碲化物超晶格长波红外焦平面探测器研究进展

常发冉¹, 蒋志^{1,2}, 王国伟^{1,2*}, 李勇¹, 崔素宁^{1,2}, 蒋洞微^{1,2}, 徐应强^{1,2}, 牛智川^{1,2}

1. 中国科学院半导体研究所, 超晶格国家重点实验室, 北京 100083;

2. 中国科学院大学材料科学与光电技术学院, 北京 100049

*联系人, E-mail: wangguowei@semi.ac.cn

收稿日期: 2020-08-07; 接受日期: 2020-11-26; 网络出版日期: 2021-01-13

国家自然科学基金重大项目(编号: 61290303)资助

摘要 碲化物的研究开始于20世纪50年代, 70年代随着超晶格概念及后来能带工程的出现, 碲化物在红外探测领域的潜力逐渐显露. 基于现实的需求, 碲化物材料的生长外延及工艺处理技术取得了快速进步, 这也得益于之前对III-V族材料的大量研究. II类超晶格(T2SL)的发展主要源于两个主要原因: 首先相对于HgCdTe材料, II类超晶格具有低成本、可重复性、可操作性、高均匀性等优势, 尤其在长波红外及以上波段, II类超晶格相对于HgCdTe的优势更明显. 其次与HgCdTe材料相比, II类超晶格具有很低的俄歇复合概率, 这意味着II类超晶格红外探测器具有比HgCdTe探测器更低的暗电流或更高的工作温度, 提高长波焦平面的工作温度对于降低成像系统的功耗、尺寸及重量至关重要. 另外, 大气窗口在8–14 μm 有最高的透射率, 同时温度为室温(300 K)的物体所发射的红外辐射波长大约为10 μm . 因此, 长波红外探测对于InAs/GaSbII类超晶格极具价值. 理论上II类超晶格红外探测器在等效截止波长下能提供同等或超越HgCdTe探测器的性能. 但由于II类超晶格材料在少数寿命上与HgCdTe存在很大差距, 导致II类超晶格探测器在耗尽区有很高的产生复合电流. 为了抑制产生复合电流及其他机制暗电流, 提出了各种结构并应用于II类超晶红外探测器上, 如P π MN结构、CBIRD以及单极势垒型等, 极大地降低了长波器件的暗电流, 同时增加了器件阻抗及探测率. 此外, InAs/InAsSb超晶格的提出, 避免了由Ga在禁带引入复合中心, 有效地提高了少数寿命. 随着II类超晶格技术及理论的不完善, 碲化物超晶格长波焦平面在可操作性、均匀性、稳定性、可扩展性上的优势将更为明显.

关键词 碲化物, II类超晶格, 红外探测器, 焦平面, 长波红外

PACS: 61.72.uj, 78.20.-e, 73.21.Cd, 73.21.Fg, 77.55.Px

1 引言

从第二次世界大战开始, 军事装备应用的迫切需求极大地促进了红外探测器技术的发展, 红外焦平面

探测器在各类军用及民用红外成像系统中发挥着关键的作用, 如夜视侦查、战略预警、目标识别与跟踪、医疗诊断、气象预告等^[1]. 强化红外焦平面的性能来满足不断提高的使用需求一直是红外焦平面的研制重

引用格式: 常发冉, 蒋志, 王国伟, 等. 碲化物超晶格长波红外焦平面探测器研究进展. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2021, 51: 027304
Chang F R, Jiang Z, Wang G W, et al. Progress of long wavelength infrared focal plane arrays based on antimonide compounds superlattice (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2021, 51: 027304, doi: 10.1360/SSPMA-2020-0307

点. 红外探测器从1960年到目前为止发展到第四代. 第一代是机械线扫系统; 第二代是焦平面凝视电扫系统; 第三代在前一代的基础上实现高像素、大面阵及双色探测; 第四代进一步向更高像素、小像元和多色探测发展^[2]. 随着红外探测器材料及器件制备工艺的不断发展, 各类红外系统的性能得到快速提升, 其应用领域越来越广, 已发展成为当代信息化社会、信息化军事等诸多领域不可替代的重要技术装备.

焦平面红外探测器的像元数量发展与硅集成电路的信号读取与处理能力成正比. 红外焦平面探测器中的像元数量的增长模式与集成电路中晶体管数量的增长模式类似, 大概18个月像元数量翻倍, 稍滞后于摩尔定律. 目前, 焦平面红外探测器已开始向多色探测、更高像素、更小像元的第四代发展^[3]. 同时, 要求探测器具备更高工作温度, 使红外成像系统具备更低的功耗、重量、尺寸.

各种商业型红外探测主要集中在两个大气窗口, 即3–5 μm 的MWIR窗口及8–14 μm 的LWIR窗口. 在LWIR窗口, 大气透射最高, 同时温度为室温(300 K)的物体所发射的红外辐射波长约为10 μm ^[3]. 因此, 对长波红外探测的重要性显而易见.

2 长波红外探测器的技术要求及挑战

目前HgCdTe探测器已经发展出第四代. 另外, 量子阱红外探测器(Quantum Well Infrared Photodetector, QWIP)和II类超晶格(T2SL)红外探测器, 正向第四代发展. 事实上, 第四代与第三代之间并没有明确的定义与界定. 第四代红外成像系统要求拥有更多的像元数, 更高的帧频, 更大的探测范围, 更好的热分辨率及多色、多波段探测能力的同时, 还需满足更低的功耗、尺寸及重量, 更高的工作温度, 从而降低红外成像系统的使用成本. 以VISTA计划为例, 在5–10 μm 的波长范围内, 探测器在150 K及 $f/2.3$ 的工作条件下, 实现低于20 mK的噪声等效温差(Noise Equivalent Temperature Difference, NETD), 同时像元数量达到8000×8000, 像元尺寸减小至10 μm 及以下^[4]. 想要完成从第三代到第四代的转变, 必须从能带等角度实现对器件结构的设计、优化材料的生长条件以获得最佳的材料质量、选择合适的工艺流程参数、设计合理的读出电路, 全方位地提升红外探测器的最终性能上限.

2.1 长波红外探测器主要材料体系发展概况

随着军事技术对抗快速发展的需要及民用红外设备的普及, 高性能红外探测材料是发展高性能红外成像系统的关键. 运用于红外焦平面探测器的材料主要分为两大类, 即III-V族半导体与II-VI族半导体. 在20世纪50年代, 就已经合成III-V族中的砷铟(InAs)和铟锑(InSb), InSb被运用于1–5 μm 的红外波段探测, 从20世纪80年代开发出第一个58×62像素的InSb探测器到现在实现8000×8000像素的焦平面探测器, InSb焦平面的像元数量增加了超过3个数量级^[5–9]. 但受限InSb的带隙宽度, 其工作波长不超过5 μm . 由于长波红外探测的迫切需求, 研究人员意识到需要开发适用于长波探测器的材料体系. 1959年, 英国Lawson等人^[10]提出了基于II-VI族与IV-VI族的三元化合物开发可变带隙半导体材料碲镉汞($\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, MCT), 为红外探测器的设计提供了前所未有的自由度. 10年后, HgCdTe以其优异的性能很快超越并取代了PbSnTe材料体系, 并于20世纪60年代和70年代分别发展出第一代机扫线列及第二代电扫焦平面系统, 时至今日已成为红外焦平面成像的首选材料.

随着低维半导体材料理论的完善及地位半导体材料生长技术的进步, 提出了以镓砷(GaAs)为基础的GaAs/AlGaAs量子阱红外探测器材料体系及以镓锑(GaSb)为基础的锑化物II类超晶格材料体系. 量子阱红外探测器基于非常成熟的III-V族半导体生长技术及标准化的GaAs半导体器件工艺, 同时商业化的GaAs衬底具备大面积(6 in)、高均匀性、低成本的优势, 非常适合用于大量生产低成本、高稳定性、高可靠性的红外焦平面产品, 克服了HgCdTe材料体系生长困难、均匀性差、衬底尺寸小、成本高昂的缺点. 目前覆盖MWIR波段的应变层InGaAs/AlGaAs量子阱体系已进入应用阶段. 在较高的工作温度下, 由于量子阱红外探测器极低的量子效率导致其无法提供能够媲美HgCdTe探测器的性能^[11,12].

由于InAs, InSb, GaAs/AlGaAs几种红外探测器材料在不同性能方面受到了较大的限制, 近年来发展起来的锑化物II类超晶格(T2SL)材料同样基于成熟的III-V族半导体材料生长技术及器件工艺, 避免了MCT材料生长困难及高成本, 且拥有接近HgCdTe探测器的量子效率及宽谱响应等一系列优点, 成为替代HgCdTe及

量子阱的红外探测器的最优选材料。

2.1.1 HgCdTe红外探测器

军事技术领域的应用一直主导着HgCdTe材料体系的发展, 目前HgCdTe已成为红外探测领域应用最广泛的材料. HgCdTe是一种属于闪锌矿的伪二元合金直接带隙半导体, 由于其带隙可调的特性, 使HgCdTe逐渐发展成为红外探测领域最重要的材料, 随着镉(Cd)组分的增加, 禁带宽度由负值逐渐变为正值, 覆盖从短波红外(1–3 μm)至甚长波红外(14–30 μm). HgCdTe材料的光吸收系数大, 量子效率最高可达到90%以上, 同时器件具有较高的光响应率. HgCdTe拥有高电子迁移率和低的介电常数, 可作高速响应器件. 同时MCT的晶格常数随组分变化不明显, 奠定了生长高质量HgCdTe材料的前提.

但是, MCT材料也存在非常明显的缺陷, 主要体现在: (1) MCT材料的化学键键能很弱, 容易出现偏析现象, 导致材料和器件的均匀性很差. (2) MCT材料的截止波长变化是通过改变镉的比例控制, 因此需要对镉元素的含量精确控制, 增加了材料生长难度, 同时因为材料的均匀性较差, 所以器件的稳定性不能得到保证. (3) 随着HgCdTe器件截止波长的增大, 器件的隧穿暗电流和产生复合暗电流呈几何级数增加^[13,14], 且从材料本身并无有效的抑制手段. (4) MCT材料的外延是在碲锌镉(CdZnTe)衬底上进行的, 但目前产品化的CdZnTe衬底最大直径不超过90 mm, 而且其成本高昂. 想要提高MCT材料的外延尺寸同时降低成本, 必须考虑使用Si或者GaAs等衬底替代, 但是这样会导致材料外延质量的大幅下降. 上述四方面问题导致HgCdTe探测器的成品率极低, 器件制备成本居高不下, 无法满足新一代红外探测器对低成本的要求.

2.1.2 量子阱红外探测器

将两种半导体材料薄层交替生长形成超晶格, 在其界面有能带突变, 使得电子和空穴被限制在低势能阱内, 从而能量量子化形成量子阱. 利用量子阱中能级电子跃迁原理可以做红外探测器. 其工作原理如图1所示.

基于比较成熟的III-V族半导体技术、分子束外延(Molecular Beam Epitaxy, MBE)技术和金属有机化学气相沉积(Metal Organic Chemical Vapor Deposition,

图1 (网络版彩图)量子阱红外探测器工作原理. 图片来自文献[12], 已获得授权

Figure 1 (Color online) The operation mechanism of QWIP. Reprinted from ref. [12] with permission.

MOCVD)技术, 目前GaAs/AlGaAs量子阱红外探测器已经获得稳定生产并广泛应用. 目前GaAs衬底的尺寸可以达到6 in (150 mm)以上, 同时成本较低, 可满足新一代红外探测器大面阵、低成本的要求; GaAs/AlGaAs材料化学稳定性较高, 可耐受空天装备的高能离子辐射, 适于制备空天装备用红外探测器. 通过改变GaAs/AlGaAs中AlGaAs的组分、GaAs和AlGaAs的厚度, 可以使器件的响应波长在3–30 μm 变化, 理论上甚至可以将截止波长增大到200 μm 以上的太赫兹波段^[15].

量子阱红外探测器的主要优点是其材料生长基于成熟的III-V族材料生长技术及器件制备工艺能够稳定地提供高均匀性、低成本的大面阵焦平面芯片. 由于量子阱红外探测器可以直接利用现成的III-V族半导体生产线, 使量子阱探测器的成本相对于HgCdTe探测器更具优势. 量子阱红外探测器属于光电导型器件, 但其高阻抗、高响应速率与低功耗均很好地满足红外焦平面的需要. 但是量子阱探测器吸收的入射辐射中只有垂直于超晶格生长面的极化矢量起作用, 光子利用率低; 量子阱中基态电子浓度受掺杂限制, 量子效率不高; 响应光谱区窄; 低温要求苛刻. 另外, 由于跃迁矩阵元的选择定则, 只有平行于表面的入射光才能被量子阱吸收, 因此需要在量子阱红外探测器的像元

上制备可以提高光吸收的精细光栅结构, 这不仅增加了工艺上的难度同时也不能将量子效率恢复到接近 HgCdTe 探测器的水平.

在相同的积分时间和光学系统条件下, 量子阱红外探测器性能弱于 HgCdTe 探测器. 为了提高其性能, 量子阱红外探测器需要将积分时间延长至 HgCdTe 探测器积分的 10–100 倍, 即 5–20 ms, 极大地牺牲了响应速率^[16,11], 所以量子阱长波红外探测器只能满足低帧频的应用要求.

目前以 18 μm 像元尺寸工艺制备的 1000×1000 量子阱 MWIR/LWIR 双色探测器实现了良好的成像效果^[17,18]. 在 95 K, $f/2.5$ 的条件下, 中波量子阱探测器实现了 17 mK 的噪声等效温差, 相应的长波探测器在 70 K 的工作温度下具有 13 mK 的噪声等效温差. 得益于量子阱极高的材料质量, 目前世界上叠层数最多的探测器就是使用量子阱材料实现的四色探测, 其阵列规模为 640×512^[19], 获得了较好的成像效果. 国内也研制出了性能较好的 320×256 像元量子阱长波焦平面探测器, 成像效果良好^[20].

2.2 铟化物 II 类超晶格红外探测器的特点

自从 20 世纪 70 年代提出铟化物 II 类超晶格的理论以来^[21–23], 基于 InAs/Ga(In)Sb II 类超晶格的红外探测器受到了极大的关注. 通过 InAs 层与 GaSb 层的重复交替排列形成一维周期性结构的超晶格. 类似于周期性排列的晶格, 超晶格周期性的长短变化使超晶格表现出从半金属到窄带隙半导体的特性. InAs/GaSb 超晶格的特点是 InAs 与 GaSb 之间形成如图 2 所示的二型离隙型能带结构, 电子与空穴被分别限制在 InAs 与 Ga(In)Sb 层中, 相邻 InAs 层中电子波函数的交叠导致在导带中形成电子微带, 同样地, 相邻 Ga(In)Sb 层中空穴波函数的交叠导致在价带中形成空穴微带. 通过电子吸收光子在最高空穴微带(重空穴带)与最低电子微带(第一电子微带)之间的跃迁来实现对红外辐射信号的探测. 通过调节 InAs 层和 Ga(In)Sb 层的厚度以及超晶格的周期厚度, 可以实现截止波长在 3–30 μm 连续变化, 同时在甚长波波段, 不会出现类似于 HgCdTe 的材料外延困难, 因此超晶格材料非常适合新一代探测器对多色的要求^[12,24,25]. InAs/GaSb 超晶格材料体系在红外探测方面的主要优势在于: InAs/GaSb 超晶格均有独特的能带结构, 通过调节 InAs 层与 GaSb 层的厚度,

图 2 (网络版彩图) InAs/Ga(In)Sb 超晶格形成的离隙型能带排列. 图片来自文献[12], 已获得授权

Figure 2 (Color online) Type-II band alignment of InAs/Ga(In)Sb T2SL system. Reprinted from ref. [12] with permission.

可以灵活实现不同超晶格结构对波长 3–30 μm 的红外辐射进行探测^[24]. 由于电子与空穴分别位于 InAs 层与 GaSb 层中, 可以通过分别调节 InAs 层与 GaSb 层对电子微带与空穴微带进行单独调控, 有利于超晶格结构设计, 可以最大程度地优化能带偏调量. 理论研究发现, 因为 II 类超晶格中的电子有效质量决定于两个 InAs 层之间电子波函数的交叠程度, 而不像体材料那样电子有效质量同时受价带与导带的影响, 所以 InAs/GaSb 超晶格的电子有效质量基本不随响应截止波长的变化而变化. 根据经验紧束缚模型计算的 InAs/GaSb 超晶格具有 $\geq 0.03m_e$ 的有效质量, 高于 HgCdTe 材料 $0.01m_e$ – $0.005m_e$ 的电子有效质量^[26]. 因此 InAs/GaSb 超晶格红外探测器相比 HgCdTe 红外探测器具有更低的隧穿电流, 尤其对于长波探测, InAs/GaSb 超晶格在抑制隧穿电流方面更有优势.

(1) 从能带排列上看, InAs/GaSb 超晶格的电子与空穴虽然分别处于 InAs/GaSb 层中, 但超晶格的有效带隙取决于电子与空穴形成的微带, 类似于通常半导体的带隙由导带与价带决定. InAs/GaSb 超晶格微带的导带最低点与价带最高点处于 k 空间的同一位置, 所以实际上 InAs/GaSb II 类超晶格是直接带隙结构, 直接带隙能带结构有较高的电子跃迁概率, 保证了较高的光吸收系数, 有利于材料对光子的吸收. 不同于量子阱 (Quantum Well, QW) 和量子点 (Quantum Dot, QD) 只吸收特定入射方向的光子, 由于 InAs/GaSb 超晶格电子波函数的离域化, 可以吸收不同入射方向的光子, 所以 II 类超晶格探测器不需要类似量子阱红外探测器精密复杂的光栅结构就能达到远高于量子阱体系的量子效

率, 接近HgCdTe材料体系红外探测器的量子效率, 在长波段超晶格的吸收系数到达甚至超过HgCdTe材料, 使其在长波及甚长波红外波段的探测性能较HgCdTe材料体系有较大的优势. 量子阱红外探测器的响应谱属于窄谱响应, 而InAs/GaSb超晶格则属于宽谱响应, 只要光子能量大于超晶格有效带隙就能被吸收.

(2) InAs/GaSb超晶格中的InAs与GaSb的晶格常数接近6.1 Å (InAs=6.0583 Å, GaSb=6.0954 Å), 所以InAs和GaSb连同AlSb均属于6.1 Å材料家族, InAs与GaSb的晶格常数失配小于1%, 有较高的临界厚度, 为InAs/GaSb超晶格的设计提供了很高的灵活性. 由于InAs与GaSb的晶格常数存在差异, 所以InAs/GaSb超晶格又属于应变超晶格, GaSb层相对于InAs层受到压应变, 导致轻重空穴带分离, 因此降低了俄歇复合概率, 从而降低了器件的产生复合暗电流. 因此, 理论上InAs/GaSb超晶格是获得高温(>110 K)红外探测器的理想材料.

(3) 铟化物超晶格基于成熟的III-V族化合物半导体生长技术及器件工艺, 通过先进的分子束外延生长技术, 可以实现原子层级的精度控制. 同时III-V族化合物以共价键结合为主, 其稳定性超过以离子键结合的HgCdTe材料, 避免了组分的偏析. 在晶格匹配的GaSb衬底上, 能够外延生长得到大面积、高均匀性的InAs/GaSb红外探测器, 避免了HgCdTe因为衬底尺寸、均匀性、成本等问题带来的生产问题. 与目前器件工艺兼容性好、成熟度高, 预计规模化生产后器件成本将远低于HgCdTe材料, 同时具备了比肩甚至超越HgCdTe探测器的性能和III-V族半导体量产的优势, 成为新一代红外探测器中取代HgCdTe体系的最佳选择^[27,28].

综上, InAs/GaSb II类超晶格相比HgCdTe和量子阱材料具有相近的量子效率、高响应率、高电子有效质量、低俄歇复合概率等优点, 更重要的是材料外延及器件工艺成熟稳定, 尤其对于长波及以上波段的红外探测器来说更突出.

3 铟化物II类超晶格长波红外探测器的发展与现状

从20世纪70年代开始研究人员用了近20年的时间对铟化物超晶格的理论和材料生长进行了研究, 并获得了突破性进展. 国际上研究铟化物II类超晶格的主

要机构有: 德国应用固体物理研究所(Institute für Angewandte Festkörperphysik, IAF)、美国西北大学量子器件中心(Center for Quantum Devices, CQD)、新墨西哥大学高技术材料研究中心(Center for High Technology Materials)、空军实验室(Air Force Research Laboratory)、海军实验室(Naval Research Laboratory, NRL)、喷气推进实验室(Jet Propulsion Laboratory)等. 上述机构对InAs/GaSb超晶格的理论设计、材料生长、器件物理及焦平面工艺方面进行了详细研究并取得了大量成果^[29]. 开发了包括PIN、W结构、P π MN结构、BIRD、CBIRD结构以及单极势垒型等多种器件结构的单元及焦平面探测器, 主要体现在探测器制备规模的发展、器件暗电流和阻抗的改善、探测率和器件工作温度提高等方面.

3.1 PIN型超晶格长波探测器

PIN结构是最基本的光伏型探测器结构, 属于同质结构(Homo-Structure). 美国西北大学量子器件中心采用13 ML InAs/7 ML GaSb结构的超晶格外延PIN结构的长波器件. 器件的50%截止波长为11 μm , 对不同吸收层厚度对响应率及量子效率的影响进行了研究, 拟合出量子效率随吸收层厚度的变化关系. 6 μm 吸收层能实现54%的量子效率, 如图3所示, 证明InAs/GaSb超晶格拥有仅次于相同截止波长的HgCdTe探测器的量子效率. R_0A (零偏压时电阻值和器件面积的乘积)为 $10^2 \Omega \text{ cm}^2$, 探测率达到 $2.2 \times 10^{11} \text{ cm Hz}^{1/2} \text{ W}^{-1}$ ^[30]. 虽然PIN型探测器结构简单、生长简便, 但由于器件暗电流较大、阻抗较小, 难以进一步提升器件的工作温度及性能. 因此需要发展更合适的器件结构来替代PIN结构.

3.2 “W”型超晶格长波探测器

为了进一步提升II类超晶格的响应率及量子效率, 海军实验室(NRL)的Aifer等人^[31]提出一种能带排列类似字母“W”的超晶格结构, 其能带排列为AlGaSb/InAs/GaInSb/InAs, 因形似字母“W”所以被称之为“W”结构, 这种结构之前被用于量子阱激光器. 其中用AlGaSb替代GaSb作电子势垒降低电子的离域化, 通过AlGaSb对电子波函数交叠的限制来增加超晶格中电子的有效质量. 同时, 在每层InAs层中插入GaInSb势垒层, 以增加超晶格中电子波函数与空穴波函数的交叠, 起到增加

图 3 (网络版彩图)吸收层厚度1–6 μm 的器件在77 K条件下测试的响应率、量子效率和探测率。图片来自文献[30], 已获得授权

Figure 3 (Color online) Spectral response measured at 77 K of devices with π -region thicknesses ranging from 1 to 6 μm , shows the responsivity, the quantum efficiency, and the specific detectivity. Reprinted from ref. [30] with permission.

光吸收的作用。从结果看, 对于分别采用普通PIN结构和该“W”结构的探测器, 当吸收层厚度均为1 μm 时, “W”结构的量子效率相比普通结构增加了55%, 当吸收层为4 μm 时, 量子效率相比普通结构增加了35%。“W”结构对增加器件的量子效率有一定的效果, 但这种结构由于每层之间都需要人为控制形成界面, 生长程序复杂, 界面控制难度大, 而且“W”结构的截止波长存在明显的漂移, 对波长的控制较为困难。由于InAs/GaSb超晶格生长过程中需要对界面进行控制, 对于“W”结构而言, 在InAs层中插入的GaInSb导致每个周期超晶格中的界面数量翻倍, 无形中增加了超晶格的生长难度。

3.3 “M”型势垒超晶格长波探测器

在超晶格红外探测器中, 主要的暗电流机制有受温度和掺杂影响的扩散电流(Diffusion Current, J_{diff}); 受耗尽层宽度、带隙宽度及复合中心浓度影响的产生复合电流(Generation-Recombination Current, J_{gr}); 受器件带隙宽度、陷阱能级、工作偏压影响的陷阱辅助隧穿电流(Trap Assisted Tunneling Current, J_{tat})以及受器件带隙和工作偏压影响的带间隧穿电流(Band to Band Tunneling Current, J_{btb})。寻找适当的势垒结构可以有效降低 J_{gr} 及 J_{tat} 。在P π MN器件结构中, 最关键的是作为势垒层的“M”型结构超晶格。“M”型超晶格的能带结构如图4所示^[32], 通过在GaSb层中间插入AlSb层就形成了类似大写字母“M”的能带结构。AlSb相比GaSb有更高

图 4 (网络版彩图) “M”型超晶格的能带结构。图片来自文献[32], 已获得授权

Figure 4 (Color online) The band alignment of M-structure superlattice. Reprinted from ref. [32] with permission.

的导带带阶, AlSb的价带带边又稍高于InAs的价带带边, 带阶可以限制导带的电子和价带的空穴, 起到抑制暗电流和提升阻抗的作用。AlSb层的插入还能增加超晶格的有效带隙。此外, “M”结构超晶格还能进一步消除俄歇复合, 同时M结构超晶格生长程序较简便。半经验紧束缚法或sp³s*轨道杂化法能够求解“M”型超晶格的微带^[33]。适当掺杂吸收层使其转变为 π 型(弱P型)可以减少少数载流子在反偏电压下的漂移电流。

美国西北大学量子器件中心对“M”型超晶格中的AlSb层的厚度及AlSb层在GaSb层中位置的变化对器件性能的影响进行了详细的研究, 发现当InAs层厚和GaSb层厚不变时, 随着AlSb层厚度增加, 第一价带向下移动, 而第二价带由于两个阱之间的相互作用较弱而向上移动。当AlSb处于一特定厚度时, 第一价带与

第二价带重合, 形成价带双重简并, 增加了电子从价带向导带跃迁的概率, 提高超晶格的光吸收能力. 其次, 当AlSb层位于GaSb层的非对称位置时, AlSb层越靠近InAs层, InAs层中电子波函数受到的调制越强, 并且AlSb层位置变化对空穴能级的影响大于阱宽对能级的影响. 以12 ML InAs/7 ML GaSb的超晶格作P型接触层和 π 型吸收层, 18 ML InAs/3 ML GaSb/5 ML AlSb/3 ML GaSb的超晶格作M层和N型接触层形成P π MN结构的长波器件. 其中P区、 π 区和N区的厚度分别为0.5, 2和0.5 μm . M区厚度为0.5 μm 时有200 Ωcm^2 , 相比没有“M”型势垒的器件, 阻抗增加一个数量级. 在50 mV的偏压下, RA_{max} (电阻值和器件面积乘积的最大值)达到2000 Ωcm^2 , 当施加偏压超过200 mV时, M区厚度超过0.3 μm 的器件, 暗电流下降一个数量级. 在采用M结构设计的器件中, 隧穿电流在低偏压下得到明显抑制. R_0A_{max} (零偏压下电阻值和器件面积乘积的最大值)与 R_0A_{ave} (零偏压下电阻值和器件面积乘积的平均值)之间的差异也随着M结构厚度的增加而增加. 材料外延质量的提高并未完全等价于器件性能的提升, 器件结构的设计对器件性能的影响更为重要, P π MN结构的器件在阻抗及暗电流方面比相同截止波长的PIN结构器件有明显改善.

在80 K工作温度下, 320 $\times$ 256像素的P π MN结构长波焦平面实现了89%的平均量子效率, 23 mK的噪声等效温差, 低于3%的盲元率及良好的成像效果^[29]. 2010年, 美国西北大学量子器件中心在此基础上, 开发了P π MN结构的1024 $\times$ 1024像素的焦平面(Focal Plane Array, FPA), 其中P型接触区超晶格结构为7 ML InAs/11 ML GaSb, 厚度0.5 μm ; π 型吸收区结构同样为13 ML InAs/7 ML GaSb, 厚度4 μm ; “M”型势垒区结构为18 ML InAs/3 ML GaSb/5 ML AlSb/3 ML GaSb, 厚度0.5 μm ; 采用氧化硅硬掩模及ICP干法刻蚀的工艺形成台面, 台面尺寸18 μm , 通过PECVD蒸覆氧化硅形成物理钝化层. 采用钢柱倒装焊将FPA与读出电路(Read Out Circuit, ROIC)连接. 工作温度81 K, 偏压25 mV下平均量子效率达到75%, 截止波长11 μm , 暗电流密度 $3.3\times 10^{-4}\text{ A cm}^{-2}$, 阻抗224 Ωcm^2 , NEDT为23.6 mK. 68 K的温度下NEDT为22.5 mK, 如图5所示, FPA成像效果良好^[34].

3.4 CBIRD结构超晶格长波探测器

加州理工喷气推进实验室推出了CBIRD (Com-

图5 (网络版彩图) P π MN结构的1024 $\times$ 1024长波焦平面成像效果图. (a) 工作温度为81 K; (b) 工作温度为68 K. 图片来自文献^[34], 已获得授权

Figure 5 (Color online) P π MN structure 1024 $\times$ 1024 long-wave focal plane imaging effect diagram. (a) Working temperature is 81 K; (b) working temperature is 68 K. Reprinted from ref. ^[34] with permission.

plementary Barrier Infrared Detector)结构的长波探测器, 其能带结构如图6所示^[35]. 结构中同时引入了电子势垒层和空穴势垒层, 通过电子势垒层承担主要偏压, 尽可能地减小吸收层的电压降, 同时降低产生复合暗电流, 顶层的空穴势垒用来阻挡空穴向P区扩散, 在介电弛豫的作用下, 使过剩空穴重新分布后与N区注入的电子复合. 器件在77 K, 200 mV的偏压下峰值量子效率在8.2 μm 处达到40%, 吸收层厚4 μm , 50%截止波长9.9 μm , 器件暗电流低于 $1\times 10^{-5}\text{ A cm}^{-2}$, 零偏阻抗达到 $1.4\times 10^4\text{ }\Omega\text{cm}^2$. 87与101 K时探测器的背景限探测率分别为 1.1×10^{11} 和 $2.6\times 10^{10}\text{ cm Hz}^{1/2}\text{ W}^{-1}$. 一年后, 基于该结构的长波焦平面制备成功, 像元数量1024 $\times$ 1024, 尺寸17.5 μm , 截止波长11.5 μm , 平均量子效率21%, 盲元率低于4%, 80 K时焦平面NEDT为53 mK^[36].

2013年, 该课题组开发了一种在吸收层与底接触层之间具有双破隙型p-n结的改良型CBIRD长波器件, 旨在降低材料的生长难度. 通过器件结构仿真发现, 改良型CBIRD器件与原有结构相比, 具有较低的导通偏压. 同时少数载流子的抽取效应有助于降低扩散限制CBIRD器件的暗电流^[37]. 基于改良型CBIRD结构开发了320 $\times$ 256像素的焦平面探测器, 截止波长9 μm , 在78及65 K的工作温度下, 器件噪声等效温差分别为18.6及12 mK^[38].

3.5 其他结构InAs/GaSb超晶格长波探测器

Sundaram和Bundas^[39]基于InAs/AlSb超晶格作为势垒层的长波FPA探测器. 液氮温度下, 截止波长

图 6 (网络版彩图) CBIRD器件的能带结构. 图片来自文献[35], 已获得授权

Figure 6 (Color online) The energy band diagram of the complementary barrier infrared detector structure. Reprinted from ref. [35] with permission.

9.5 μm , 平均量子效率50%, NEDT为30 mK, 像元数量和尺寸分别为1024 $\times$ 1024和18 μm .

以色列研制了基于InAs/AlSb势垒层及InAs/GaSb的吸收层的异质结PB π P长波红外焦平面探测器, 像元数量640 $\times$ 512, 像元尺寸15 μm , 平均量子效率>50%, 噪声等效温差15 mK^[40]. 该结构的焦平面在性能上已经非常接近HgCdTe长波焦平面探测器.

上述几种II类超晶格长波红外焦平面探测器的性能参数如表1所示.

3.6 InAs/InAsSb超晶格长波探测器

在过去的10年中, 基于各种结构的兆像素长波红外焦平面逐渐问世, 在大约80 K的工作温度下, 噪声等效温差都保持在20 mK左右. 在不超过80 K的工作温度下, 长波InAs/GaSb超晶格焦面在性能上逐渐靠近

目前的HgCdTe焦平面性能. 尤其是采用P π MN及CBIRD结构的长波焦平面. 然而, II类超晶格仍然没有达到其理论性能的极限. 之前提到过, InAs/GaSb超晶格的俄歇复合概率远低于HgCdTe, 所以其暗电流应比HgCdTe探测器低, 但在实际的InAs/GaSb超晶格器件中并未体现出来, 主要原因是在InAs/GaSb超晶格材料中少数载流子寿命极低, 典型的InAs/GaSb少子寿命低于100 ns, 即使通过优化InAs/GaSb超晶格界面, 在InAs与GaSb之间引入InSb界面, InAs/GaSb超晶格中的少子寿命最多能到156 ns, 仍远低于HgCdTe中 μs 级甚至ms级的少子寿命^[41]. 导致InAs/GaSb存在严重的Shockley-Read-Hall (SRH)复合现象. 根据SRH机制的统计理论, 当陷阱中心的能级越接近禁带中央时, SRH复合概率越大. 耗尽层形成的缺陷能级主要取决于费米能级的位置, 在GaSb体材料中, 稳定的费米能级处于靠近价带或禁带中央的位置, 而在InAs体材料中, 稳定的费米能级处于导带底之上. 因此位于GaSb禁带中央附近的缺陷能级成为载流子复合通道, 极大地增加了GaSb中的少子复合概率, 而InAs中的缺陷能级则不会对SRH复合产生贡献. 这就表明InAs中的少子寿命高于GaSb中的少子寿命. 可以假定, 与GaSb有关的本征缺陷是导致InAs/GaSb超晶格中受SRH机制限制的低少子寿命的主要原因. 由于Ga本身的原因, 在InAs/GaSb超晶格中引入了大量的复合中心, 从而引入了由SRH复合机制主导的产生复合暗电流, 极大地降低了少子寿命. 因此提出了不含Ga的InAs/InAsSb超晶格, 旨在规避由禁带中央缺陷能级产生的复合中心引起的产生复合暗电流, 并将少子寿命提高到接近HgCdTe材料的水平^[42].

在InAs/InAsSb超晶格材料体系中, 少子寿命随着InAsSb层中Sb含量的增加及InAsSb层厚度的减小而

表 1 各种II类超晶格长波红外焦平面探测器的性能参数

Table 1 Specification of T2SL LWIR FPA performance

文献	结构	操作温度 (K)	阵列规模 (像素)	像元中心距 (μm)	截止波长 (μm)	量子效率 (%)	等效噪声温差 (mK)
[34]	P π MN	81	1024 $\times$ 1024	18	11	78	23.6
[36]	CBIRD	80	1024 $\times$ 1024	17.5	11.5	21	53
[38]	Modified-CBIRD	78	320 $\times$ 512	27	9	50	18.6
[39]	InAs/AlSb势垒型	77	1024 $\times$ 1024	18	9.5	50	30
[40]	PB π P	77	640 $\times$ 512	15	9.5	>50	15 (at 65% well fill capacity)

增加. 与InAs/GaSb超晶格一样, 电子阱与空穴阱分别是InAs层及InAsSb层, 所以InAs/InAsSb超晶格中电子与空穴的复合概率急剧降低. 分子束外延生长的InAs/InAsSb超晶格已经能达到接近400 ns的少子寿命^[43], 相比InAs/GaSb超晶格有较大提高.

2012年, 亚利桑那大学以InAs/InAs_{0.62}Sb_{0.38}超晶格作为吸收层及接触层, 以InAs/Al_{0.8}Ga_{0.2}As_{0.03}Sb_{0.97}作势垒层, 实现了nBn结构的长波红外单元器件. nBn结构可以有效地降低器件中的产生复合电流, 电子扩散电流, 同时势垒层还能抑制侧壁漏电流. 在77 K, 12 μm , -0.3 V的偏压下, 器件峰值响应率 0.24 A W^{-1} , 量子效率2.5%, 0.3 V时阻抗为 $330 \Omega \text{ cm}^2$, 由于极低的量子效率, 器件在12 μm 处达到的峰值探测率仅为 $1 \times 10^8 \text{ cm Hz}^{1/2} \text{ W}^{-1}$ ^[44].

2014年, 西北大学量子器件中心开发了nBn结构的InAs/InAsSb超晶格长波探测器, 其中N型接触层及吸收层的超晶格结构为28 ML InAs/7 ML InAs_{0.45}Sb_{0.55}. 增加InAsSb层中较高的Sb的含量能实现材料的响应波长, 避免因增加InAs层提高响应波长带来的量子效率下降的问题, 该结构吸收层的峰值PL在9.7 μm 处. 在InAs层中插入宽带隙的AlAs层形成势垒层, 其结构为6 ML InAs/2 ML AlAs/6 ML InAs/7 ML InAs_{0.45}Sb_{0.55}, 避免了采用InAs/AlGaAsSb超晶格在能带匹配及组分控制困难上的问题, 同时势垒层结构中的InAsSb层与吸收层结构中的InAsSb层保持厚度组分可以最大程度地减小势垒区与吸收区之间的价带带阶, 由于AlAs层与InAs的晶格失配很大, AlAs层的厚度要限制在临界厚度以内. 77 K时, 单元器件50%截止波长为9.7 μm , 6 μm 厚的吸收层在90 mV偏压下在7.9 μm 的峰值响应率和峰值量子效率分别为 3.47 A W^{-1} 和54%. 在同样的偏压下, 器件暗电流为 $4.4 \times 10^{-4} \text{ A cm}^{-2}$, 动态阻抗为 $119 \Omega \text{ cm}^2$. 峰值探测率达 $2.8 \times 10^{11} \text{ cm Hz}^{1/2} \text{ W}^{-1}$, 10 μm 处的探测率为 $5 \times 10^{10} \text{ cm Hz}^{1/2} \text{ W}^{-1}$ ^[45], 110 K时成为背景限制探测器(Background-Limited Infrared Photodetection, BLIP). 由于AlAs与InAs之间存在较大的失配, 导致AlAs层的厚度被严格限制, 限制了势垒层的设计灵活性. 用AlAs_{0.5}Sb_{0.5}代替AlAs层, 提高势垒层设计的灵活性. 在该器件中, 吸收层结构仍为28 ML InAs/7 ML InAs_{0.45}Sb_{0.55}, 势垒层结构变为4 ML InAs/3 ML AlAs_{0.5}Sb_{0.5}/4 ML InAs/3 ML AlAs_{0.5}Sb_{0.5}/4 ML InAs/9 ML InAs_{0.5}Sb_{0.5}, 峰值响应偏压为80 mV, 77 K时, 电

流密度和阻抗分别为 $8 \times 10^{-5} \text{ A cm}^{-2}$ 和 $664 \Omega \text{ cm}^2$. 当温度低于100 K时, 漏电流受产生复合电流和扩散电流同时支配, 当温度高于100 K时, 暗电流的主要机制转变为扩散电流. 77 K, 80 mV偏压下, 7.5 μm 的峰值探测率为 $4.7 \times 10^{11} \text{ cm Hz}^{1/2} \text{ W}^{-1}$, 成为背景限制探测器时的温度高于110 K^[46].

在上述器件中, 产生复合电流在较低温度下仍然是主要的漏电机理, 为了进一步遏制产生复合电流, 采用了双势垒层的设计, 其能带结构如图7所示, 一层是AlAsSb/GaSb超晶格, 另一层是InAs/InAsSb中波超晶格, 双势垒层可以让更多的偏压降落在宽带隙区域, 减少耗尽区在吸收层的宽度, 降低产生电荷电流. 顶层用P型GaSb替代原来的N型InAs/InAsSb超晶格接触层, 形成CpDBn结构的器件. 采用双阶梯台面, 减小吸收区与势垒区的结面积, 抑制产生复合电流. 暗电流密度相比之前减小2.5倍, 峰值探测率突破 $10^{12} \text{ cm Hz}^{1/2} \text{ W}^{-1}$, 达到 $1.2 \times 10^{12} \text{ cm Hz}^{1/2} \text{ W}^{-1}$ ^[47]. 针对InAs/GaSb超晶格中复合中心的问题, Krishnamurthy和Yu^[48]采用第一性原理与经验型紧束缚结合对InAs/GaSb超晶格组分与超晶格中缺陷能级的关系进行了详细的研究, 经过计算发现在某些特定的超晶格组分、超晶格的带隙中由缺陷导致的复合中心消失. 例如, 组分为17 ML InAs/8 ML GaSb截止波长在11.6 μm 的长波超晶格及20 ML InAs/9 ML GaSb截止波长在17.5 μm 的甚长波超晶格的有效带隙中均没有致命的缺陷能级, 说明这两种结构的超晶格具有较长的少子寿命.

虽然InAs/InAsSb超晶格与InAs/GaSb超晶格相比有较长的少子寿命、较低的产生复合电流, 但是与InAs/GaSb超晶格相比, InAs/InAsSb超晶格的吸收系数较低, 导致InAs/InAsSb器件的量子效率偏低, 最终

图7 (网络版彩图) CpDBn结构的能带示意图. 图片来自文献^[47], 已获得授权

Figure 7 (Color online) Schematic of the band diagram of CpDBn structure. Reprinted from ref. ^[47] with permission.

导致InAs/InAsSb超晶格长波器件在性能上弱于InAs/GaSb超晶格的长波器件. 这也可能是目前没有出现关于InAs/InAsSb超晶格长波焦平面报道的原因. 在InAs/InAsSb超晶格中由于Sb在InAs和InAsSb界面的存在扩散及偏析现象, 导致InAs/InAsSb超晶格的吸收带边发生变化, InAsSb层中的Sb组分对温度及束流波动或者温度及束流的不均匀性较为敏感, 较难满足焦平面对材料均匀性要求较高的需求.

通过采用上述不同器件结构及超晶格组分来抑制 J_{diff} , J_{gr} , J_{lat} 和 J_{bb} 这类体内主要漏电机理. 在红外探测器中, 除体内漏电外还有表面漏电流, 表面漏电主要来自器件台面的侧壁漏电通道. 台面刻蚀在侧壁留下了大量的悬挂键, 这些悬挂键形成了侧壁漏电通道. 采用表面硫化+蒸镀二氧化硅钝化层或者直接使用SU-8胶覆盖的方式来填充台面侧壁的悬挂键, 阻断表面漏电沟道. 在侧壁蒸镀栅电极, 并在栅电极施加一个负电势, 使台面侧壁反型, 形成电子阻挡层阻断表面漏电^[49].

3.7 II类超晶格长波双色及多色焦器件

虽然单一的长波红外探测已经具有广泛的应用, 但在单色成像中, 图像的对比度仅仅是积分强度的差异. 视场中的各物体可能具有不同的温度或具有不同的发射光谱, 但是在发射相同积分强度的物体之间界限并不明显. 在单一长波探测通道的基础上增加一个额外探测通道, 形成双通道或者多通道探测. 双色或多色探测通过两个或两个以上不同的光谱窗口来增强对比度, 同时可以区分具有不同发射谱的任何两个物体. 通过比较相对信号响应, 双色探测器能够自校准并提供更高的灵敏度. 双色和多色成像的另一个优点是它能够在对比度过高的场景中显示出细节丰富的特征. 两个黑体辐照度之间的对比度基本决定于波长, 因此成像质量很大程度上取决于探测器收集信号的光谱范围.

2011年, 美国西北大学量子器件中心基于单色的P π MN长波器件开发了背靠背结构的长波双色探测器, 并在此基础上开发了焦平面探测器. 该长波双色器件的蓝色通道与红色通道均为P π MN结构, 其中蓝色通道的吸收层超晶格结构为11 ML InAs/7 ML GaSb, 截止波长9.5 μm , 红色通道吸收层的超晶格结构为13 ML InAs/7 ML GaSb, 截止波长13 μm . 吸收层均为2 μm , 零

偏下, 蓝色通道在4–8 μm 有接近40%的量子效率, 200 mV时, 红色通道在4–12 μm 达到30%以上的量子效率. 蓝色通道与红色通道在0与150 mV下的峰值探测率分别为 5×10^{11} 和 $1 \times 10^{11} \text{ cm Hz}^{-1/2} \text{ W}^{-1}$. 焦平面像素320 $\times$ 256, 81 K时, 蓝色通道和红色通道的NEDT分别为19.5和20.8 mK^[50]. “M”型势垒结构降低了器件暗电流, 提高了阻抗, 为提高成像信噪比奠定了良好的基础.

在器件材料、结构及制备条件不变的情况下, 开发了更高像素的长波双色焦平面, 像素640 $\times$ 512, 像元尺寸30 μm , 81 K时, 蓝色与红色通道的积分时间分别为0.51和0.20 ms, 等效噪声温差分别为15和20 mK^[50]. 该结构的焦平面使实现高灵敏度的多光谱成像成为可能, 即使在甚长波段也很有可能实现相似的焦平面成像效果.

Huang等人^[50,51]于2012年开发了n-p-p-n“背靠背”结构的中长波双色焦平面探测器, 其中中波吸收区结构7.5 ML InAs/10 ML GaSb, 长波吸收区为13 ML InAs/7 ML GaSb, 长波通道及中波通道均带有“M”型势垒结构. 通过偏压选型的连续工作模式分别实现对中波和长波信号的探测. 中波和长波的截止波长分别为5和12 μm , 饱和响应偏压分别为0和200 mV. 零偏下中波在2.5–5 μm 的探测率保持在 10^{12} 以上, 长波在5–11 μm 探测率在 10^{11} 以上. 焦面像素320 $\times$ 256, 像元尺寸30 μm , 77 K时, 中波与长波的NEDT分别为10和30 mK, 如图8所示, 红蓝通道均成像良好. 不同波段之间的信号串扰是双色或多色探测器通常需要表征的指标, 该器件的串扰较低, 仅17%, 表明中波通道对5 μm 波长以下的红外辐射吸收较为彻底^[51].

美国西北大学量子器件中心开发了基于InAs/InAsSb/AlSb超晶格的中长波双色单元探测器, 其中长波通道吸收层的超晶格结构为28 ML InAs/7 ML InAs_{0.48}Sb_{0.52}, 中波通道吸收区的超晶格结构为6 ML InAs/2 ML AlAs/6 ML InAs/7 ML InAs_{0.48}Sb_{0.52}, 在两个吸收层之间是结构为4 ML InAs/2 ML AlAs/4 ML InAs/7 ML InAs_{0.48}Sb_{0.52}的势垒层, 用来防止两个波段之间的串扰, 上下接触层为N型, 形成nBn结构的中长波双色探测器. 中波吸收层与长波吸收层的厚度均为2 μm , 中波通道和长波通道的响应饱和偏压分别为100和150 mV, 50%截止波长分别为5.1和9 μm , 在4和7 μm 处的峰值量子效率分别为45%和40%, 对应偏压下的器

图 8 (网络版彩图)不同偏压下的导带排列示意图. 图片来自文献[57], 已获得授权

Figure 8 (Color online) Conduction band profile (E_c) of designed structure at three operation bias regimes. Reprinted from ref. [57] with permission.

件阻抗分别达到106和75 $\Omega \text{ cm}^2$. 该器件中波及长波的峰值探测率分别为 8.2×10^{12} 和 $1.6 \times 10^{11} \text{ cm Hz}^{1/2} \text{ W}^{-1}$ [52], 但是该nBn中长双色器件的串扰较明显, 选择比较低.

此外, 其他机构也报道了对锑化物超晶格长长波双色及中长波双色探测器的研究成果[53–55].

三色及以上的多色探测是第四代焦平面的发展目标, 新墨西哥大学2011年研制了短波/中波/长波三色探测器, 其中短波和中波组成nBn结构, 长波为单独的NB π P结构. 在中波和短波两端有N型接触层, 通过施加偏压选型来控制中波和短波响应, 在长波底部是P型接触层, 顶部与中波通道共用N型接触层, 在长波通道的顶部和底部分别施加正偏和反偏, 实现长波通道的响应. 通过三个电极来提取短波、中波及长波波段的响应信号. 中波与短波吸收层的超晶格结构分别为5 ML InAs/10 ML GaSb和8 ML InAs/8 ML GaSb, 短波和中波之间的势垒层为100 nm的 $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{Sb}$ 体材料, 长波通道中N型接触层: 16 ML InAs/7 ML GaSb, 势垒层: 16 ML InAs/4 ML AlSb, 吸收层: 14 ML InAs/7 ML GaSb及P型接触层: 5 ML InAs/10 ML GaSb. 中波与短波的饱和偏压分别为0.5和0.6 mV, 截止波长分别在4.7和3 μm , 短波、中波和长波在2.5, 4和8.9 μm 处的量子效率分别为14.9%, 12.7%和10.7%. 饱和偏压下的中波和短波通道暗电流密度分别是 3×10^{-5} 和 $2 \times 10^{-6} \text{ A cm}^{-2}$. 长波通道在10 mV的偏压达到饱和响应, 截止波长10 μm , 暗电流密度 $1.8 \times 10^{-4} \text{ A cm}^{-2}$.

77 K时, 短波、中波和长波的峰值探测率分别为 1.4×10^{10} , 1.8×10^{10} 和 $1.5 \times 10^9 \text{ cm Hz}^{1/2} \text{ W}^{-1}$. 该器件在世界上首次实现II类超晶格的三色探测器[56], 但该器件的长波与短波之间串扰较明显, 需要继续改进器件结构.

2016年, 美国西北大学量子器件中心开发了两电极偏压选型的II类超晶格三色器件, 整个器件的能带设计类似于PNP结构, 如图8所示, 当施加正偏时, 中波和长波通道导通并输出信号; 当施加反偏时, 短波通道导通. 由于该器件的中波与长波通道均在正偏时导通, 通过控制正偏的大小来实现中波和长波的分别响应. 在77 K下, 短波、中波与长波的饱和偏压分别为-2, 1和4.5 V, 短、中、长波的峰值响应率分别为 0.54 A W^{-1} (1.7 μm), 0.8 A W^{-1} (4 μm), 1 A W^{-1} (7.2 μm), 对应的暗电流密度分别为 1.9×10^{-9} , 2.1×10^{-4} , $7.6 \times 10^{-3} \text{ A cm}^{-2}$. 在77 K和饱和响应偏压的条件下, 短波、中波和长波的峰值探测率分别为 3×10^{13} , 1.0×10^{11} 和 $2.0 \times 10^{10} \text{ cm Hz}^{1/2} \text{ W}^{-1}$ [57]. 虽然该结构三色探测器的中波与长波通道串扰较大(不可避免), 但通过巧妙的能带设计已经能够实现两电极对三个波段的偏压选型控制, 极大地降低了器件工艺难度, 有利于多色焦平面的制造.

4 国内锑化物超晶格探测器的发展概况

相比国外锑化物超晶格材料器件的研究, 国内研究起步较晚, 特别是面对西方国家在红外技术方面的封锁, 我国自身半导体红外技术产业发展不成熟, 在很多产业链的关键环节、关键设备上依然要依赖进口. 尽管如此, 从2007年开始中国科学院半导体研究所率先在国内开始超晶格探测器的研究[58,59], 随后国内多个研究机构也逐渐开展锑化物材料的研究工作, 主要包括: 中国科学院上海技术物理研究所、中国空空导弹研究院、昆明物理研究所、哈尔滨工业大学、长春理工大学等. 受限于国内锑化物材料研究基础薄弱, 国内研究机构的研究内容涉及GaSb基片材料、InAs/GaSb超晶格材料及探测器、锑化物量子阱材料及激光器、锑化物高迁移率电子学材料及InAs/AlSb沟道高电子迁移率(High Electron Mobility Transistor, HEMT)器件等多个方面. 特别是中国科学院上海技术物理研究所和半导体研究所近年来相继在锑化物

InAs/GaSb超晶格探测器与焦平面器件的研究工作中取得阶段性成果. 如2007年中国科学院半导体研究所报道了GaAs基InAs/GaSb超晶格材料和光导探测器^[59], 2010和2011年先后实现了5和9 μm 波段光伏探测器等^[60,61]. 2013年半导体研究所和上海技术物理研究所相继制备完成128×128像元焦平面探测器和长波单元探测器^[62-64].

2015年, 半导体研究所制备了基于P π MN结构的长波焦平面探测器, 器件结构和对应的能带图如图9所示, 采用干法刻蚀工艺形成台面, 硫化和溅射二氧化硅形成侧壁钝化. 焦平面像素320×256, 像元尺寸30 μm . 响应饱和偏压50 mV, 77 K时器件的峰值量子效率为35%, 零偏压时的阻抗为224 $\Omega \text{ cm}^2$, 最终的探测率为 $4.2 \times 10^{10} \text{ cm Hz}^{1/2} \text{ W}^{-1}$. 焦面噪声等效温差为40.7 mK时的成像效果如图10所示^[65].

2016年, 进一步研制出基于P π MN背靠背结构、

图9 (网络版彩图)器件结构和对应的能带示意图. 图片来自文献[65], 已获得授权

Figure 9 (Color online) Device structure and corresponding energy band diagram. Reprinted from ref. [65] with permission.

图10 320×256像素长波焦平面在77 K时的成像效果. 图片来自文献[65], 已获得授权

Figure 10 Thermal image taken with a 320×256 LWSL FPA at 77 K. Reprinted from ref. [65] with permission.

320×256像素的中长波双色焦平面探测器, 中波和长波通道的饱和偏压分别为0和-170 mV, 77 K时, 中波和长波通道的截止波长分别为4.5和10 μm , 峰值量子效率分别为53% (3.2 μm)和40% (9.1 μm). 中波和长波通道在饱和偏压下的阻抗分别为 7×10^4 和14 $\Omega \text{ cm}^2$, 峰值探测率分别为 2.2×10^{12} 和 $2.3 \times 10^{10} \text{ cm Hz}^{1/2} \text{ W}^{-1}$. 77 K时焦面中波和长波通道的等效温差分别为18和36 mK. 该中长波双色焦平面的成像效果图如图11所示, 其中图11(a)为中波通道成像, 图11(b)为长波通道成像, 可见成像清晰^[66].

基于P π MN结构的320×256及640×512像素的InAs/GaSb超晶格甚长波红外焦平面红外探测器也相继研制成功, 像元尺寸分别为30和15 μm , 等效噪声温差由54 mK提升到32 mK, 其中640×512焦平面实际成像效果如图12所示^[67,68].

图11 温度为77 K时, 320×256双色焦平面成效效果图. (a) 中波通道; (b) 长波通道. 图片来自文献[66], 已获得授权

Figure 11 Dual-band imaging using a 320×256 T2SL FPA with (a) MWIR channel and (b) LWIR channel at 77 K. Reprinted from ref. [66] with permission.

图12 640×512像素甚长波焦平面成像效果. 图片来自文献[68], 已获得授权.

Figure 12 640×512 pixels very long wave focal plane imaging effect. Reprinted from ref. [68] with permission.

此外, 上海技术物理研究所、哈尔滨工业大学等单位对应用于不同波段的超晶格材料及器件开展了不同程度的研究, 并取得一定成果^[69-77].

由于红外成像在军用方面的迫切需求, 美国启动了针对II类超晶格红外焦平面探测器的VISTA计划, 旨在实现超高性能、超大阵面的II类超晶格长波探测器和高性能、大阵面、小像元的中长波双色焦平面探测器. 通过采用横向整合的合作模式, 在该计划中分别由JPL负责器件结构设计, IQE和IET完成器件外延, Raytheon公司提供读出电路, 最后由HRL完成焦平面工艺并与读出电路进行整合. 2017年完成了 1280×720 像素的超晶格中长波双色高性能焦平面探测器. 更重要的是验证了焦平面的可靠性、稳定性和外延及工艺的重复性^[78]. 在该项目中, 相关研究机构通过大量借鉴或直接采用HgCdTe焦平面探测器的合作模式和经验, 直接或间接启用HgCdTe焦平面制造领域的专家, 同时摒弃了之前HgCdTe焦平面探测器的纵向合作模式, 极大地加快了项目进度. 借鉴VISTA计划的合作模式可以加快国内单位在超晶格焦平面探测器领域由科研走向生产的速度, 实现产学研的真正结合.

5 铟化物超晶格材料与器件技术瓶颈与展望

在长波红外探测应用领域, 基于III-V铟化物的探测器技术作为HgCdTe探测器材料的最佳替代方案正在快速发展. 在破隙型II类超晶格中独立地调整导带和价带边缘位置的特点有利于单极势垒型器件中的能带设计. 单极势垒型中的势垒结构, 用于提高光生载流子的收集概率并减少耗尽层的产生复合电流而不抑制光电流. 在过去的10年中, 基于铟化物超晶格的长波及长波双色焦平面技术在较短的时间内达到接近HgCdTe长波的水平. II类超晶格技术的快速成熟及突破不仅取决于III-V族材料外延生长理论及技术的进步及III-V族器件成熟的工艺, 更重要的是取决于各种合理的器件设计方案. 铟化物红外焦平面技术仍处于技术发展阶段, 依靠能带工程改进器件结构将继续开发铟化物超晶格红外探测器的潜力. 理论上来说, 虽然III-V族铟化物红外探测器具有超越HgCdTe探测器的潜力, 但由于在产生复合电流、隧穿电流及表面钝化等方面还需要进一步提高, 所以目前铟化物II类超

晶红外焦平面的性能还无法达到理论预计水平.

从性能上看, 铟化物超晶格的扩散电流限制的焦平面可以达到接近HgCdTe探测器的水平, 但所需要的工作温度较低. 然而, 降低红外成像系统的最终成本只能通过实现耗尽电流限制的焦平面在室温下工作来实现, 同时其像元密度需要与光学系统的背景限和衍射限相匹配. 大阵面、超小像素衍射限和背景限的HgCdTe中波和长波红外焦平面探测器预计将在未来10年实现室温工作的目标. 克服InAs/GaSb超晶格的产生复合电流过大的缺点将是今后II类超晶格的突破重点. 提高InAs/GaSb的少子寿命相当困难, 虽然InAs/InAsSb的少子寿命较高, 但其低下的量子效率又成了新的问题. 通过对InAs/GaSb超晶格组分的调整来优化超晶格的能带结构, 避免在禁带中形成缺陷能级是一个比较有潜力的研究方向, 增加少子寿命, 减小由SRH机制引起的产生复合电流, 使InAs/GaSb超晶格焦平面的工作温度达到理论预计水平. 此外具备更高响应率的异质结晶体管(Heterojunction Phototransistor, HPT)也是红外探测器的重要发展方向, 目前已成功应用于中波红外探测器^[79], 将该结构应用于长波红外探测器是下一个目标. 缩小小像元尺寸和优化F-number可以在提高焦平面性能的同时进一步满足红外成像装置对小型化、低功耗的不断追求^[80-82].

6 结论

铟化物超晶格材料本身具有低于 $1\ \mu\text{s}$ 的少子寿命, 基于铟化物体材料和超晶格的红外焦平面探测器需要设计成带势垒层的异质结结构, 如“M”型势垒、单极势垒等, 且在较低的温度下才能具有较好的工作状态, 因此在较低的工作温度下铟化物超晶格红外焦平面探测器的扩散电流受到限制. 理论上, 铟化物超晶格探测器在等效截止波长下能提供与HgCdTe相当的性能, 在长波及以上波段甚至能超越HgCdTe探测器, 但由于少子寿命的固有差距, 导致铟化物超晶格焦平面探测器难以达到理论预期水平. 而在铟化物超晶格焦平面工艺方面, 其面临的主要难点在台面刻蚀、台面侧壁钝化、图形转移精度、台面侧壁损伤及台面高效钝化等方面.

铟化物超晶格高质量、高均匀性和稳定性的优势依然明显. 因此, 基于铟化物超晶格的红外焦平面在可操作性、空间均匀性、稳定性、可扩展性、可生产

性、可重复性和成本方面更有优势. 过去10年中, 碲化物超晶格的快速发展表明, 碲化物材料体系极有希望 替代HgCdTe材料体系, 成为未来红外成像系统的主要材料体系.

参考文献

- 1 Wang G W, Xu Y Q, Niu Z C. Development of high-performance novel low-dimensional structure antimonide infrared FPAs: Challenges and solutions (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2014, 44: 368–389 [王国伟, 徐应强, 牛智川. 新型低维结构碲化物红外探测器的研究与挑战. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2014, 44: 368–389]
- 2 Manissadjian A, Rubaldo L, Rebeil Y, et al. Improved IR detectors to swap heavy systems for SWaP. In: *Proceedings of SPIE Defense, Security, and Sensing*. Baltimore: SPIE, 2012
- 3 Rogalski A. Next decade in infrared detectors. In: *Proceedings of Electro-Optical and Infrared Systems: Technology and Applications*. Warsaw: SPIE, 2017
- 4 Sharifi H, Roebuck M, Terterian S, et al. Advances in III-V bulk and superlattice-based high operating temperature MWIR detector technology. In: *Proceedings of Infrared Technology and Applications XLIII*. Anaheim: SPIE, 2017
- 5 Orias A G, Hoffman A W, Casselman M F. 58×62 InSb focal plane array for infrared astronomy. In: *Proceedings of SPIE—The International Society for Optical Engineering*. Bellingham: SPIE, 1986. 408–417
- 6 McMurtry C W, Moore A C, Pipher J L. James Webb Space Telescope: Characterization of flight candidate NIR InSb arrays. In: *Proceedings of Conference on Focal Plane Arrays for Space Telescopes*. San Diego: SPIE, 2004. 144–158
- 7 Hoffman A W, Corrales E, Love P J, et al. 2K×2K InSb for Astronomy. In: *Proceedings of Conference on Optical and Infrared Detectors for Astronomy*. Glasgow: SPIE, 2004, 5499: 59–67
- 8 Davis M, Greiner M. Indium antimonide large-format detector arrays. *Opt Eng*, 2011, 50: 061016
- 9 Gershon G, Albo A, Eylon M, et al. 3 Mega-pixel InSb detector with 10 μm pitch. In: *Proceedings of Conference on Infrared Technology and Applications XXXIX*. Baltimore: SPIE, 2013, 8704: 38
- 10 Lawson W D, Nielsen S, Putley E H, et al. Preparation and properties of HgTe and mixed crystals of HgTe-CdTe. *J Phys Chem Solids*, 1959, 9: 325–329
- 11 Rogalski A. Quantum well photoconductors in infrared detector technology. *J Appl Phys*, 2003, 93: 4355–4391
- 12 Rogalski A, Antoszewski J, Faraone L. Third-generation infrared photodetector arrays. *J Appl Phys*, 2009, 105: 091101
- 13 Bajaj J, Sullivan G, Aifer E, et al. Comparison of type-II superlattice and HgCdTe infrared detector technologies. In: *Proceedings of Conference on Infrared Technology and Applications XXXIII*. Orlando: SPIE, 2007. 6542
- 14 Tidrow M Z, Zheng L. Recent success on SLS FPAs and MDA's new direction for development. In: *Proceedings of Conference on Infrared Technology and Applications XXXV*. Orlando: SPIE, 2009. 7298
- 15 Luo H, Liu H C, Song C Y, et al. Background-limited terahertz quantum-well photodetector. *Appl Phys Lett*, 2005, 86: 231103
- 16 Rogalski A. Recent progress in infrared detector technologies. *Infrared Phys Tech*, 2011, 54: 136–154
- 17 Jhabvala M, Choi K, Goldberg A C, et al. Development of a 1K×1K GaAs QWIP far IR imaging array. In: *Proceedings of Conference on Focal Plane Arrays for Space Telescopes*. San Diego: SPIE, 2003, 5167: 175–185
- 18 Gunapala S D, Bandara S V, Liu J K, et al. 1024×1024 pixel mid-wavelength and long-wavelength infrared QWIP focal plane arrays for imaging applications. *Semicond Sci Technol*, 2005, 20: 473–480
- 19 Gunapala S D, Bandara S V, Liu J K, et al. Demonstration of megapixel dual-band QWIP focal plane array. *IEEE J Quantum Electron*, 2008, 46: 285–293
- 20 Shi Y L. Development and application of large format QWIP FPA. In: *Proceedings of Conference on Advances in Infrared Imaging and Applications*. Beijing: SPIE, 2009. 738303
- 21 Sai-Halasz G A, Tsu R, Esaki L. A new semiconductor superlattice. *Appl Phys Lett*, 1977, 30: 651–653
- 22 Esaki L. InAs-GaSb superlattices-synthesized semiconductors and semimetals. *J Cryst Growth*, 1981, 52: 227–240
- 23 Smith D L, Mailhot C. Proposal for strained type II superlattice infrared detectors. *J Appl Phys*, 1987, 62: 2545–2548
- 24 Wei Y, Razeghi M. Modeling of type-II InAs/GaSb superlattices using an empirical tight-binding method and interface engineering. *Phys Rev B*,

- 2004, 69: 085316
- 25 Nguyen B M, Bogdanov S, Pour S A, et al. Minority electron unipolar photodetectors based on type II InAs/GaSb/AlSb superlattices for very long wavelength infrared detection. *Appl Phys Lett*, 2009, 95: 183502
 - 26 Fuchs F, Weimer U, Pletschen W, et al. High performance InAs/Ga_{1-x}In_xSb superlattice infrared photodiodes. *Appl Phys Lett*, 1997, 71: 3251–3253
 - 27 Tobin S P, Hutchins M A, Norton P W. Composition and thickness control of thin LPE HgCdTe layers using X-ray diffraction. *J Elec Mater*, 2000, 29: 781–791
 - 28 Rogalski A. New material systems for third generation infrared detectors. In: *Proceedings of Ninth International Conference on Correlation Optics*. Chernivsti: SPIE, 2009. 458–482
 - 29 Razeghi M, Nguyen B M, Delaunay P Y, et al. State-of-the-art Type II antimonide-based superlattice photodiodes for infrared detection and imaging. In: *Proceedings of Conference on Nanophotonics and Macrophotonics for Space Environments III*. San Diego: SPIE, 2009. 7467
 - 30 Nguyen B M, Hoffman D, Wei Y, et al. Very high quantum efficiency in type-II InAs/GaSb superlattice photodiode with cutoff of 12 μm . *Appl Phys Lett*, 2007, 90: 231108
 - 31 Aifer E H, Tischler J G, Warner J H, et al. W-structured type-II superlattice long-wave infrared photodiodes with high quantum efficiency. *Appl Phys Lett*, 2006, 89: 053519
 - 32 Nguyen B M, Hoffman D, Delaunay P Y, et al. Band edge tunability of M-structure for heterojunction design in Sb based type II superlattice photodiodes. *Appl Phys Lett*, 2008, 93: 163502
 - 33 Klimeck G, Chris Bowen R, Boykin T B, et al. sp^3s^* tight-binding parameters for transport simulations in compound semiconductors. *Superlattices Microstruct*, 2000, 27: 519–524
 - 34 Manurkar P, Ramezani-Darvish S, Nguyen B M, et al. High performance long wavelength infrared mega-pixel focal plane array based on type-II superlattices. *Appl Phys Lett*, 2010, 97: 193505
 - 35 Ting D Z Y, Hill C J, Soibel A, et al. A high-performance long wavelength superlattice complementary barrier infrared detector. *Appl Phys Lett*, 2009, 95: 023508
 - 36 Gunapala S D, Ting D Z, Hill C J, et al. Demonstration of a 1024×1024 pixel InAs-GaSb superlattice focal plane array. *IEEE Photon Technol Lett*, 2010, 22: 1856–1858
 - 37 Ting D Z, Soibel A, Keo S A, et al. Development of quantum well, quantum dot, and type II superlattice infrared photodetectors. *J Appl Remote Sens*, 2014, 8: 084998
 - 38 Rafol S B, Soibel A, Khoshakhlagh A, et al. Performance of a 1/4 VGA format long-wavelength infrared antimonides-based superlattice focal plane array. *IEEE J Quantum Electron*, 2012, 48: 878–884
 - 39 Sundaram M, Bundas J. 1024×1024 LWIR SLS FPAs: Status and characterization. In: *Proceedings of Conference on Infrared Technology and Applications XXXVIII*. Baltimore: SPIE, 2012. 83530W–83530W-9
 - 40 Klipstein P C, Avnon E, Azulai D, et al. Type II superlattice technology for LWIR detectors. In: *Proceedings of Conference on Infrared Technology and Applications XLII*. Baltimore: SPIE, 2016. 98190T
 - 41 Zuo D, Qiao P, Wasserman D, et al. Direct observation of minority carrier lifetime improvement in InAs/GaSb type-II superlattice photodiodes via interfacial layer control. *Appl Phys Lett*, 2013, 102: 141107
 - 42 Aytac Y, Olson B V, Kim J K, et al. Effects of layer thickness and alloy composition on carrier lifetimes in mid-wave infrared InAs/InAsSb superlattices. *Appl Phys Lett*, 2014, 105: 022107
 - 43 Steenberg E H, Connelly B C, Metcalfe G D, et al. Significantly improved minority carrier lifetime observed in a long-wavelength infrared III-V type-II superlattice comprised of InAs/InAsSb. *Appl Phys Lett*, 2011, 99: 251110
 - 44 Kim H S, Cellek O O, Lin Z Y, et al. Long-wave infrared nBn photodetectors based on InAs/InAsSb type-II superlattices. *Appl Phys Lett*, 2012, 101: 161114
 - 45 Haddadi A, Chen G, Chevallier R, et al. InAs/InAs_{1-x}Sb_x type-II superlattices for high performance long wavelength infrared detection. *Appl Phys Lett*, 2014, 105: 121104
 - 46 Haddadi A, Dehzangi A, Adhikary S, et al. Background-limited long wavelength infrared InAs/InAs_{1-x}Sb_x type-II superlattice-based photodetectors operating at 110 K. *APL Mater*, 2017, 5: 035502
 - 47 Chevallier R, Haddadi A, Razeghi M. Dark current reduction in microjunction-based double electron barrier type-II InAs/InAsSb superlattice

- long-wavelength infrared photodetectors. *Sci Rep*, 2017, 7: 12617
- 48 Krishnamurthy S, Yu Z G. Theoretical study of native point defects in strained-layer superlattice systems. *J Appl Phys*, 2018, 123: 161414
 - 49 Rogalski A, Martyniuk P, Kopytko M. InAs/GaSb type-II superlattice infrared detectors: Future prospect. *Appl Phys Rev*, 2017, 4: 031304
 - 50 Huang E K, Razeghi M. World's first demonstration of type-II superlattice dual band 640×512 LWIR focal plane array. In: Proceedings of Conference on Quantum Sensing and Nanophotonic Devices IX. San Francisco: SPIE, 2012. 82680Z–82680Z-8
 - 51 Huang E K, Hoang M A, Chen G, et al. Highly selective two-color mid-wave and long-wave infrared detector hybrid based on type-II superlattices. *Opt Lett*, 2012, 37: 4744–4746
 - 52 Razeghi M, Haddadi A, Dehzingi A. Recent advances in InAs/InAs_{1-x}Sb_x/AlAs_{1-x}Sb_x gap-engineered Type-II superlattice-based photodetectors. In: Proceedings of Conference on Infrared Technology and Applications XLIII. Anaheim: SPIE, 2017. 1017705
 - 53 Delaunay P Y, Nguyen B M, Hoffman D, et al. High quantum efficiency two color type-II InAs/GaSb n-i-p-p-i-n photodiodes. *Appl Phys Lett*, 2008, 92: 111112
 - 54 Khoshakhlagh A, Rodriguez J B, Plis E, et al. Bias dependent dual band response from InAs/Ga(In)Sb type II strain layer superlattice detectors. *Appl Phys Lett*, 2007, 91: 263504
 - 55 Plis E, Krishna S S, Smith E P, et al. Voltage controllable dual-band response from InAs/GaSb strained layer superlattice detectors with nBn design. *Electron Lett*, 2011, 47: 133
 - 56 Gautam N, Naydenkov M, Myers S, et al. Three color infrared detector using InAs/GaSb superlattices with unipolar barriers. *Appl Phys Lett*, 2011, 98: 121106
 - 57 Hoang A M, Dehzingi A, Adhikary S, et al. High performance bias-selectable three-color short-wave/mid-wave/long-wave infrared photodetectors based on type-II InAs/GaSb/AlSb superlattices. *Sci Rep*, 2016, 6: 24144
 - 58 Hao R, Xu Y, Zhou Z, et al. Growth of GaSb layers on GaAs (001) substrate by molecular beam epitaxy. *J Phys D-Appl Phys*, 2007, 40: 1080–1084
 - 59 Hao R, Xu Y, Zhou Z, et al. MBE growth of very short period InAs/GaSb type-II superlattices on (001)GaAs substrates. *J Phys D-Appl Phys*, 2007, 40: 6690–6693
 - 60 Wang G, Xu Y, Wang L, et al. Complete fabrication study of InAs/GaSb superlattices for long-wavelength infrared detection. *J Phys D-Appl Phys*, 2012, 45: 265103
 - 61 Wang G W, Xu Y Q, Guo J, et al. Growth and characterization of GaSb-based type-II InAs/GaSb superlattice photodiodes for mid-infrared detection. *Chin Phys Lett*, 2010, 27: 077305
 - 62 Zhou Y, Chen J X, Xu Q Q, et al. Longwave InAs/GaSb type II superlattice infrared detector (in Chinese). *J Infrared Millimeter Waves*, 2013, 32: 210–213 [周易, 陈建新, 徐庆庆, 等. 长波InAs/GaSb II类超晶格红外探测器. *红外与毫米波学报*, 2013, 32: 210–213]
 - 63 Chen J, Zhou Y, Xu Z, et al. InAs/GaSb type-II superlattice mid-wavelength infrared focal plane array detectors grown by molecular beam epitaxy. *J Cryst Growth*, 2013, 378: 596–599
 - 64 Wang G, Xiang W, Xu Y, et al. Growth and fabrication of a mid-wavelength infrared focal plane array based on type-II InAs/GaSb superlattices. *J Semicond*, 2013, 34: 114012
 - 65 Hao H, Wang G, Xiang W, et al. Fabrication of type-II InAs/GaSb superlattice long-wavelength infrared focal plane arrays. *Infrared Phys Tech*, 2015, 72: 276–280
 - 66 Jiang Z, Han X, Sun Y Y, et al. Bias-selectable mid-/long-wave dual band infrared focal plane array based on type-II InAs/GaSb superlattice. *Infrared Phys Tech*, 2017, 86: 159–164
 - 67 Han X, Xiang W, Hao H Y, et al. Very long wavelength infrared focal plane arrays with 50% cutoff wavelength based on type-II InAs/GaSb superlattice. *Chin Phys B*, 2017, 26: 018505
 - 68 Han X, Jiang D, Wang G, et al. Small-pixel long wavelength infrared focal plane arrays based on InAs/GaSb type-II superlattice. *Infrared Phys Tech*, 2018, 89: 35–40
 - 69 Wang Y M, Chen J X, Liu Y N, et al. Research on two-point multi-segment non-uniformity correction algorithm of infrared focal plane device (in Chinese). *J Infrared Millimeter Waves*, 2003, 22: 415–418 [王跃明, 陈建新, 刘银年, 等. 红外焦平面器件二点多段非均匀性校正算法研究. *红外与毫米波学报*, 2003, 22: 415–418]
 - 70 Xu Q Q, Chen J X, Zhou Y, et al. Molecular beam epitaxy of InAs/GaSb superlattice mid-wave focal plane materials (in Chinese). *J Infrared Millimeter Waves*, 2011, 30: 406–408 [徐庆庆, 陈建新, 周易, 等. InAs/GaSb超晶格中波焦平面材料的分子束外延技术. *红外与毫米波学报*,

2011, 30: 406–408]

- 71 Sun Y, Han X, Hao H, et al. 320×256 short-/mid-wavelength dual-color infrared focal plane arrays based on type-II InAs/GaSb superlattice. [Infrared Phys Tech](#), 2017, 82: 140–143
- 72 Sun Y, Wang G, Han X, et al. 320×256 high operating temperature mid-infrared focal plane arrays based on type-II InAs/GaSb superlattice. [Superlattices Microstruct](#), 2017, 111: 783–788
- 73 Guo C, Sun Y, Jia Z, et al. Visible-extended mid-infrared wide spectrum detector based on InAs/GaSb type-II superlattices (T2SL). [Infrared Phys Tech](#), 2018, 89: 147–153
- 74 Jiang D W, Xiang W, Guo F Y, et al. Low crosstalk three-color infrared detector by controlling the minority carriers type of InAs/GaSb superlattices for middle-long and very-long wavelength. [Chin Phys Lett](#), 2016, 33: 048502
- 75 Li X, Jiang D, Zhang Y, et al. Interface optimization and fabrication of InAs/GaSb type II superlattice for very long wavelength infrared photodetectors. [Superlattices Microstruct](#), 2016, 91: 238–243
- 76 Peng R, Jiao S, Jiang D, et al. Investigation of dark current and differential resistance contributing mechanisms in type-II InAs/GaSb superlattice. [J Mater Sci-Mater Electron](#), 2016, 27: 4566–4570
- 77 Li X, Jiang D, Zhang Y, et al. Investigations of quantum efficiency in type-II InAs/GaSb very long wavelength infrared superlattice detectors. [Superlattices Microstruct](#), 2016, 92: 330–336
- 78 Delaunay P Y, Nosho B Z, Terterian S, et al. Advances in III-V based dual-band MWIR/LWIR FPAs at HRL. In: Proceedings of Conference on Infrared Technology and Applications XLIII. Anaheim: SPIE, 2017. 101770T
- 79 Haddadi A, Adhikary S, Dehzeni A, et al. Mid-wavelength infrared heterojunction phototransistors based on type-II InAs/AlSb/GaSb superlattices. [Appl Phys Lett](#), 2016, 109: 021107
- 80 Driggers R G, Vollmerhausen R, Reynolds J P, et al. Infrared detector size: How low should you go? [Opt Eng](#), 2012, 51: 063202
- 81 Holst G C, Driggers R G. Small detectors in infrared system design. [Opt Eng](#), 2012, 51: 096401
- 82 Kinch M. Case for small pixels: System perspective and FPA challenge. In: Proceedings of Conference on Image Sensing Technologies: Materials, Devices, Systems, and Applications. Baltimore: SPIE, 2014. 91000I

Progress of long wavelength infrared focal plane arrays based on antimonide compounds superlattice

CHANG FaRan¹, JIANG Zhi^{1,2}, WANG GuoWei^{1,2*}, LI Yong¹, CUI SuNing^{1,2},
JIANG DongWei^{1,2}, XU YingQiang^{1,2} & NIU ZhiChuan^{1,2}

¹ State Key Laboratory of Superlattices and Microstructures, Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China;

² College of Materials Science and Opto-Electronic Technology, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

The research of antimonide compounds began with 1950s. With the appearing of superlattice concept and energy band engineering in the 1970s, the potentials in infrared detection of antimonide compounds gradually emerged. Due to the reality demand, epitaxy and preparation technologies of antimonide-based materials have achieved rapid progress. The rapid advance of T2SL also benefits from the previously five decades ago of development of III-V group materials and devices research. The development of InAs/GaSb type-II superlattices (T2SLs) results from two primary motivations: the InAs/GaSb superlattice has more apparent advantages than HgCdTe in low cost, reproducibility, operability and high uniformity, especially for long wavelength detector. Secondly, the Auger recombination probability of type II superlattices is lower than that of HgCdTe, which means that the infrared detector of type II superlattice has a lower dark current or a higher working temperature than that of HgCdTe detector. And improving the working temperature of the long-wave focal plane is crucial for reducing the power consumption, size and weight of the imaging system. In addition, the atmosphere window with highest transmittance is located at the range of 8–14 μm . And the emitted infrared radiation by an object at room temperature (300 K) has a wavelength of about 10 μm . Therefore, long wavelength infrared detection is extremely valuable for InAs/GaSb type-II superlattices. Compared with HgCdTe device, T2SL detectors can provide equivalent or better performance under the same cutoff wavelength. But the short minority carrier lifetime of InAs/GaSb superlattice cause a high level of generation-recombination current (J_{gr}). In order to suppress J_{gr} and other dark current, the different device structures like W-structure, P π MN structure, CBIRD and unipolar barrier were put forward and employed in the detectors. As a result, the dark current and impedance was greatly improved. Furthermore, with the putting forward of InAs/InAsSb superlattice, the defects level in band gap introduced by Ga were avoided, and the minority carriers lifetime were effectively improved. The reproducibility, operability and uniformity of T2SL bring more advantages than HgCdTe detector with the sustainable development of T2SL technologies and theories.

antimonide compound, type-II superlattice, infrared detector, focal plane array, long wavelength infrared

PACS: 61.72.uj, 78.20.-e, 73.21.Cd, 73.21.Fg, 77.55.Px

doi: [10.1360/SSPMA-2020-0307](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2020-0307)