

邀请综述:

新型亚波长陷光结构 HgCdTe 红外探测器研究进展

胡伟达^{1*}, 梁健¹, 越方禹^{2,*}, 陈效双¹, 陆卫¹

(1. 中国科学院上海技术物理研究所 红外物理国家重点实验室, 上海 200083;

2. 华东师范大学 极化材料与器件教育部重点实验室, 上海 200241)

摘要:综述了近几年来亚波长陷光结构 HgCdTe 红外探测器研究进展. 系统介绍了一种结合有限元方法与时域有限差分方法对红外探测器的“光”“电”特性进行联合模拟和设计方法, 以及基于这种新的数值模拟方法对亚波长人工微结构 HgCdTe 红外探测器的模拟和分析结果. 理论分析和实验研制数据均显示这种新型亚波长人工微结构结构具有很好的陷光特性, 在提高长波红外探测器性能方面具有潜在应用前景.

关键词: HgCdTe 红外探测器; 亚波长人工微结构; 陷光效应; 长波红外探测器; 金属表面等离子激元

中图分类号: O475; O436 **文献标识码:** A

Recent progress of subwavelength photon trapping HgCdTe infrared detector

HU Wei-Da^{1*}, LIANG Jian¹, YUE Fang-Yu^{2,*}, CHEN Xiao-Shuang¹, LU Wei¹

(1. National Laboratory for Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics,
Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083 China;

2. Key Laboratory of Polar Materials and Devices of MOE, East China Normal University, Shanghai 200241 China)

Abstract: Recent progress of HgCdTe infrared detector with subwavelength photon trapping structure has been reviewed in this paper. A combination approach of finite element method and finite difference time domain method, which can be used for jointly simulating of "light" and "electricity" characteristics in infrared detector, was systematically introduced. Numerical simulation and analysis results based on the HgCdTe infrared detectors with subwavelength microstructure were also demonstrated. The theoretical analysis and experimental data have shown that the subwavelength microstructure can trap photons in active region of infrared detectors. The subwavelength photon trapping structure has a promising prospect on improving the performance of long wavelength infrared detector.

Key words: HgCdTe infrared detectors, subwavelength microstructure, photon trapping, long wavelength infrared detectors, surface plasmon polaritons

PACS: 07. 57. Kp, 85. 25. Pb, 85. 60. G2

引言

碲镉汞 ($\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, x 为 Cd 组分) 材料是由 Hg、Cd、Te 三种元素组成的化合物直接带隙半导体材料, 通过调节其组分参数 x , 可连续改变材料禁带

宽度 ($-0.3 \sim 1.6 \text{ eV}$), 以获得 $1 \sim 15 \mu\text{m}$ 的响应波长, 从而完全覆盖红外波段的几个典型大气窗口 (其中, 短波为 $1 \sim 3 \mu\text{m}$ 、中波为 $3 \sim 5 \mu\text{m}$ 、长波为 $8 \sim 14 \mu\text{m}$)^[1-2]. 由于 HgCdTe 红外探测器具有较快的响应速度、高量子效率、低功耗、对光电流直接耦合

收稿日期: 2015-03-20, 修回日期: 2015-05-13

Received date: 2015-03-20, revised date: 2015-05-13

基金项目: 国家自然科学基金优秀青年基金项目 (11322441)

Foundation items: Supported by the National Natural Science Foundation of China (11322441)

作者简介 (Biography): 胡伟达 (1979-), 男, 安徽庐江人, 研究员, 博士生导师, 主要从事红外探测器物理与应用研究.

* 通讯作者 (Corresponding author): E-mail: wdhu@mail.sitp.ac.cn, fyyue@ee.ecnu.edu.cn

且可以在液氮温度以上工作等优势,使它在气象观测、遥感、夜视侦查及红外制导等领域有着广泛应用. 近几十年来,基于 HgCdTe 材料的红外光电探测器一直是红外领域研究的重点,在国防和航天航空等领域具有重要的国家战略需求^[3-5]. 目前红外探测器的发展已经进入了第三代,对于远距离目标探测、识别能力及研制成本都提出了更高的要求. 这在技术上表现为红外探测器具有高灵敏度和非制冷工作特点. 在高灵敏度方面的红外探测器主要包括(甚)长波红外探测器、双色(多色)红外探测器、超光谱阵列探测器以及雪崩红外探测器,它们具有更多的面阵像元、更快的探测帧频、更高的温度分辨率、多色响应、更长的探测波长、更完善的芯片集成度等特点^[3-5]. 作为另一方向热点的非制冷则对应高温工作(HOT)红外探测器,通过尽可能地提高工作温度以降低系统的成本、尺寸、重量和能耗^[6]. 为了降低由与窄带隙相关的各种机制引起的噪声,基于 HgCdTe 材料的红外探测器通常工作在液氮温度,这极大地限制了它的应用范围和发展前景,也客观上推动了诸如基于热可调材料 VO₂ 和 NbO₂ 的热辐射红外探测器等室温工作探测器的研制和应用. 然而,上述非制冷探测器与 HgCdTe 材料的红外探测器相比在性能上具有较大差距,无法替代传统的 HgCdTe 红外探测器. 因此以 HgCdTe 材料的先天优势为基础,利用新原理和新方法设计制造能满足高温工作的 HgCdTe 红外探测器是未来红外探测器发展所不可或缺的. 当 HgCdTe 材料的禁带宽度变小时,其器件急剧增大的暗电流成为制约红外探测器性能提升的主导原因,导致了关键性能参数如零偏压动态阻抗面积乘积(R_0A)的减小^[7-9]. 由于 HgCdTe 的禁带宽度小,器件暗电流大,相应的不同暗电流成份(主要包括:产生复合电流、扩散电流、带到带直接隧穿电流、陷阱辅助隧穿电流、表面漏电流)间的主导机制更加复杂,对器件制备工艺提出了更高的要求. 为了解决上述问题,人们在传统器件的基础上提出了许多改进,以解决困扰 HgCdTe 红外探测器的暗电流噪声过大的问题,提高器件的噪声等效温差^[10-12]. 诸如俄歇抑制结构的红外探测器,它改善后的俄歇特性可以降低扩散电流趋势;还有能带工程如单极阻挡层(nBn)获得的高性能材料可以降低产生复合电流;替代材料如超晶格或低产生复合漏电机制材料,可以降低扩散和产生复合电流;高密度的垂直整合光电二极管(HDVIP)等一系列方案被用来制造 HOT 探测器. 以上抑制暗电流的方法都是只针对红

外探测器进行“电”调控,以降低红外探测器的非本征暗电流和本征暗电流. 非本征暗电流是由于温度、表面漏电、陷阱隧穿、材料缺陷诱导漏电等材料和器件的工艺问题导致的暗电流,它可以通过材料改性、表面钝化、器件结构优化、降低工作温度等“电”调控的方法来抑制. 本征暗电流是本身固有的体暗电流,与器件的体积成正比、与材料带隙(禁带宽度)成反比,是传统的“电”调控方法无法抑制的. 全新的方向将是“电”和“光”的联合调控,“光”调控即采用人工微结构(如光子晶体结构、亚波长陷光结构、表面等离子体共振周期性金属阵列结构)来调控入射光的传输方向和空间分布. 随着科学技术的迅速发展,人们对有序人工微结构光电效应的研究得到了极大的深化,所关注的电磁波段也从微波、可见光波段推进到红外直至太赫兹波段. 借助于各种微加工手段,人工结构材料的特征尺寸从毫米减小到微米、纳米. 所关注的科学问题从初期的光散射,到光与物质的耦合、光电之间的转换,以及非线性相互作用. 人工微结构材料的技术发展为光电子材料的突破带来了新希望,产生了基于亚波长陷光结构对光子传输和分布调控的新概念. 通过对红外探测器焦平面像元制作亚波长陷光结构单元,使得单个像元对红外光的吸收和响应不发生变化,但是,产生暗电流的整个单个光敏面的总体积大大减少,从而暗电流大幅下降,提高光电耦合和光电转换,使光响应与暗电流比得到大幅增强.

对传统的 HgCdTe 红外探测器,减小吸收材料体积一般会导致光吸收也同时减弱,从而难以维持高量子效率. 因此,需要研究如何操控入射光的分布和流动,使得入射光更为高效地耦合到半导体材料中,而这一方向现在正是一个活跃而具有挑战性的课题. Baba 等报道了利用光子晶体结构提高垂直直立面发射激光器(VCSLS)的出光效率^[13]. 另外采用不含减反膜的微纳尺度结构的表面处理技术,也可以大幅提高了光电探测器和太阳能电池的光吸收,并增强了探测器的宽带响应^[14-17]. Miao 等通过在新型二维材料晶体管光电探测器(phototransistor)的介质层上引入亚波长微结构金属阵列,基于表面等离子体激元实现了对可见光的操控,显著提高了晶体管光电探测器的光响应^[18-20]. 在 Krishna 等关于光子晶体陷光结构应用于红外探测器的工作中^[21],也观测到了量子效率的提高(量子效率从 7% 提高了 93%). 上述报道表明了利用合适的亚波长人工微结构可以将入射光高效地耦合到器件中,从而提

高光电子器件的性能。

第二代红外成像探测器比第一代在像元数量上提升了三个数量级,达到了 10^6 。凝视型红外探测器需要通过钢柱将单个像元和与之匹配的、相对可以独立设计制造的外围读出电路进行连接。现代电路芯片混合封装技术的发展,给在第 2 代基础上发展具有更多像元的第 3 代红外成像探测器外围读出电路提供了基础,但随着集成度的进一步增大,单个像元的尺寸达到甚至小于探测波长。于是在这些亚波长像元内将会出现例如干涉和侧壁反射等光学效应,给器件设计带来了巨大挑战。过去的仿真模拟大多关注基本的单元结构,这已经不再符合新型第三代红外成像探测器的物理建模分析需求,有时甚至会得到不合理的结果,所以需要发展新的理论分析手段进行仿真模拟分析。

本文综述了近几年来亚波长陷光结构 HgCdTe 红外探测器研究进展。首先介绍了一种新的亚波长人工微结构光电探测器仿真模拟计算方法,然后综述了几种典型的亚波长陷光结构红外探测器的设计和研制结果,系统介绍了此类亚波长人工微结构设计和光电操控过程对红外探测器性能的影响规律,并明确了“光”调控对提高下一代红外探测器性能的重大意义。

1 模拟仿真模型及方法

由于 HgCdTe 器件制备工艺复杂、周期长、价格昂贵且产率低,通过器件模拟分析制约探测器性能的物理因素,研究改善器件性能提供工艺优化方向,不仅减少了研制的费用,而且有望提高产品质量、可靠性和性能,为器件的优化提供了一种切实可行、省时省力的方法^[22-23]。为了优化和设计采用此类亚波长陷光结构的红外探测器,本节概述了一种结合了时域有限差分方法模拟(FDTD)^[24]和有限元方法模拟(FEM)^[25]的数值模拟方法。相比过去常用的算法,该方法更为贴近实际物理的图像。通过对人工微结构调控的 HgCdTe 红外探测器进行数值模拟和理论分析,得到了合适的工艺方案和最佳的工艺参数,其中获取的人工微结构方案和尺寸影响暗电流的内在物理机制的结果将为改进或优化 HgCdTe 红外探测器件的制备工艺过程提供可靠的判断依据,为提高第三代 HgCdTe 焦平面红外探测器性能提供理论支持^[26]。

这种结合了时域有限差分方法模拟(FDTD)和有限元方法模拟(FEM)的数值方法,过程分为两

步:一是利用时域有限差分(FDTD)对整个结构利用麦克斯韦方程组进行电磁场分析以计算光学响应。随后,利用有限元方法计算基本的半导体物理方程进行电学分析。此算法不仅考虑了碲镉汞的组分、掺杂和温度依赖关系,而且光学参数同时依赖于组分和温度^[27]。

在 FDTD 模拟中包含了关于亚波长人工微结构性能关键的衍射和折射效应,它能够提供相对准确的关于亚波长人工微结构表面两侧介质材料的相互作用结果^[28]。在模拟中整个像元阵列在空间中是周期性往外延伸的,并利用了一个全区域扩展的场来计算反射和透射能量。该体系包括了在有源方向上使用吸收边界条件,同时在像元无限延伸部分的侧面采用周期性边界条件。通过计算光的传播和分布,获取随位置变化的电场,从而得到了整个器件中的光场分布^[29]。为了提取探测器的电学特性,模拟得到的光学特性被转化为光生载流子产生率分布。其产生率可以通过式(1-2)来计算^[30]:

$$W = -\nabla \cdot S_{AV} = \frac{1}{2} \sigma |E|^2 \quad , \quad (1)$$

$$G_{opt} = \eta \frac{W}{E_{ph}} \quad , \quad (2)$$

其中, S_{AV} 是取时间平均的波印廷矢量, σ 是电导率, E_{ph} 是光子能量, η 是光量子产率。这些光生载流子产生率的分布结果随后被用于 FEM 电学模拟的输入,从而获得量子效率和暗电流特性。这些定量计算的结果可以用于不同器件尺寸结构的模拟,并与相应的实验测量结果进行分析比较。

具体来说,将式(2)中的光生载流子产生率项 G_{opt} 带入到 FEM 电学模拟过程的连续性方程中^[31]。对于经典的漂移扩散过程,考虑了泊松方程和连续性方程。对于电子和空穴,稳态的连续性方程如下所示^[25]:

$$\frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{J}_n + (G_{opt} - R) = 0 \quad , \quad (3)$$

$$\frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{J}_p - (G_{opt} - R) = 0 \quad , \quad (4)$$

泊松方程为:

$$\nabla^2 \psi = -\frac{q}{\epsilon_0 \epsilon} (\Gamma + p - n) - \frac{1}{\epsilon} \nabla \psi \cdot \nabla \epsilon \quad , \quad (5)$$

其中, R 为载流子复合率, Γ 是有效掺杂浓度, q 为电子电荷量, $\epsilon_0 \epsilon$ 是半导体材料的介电常数, ψ 为静电势。而电子和空穴浓度,可以用如下的扩散和漂移项表示^[5, 32],

$$\vec{J}_n = qn\mu_n\vec{E}_n + qD_n\nabla n \quad , \quad (6)$$

$$\vec{J}_p = qn\mu_p\vec{E}_p - qD_p\nabla p \quad , \quad (7)$$

而式(6-7)可以在数值模拟直接表示为准费米能级 Φ_e 和 Φ_h 的函数式^[5, 32]:

$$\vec{J}_n = qn\mu_n\nabla\Phi_e \quad , \quad (8)$$

$$\vec{J}_p = qn\mu_p\nabla\Phi_h \quad , \quad (9)$$

其中 J_n 和 J_p 、 n 和 p 、 D_n 和 D_p 、 E_n 和 E_p 、 μ_n 和 μ_p 分别是电子和空穴的电流密度、浓度、扩散系数、有效电场强度和迁移率。

在 FDTD 方法和 FEM 方法的整合中,网格的划分非常关键,电子和空穴的连续性方程中的光生载流子项是用 FDTD 计算得到的光生载流子产生率插值到 FEM 方法的网格中得到的^[27-29]。

为了模拟像元阵列,首先需要将器件结构进行离散化,以形成由点或者线构成的网格.本文中涉及的结构在形成数值网格时都具有复杂性,特别是在考虑焦平面阵列中复数个像元时,三维模拟尤其需要高度优化的网格以获得合理的计算时间^[29].在电磁学模拟中使用的 FDTD 构造的张量网格是基于材料的光学特性产生的,并且使用立方格子进行了离散化.网格在划分时必须满足单位波长内光从任意给定角度进入材料时都有一定的节点数的条件.然后,对每一个网格中的节点依次求解麦克斯韦方程组.在选择单位波长内节点数时,在数值计算准确度和计算所需资源之间必须取得平衡.同时在模拟中,为了合理地模拟界面以及计算超出器件边界范围的电场,阵列的上下方均设定了真空区域.在实际模拟中发现,通常为了获得理想的结果,需要单位波长内有 15 到 20 个节点.采用陷光结构 FDTD 模拟的典型三维网格划分如表 1 和图 1(a)所示.

表 1 典型的采用陷光结构红外探测器计算工程中的 FDTD 三维网格划分数量.引用自文献[29]

Table 1 Typical number of 3D nodes in the FDTD mesh for infrared detectors with photon trapping structure (after Ref. [29])

入射光波长	8 μm 尺寸像元的网格数	6 μm 尺寸像元的网格数
1.0 μm	470,302,902	833,433,480
1.5 μm	149,663,520	261,072,000
2.0 μm	66,585,600	116,899,344

在器件的电学模拟时,尤其需要注意的是 FEM 网格划分.如前所述,当模拟区域的尺寸变大时,计算量将迅速增大.通常为了获得合理的器件物理特性,这些结构在生长方向上比侧面方向的网格更密.

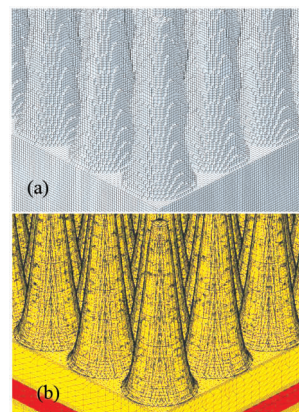


图 1 典型的采用陷光结构红外探测器计算工程中的 (a) FDTD 三维网格与 (b) FEM 三维网格划分 (其中为了显示方便,已略去空隙间真空区域的显示). 引用文献[29]

Fig. 1 Typical structured tensor 3D mesh in (a) FDTD simulation and (b) FEM simulation (vacuum region is removed for clear display) for infrared detectors with photon trapping structure (after Ref. [29])

同时,异质结和掺杂边界处必须进一步加密以适应跨越边界时物理量的突变.另外,在电极附近与其表面垂直的网格也必须加密,这是因为电极的存在会使载流子的运动受到干扰.

当考虑横向的网格时,最重要的是模拟区域内光生载流子分布带来的影响.对受均匀光照的平面结构,载流子产生率不会在横向变化,所以在横向可以采取稀疏的网格分布,从而在较小的模拟区域内完成计算,大幅减少网格数量.而当模拟一个具有特定图案的表面或者具有空间变化光源的器件时,横向网格划分必须加密以准确模拟不同方向上的变化.同时在距离受光照表面较远区域,则可不必要网格细化.与电磁场模拟中的结构张量网格不同的是,有限元模拟中使用的是不同尺寸的三角形.这使得弯曲表面虽然需要大量的网格,但是能够获得非常高的精度.表 2 中是在 FEM 模拟中陷光和非陷光结构的网格数.图 1(b)显示了依照此规则构建的典型陷光结构的 FEM 网格.

表 2 典型的陷光结构与非陷光结构探测器计算工程中的 FEM 三维网格划分.引用自文献[29]

Table 2 Typical number of 3D nodes in the FEM mesh for infrared detectors with and without photon trapping structure (after Ref. [29])

像元尺寸	非陷光结构		陷光结构	
	6 μm	8 μm	6 μm	8 μm
网格数	715,065	887,009	4,655,754	6,730,607

本文也提供了 Ray-tracing 方法的计算结果用于

和 FDTD 模型进行对比^[28]. 这种方法是采用 Beer-Lambert 法则近似计算像元中的光生载流子产生率的, 光生载流子产生率是用由入射光通量、吸收层材料吸收系数以及厚度所决定的指数衰减项计算的. 在 Ray-tracing 方法中, 光生载流子产生项表示为,

$$G^{\text{opt}}(z) = J(x, y, z_0) \alpha(\lambda, z) \exp\left[-\int_0^z \alpha(\lambda, z) dz\right] \quad (10)$$

其中 λ 是入射光波长, $J(x, y, z_0)$ 是当光线从某一设定窗口区域射入器件中时随空间分布的光束密度, z_0 是沿着光被开始吸收的路径上的位置, 同时 $\alpha(\lambda, z)$ 是路径上的吸收系数.

虽然 Ray-tracing 方法在器件尺度远大于波长时可以获得令人满意的近似模拟结果, 但是当器件的尺度与波长相仿甚至更小时, 它无法模拟光波的衍射和干涉现象, 往往会得到错误的结论. 此外, 当吸收系数很小使得吸收较弱时, Beer-Lambert 法则也不是一个很好的近似. 理论分析及后续模拟计算结果, 都可以证明不能在亚波长陷光结构中使用 Ray-tracing 模型进行光生载流子产生率的计算^[29]. 相比 Ray-tracing 方法, FDTD 方法能够更精确地考虑入射光在器件中的各种干涉、色散效应, 直接模拟出整个光场在空间中的能量分布, 并且计算的光场分布能够同后续电学模拟方法耦合, 从而准确模拟出整个器件的光电特性.

同时, 在暗电流计算中, 也考虑了另外两种隧穿模型^[32-35]. 陷阱辅助隧穿电流 (I_{tat}) 公式如下:

$$I_{\text{tat}} = -A \frac{\pi^2 q^2 N_t m_e^* M^2 (V_{\text{bi}} - V_d)}{h^3 (E_g - E_t)} \exp\left[-\frac{\sqrt{3} E_g^2 F(a)}{8 \sqrt{2} q P E}\right] \quad (11)$$

$$F(a) = \frac{\pi}{2} + \sin^{-1}(1 - 2a) + 2(1 - 2a) \sqrt{a(1 - a)} \quad (12)$$

$$a = E_t / E_g \quad (13)$$

其中, E_g 是禁带宽度, m_e^* 是导带边和轻空穴价带边的有效质量, m_0 是自由电子质量, P 是 Kane 矩阵元, M 是陷阱能级和导带间的跃迁矩阵元, N_t 是耗尽区的陷阱浓度, 其数值可以表示为 (m_e^* / m_0) . $M^2 = 1 \times 10^{-23} \text{ eV}^2 \text{ cm}^3$, 其它符号具有常见含义 (或数值), 电场 E 的具体表达式见下文.

另一种是带到带直接隧穿电流 (I_{bbt}):

$$I_{\text{bbt}} = -A \frac{q^3 \sqrt{2m_e^*} E (V_{\text{bi}} - V_d)}{4\pi^3 \hbar^2 \sqrt{E_g}} \exp\left(-\frac{\pi \sqrt{m_e^*} / 2 E_g^{3/2}}{2qE\hbar}\right) \quad (14)$$

对于 pn 突变结, I_{tat} 和 I_{bbt} 中的电场可以表示为 $E = (V_{\text{bi}} - V_d) / W$, 其中 V_{bi} 是结内建电场, V_d 是外加偏压, W 是受偏压调控的耗尽层宽度.

通过对暗电流分析可以发现, 对于诸如由产生复合中心带来的产生复合电流、由热激发少数载流子扩散形成的扩散电流等这类本征暗电流成分, 直接与材料体积相关. 同时, 两种另外的暗电流成分, 与陷阱浓度相关的陷阱辅助隧穿电流及与偏压相关的直接隧穿电流, 也是正比于由器件有效体积所决定的 PN 结区的面积. 因此减小探测器中材料体积, 可以降低红外探测器的暗电流.

表 3 中波 HgCdTe 探测器模拟的关键参数. 引自文献[28]
Table 3 Main parameters for the simulation of mid-wavelength infrared detectors (after Ref. [28])

	n 区	p 区
厚度	$t_n = 1.75 \mu\text{m}$	$t_p = 6.25 \mu\text{m}$
掺杂浓度	$N_d = 2.3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$	$N_a = 4.9 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
组分	$x_{\text{Cd}} = 0.275$	$x_{\text{Cd}} = 0.275$
SRH 寿命	$\tau_n = \tau_p = 10 \mu\text{s}$	$\tau_n = \tau_p = 10 \mu\text{s}$

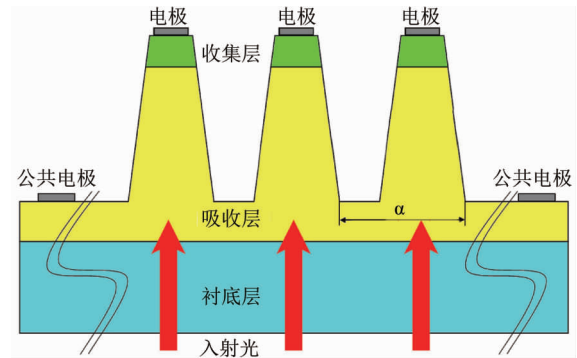


图 2 在 XZ 平面中, 基于亚波长人工微结构陷光效应调制的碲镉汞红外焦平面探测器的示意图. 每一个单元为一个典型的 n-on-p 型探测器且背入射的光沿 z 方向传播. 引自文献[28]

Fig. 2 Schematic of the photon-trapping HgCdTe infrared detector focal plane arrays in x-z plane. Each unit cell is a typical n-on-p detector unit and the incident light is in z direction (after Ref. [28])

2 探测器背面光局域陷光结构的光伏型碲镉汞探测器

考虑在红外探测器相对于衬底的另一面, 即背面引入亚波长人工微结构实现光局域的光伏型碲镉汞器件的单元. 图 2 表示了此种按周期性排列、以减少台面体积形成的单元截面图. 绿色和黄色区域是由碲镉汞材料构成的有效 pn 结台面区域, 而刻蚀掉的区域是空气. 每一个由若干台柱组成的最小单元

器件形成了一个 n-on-p 型的红外探测器面阵像元. 不管是中波红外探测器还是长波红外探测器, 均包含了一个收集层、一个吸收层和共用的衬底^[36]. P 区吸收层在此陷光结构中分为柱状结构层和衬底上方层两个部分, 两者合计的总厚度满足与扩散长度、吸收长度相匹配的传统 n-on-p 结构的 P 区吸收层厚度, 而其中衬底上方层即为作为焦平面器件公共电极的 P 区吸收层, 此厚度降低导致的电阻增加会影响光敏元偏置电压的均匀性, 但若单独增加此厚度, 则会影响器件的量子效率. 对此, 可以在设计上采用光敏元周围的对称电极. 该金属电极可能引起的表面等离子体激元对光吸收增强也是有益的, 这将是后续值得研究的一个方向.

该结构单元周期为 a , 器件工作在零偏压, 光从衬底入射(背入射). 这里定义填充比为去掉真空的台面部分占原有体积的比例. 在器件模拟时, 通过改变变量 a 和填充比, 得到了红外探测器不同的光学和电学特性. 对于这种周期性台柱结构的光伏型红外探测器, 后续理论与实验分析均证明可以在低填充比条件下维持较高的量子效率, 从而实现了在保持探测器响应率不变的同时, 通过减小体积来减小暗电流的目标. 相比于通常的台面或平面的 n-on-p/p-on-n 结构来说, 这种亚波长人工微结构可以与大规模焦平面阵列兼容, 显示出了良好的应用前景.

对于中波红外探测器, 设定整个器件的工作温

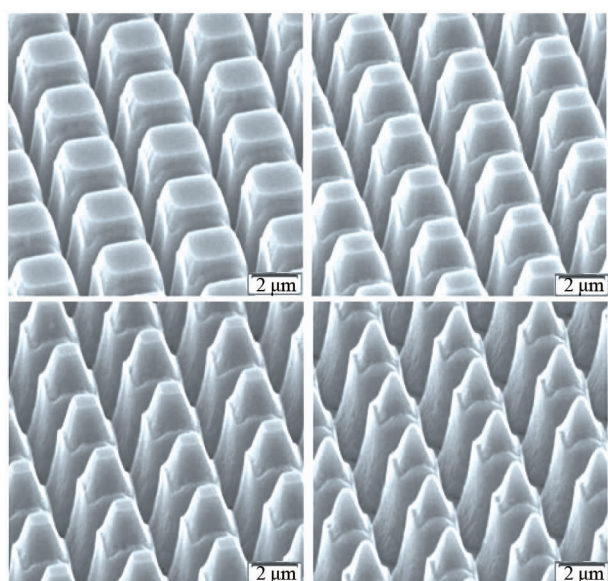


图3 美国 Raytheon 公司研制的采用此陷光结构的不同台柱形貌与尺寸的中波 HgCdTe 焦平面阵列器件. 引自文献[27]
Fig. 3 Examples of photon-trapping HgCdTe infrared detector focal plane arrays with different shape and size fabricated by Raytheon Company (after Ref. [27])

度为 200 K, 并且入射光波长为 $4 \mu\text{m}$. 图 4 为不同填充比下的器件内部光生电场分布和载流子产生率的模拟结果, 两者在衬底部分均可以观测到干涉图样. 对比图 4(a) 和图 4(b) 可以发现, 对于体积减少的情况下, 在像元的吸收层部分有很高的漏电场. 该结果显示, 不同填充比的器件中的光能量密度分布具有巨大差异. 进一步的分析结果表明, 填充比有一个阈值. 在填充比超过这个阈值时, 几乎所有的光均可以被控制在探测器台面的有效区域内; 与之相反的是, 当填充比小于该阈值时, 光无法很好地在有效区域内被收集从而大部分被浪费.

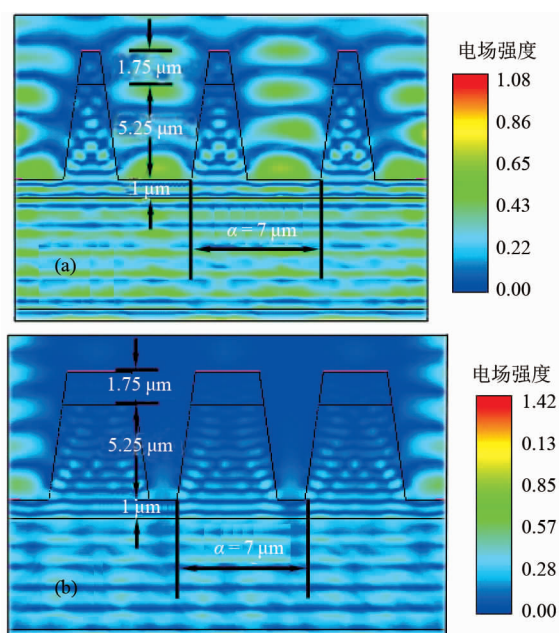


图4 填充比为(a)0.29 和(b)0.64 时中波红外探测器的电场分布图. 引自文献[28]

Fig. 4 Distributions of photon-generated electrical field (a) at the volume fill factor of 0.29 and (b) at the volume fill factor of 0.64 (after Ref. [28])

图 5(a) 为不同填充比和不同周期 a 时的量子效率(QE). 可以发现: 1) 当周期 $a = 5 \sim 7 \mu\text{m}$ 时, 若填充比维持在 $0.4 \sim 0.5$ 以上变化, QE 几乎为常数, 但一旦填充比降到 $0.4 \sim 0.5$ 以下时, QE 会迅速下降; 2) 当周期 $a = 8 \sim 12 \mu\text{m}$ 时, 类似 1) 中的填充比阈值将消失, QE 随着填充比减小而减小. 这两点和图 4 中的结果基本一致: 通过对不同填充比对应的光场分布进行分析, 可以发现在 $0.4 \sim 0.5$ 的阈值以上时, 光均能够很好被限制在探测材料有效区域内. 同时, 对一个特定的结构周期 a , 不同入射波长对应的 QE 也进行了模拟计算(之后图 8 会详细讨论这一结果). 这些结果显示, 该亚波长人工微结构探测

器单元周期对于入射光波长比较敏感,即只有当周期 a 接近入射光波长 λ 时,高量子效率才能在一个较大的填充比变化范围内维持不变。

上述结果都是因为表面使用台柱形成光子晶体周期性结构所带来的^[37]。当光从下表面垂直入射时,光子在周期结构中经历多重散射,形成光子晶体能带;该能带上对应的每个频率都能把低能量的长波光光子局域在高折射率的介质中的光子晶体本征共振模里,于是实现了等效于入射光在介质结构内的全反射来局域光子,从而在维持量子效率不变的同时减少了器件的体积。台柱之间存在谐振,倾斜的侧壁相当于一个光子陷阱。陷光行为表现为整体的内部反射,等效于一个使得入射能量远离被移除的区域而导入到剩下的吸收层的波导。

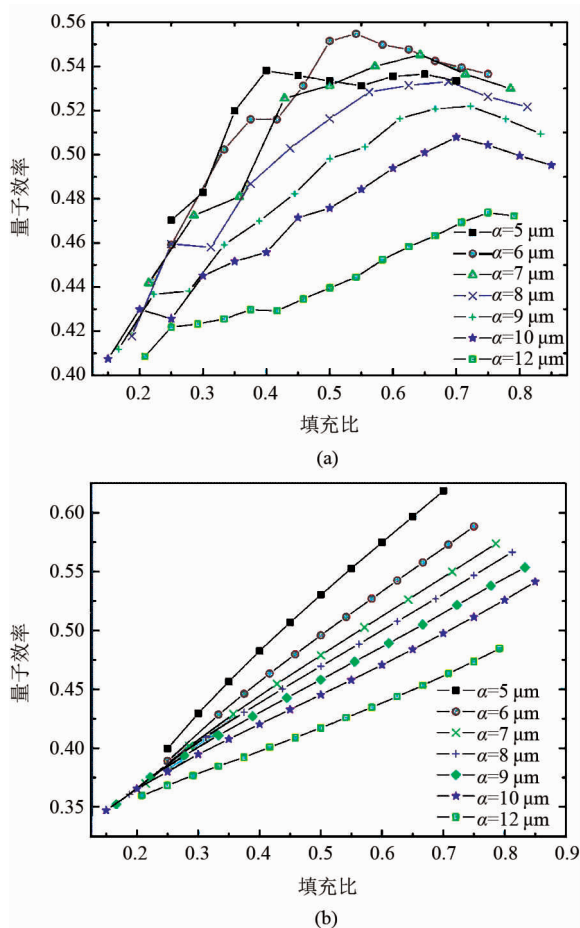


图5 采用(a) FDTD方法与(b) Ray-tracing方法模拟得到的不同填充比和周期 a 时器件的量子效率. 引自参考文献[28]

Fig. 5 (a) FDTD simulated and (b) Ray-tracing simulated quantum efficiency at different volume fill factors and different periods (after Ref. [28])

同时作为对比, Liang 等^[28]也采用了传统的

Ray-tracing方法模拟了亚波长人工微结构探测器,且所得结果与上述方法大不相同,如图5(b)所示。在图5(b)中,当探测器单元的体积减小时, QE 也随之减小。与图5(a)的结果相比,光子晶体结构的光场调制陷光效应没有被表现出来。这是因为 Ray-tracing 方法不能真实模拟光在这种光子晶体结构红外探测器中复杂的传播行为,所以对应的模拟结果偏离了实际的物理过程。

图6为 Raytheon 公司陷光结构(见图3) HgCdTe 中波红外焦平面探测器通过台柱尺寸实现不同填充比时的暗电流大小,模拟和实测结果均显示,改变填充比这一减小体积的方法确实可以降低暗电流。同时用 FTIR 测量将透射率换算成 QE 的结果也表明采用陷光结构的测试样品能够在低填充比时提高 QE。图7进一步用包括 Bruggeman 有效介质近似的简单一阶模型得到了体积减小对噪声等效温差(NEDT)的影响。NEDT 是基于一个 200K 下截止波长为 $5\mu\text{m}$ 的碲镉汞红外探测器建模的,其中暗电流为扩散电流主导探测器的模型。图中非陷光结构直接利用缩小基本台面区域尺寸来减小体积时,首先 NEDT 会随着噪声产生体积的移除而减小,直到移除体积的量级达到使得相对于剩余噪声而言的信号减小,在此点 NEDT 开始增加。与之相比,使用了陷光结构的器件,减小体积不会一直降低 NEDT。

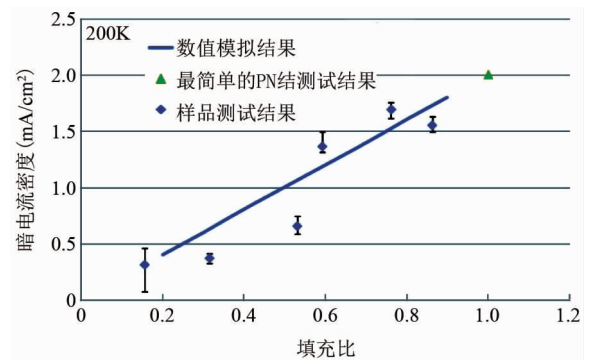


图6 暗电流随填充比变化理论和测试曲线. 引自文献[27]

Fig. 6 Simulated and Measured dark current curves as a function of volume fill factor (after Ref. [27])

长波红外探测器在暗电流方面问题更加突出,这种亚波长陷光结构在长波红外探测器方面可能将发挥更大作用。Liang 等^[28]开展了亚波长陷光结构碲镉汞长波红外探测器焦平面阵列的模拟研究。图8为在温度 77 K 下,当入射光在 $4 \sim 10\mu\text{m}$ 之间变化时,对应量子效率的变化结果。相对于中波时的组

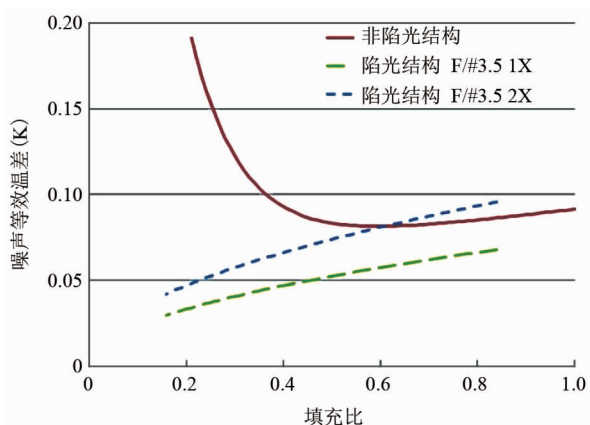


图7 模拟得到的陷光和非陷光结构(直接通过减少单个台面体积)的噪声等效温差随填充比变化结果. 引自文献[27]
Fig. 7 Simulated NEDT as a function of volume fill factor (by directly decreasing the volume of mesa) for infrared detector with and without photon trapping structure (after Ref. [27])

分 $x = 0.275$, 这里取用组分 $x = 0.211$ 的长波 HgCdTe 红外探测器为研究对象. 由于组分的变化, 使得载流子的扩散长度增加. 相比于之前的中波红外探测器, 设计上采用了更厚的收集层与吸收层^[38]. 同时, 考虑到入射光波长和周期之间的关联性, 这里取光子晶体结构周期 $a = 10 \mu\text{m}$. 结果显示入射光波长为 $8 \mu\text{m}$ 时, 存在一个填充比的阈值. 当填充比小于阈值 0.4 时, 量子效率随着填充比(体积)的减小而减小; 当填充比大于阈值 0.4 时, 这种亚波长陷光结构能够一直维持 80% 的高量子效率. 而一旦入射波长偏离了 $8 \mu\text{m}$, 量子效率将不会随填充比减小时而保持不变, 为了获得高量子效率, 填充比只能在一个很小的范围内变化, 这也意味着与填充比相关、即随体积作线性变化的暗电流(见图 5(a))无法依靠降低填充比而减小. 因此, 对于某一确定的低暗电流陷光结构器件, 其有效响应波段范围较窄, 这需要通过后续设计进行优化.

中波器件和长波器件的结果均表明, 利用这种光子晶体结构, 可以在低填充比的同时依然能获得高量子效率. 必须指出的是, 为了在维持量子效率的条件下尽可能降低填充比, 在组分为 $x = 0.275$ 的中波器件的情况下, 对于入射波长 $\lambda = 4 \mu\text{m}$ 的最优周期 a 是 $5 \mu\text{m}$. 而在组分 $x = 0.211$ 的长波器件的情况下, 对于固定周期 $a = 10 \mu\text{m}$ 来说, 最优的入射波长 λ 是 $8 \mu\text{m}$. 实际应用中, 对于一定探测波段的红外探测器, 可以通过适当选择单元周期尺寸, 来实现最理想的高量子效率和低填充比带来的低暗电流特性.

由于碲镉汞是一种高吸收材料, 不同的材料吸

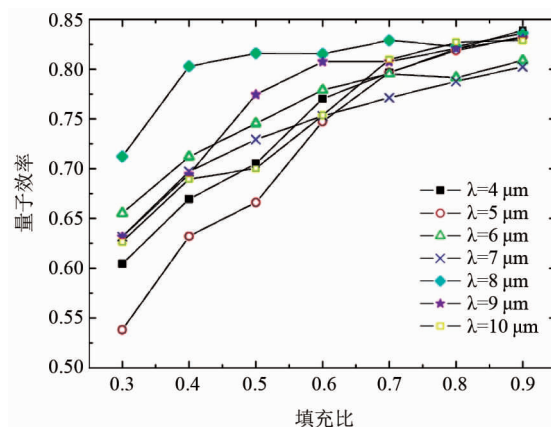


图8 77 K 下不同入射光波长时亚波长陷光结构调制探测器的不同填充比所对应的量子效率结果. 引自文献[28]
Fig. 8 FDTD simulated quantum efficiency at different volume fill factors and wavelength at 77 K (after Ref. [28])

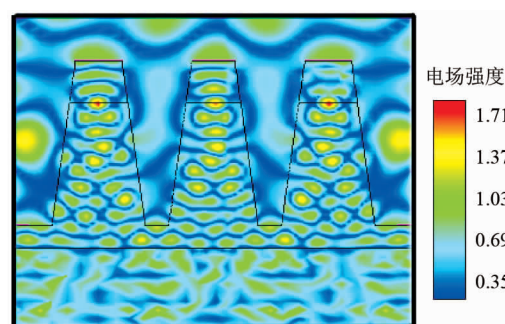


图9 不考虑吸收介质材料吸收时的电场分布图. 引自文献[28]

Fig. 9 Simulated distribution of photon-generated electrical field without considering the absorption of medium materials (after Ref. [28])

收系数可能会对 FDTD 分析结果造成干扰. 为了进行对比, 图9模拟了不考虑碲镉汞材料吸收系数时的电场分布, 发现这种几何构型同样具有与图5中的结果类似的陷光效果. 这证明了此类探测器在低填充比下对入射光能量分布的调制作用, 是由于亚波长陷光结构而非介质本身的吸收特性所带来的.

3 探测器正面减反膜陷光结构的光伏型碲镉汞探测器

图10所示为, 在 HgCdTe 红外探测器正面移除衬底后引入亚波长人工微结构充当减反膜的光伏型 HgCdTe 红外探测器单元剖面图器件. 这种亚波长人工微结构采用了周期性的微结构表面来进行陷光, 以增强中波范围内 (MWIR, $0.5 \sim 5.0 \mu\text{m}$) 的光吸收. 首先, 考虑一个传统(非陷光结构)的中波红外探测器, 它是由 $8 \mu\text{m}$ 厚度的窄带隙 $\text{Hg}_{0.715}\text{Cd}_{0.285}\text{Te}$

吸收层和 $1.5\ \mu\text{m}$ 厚度的宽带隙 $\text{Hg}_{0.6}\text{Cd}_{0.4}\text{Te}$ 覆盖层组成. 窄带隙的吸收区域是 N 型的轻掺杂 ($N_D = 1.0 \times 10^{15}\ \text{cm}^{-3}$), 宽带隙的非吸收区域是 P 型重掺杂 ($N_A = 1.0 \times 10^{17}\ \text{cm}^{-3}$), 像元台面是通过刻蚀形成的. 该微结构是剥离碲锌镉衬底之后, 再在吸收层刻蚀周期性台柱, 从而形成的陷光结构. 此类结构目前最大的问题是在实际工艺中如何去衬底并对 HgCdTe 材料表面进行微结构加工, 同时还需要考虑表面态对器件性能的影响.

依靠特定的刻蚀工艺, 可以获得不同的台柱外形(皆为一种与正弦曲线轮廓相近的台柱). 它们均是高度为 $5\ \mu\text{m}$, 底部直径 $2\ \mu\text{m}$ (可调), 顶部直径 $0.5\ \mu\text{m}$ (可调) 且排列在 $2\ \mu\text{m}$ 边长的方形网格中. 在台柱下方有额外的紧邻覆盖层的 $3\ \mu\text{m}$ 吸收层 (总厚度为 $8\ \mu\text{m}$). 这里总共考虑了 $6\ \mu\text{m}$ 和 $8\ \mu\text{m}$ 两种尺寸的像元, 其中 $6\ \mu\text{m}$ 的结构在每一个像元部分有 9 个台柱, $8\ \mu\text{m}$ 的结构在每一个像元部分有 16 个台柱, 这样总计计算范围为 3×3 元阵列内的 81 (对应 $6\ \mu\text{m}$) 或 144 (对应 $8\ \mu\text{m}$) 个台柱. 图 10(b) 列出了 $8\ \mu\text{m}$ 尺寸的结构示意图.

在模拟中, 电极均假设为理想的欧姆接触, 分为覆盖层外部电极与吸收层外部电极. 在 FDTD 模拟中一层完美反射的金被设定在每一个台面的底部覆盖层下方以充当实际器件中金属电极的作用. 而对于吸收层外部电极, 结构上设定为环形的公共电极 (定义为阴极, 图中未表示). 其中, 在阴极下方的吸收层区域有 $0.2\ \mu\text{m}$ 重掺杂 N 型区域 (图中未标出), 该区域的作用是将台柱处形成的少数载流子抽取到阴极. 在实际器件中, 靠近边沿的像元并没有亚波长陷光结构, 而是在 HgCdTe 表面沉积了一层金属, 用于形成公共电极. 这些金属电极沿着阵列边界向外延伸. 由于并未在这些边缘像元上进行刻蚀以形成陷光结构, 在数值计算中不便模拟这些只用来构成电极的额外像元, 因此, 可以把阴极直接设定在关注的光敏元部分上. 这也是引入高掺杂 N 区将载流子推离阴极的原因, 其能尽可能地减轻将电极直接放置在光敏元处带来的影响.

基于碲镉汞的焦平面阵列通常采用背入射, 光通过宽带隙碲锌镉衬底后进入探测器阵列层得到吸收. 这类传统的红外探测器在空气/碲镉汞以及空气/碲锌镉衬底界面处光损失很大. 因此, 需要结合减反膜以降低入射光的损耗. 可是, 有效工作在宽波段的减反膜在目前的工艺手段中很难得到, 这对未来红外探测器的设计和发展不利. 另外, 减反膜给探

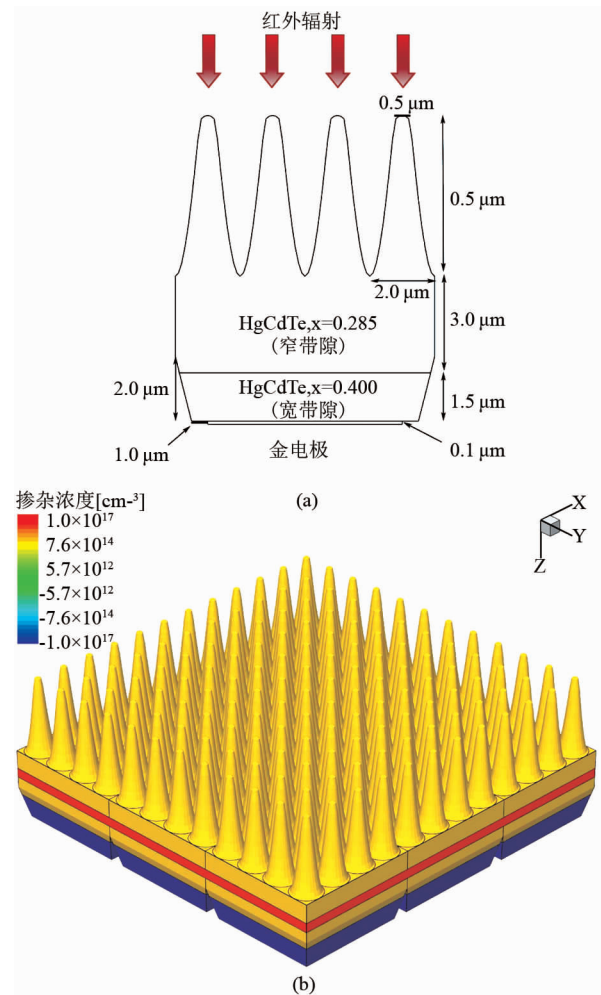


图 10 在光入射正面引入亚波长人工微结构陷光效应调制的碲镉汞红外焦平面探测器的 (a) 单个像元二维剖面图及 (b) 三维模拟 3×3 像元阵列结构图, 其中背入射的光沿 z 方向传播. 引自参考文献 [29]

Fig. 10 (a) Schematic representing the geometry of a single pixel of an array and (b) 3D view of the geometry of the 3×3 pixel array with HgCdTe infrared detector focal plane arrays incorporating a photon trapping structure (after Ref. [29])

测器带来的额外应力, 限制了探测器的适用性和使用寿命. 为此, Schuster 等^[29] 对此研究了一种可替换的, 通过剥离碲锌镉衬底并直接在碲镉汞探测器的吸收层上刻蚀出亚波长陷光结构的方案. 当采取合适的制造工艺时, 这种陷光结构可以显著地降低反射损失, 从而避免使用减反膜. 为验证此结果, 进行了如下所述的 FDTD 模拟: 设定在无限空间中传播的平面波入射到陷光结构上, 然后计算空气和碲镉汞界面处的光反射.

图 11 为底部台柱直径为 $2\ \mu\text{m}$ 的陷光结构和非陷光结构的反射率随入射波长变化曲线. 在非陷光结构的平坦表面上, 可以立即观察到由于空气 (折射率 $n = 1$) 和 $\text{Hg}_{0.715}\text{Cd}_{0.285}\text{Te}$ (中波时折射率 n

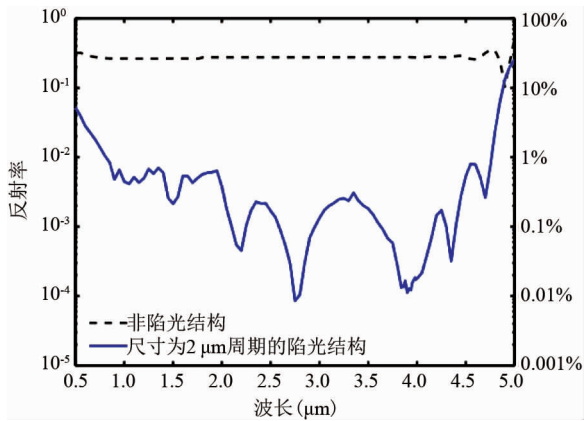


图 11 不同波长下两种结构的反射率曲线. 引自文献[29]
 Fig. 11 Calculated reflectance spectra for detectors with and without photon trapping structure (after Ref. [29])

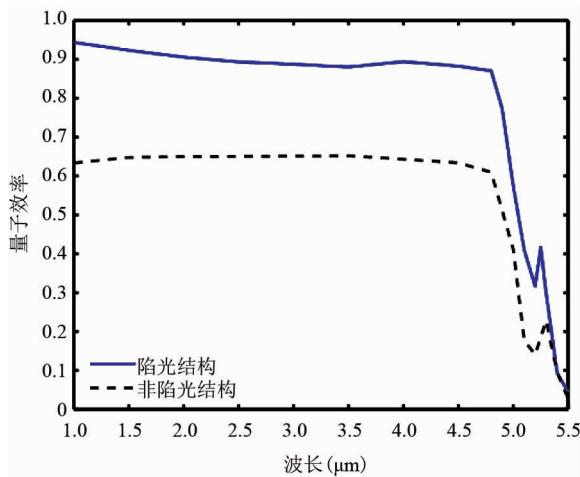


图 12 不同波长下两种结构的量子效率曲线. 引自参考文献[29]
 Fig. 12 Calculated quantum efficiency for detectors with and without photon trapping structure (after Ref. [29])

= 3.47) 折射率不匹配导致的 30% 菲涅耳反射损失. 而通过合适的台柱设计实现陷光结构的减反膜效果, 可以显著降低此损失至 1%. 且对于陷光结构, 在整个频谱范围内可以观察到宽波段光吸收的显著增强^[39].

图 12 为计算所得陷光结构和非陷光结构阵列受平面波照射时 QE 随波长 λ 变化的关系. 由于在根据 FDTD 模拟光生载流子产生率来计算光电流时, 反射损失被自动合并计算在内了, 于是得到的 QE 包含了表面的反射损失. 这样由图 12 可知, 非陷光结构阵列的最大 QE 约为 70%, 这代表当没有使用减反膜时, 背入射有 30% 的反射损失. 与之相比, 非陷光结构在甚至不使用减反膜时, 就能够维持 90% 的量子效率. 这与图 11 的结果一致. 图 12 中还

显示了一个在接近截止波长时的一个尖峰. 这不是由陷光结构造成的结果, 因为尖峰在陷光和非陷光结构中普遍存在. 进一步分析表明, 这是由于电极、台面侧壁和阵列背面的反射而产生了较大的干涉, 从而在接近截止波长处增大了光生载流子浓度. 特别地, 之前有类似的结果^[30] 证明当金属电极变大时, 光响应的尖峰变得更为明显.

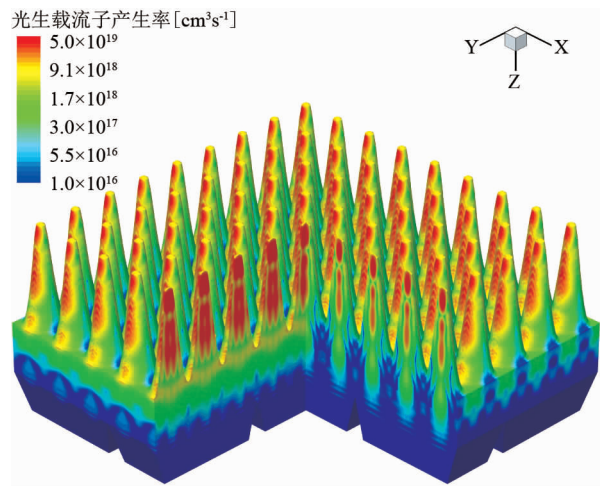


图 13 背入射 3 × 3 陷光结构阵列中的光生载流子产生率分布的三维示意图 ($\lambda = 2 \mu\text{m}$). 引自文献[29]
 Fig. 13 Optical generation profile of the 3 × 3 array back-illuminated by light with a wavelength of 2 μm (after Ref. [29])

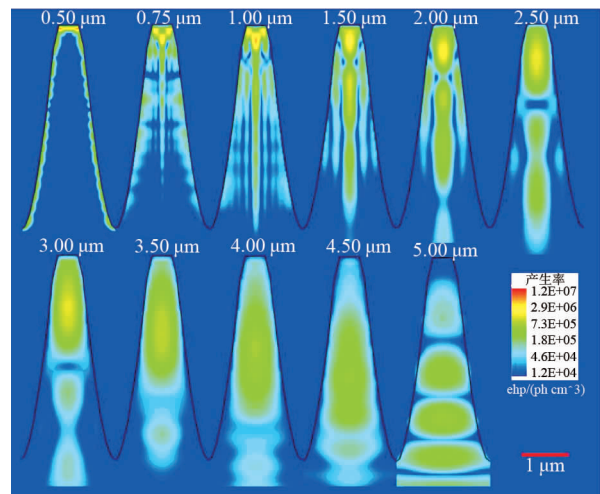


图 14 同一结构在不同波长入射光下的光生载流子产生率分布剖面图. 引自文献[29]
 Fig. 14 Optical generation profile of a single pillar back-illuminated by light with a wavelength of 2 μm (after Ref. [29])

图 13 为背入射 3 × 3 陷光结构阵列中的光生载流子产生率分布. 在此图中, 入射光波长为 2 μm , 台柱结构顶部直径为 0.5 μm , 底部直径为 2 μm , 即台

柱结构和光波长具有同样的尺度. 因此,可以在台柱中看到干涉现象. 通过仔细考察图 13 中的分布可以发现 x 轴和 y 轴方向上光生载流子产生率是不一样的. 此区别是由于入射光的偏振性引起的:计算中入射光是 TE 波、或者是 TM 波,而非两者的叠加. 因此,光生载流子分布沿 x 轴与 y 轴有不同的分布. 如果偏振方向交换,则光生载流子分布也会翻转.

图 14 为光生载流子产生率在波长为 0.5 至 $5.0 \mu\text{m}$ 间变化时的结果. 对单个台柱的光生载流子产生率分布,最重要的部分是位于台柱下方的吸收层. 当入射光为 $0.5 \mu\text{m}$ 时,光生载流子被聚集在台柱的边缘,随着入射光波长的增加,主要的光生载流子逐渐向台柱内部更深处延伸. 实际上,在 $5 \mu\text{m}$ 波长对应的光生载流子产生率分布中,几乎没有光生载流子在台柱顶部产生,且相当数量的光生载流子都进一步地深入台柱内部进入了吸收层.

由于柱状结构的侧壁会将入射光散射到相邻的部分,所以单由光学效应带来的这一部分光串音是增加的,并可以通过 FDTD 模拟的计算结果验证. 还有一类电串音是由于光生载流子从被照中心像元扩散到未受光照的像元附近电极引起的,后续的光电流模拟中包含了这两类串音. 计算结果显示与非陷光结构相比,陷光结构阻碍了载流子往相邻像元的扩散,从而降低了器件的整体串音^[40].

与第 3 部分相类似,采用陷光效应微结构表面设计方法的另一项重要优势是有可能因为减小了器件体积而降低了器件暗电流. 为了证明此可能性,在图 15(a)中标出了 $8 \mu\text{m}$ 尺寸像元的非陷光结构和陷光结构在 140 K 下计算所得的暗电流绝对值随偏压变化的结果. 如预期的那样,与非陷光阵列相比,由于移除了器件的部分材料,在偏压为 -0.005 V 时的陷光结构阵列暗电流降低了 44% . 图 15(b) 为动态阻抗与面积乘积 ($R_D A$), 计算公式为 $R_D A = (dI_{\text{dark}}/dV)^{-1} A$, 其中 I_{dark} 为暗电流, V 为偏压, A 是像元面积. 由 $R_D A$ 可以得知,陷光和非陷光结构器件均在反向偏压时受扩散电流主导,近似于理想特性. 这是电学模拟中 HgCdTe 材料参数 SRH 寿命设定为 $10 \mu\text{s}$ 所造成的预期结果^[41-42]. 这种主要受扩散电流 I_{diff} 主导的器件在应用中是最有价值的,因为它近似于理想特性,可以在高温下工作. 动态阻抗在 -0.08 V 附近达到饱和是由于扩散电流值的依赖关系而造成的 $R_D A$ 边沿增强. 当器件的偏压加大时,由于 SRH 复合成为主导而使得暗电流最后会重新增大. 在大反向偏压下,暗电流将由于带到带隧穿

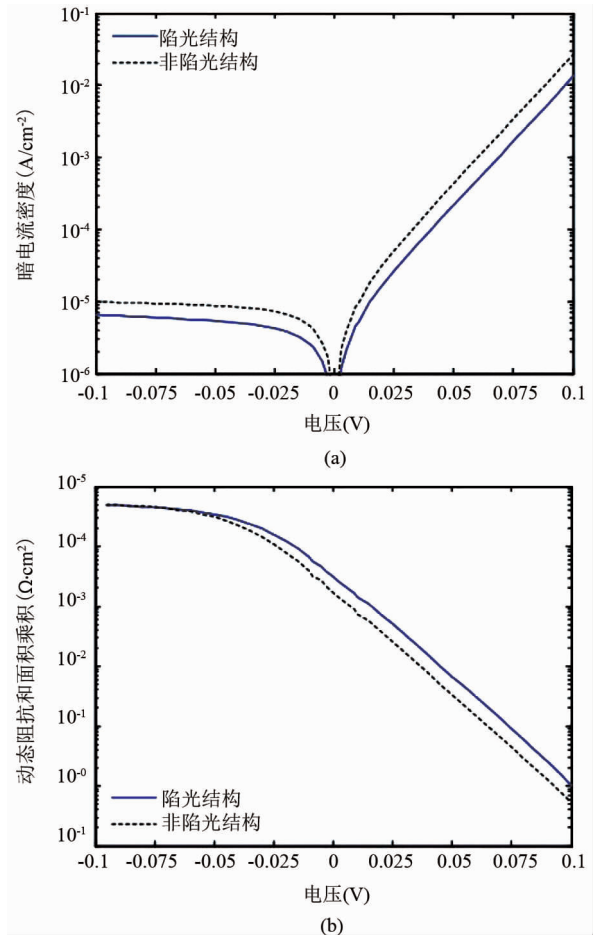


图 15 在 140 K 下 $8 \mu\text{m}$ 尺寸像元的非陷光结构和陷光结构计算所得的暗电流绝对值(a)或动态阻抗和面积乘积(b)随偏压变化的曲线. 引自文献[29]

Fig. 15 The simulated results for $8 \mu\text{m}$ pixel array with and without photon trapping structure at 140 K . Absolute value of the calculated dark current density (a) and dynamic resistance multiplied by the area (b) as a function of the applied bias (after Ref. [29])

I_{bbt} 而更快增加. 这些都最终导致动态阻抗在大反偏压下的降低.

4 结论

随着国家在红外辐射探测领域中对高灵敏度、低噪声的应用需求,采用亚波长人工微结构进行“光”调控的辐射探测时代已经到来. 这种“光”调控方法可以操控入射光的传输方向和空间分布,实现对红外探测器的“光”和“电”的联合调控. 本文综述了近几年来亚波长陷光结构 HgCdTe 红外探测器研究进展. 亚波长陷光结构在相对于衬底方向的器件正面和背面都可以采用类似的圆锥或方锥形台柱结构,以达到当接受光照时各自不同的通过光场调控来改善器件性能的目的. 当光通过探测器局域在该

周期性陷光结构内时,可以在低填充比条件下维持和传统台面结构器件相当的量子效率.当光通过该周期性陷光结构进入红外探测器内部时,有利于探测器获得宽带响应,并可以替代减反膜的作用.由于这两种结构都是通过原有器件结构上移除材料体积实现的,从而降低了探测器的暗电流.为了分析这些器件的物理机制和光电特性,且考虑微结构尺度已经到了和波长接近的程度,精确的器件模拟和设计是非常有必要的.本文系统介绍了与之相应的一种结合了有限元方法模拟和时域有限差分方法模拟的数值分析方法.研究发现这两种亚波长陷光结构都能够与大面积焦平面阵列兼容,当焦平面探测器阵列工艺发展到像元加工进入亚波长尺度时,亚波长陷光结构在提高红外探测器性能方面将具有很强的应用前景.

References

- [1] Tang D Y, Mi Z Y. *Introduction to optical-electro devices*, [M] Shanghai Science and Technology Press, Shanghai, (汤定元,糜正瑜等,光电器件概论,上海:上海科学技术文献出版社),1989,298.
- [2] Chu J H, and Sher A, *Physics of narrow band semiconductor*[J], *Science Publisher*, Beijing, 2005.
- [3] Rogalski A, Antoszewski J, Faraone L, *Third-generation infrared photodetector arrays* [J], *J. Appl. Phys.*, 2009, **105**: 091101.
- [4] Chu J H, Li B, Liu K, *et al.* Empirical rule of intrinsic absorption spectroscopy in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, [J] *J. Appl. Phys.*, 1994, **75**:1234.
- [5] HU Wei-Da, YE Zhen-Hua, LIAO Lei, *et al.* A 128×128 long-wavelength/mid-wavelength two-color HgCdTe infrared focal plane array detector with ultra-low spectral crosstalk [J], *Opt. Lett.*, 2014, **39**: 5130.
- [6] Schaake H F, Kinch M A, Chandra D, *et al.* High-Operating-Temperature MWIR Detector Diodes [J], *J. Electron. Mater.*, 2008, **37**: 1401.
- [7] Hu W D, Chen X S, Ye Z H, *et al.* A hybrid surface passivation on HgCdTe long wave infrared detector with in-situ CdTe deposition and high-density Hydrogen plasma modification[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2011, **99**: 091101.
- [8] Wang J, Chen X S, Hu W D, *et al.* Temperature dependence characteristics of dark current for arsenic doped LWIR HgCdTe detectors[J]. *Infra. Phys. Tech.*, 2013, **61**: 157 – 161.
- [9] Hu W D, Chen X S, Ye Z H, *et al.* Dependence of ion-implant-induced LBIC novel characteristic on excitation intensity for Long-wavelength HgCdTe-based Photovoltaic Infrared Detector Pixel Arrays [J]. *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.*, 2013, **19**: 4100107.
- [10] Hu W D, Chen X S, Ye Z H, *et al.* Polarity Inversion and Coupling of Laser Beam Induced Current in As-doped Long-wavelength HgCdTe Infrared Detector Pixel Arrays: Experiment and Simulation [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2012, **101**: 181108.
- [11] Aqariden F, Elsworth J, Zhao J, *et al.* MBE HgCdTe for HDVIP Devices: Horizontal Integration in the US HgCdTe FPA Industry [J], *J. Electron. Mater.*, 2012, **41**: 2700.
- [12] Chen G, Liang B, Liu X, *et al.* High-performance hybrid phenyl-C61-butyric acid methyl ester/Cd3P2 nanowire ultraviolet-visible-near infrared photodetector [J]. *ACS Nano*, 2014, **8**: 787 – 796.
- [13] Baba T, *Photonic Crystals*, Chap. 11, ed. K. Inoue and K. Ohtaka [M], Berlin: Springer, 2004.
- [14] Luo L B, Zeng L H, Xie C, *et al.* Light trapping and surface plasmon enhanced high-performance NIR photodetector [J]. *Sci. Rep.*, 2014, **10**:1038.
- [15] Knight M W, Sobhani H, Nordlander P, *et al.* Photodetection with Active Optical Antennas [J]. *Science.*, 2011, **332**:702.
- [16] Wu Y M, Zhang X J, Pan H H, *et al.* In-situ device integration of large-area patterned organic nanowire arrays for high-performance optical sensors [J]. *Sci. Rep.*, 2013, **3**: 3248.
- [17] Luo L B, Chen J J, Wang M Z, *et al.* Near-infrared light photovoltaic detector based on GaAs nanocones array/monolayer graphene Schottky junction [J]. *Adv. Funct. Mater.*, 2014, **24**: 2794.
- [18] Kalchmair S, Detz H, Cole G D, *et al.* Photonic crystal slab quantum well infrared photodetector [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2011, **98**: 011105.
- [19] Miao J S, Hu W D, Jing Y L, *et al.* Surface Plasmon-Enhanced Photodetection in Few-Layer MoS₂ Phototransistors with Au Nanostructure Arrays [J]. *Small*, 2015, **11**: 2392.
- [20] Lee S J, Ku Z, Barve A, *et al.* A monolithically integrated plasmonic infrared quantum dot camera [J]. *Nat. Commun.*, 2011, **2**: 286.
- [21] Krishna S, Posani K T, Tripathi V, *et al.* Quantum Dot Infrared Sensors with Photonic Crystal Cavity [J]. *Proc. LEOS*, 2005, **1**: 909 – 910.
- [22] Yue F Y, Wu J, and Chu J H, Deep/shallow levels in arsenic-doped HgCdTe determined by modulated photoluminescence spectr [J] a, *Appl. Phys. Lett.*, 2008, **93**: 131909.
- [23] Kocer H, Arslan Y, and Besikci C, Numerical analysis of long wavelength infrared HgCdTe photodiodes [J]. *Infra. Phys. Tech*, 2012, **55**:49.
- [24] Gravrand O, and Gidon S, Electromagnetic modeling of non-p HgCdTe back-illuminated infrared photodiode response [J]. *J. Electron. Mater.*, 2008, **37**:1251.
- [25] Bellotti E, and Orsogna D D, Numerical analysis of HgCdTe simultaneous two-color photovoltaic infrared detectors [J]. *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.*, 2006, **42**:418.
- [26] Kocer H, Numerical device simulation to investigate the noise currents of mercury cadmium telluride photosensors for thermal imaging applications [J]. *Int. J. Numer. Model.*, 2013, **26**: 573.
- [27] Wehner J G A, Smith E P G, Venzor G M, *et al.* HgCdTe Photon Trapping Structure for Broadband Mid-Wavelength Infrared Absorption [J]. *J. Electron. Mater.*, 2011, **40**: 1840.
- [28] Liang J, Hu W D, Ye Z H, *et al.* Improved performance of HgCdTe infrared detector focal plane arrays by modulating light field based on photonic crystal structure [J]. *J. Appl. Phys.*, 2014, **115**: 184504.

(下转第 51 页)

标准器件校准. 室温下长波截至波长约为 $2.37 \mu\text{m}$, 当温度下降到 220 K 时, 截至波长蓝移到 $2.26 \mu\text{m}$.

3 结论

制备了不同光敏元大小的 8×1 元线列 n-on-p 结构深台面延伸波长 InGaAs 探测器. 采用了 ICP 源激发的 N_2 等离子体进行处理, 然后再使用 ICPCVD 沉积一层 SiN_x 薄膜的表面钝化工艺. 对不同面积器件的拟合结果显示器件侧面电流在室温和低温下得到有效抑制. 器件在 260 ~ 300 K 温度范围内, 反向 0.1 ~ 0.5 V 偏压下, 电流主要由扩散电流和产生复合电流组成, 在 -10 mV 偏压下, 在 200 K 和 300 K 温度下暗电流密度分别为 94.2 nA/cm^2 和 $5.5 \times 10^{-4} \text{ A/cm}^2$.

References

[1] Porod W, Ferry D K, Modification of the virtual-crystal approximation for ternary III-V compounds[J], *Phys. Rev. B*, 1983, **27**(4): 2587 - 2589.
 [2] Ruud W M. Hoogeveen, Ronald J. van der A, Albert P H. Goede, Extended wavelength InGaAs infrared (1.0-2.4 μm) detector arrays on SCIAMACHY for space-based

spectrometry of the Earth atmosphere[J], *Infrared Phys. Technol.*, 2001, **42**:1 - 16.

[3] Kleipool Q L, Jongma R T, Gloudemans A M S, *et al.* In-flight proton-induced radiation damage to SCIAMACHY's extended-wavelength InGaAs near-infrared detectors[J], *Infrared Phys. Technol.*, 2007, **50**:30 - 37.
 [4] TIAN Zhao-Bing, Gu Yi, ZHANG Yong-Gang, Quantum efficiency optimization of InP-based $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ photodetectors[J]. *J. Infrared Millim. Waves*, 2008, **27**(2).
 [5] TIAN Zhao-Bing, Gu Yi, ZHANG Xiao-Jun, *et al.* Quantum efficiency optimization of wavelength extended InGaAs Photodetectors [J]. *Semiconductor Optoelectronics*, 2008, **29**(6):851 - 854.
 [6] Yonggang Zhang, Yi Gu, Zhaobing Tian, *et al.* Wavelength extended InGaAs/InAlAs/InP photodetectors using n-on-p configuration optimized for back illumination[J]. *Infrared Physics and Technology*, 2009, **52**:52 - 56.
 [7] ZHU Yao-Ming, LI Yong-Fu, LI Xue, *et al.* Extended-wavelength 640×1 linear InGaAs detector arrays using N-on-P configuration for back illumination[J]. *J. Infrared Millim. Waves*, 2012, **31**(1):11 - 15.
 [8] Anne Rouvie, Jean-Luc Reverchon, Odile Huet, *et al.* InGaAs focal plane arrays developments at III-V Lab[C]//Proc. SPIE, 2012, **8353**(08):1 - 12.
 [9] Goetz K-H, Bimberg D, Jurgensen H, *et al.* Optical and crystallographic properties and impurity incorporation of GaIn_{1-x} ($0.44 < x < 0.49$) grown by liquid phase epitaxy [J]. *J. Appl. Phys.*, 1983, **54**(8):4543 - 4552.

(上接 36 页)

[29] Schuster J, and Bellotti E, Numerical simulation of crosstalk in reduced pitch HgCdTe photon-trapping structure pixel arrays [J]. *Opt. Express*, 2013, **21**, 12, 14712.
 [30] Keasler C A, and Bellotti E, Three-Dimensional Electromagnetic and Electrical Simulation of HgCdTe Pixel Arrays[J]. *J. Electron. Mater.*, 2011, **40**: 1795.
 [31] Schuster J, Pinkie B, Tobin S, *et al.* Numerical Simulation of Third-Generation HgCdTe Detector Pixel Arrays [J]. *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.*, 2013, **19**: 3800415.
 [32] Chu J H, Mi Z Y, and Tang D Y, Band-to-band optical absorption in narrow-gap $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ semiconductors[J]. *J. Appl. Phys.*, 1992, **71**:3955.
 [33] Hu W D, Chen X S, Ye Z H, *et al.* Accurate simulation of temperature dependence of dark current in HgCdTe infrared detector assisted by analytical modeling[J]. *J. Electron. Mater.*, 2010, **39**: 981.
 [34] Lei W., Antoszewski J., Faraone L., Progress, challenges, and opportunities for HgCdTe infrared materials and detectors[J]. *Appl. Phys. Rev.* 2015, **2**: 041303.
 [35] Gilmore A S, Bangs J, and Gerrish A, VLWIR HgCdTe detector current-voltage analysis [J], *J. Electron. Mater.*, 2006, **35**: 1403.

[36] Wehner J G A, Musca C A, Sewell R H, *et al.* Mercury cadmium telluride resonant-cavity-enhanced photoconductive infrared detectors[J], *Appl. Phys. Lett.*, 2005, **87**: 211104.
 [37] Wang K X, Yu Z F, Liu V, *et al.* Light trapping in photonic crystals[J]. Proc. SPIE., 2014, 9177, 91770N.
 [38] Qiu W C, and Hu W D, Laser beam induced current microscopy and photocurrent mapping for junction characterization of infrared photodetectors, Sci. China-Phys. Mech. [J] *Astron.*, 2015, **58**, 027001.
 [39] Keasler C A, and Bellotti E, A numerical study of broadband absorbers for visible to infrared detectors, *Appl. Phys. Lett.* 2011, **99**: 091109.
 [40] Pinkie B, and Bellotti E, Numerical Simulation of the Modulation Transfer Function in HgCdTe Detector Arrays, *J. Electron. Mater.*, [J] 2014, **43**: 2864.
 [41] Hu W D, Chen X S, Yin F, *et al.* Analysis of temperature dependence of dark current mechanisms for long-wavelength HgCdTe photovoltaic infrared detectors[J]. *J. Appl. Phys.*, 2009, **105**: 104502.
 [42] Qiu W C, Hu W D, Chen L, *et al.* Dark Current Transport and Avalanche Mechanism in HgCdTe Electron-Avalanche Photodiodes [J]. *IEEE T. Electron Dev*, 2015, **62**: 1926.