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¹⁾²⁾ 张月蘅^{1)2)†} 沈文忠¹⁾²⁾

(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^[1-6].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^[7,8]和海水量子通信^[9] 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 nn的主流单光子探测器包括超 导探测器^[10]、单光子雪崩二极管^[11]以及基于光参 量频率上转换的单光子探测器^[12].

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)^[10]. 但是, SNSPD 大规模推广应用 的最大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^[12,13-17].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~ 10⁵ cps^[12,18]. 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

^{© 2018} 中国物理学会 Chinese Physical Society

5%—25%^[19].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^[20].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^[21].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 μm 时, 其量子 效率迅速降低至 1% 以下, 失去实际应用价值^[20].

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^[22]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^[23].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%^[23,24].

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^[25,26]和InGaAs/Si雪崩二极管^[27],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^[28-33].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%)^[34]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 µm光纤通信波段半 导体上转换单光子探测方案^[35];详细地阐述了上 转换近红外单光子探测方案^[35];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^[36]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^[37]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10⁶,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^[17].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In_{0.53}Ga_{0.47}As(以下简写为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)[38].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^[39]和被动淬灭^[40]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^[39,42]:1)在n型衬 底上外延生长~10 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 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^[43],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 μm的光子都 有显著的响应^[44].



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

Fig. 1. Schematic cross-section of Si-SPAD: (a) Double epitaxial SPAD device structure $^{[39]}$; (b) thick depletion layer SPAD device structure for high PDE $^{[41]}$.

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°C的工作温度下, 器件 DCR 可以保持在几十到几百的范围内^[44].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%^[44].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 (~400 ps)^[45],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^[46].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^[47].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 $In_{0.53}Ga_{0.47}$ 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 μ m的Al_{0.2}Ga_{0.8}As、Si δ 掺杂层、70 nm的Al_{0.2}Ga_{0.8}As、100 nm的GaAs 吸收层、密度为400—500 μ m⁻²的InGaAs量子点、 200 nm的Al_{0.2}Ga_{0.8}As、最后为10 nm的n型掺 杂 (~ 6 × 10¹⁷ 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 μ m × 0.7 μ m, Al₂O₃一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^[51].但是受GaAs带隙所限,其吸收光波长无法拓展至1 μm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)^[51],这也限制了其应用范围.



图 3 光学门控场效应晶体管器件结构示意图及能带结构 图 [50,51]

Fig. 3. Schematic diagrams of the composition and band structure of the QDOGFET $^{[50,51]}$.

3 上转换单光子探测器

上转换单光子探测器(USPD)^[35]是一种基于 近红外半导体上转换技术^[30]的新型的单光子探测 器,是一种全新的针对通信波段(1.33—1.55 μm) 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 µm 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 µm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 µm波长光子向0.87 µm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 黏合集成,上 转换而成 0.87 µm波长光子耦合进入Si SPAD并 为其所探测,进而实现 1.3—1.55 µm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(upconverter)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^[35] (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^[35]: (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的高的单光子探测率.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子,然后短波光子在 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.理论上来 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、Shocklev-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5V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) Fig. 5. Calculated results^[35] of (a) band diagram of the up-converter under 5 V forward bias, (b) photocurrent of PIN and up-converter at different bias voltage, (c) net photocurrent (subtract dark current from the photocurrent) of PIN and 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相当于是正向偏压而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^[52].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^[29,30].

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 mn入射光的吸收作 用, 更是相当于是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^[35]

Fig. 6. Schematic diagram of the luminescence of the LED in the up-converter and photon recycling ^[35].

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[53-58], 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 μA/cm²; 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~400 nA/cm² (-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(SiO₂), 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为由美国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 × 10¹⁶ 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 7×10^{16} 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^[34].其中当激活层掺杂浓度为1×10¹⁸ 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7×10¹⁷ cm⁻³的激活层内加入了一层9 nm 厚的In_{0.1}Ga_{0.9}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In_{0.1}Ga_{0.9}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^[28]或者 远红外^[59]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-nPD中的p-InP帽层对于870nm的光子也有一个很高的吸收系数(~10⁴/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870mn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%:

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

其中 θ_c 是GaAs与Si界面的临界角; n_{Si}, n_{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

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

其中 t_{pin} 为InGaAs探测器的光响应时间; t_{trans} 为 光生载流子的传输时间; t_{spont} 为GaAs LED的自 发辐射寿命; t_{ph} 是GaAs LED发出光子的传输时 间; t_{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 $t_{\rm pin} \approx 0$. 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_{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(tph)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 $t_{Si} \approx 50$ ps. 至于LED的自发辐 射寿命,则由自发辐射系数(B_T)和LED激活区多 数载流子浓度 (N_A) 决定 $(t_{\text{spont}} = (B_T \times N_A)^{-1})$.

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 (~ 10^{19} cm⁻³).辐 射复合系数在 90,185和 300 K的情况下分别为: $B_{\rm T} = 1.8 \times 10^{-8}, 1.9 \times 10^{-9}, 7.2 \times 10^{-10}$ cm³/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:

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

其中 ŋPD 和 nLED 分别为 InGaAs PD 和 GaAs LED 的外量子效率; η_{Si} 是Si-SPAD的光子探测效率; R是InGaAs PD的表面反射率; α 为InGaAs的吸 收系数; d为InGaAs吸收层的厚度; npp 为InGaAs PD的光电转换效率; $\eta_{\text{LED}}^{\text{in}}$ 为LED的内量子效率; n^{couple}为Si-SPAD和LED之间的光耦合效率. In-GaAs 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—2 µm) 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, ŋɨŋ 可以接近100%. 同时, 经 过优化的LED 在极低注入密度条件下的 ŋin 也可 以高达95%以上[34]. 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 (η^{couple}) and photon detection efficiency of Si-SPAD (η_{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 μm 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.

$$I_{\rm bg} = \int \frac{eg_{\rm PD}\eta(\lambda)P(\lambda)\lambda}{hc} \mathrm{d}\lambda$$
$$= \int \frac{eg_{\rm PD}\eta(\lambda)\pi cA}{\lambda^5 \exp(hc/k_{\rm B}T\lambda)} \mathrm{d}\lambda, \qquad (4)$$

其中e是元电荷, h为普朗克常数, $g_{PD} = 1$ 为 InGaAs-PD的增益, λ 为光波长, $k_{\rm B}$ 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]

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

其中, $i_{n,UD}$ 为USPD的器件总噪声; $R_{UD} = I_{ph,UD}/P_{in} = e\lambda_{out}\eta_{Si}\eta_{UP}/hc$ 为USPD的响应率; e为电荷;h为普朗克常数;c为光速; λ_{out} 为LED 的发光波长; η_{Si} 和 η_{LED} 分别为Si-SPAD和LED 内量子效率; g_{Si} 为Si-SPAD的增益; Δf 为带宽; $I_{dark,PD}, I_{bg,PD}, I_{dark,Si}$ 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 ($NEP = \sqrt{Dh\nu}/\eta$:其中D为单光子 探测器暗计数, η 为单光子探测器的PDE, ν 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 In-GaAs SPADs $^{[23,63-65]}$ were plotted as black squares. Gate-mode InGaAs SPADs $^{[22,66,62,48]}$ and optical upconversion 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; 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^[29,30]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;



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 N₂ 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 过光胶耦合的方式将二者集成,通过接触式掩膜对 准技术^[69],可以精确实现1 µm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 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 nm 的光子转换为 870 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) USPD 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 USPD; (b) the up-conversion spectrum and response of the up-converter; (c) the single photon count and PED of the USPD 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USPD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USPD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USPD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USPD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(USPD) 的研究进展.从USPD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USPD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 µm 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^[31,70]、高增益上转换发光晶体 管等^[71]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

- 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, Penty 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 Electron. 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, Vallerga 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, Mac-Sween D, McIntyre R J, Trottie 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, 唐恒敏, 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, Slattery 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 Peng¹⁾²⁾ Zhang Yue-Heng^{1)2)†} Shen Wen-Zhong¹⁾²⁾

 (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