\text{dark,PD}} + I_{\text{bg,PD}}) + \frac{2eg_{\text{Si}}I_{\text{dark,Si}}\Delta f}{(\eta_{\text{LED}}\eta_{\text{Si}})^2} \right]^{1/2}, \quad (5)$$

其中, $i_{\text{n,UD}}$ 为USPD的器件总噪声; $R_{\text{UD}} = I_{\text{ph,UD}}/P_{\text{in}} = e\lambda_{\text{out}}\eta_{\text{Si}}\eta_{\text{UP}}/hc$ 为USPD的响应率; $e$ 为电荷; $h$ 为普朗克常数; $c$ 为光速; $\lambda_{\text{out}}$ 为LED的发光波长; $\eta_{\text{Si}}$ 和 $\eta_{\text{LED}}$ 分别为Si-SPAD和LED内量子效率; $g_{\text{Si}}$ 为Si-SPAD的增益; $\Delta f$ 为带宽; $I_{\text{dark,PD}}$ ,  $I_{\text{bg,PD}}$ ,  $I_{\text{dark,Si}}$ 分别为InGaAs-PD的器件暗电流、背景光电流和Si-SPAD暗电流.需要指出的是,(5)式的结果是从器件响应率和噪声来源推导而出,其计算所得结果和传统的单光子探测器的NEP ( $NEP = \sqrt{D}h\nu/\eta$ : 其中 $D$ 为单光子探测器暗计数, $\eta$ 为单光子探测器的PDE, $\nu$ 为光子频率)的计算结果基本一致.图10所示为USPD

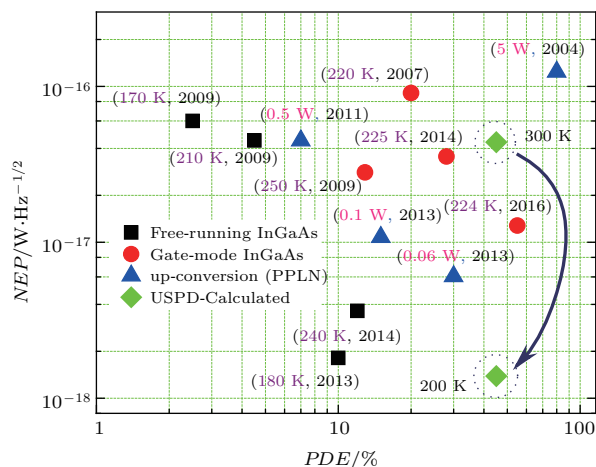


图10 不同类型单光子探测器的NEP和PDE统计,其中黑色方形表示自由模式InGaAs-SPAD[23,63–65],红色圆形和蓝色三角形分别表示门控模式InGaAs-SPAD[22,66,62,48]和光参量上转换单光子探测器[11,19,67,68],虚线圆圈框起来的绿色菱形表示USPD;括号里的第一项表示工作条件,第二项为报道年份

Fig. 10. The NEP and PDE achievements for different kind of single photon detectors. Free-running InGaAs SPADs[23,63–65] were plotted as black squares. Gate-mode InGaAs SPADs[22,66,62,48] and optical up-conversion SPADs[11,19,67,68] were shown as red circles and blue triangles respectively. The diamond in the dash circle representative the calculated results of USPD. The first item in the bracket is the operating condition and the second one in the bracket is the time of report.



探测率和噪声等效功率与现有近红外单光子探测器的对比结果. 理论上, 优异的单光子探测器应当同时具有高的探测效率和低的噪声等效功率, 可以看出 USPD 无论是光子探测率还是噪声等效功率, 均处于相对领先地位.

### 3.4 器件制备工艺

USPD 的器件通用工艺主要包括以下几部分:

- 1) InGaAs p-i-n 结构外延片, GaAs-LED 结构外延片以及 Si-SPAD 外延片生长;
- 2) InGaAs p-i-n PD 与 GaAs-LED 集成上转换器件, 并且制备 Si-SPAD 器件;

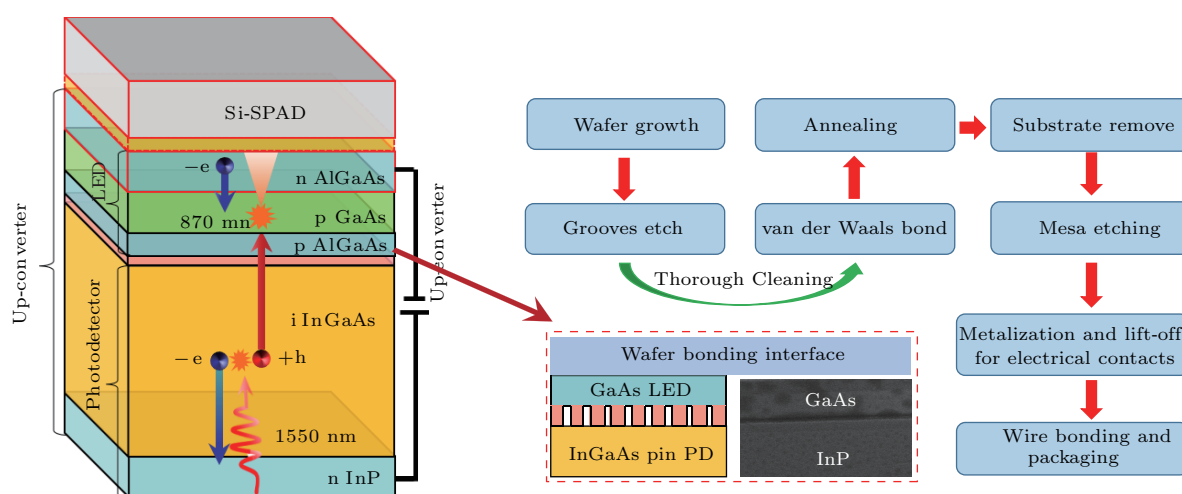


图 11 集成的 USPD 器件示意图 (左) 及上转换器件制备工艺流程图 (右), 红色虚线框所示为键合界面局部放大图及 SEM 电镜照片  
Fig. 11. The schematic diagram of the integrated device (left) and fabrication process flow (right). The magnification of the wafer bonding interface and SEM photograph.

3) 刻槽后的 LED 与 PD 片经过深度清洗, 去除表面氧化膜, 再经过表面等离子体激活, 进行范德瓦耳斯键合;

4) 给经过范德瓦耳斯键合的器件施加压力, 并且在  $N_2$  环境中进行退火处理;

5) 通过减薄抛光化学腐蚀的方法移除 LED 衬底;

6) 经过光刻, 进行上转换器件的 Mesa 台面刻蚀;

7) 台面上下电极的金属沉积及剥离;

8) 电极引线及封装.

集成的上转换器件通过光学耦合的方式和 Si-SPAD 集成在一起即形成了 USPD 器件. 可以通过键合的方式将二者集成, 但是鉴于二者工作模式的不同, 键合前电隔离层的设计必不可少; 也可以通

3) 上转换器件和 Si-SPAD 耦合集成 USPD 器件.

制备好的器件如图 11 左所示, 整个器件的制备工艺中最关键的当为上转换器件的制备以及上转换器件和 Si-SPAD 器件的耦合集成. 其中上转换器件的制备工艺<sup>[29,30]</sup>如图 11 右流程所示, 具体为:

1) 在 InP 衬底片上外延生长 InP/InGaAs p-i-n 结构, 在 GaAs 衬底上生长 GaAs/AlGaAs 双异质结结构;

2) 材料原片解理, 其中 GaAs LED 片进行光刻然后湿法腐蚀刻槽;

过光胶耦合的方式将二者集成, 通过接触式掩膜对准技术<sup>[69]</sup>, 可以精确实现  $1\ \mu\text{m}$  以下的光胶键合.

### 3.5 USPD 空间光耦合实验

图 12 (a) 所示为最近的 USPD 空间光耦合实验光路图,  $1550\ \text{nm}$  的光纤激光器发出来的光子首先经过衰减, 然后通过非球面镜的准直, 在通过透镜聚焦到上转换器件的光敏面上; 上转换器件将吸收的  $1550\ \text{nm}$  的光子转换为  $870\ \text{nm}$  的光子, 由于 LED 出射光是空间弥散的, 因此也需要非球面镜的准直; 准直后的光再被聚焦到 Si-SPAD 的光敏面上进而被雪崩放大. 上转换器件前端的衰减片主要起到保护 Si-SPAD 的作用, 防止入射光过强致使 Si-SPAD 饱和.

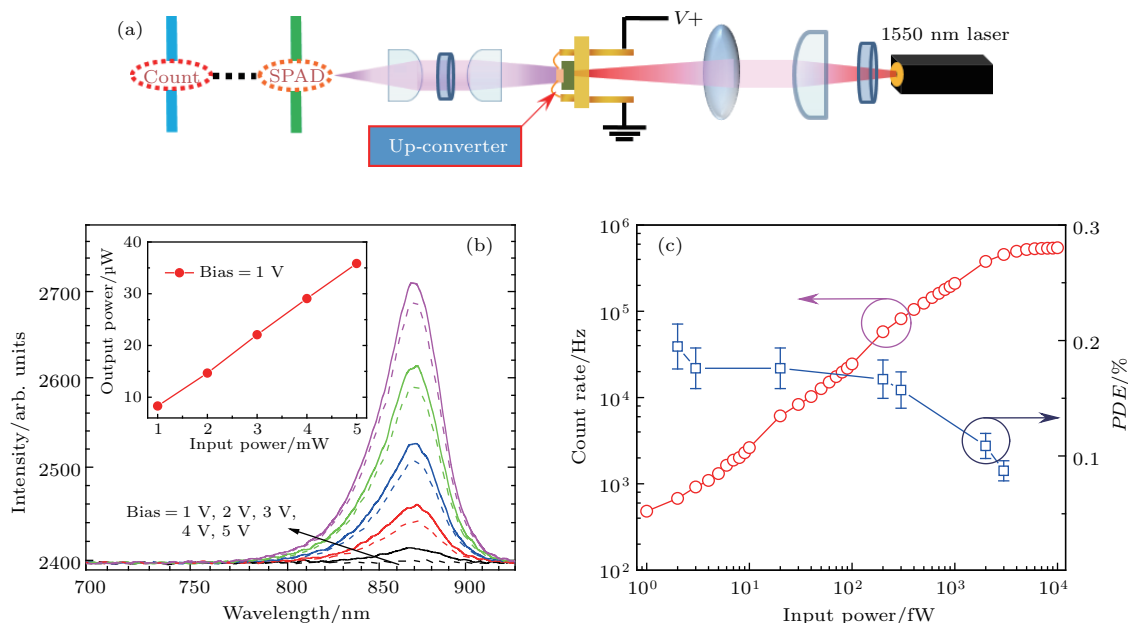


图 12 (a) USPDA 空间光耦合实验光路图; (b) 上转换信号光谱和上转换响应; (c) 上转换单光子计数测试及光子探测效率  
Fig. 12. (a) The optical setup of the spatial optical coupling of USPDA; (b) the up-conversion spectrum and response of the up-converter; (c) the single photon count and PED of the USPDA with spatial optical coupling.

图 12(b) 所示为上转换器件弱光条件下的光谱测量结果和响应结果(插图). 可以看出, 同一入射光强不同偏压下的上转换信号强度基本不变, 而随着入射光强变化上转换强度也基本保持线性变化, 其中上转换内量子效率可以达到 35%. 值得注意的是, 在不同偏压下, 上转换器件的背景信号不同, 随着器件工作偏压升高, 上转换器件的暗发光急剧上升. 这是由于用于测量的上转换器件并未进行严格的钝化处理和封装, 严重的表面复合和漏电造成了器件暗电流过高, 从而导致暗发光过强, 这一现象可以通过器件钝化工艺得到显著改善. 图 12(c) 所示为 Si-SPAD 计数率随入射光功率的变化情况以及整个 USPDA 系统的光子探测效率, 所给出的结果为扣除暗发光所致暗计数后的结果. 光子探测效率约为理论预测的 30%, 与理论预期差异的主要原因是由于上转换器件的效率只有 35%, 表面复合和漏电流不仅仅会增大上转换器件的暗电流, 更会降低其上转换量子效率. 此外, 键合工艺的相对不成熟也可能会导致大量缺陷态的引入, 进而增加了器件漏电和非辐射复合, 光路中的光学损耗也是造成误差的一个因素. 作为 USPDA 器件的初步尝试, 并且上转换器件未经优化处理和封装, 最小光响应就可以测到 fW 量级, 并且光子探测效率达到了理论预期量级, 这充分说明了 USPDA 的可

行性. 但是必须指出的是, 该器件的各方面性能均未达到理论预期的最佳值, 都仅仅处于初步尝试阶段, 作为实际应用, 还远远达不到当前主流单光子探测器的水平. 更加完善的 USPDA 器件制备和测试还需要更多的尝试和努力.

## 4 总结与展望

本文回顾了三种目前常用的半导体单光子探测器, 就其器件原理、工作模式、优势和劣势等方面进行了相关评述. 其中, Si-SPAD 受硅的带隙所限, 只能探测 300—900 nm 波段的光子, 对于光纤通信波段光子几乎无响应; InGaAs/InP-SPAD 则受限于材料质量, 暗计数和后脉冲效应过高, 大大影响了器件性能; 基于量子点的单光子探测器虽然探测率高且暗计数小, 但也仅限于匹配 GaAs 带隙宽度的光子 (820 nm), 对于通信波段的光子响应过低. 在此基础上, 着重介绍了本研究组所提出的一种新型半导体近红外上转换单光子探测技术 (USPDA) 的研究进展. 从 USPDA 的器件基本原理、器件结构、性能指标等多方面阐述了其可行性和优越性, 并给出了 USPDA 最新的空间光耦合实验结果. 必须指出的是, 我们所提出的 1.3—1.55  $\mu\text{m}$  波长单光子探测方案目前在世界范围内未见公开报道, 属于首次提出. 该方案的关键特性在于: 它将不是采用 InP

结构实现信号的放大,而是利用成熟的SPAD器件来实现信号的放大和采集,从而规避了InP结构在暗计数率和后脉冲效应方面的问题. 我们所提出的这一方案不仅是现有半导体红外上转换和红外上转换成像方面工作的简单延续,它同时具备重要的科学研究价值,其主要目的是为了实现单光子层面的红外上转换,同时涉及到红外单光子吸收、极少数载流子输运和复合等各方面的关键科学问题. 此外,USPD的单光子探测方案的核心即为将近红外光子上转换为短波近红外或者可见光子,再用商用Si-SPAD进行探测,这拓宽了单光子探测的思路,打开了另一扇单光子探测的窗口. 受其启发,不仅仅是基于III-V族化合物半导体上转换,有机-无机上转换<sup>[31,70]</sup>、高增益上转换发光晶体管等<sup>[71]</sup>高效上转换器件均可用来尝试作为USPD的上转换器件部分,进而尝试单光子探测,至于其各自优势及可行性,还需更加深入的研究和探索.

关于半导体上转换单光子探测的最初设想由刘惠春教授提出,但在项目实施第一年刘惠春教授不幸离世,项目具体由课题组成员实施完成. 在课题实施过程中,得到了上海微系统研究所曹俊诚教授、上海理工大学郭旭光教授、梁焰老师,华东师范大学曾和平教授、吴光教授的帮助. 谨以此文向刘惠春教授致敬! 向提供帮助的老师表示诚挚的感谢!

## 参考文献

- [1] Eisaman M D, Fan J, Migdall A, Polyakov S V 2011 *Rev. Sci. Instrum.* **82** 202
- [2] Hadfield R H 2009 *Nat. Photon.* **3** 696
- [3] Fujiwara M, Tanaka A, Takahashi S, Yoshino K, Nambu Y, Tajima A, Miki S, Yamashita T, Wang Z, Tomita A, Sasaki M 2011 *Opt. Express* **19** 19562
- [4] Ma L, Slattery O, Mink A 2009 *Quantum Communications and Quantum Imaging* Naples, Italy, October 26–30, 2009 p7465
- [5] Diamanti E, Takesue H, Honjo T, Inoue K, Yamamoto Y 2005 *Phys. Rev. A* **72** 052311
- [6] Gisin N, Ribordy G, Tittel W, Zbinden H 2002 *Rev. Mod. Phys.* **74** 145
- [7] Liao S K, Cai W Q, Liu W Y, Zhang L, Li Y, Ren J G, Yin J, Shen Q, Cao Y, Li Z P, Li F Z, Chen X W, Sun L H, Jia J J, Wu J C, Jiang X J, Wang J F, Huang Y M, Wang Q, Zhou Y L, Deng L, Xi T, Ma L, Hu T, Zhang Q, Chen Y A, Liu N L, Wang X B, Zhu Z C, Lu C Y, Shu R, Peng C Z, Wang J Y, Pan J W 2017 *Nature* **549** 43
- [8] Ren J G, Xu P, Yong H L, Zhang L, Liao S K, Yin J, Liu W Y, Cai W Q, Yang M, Li L, Yang K X, Han X, Yao Y Q, Li J, Wu H Y, Wan S, Liu L, Liu D Q, Kuang Y W, He Z P, Shang P, Guo C, Zheng R H, Tian K, Zhu Z C, Liu N L, Lu C Y, Shu R, Chen Y A, Peng C Z, Wang J Y, Pan J W 2017 *Nature* **549** 70
- [9] Ji L, Gao J, Yang A L, Feng Z, Lin X F, Li Z G, Jin X M 2017 *Opt. Express* **25** 19795
- [10] Marsili F, Verma V B, Stern J A, Harrington S, Lita A E, Gerrits T, Vayshenker, Baek B, Shaw M D, Mirin R P, Nam S W 2013 *Nat. Photon.* **7** 210
- [11] Zhang J, Itzler M A, Zbinden H, Pan J W 2015 *Light-Sci. Appl.* **4** 286
- [12] Albota M A, Wong F N 2004 *Opt. Lett.* **29** 1449
- [13] Vandevender A P, Kwiat P G 2004 *J. Mod. Opt.* **51** 1433
- [14] Gu X R, Huang K, Li Y, Pan H F, Wu E, Zeng H P 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 131111
- [15] Huang K, Gu X R, Ren M, Jian Y, Pan H F, Wu G, Wu E, Zeng H P 2011 *Opt. Lett.* **36** 1722
- [16] Huang K, Gu X R, Pan H F, Wu E, Zeng H P 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 151102
- [17] Pan H F, Wu E, Dong H, Zeng H P 2008 *Phys. Rev. A* **77** 33815
- [18] Langrock C, Diamanti E, Roussev R V, Yamamoto Y, Fejer M M, Takesue H 2005 *Opt. Lett.* **30** 1725
- [19] Shentu G L, Pelc J S, Wang X D, Sun Q C, Zheng M Y, Fejer M M, Zhang Q, Pan J W 2013 *Opt. Express* **21** 13986
- [20] Renker D, Lorenz E 2009 *J. Instrum.* **4** 4004
- [21] Thomas O, Yuan Z L, Dynes J F, Sharpe A W, Shields A J 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 031102
- [22] Comandar L C, Fröhlich B, Dynes J F, Sharpe A W, Lucamarini M, Yuan Z L, Pentty R V, Shields A J 2015 *J. Appl. Phys.* **117** 083109
- [23] Korzh B, Walenta N, Lunghi T, Gisin N, Zbinden H 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 145
- [24] Lunghi T, Barreiro C, Guinnard O, Houlmann R, Jiang X, Itzler M A, Zbinden H 2012 *J. Mod. Opt.* **59** 1481
- [25] Hawkins A R, Reynolds T E, England D R, Babic D I, Mondry M J, Streubel K, Bowers J E 1996 *Appl. Phys. Lett.* **68** 3692
- [26] Kang Y, Mages P, Clawson A R, Lau S S, Lo Y H, Yu P K L, Pauchard A, Zhu Z, Zhou Y 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 970
- [27] Kang Y, Lo Y H, Bitter M, Kristjansson S, Pan Z, Pauchard A 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 1668
- [28] Allard L B, Liu H C, Buchanan M, Wasilewski Z R 1997 *Appl. Phys. Lett.* **70** 2784
- [29] Luo H, Ban D, Liu H C, SpringThorpe A J, Wasilewski Z R, Buchanan M, Glew R 2004 *J. Vac. Sci. Technol. A* **22** 788
- [30] Ban D, Luo H, Liu H C, Wasilewski Z R, Buchanan M 2005 *IEEE Photon. Tech. L.* **17** 1477
- [31] Chen J, Tao J, Ban D, Helander M G, Wang Z, Qiu J, Lu Z 2012 *Adv. Mater.* **24** 3138
- [32] Liu H C, Allard L B, Buchanan M, Wasilewski Z R 1997 *Electron. Lett.* **33** 379

- [33] Liu H C, Li J, Wasilewski Z R, Buchanan M 1995 *Elec-tron. Lett.* **31** 832
- [34] Ban D, Luo H, Liu H C, Wasilewski Z R, SpringThorpe A J, Glew R, Buchanan M 2004 *J. Appl. Phys.* **96** 5243
- [35] Bai P, Zhang Y H, Shen W Z 2017 *Sci. Rep.* **7** 15341
- [36] Balkanski M, Wallis R F 2000 *Semiconductor Physics and Applications* (Oxford: Oxford University Press) pp26–36
- [37] Cova S, Longoni A, Andreoni A, Cubeddu R 1983 *IEEE J. Quantum Elect.* **19** 630
- [38] Renker D 2006 *Nucl. Instrum. Meth. A* **567** 48
- [39] Cova S, Ghioni M, Zappa F, Rech I, Gulinatti A 2006 *In Advanced Photon Counting Techniques* Boston, USA, October 3–4 2006 p63720
- [40] Savuskan V, Javitt M, Visokolov G, Brouk I, Nemirovsky Y 2013 *IEEE Sens. J.* **13** 2322
- [41] Cova S, Ghioni M, Lotito A, Rech I, Zappa F 2004 *J. Mod. Opt.* **51** 1267
- [42] Michalet X, Colyer R A, Scalia G, Ingargiola A, Lin R, Millaud J E, Weiss S, Siegmund O H W, Tremsin A S, Vallergera J V, Cheng A, Levi M, Aharoni D, Arisaka K, Villa F, Guerrieri F, Panzeri F, Rech I, Gulinatti A, Zappa F, Ghioni F, Cova S 2013 *Philos. T. R. Soc. B* **368** 20120035
- [43] Ghioni M, Gulinatti A, Rech I, Zappa F, Cova S 2007 *IEEE J. Sel. Top. Quant.* **13** 852
- [44] Michalet X, Ingargiola A, Colyer R A, Scalia G, Weiss S, Maccagnani P, Gulinatti A, Rech I, Ghioni M 2014 *IEEE J. Sel. Top. Quant.* **20** 248
- [45] Felekyan S, Kühnemuth R, Kudryavtsev V, Sandhagen C, Becker W, Seidel C A M 2005 *Rev. Sci. Instrum.* **76** 968
- [46] Rech I, Labanca I, Ghioni M, Cova S 2006 *Rev. Sci. Instrum.* **77** 1524
- [47] Dautet H, Deschamps P, Dion B, MacGregor A D, MacSween D, McIntyre R J, Trotter C, Webb P P 1993 *Appl. Opt.* **32** 3894
- [48] Itzler M A, Ben-Michael R, Hsu C F, Slomkowski K, Tosi A, Cova S, Zappa F, Ispasoiu R 2007 *J. Mod. Opt.* **54** 283
- [49] Tosi A, Mora A D, Zappa F, Cova S 2009 *J. Mod. Opt.* **56** 299
- [50] Rowe M A, Gansen E J, Greene M, Hadfield R H, Harvey T E, Su M Y, Nam S W, Mirin R P, Rosenberg D 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 253505
- [51] Gansen E J, Rowe M A, Greene M B, Rosenberg D, Harvey T E, Su M Y, Nam S W, Hadfield R H, Mirin R P 2007 *Nat. Photon.* **1** 585
- [52] Ban D, Luo H, Liu H C, Wasilewski Z R, Paltiel Y, Raizman A, Sher A 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 151
- [53] Li B, Lü Q Q, Cui R, Yin W H, Yang X H, Han Q 2015 *IEEE Photon. Tech. L.* **27** 34137
- [54] Wang X D, Hu W D, Chen X S, Lu W, Tang H J, Li T, Gong H M 2008 *IEEE NUSOD* **40** 14
- [55] Shi M, Shao X M, Tang H J, Li T, Huang X, Cao G Q, Wang R, Li P, Li X, Gong H M 2016 *J. Infrared Millim. Wave* **35** 47 (in Chinese) [石铭, 邵秀梅, 唐恒敬, 李淘, 黄星, 曹高奇, 王瑞, 李平, 李雪, 龚海梅 2016 红外与毫米波学报 **35** 47]
- [56] Li X, Tang H J, Li T, Wei P, Gong H M, Fang J X 2013 *International Symposium on Photoelectronic Detection & Imaging* Beijing, China, June 2–6, 2013 p890703
- [57] Cao G, Tang H J, Shao X, Wang R, Li X, Gong H M 2015 *AOPC 2015 Optical and Optoelectronic Sensing and Imaging Technology* Beijing, China, May 7–9, 2015 p967411
- [58] Li X, Gong H M, Fang J, Shao X, Tang H J, Huang S, Li T, Huang Z C 2016 *Infrared Phys. Techn.* **80** 112
- [59] Fu Z L, Gu L L, Guo X G, Tan Z Y, Wan W J, Zhou T, Shao D X, Zhang R, Cao J C 2016 *Sci. Rep.* **6** 25383
- [60] Tien P K, Ulrich R 1970 *J. Opt. Soc. Am.* **60** 1325
- [61] Ren M, Gu X, Liang Y, Kong W, Wu E, Wu G, Zeng H P 2011 *Opt. Express* **19** 13497
- [62] Tosi A, Calandri N, Sanzaro M, Acerbi F 2014 *IEEE J. Sel. Top. Quant.* **20** 192
- [63] Warburton R E, Itzler M A, Buller G S 2009 *Electron. Lett.* **45** 996
- [64] Warburton R E, Itzler M A, Buller G S 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 397
- [65] Korzh B, Zbinden H 2014 *In Advanced Photon Counting Techniques* Orlando, United States, April 7–8, 2014 p91140
- [66] Xu L, Wu E, Gu X, Jian Y, Wu G, Zeng H P 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 1396
- [67] Ma L, Bienfang J C, Slattey O, Tang X 2011 *Opt. Express* **19** 5470
- [68] Shentu G L, Sun Q C, Jiang X, Wang X D, Pelc J S, Fejer M M, Zhang Q, Pan J W 2013 *Opt. Express* **21** 24674
- [69] Chiu S, Scott A 2000 *QWIP-LED/CCD Coupling Study* (Ottawa: Defence Research Establishment) pp39–41
- [70] Chu X, Guan M, Li L, Zhang Y, Zhang F, Li Y, Zhu Z, Wang B, Zeng Y 2012 *ACS Appl. Mater. Inter.* **4** 4976
- [71] Yu H, Kim D, Lee J, Baek S, Lee J, Singh R, Lee J, Singh R, So F 2016 *Nat. Photon.* **10** 129



SPECIAL TOPIC — Quantum states generation, manipulation and detection

# Research progress of semiconductor up-conversion single photon detection technology\*

Bai Peng<sup>1)2)</sup> Zhang Yue-Heng<sup>1)2)†</sup> Shen Wen-Zhong<sup>1)2)</sup>

1) (Key Laboratory of Artificial Structures and Quantum Control, Department of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

2) (Collaborative Innovation Center of Advanced Microstructures, Nanjing 210093, China)

( Received 8 April 2018; revised manuscript received 24 May 2018 )

## Abstract

Quantum communication technology has achieved remarkable progress and development in recent years, and the single photon detector, as the receiving terminal, plays a vital role in communication systems. In this paper, we focus on the current mainstream semiconductor-based single photon detectors and review their device principle, operating mode, advantages and disadvantages. Besides, the research progress of a novel semiconductor near-infrared single photon detection technology (USPD) is introduced. The feasibility and superiority of the USPD device are demonstrated from the basic principle, device structure and key performance indicators of USPD, and the latest spatial optical coupling experiment results of the USPD are also given. The design principle of the USPD device is to utilize Si multiplication layer of the Si SPAD as a multiplication layer instead of InP in conventional InGaAs-SPAD. The Si-SPAD has a much lower dark count rate and afterpulsing effect because of high-quality material of Si. Such a characteristic design of USPD can suppress the afterpulsing probability to the same level as that of the Si-SPAD and enables it to operate in the free-running regime without sacrificing photon detection efficiency. For the same reason, the dark count rate (DCR) of USPD is also very low. The operating mechanism of USPD is to convert the infrared photons into near-infrared or visible photons and the emitted near-infrared photons can be detected by a Si SPAD, which provides us with a new idea for single photon detection.

**Keywords:** single photons, up-conversion, nearinfrared

**PACS:** 14.70.Bh, 95.85.Jq, 42.79.Nv

**DOI:** 10.7498/aps.67.20180618

\* Project supported by the Major Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 91221201).

† Corresponding author. E-mail: [yuehzhang@sjtu.edu.cn](mailto:yuehzhang@sjtu.edu.cn)