



人工微纳结构增强长波及甚长波红外探测器

葛浩楠 谢润章 郭家祥 李庆 余羿叶 何家乐 王芳 王鹏 胡伟达

Artificial micro- and nano-structure enhanced long and very long-wavelength infrared detectors

Ge Hao-Nan Xie Run-Zhang Guo Jia-Xiang Li Qing Yu Yi-Ye He Jia-Le Wang Fang Wang Peng
Hu Wei-Da

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 110703 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220380

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220380>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

石墨烯等离激元增强红外光谱

Graphene plasmon enhanced infrared spectroscopy

物理学报. 2019, 68(14): 148103 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190903>

拓扑材料等离激元谱学研究

Spectroscopic studies of plasmons in topological materials

物理学报. 2019, 68(22): 227801 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191098>

等离激元增强的石墨烯光吸收

Enhanced optical absorption of graphene by plasmon

物理学报. 2020, 69(6): 067801 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191645>

具有变革性特征的红外光电探测器

Recent progress on advanced infrared photodetectors

物理学报. 2019, 68(12): 120701 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190281>

基于人工表面等离激元结构的全向隐身

Omnidirectional cloaking based on spoof surface plasmonic structure

物理学报. 2019, 68(15): 154101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190283>

渔网超结构的等离激元模式及其对薄膜电池的陷光调控

Plasmon modes of fishnet metastructure and its trapping and control of light for thin film solar cells

物理学报. 2021, 70(21): 218801 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210693>

特邀综述

人工微纳结构增强长波及甚长波红外探测器*

葛浩楠¹⁾²⁾³⁾ 谢润章^{1)†} 郭家祥¹⁾³⁾ 李庆¹⁾ 余羿叶¹⁾
何家乐¹⁾ 王芳¹⁾ 王鹏^{1)‡} 胡伟达^{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) (上海科技大学物质科学与技术学院, 上海 201210)

3) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2022年3月3日收到; 2022年4月3日收到修改稿)

红外探测器具有把物体辐射的光子信息转换为电信号的能力, 拓宽了人们观察自然环境与人类活动的边界. 当前, 长波及甚长波红外探测器已在大气监测、夜间侦查、深空探测等领域有诸多应用. 随着各国对高端红外探测器要求的快速提升, 传统红外探测器难以兼顾高响应率、高响应速度以及多维探测等性能指标的瓶颈日益凸显. 基于微纳光学理论设计的人工微纳结构, 可实现其与红外光子的高效耦合, 综合调控红外光场的振幅、偏振、相位及波长等自由度. 为拓展红外探测器额外的调控自由度, 进而在实现高量子效率的同时, 兼顾较高的响应速率与优异的偏振或波长选择性, 集成红外探测器与人工微纳结构的研究思路近年来被广泛应用. 本文讨论了人工微纳结构在长波及甚长波红外探测领域的应用进展, 详述了表面等离子激元、局域等离子激元、谐振腔结构、陷光结构、超透镜、膜表面等离子激元、间隙等离子激元和声子极化激元等机制的应用现状及各机制固有的优劣势, 进而指出了人工微纳结构在长波及甚长波红外探测应用的发展前景与方向.

关键词: 红外探测器, 人工微纳结构, 长波甚长波红外, 等离子激元

PACS: 07.57.-c, 77.55.-g, 78.67.Pt

DOI: 10.7498/aps.71.20220380

1 引言

红外探测器在大气监测^[1]、夜视^[2]、温度识别^[3]和导弹制导^[4]等民生及军事领域有着诸多应用, 如用于天文探测的詹姆斯韦伯望远镜 (JWST)^[5], 其主要载荷为两台高端红外相机, 用于探测早期宇宙红外辐射, 寻找宇宙大爆炸的证据^[6]. 从1917年第一代 PbS 光导型探测器问世, 到如今追求更小的尺寸 (size)、更轻的重量 (weight)、更低的功耗 (power)、更低的成本 (price)、更高的性能 (performance) 的

SWaP³ 第三代红外探测器^[7-9], 红外探测器经历了高速发展的百余年. 以光电效应为代表的传统红外探测器通过提高材料质量、形成更好的结区、能带调控等手段来满足红外探测性能需求的技术途径在当前技术条件下已趋于瓶颈. 此外, 由于红外光子能量小且存在背景噪声干扰, 探测器一般需要工作在低温环境下来抑制噪声获得高探测灵敏度. 特别是长波 (8—14 μm)、甚长波 (14—30 μm) 的红外光子能量更小, 对应的红外探测材料带隙更窄, 探测器的噪声电流更难抑制, 亟需寻找新的方法提升长波及甚长波红外探测器关键性能指标以满足

* 国家重点研发计划 (批准号: 2020YFB2009300)、国家自然科学基金 (批准号: 62122081, 62134009)、上海市自然科学基金 (批准号: 22ZR1472500) 和中国科学院青年创新促进会资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xierunzhang@mail.sitp.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: w_peng@mail.sitp.ac.cn

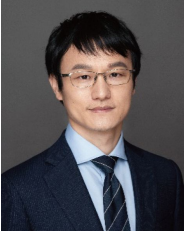
†† 通信作者. E-mail: wdhu@mail.sitp.ac.cn



谢润章, 中国科学院上海技术物理研究所博士后, 中国科学院院长特别奖、中国科学院特别研究助理资助获得者. 主要从事微纳尺度红外光子-电子相互作用、窄禁带非平衡载流子输运、红外探测光电联合调控等理论研究. 以第一、通讯作者在 *Science Advances*, *Optics Letters*, *Optics Express* 等学术期刊发表 SCI 文章 5 篇.



王鹏, 中国科学院上海技术物理研究所青年研究员, 国家优秀青年基金获得者. 主要从事红外探测器件机理与应用研究. 以第一、通讯作者在 *Nature Communications*, *Science Advances*, *Light: Science & Applications*, *Advanced Materials*, *IEEE* 系列期刊发表 SCI 论文 30 余篇, h 因子 37. 现任中国物理学会 *Chinese Physics Letters*, *Chinese Physics B*、《物理学报》和《物理》四刊联合青年编委, *Sensors* 编委.



胡伟达, 中国科学院上海技术物理研究所研究员, 博士生导师, 国家杰出青年基金、中国青年科技奖、萨本栋应用物理奖获得者, 国家重点研发计划、基础加强项目首席科学家. 长期从事红外探测器及空间应用研究. 以第一、通信作者在 *Science*, *Nature Nanotechnology*, *Nature Electronics* 等国际学术期刊共发表论文 100 余篇, 他引 11000 余次, h 因子 66, 授权中国发明专利 21 项. 现任 *Infrared Physics & Technology* 副主编、*Optical and Quantum Electronics* 执行主编, 《红外与毫米波学报》、《红外技术》、《红外与激光工程》编委.

当前发展需求. 随着表面等离子激元效应、光子晶体等新机理或新概念的发现与提出, 基于光学共振理论设计的人工微纳结构对入射光场的振幅、相位和波长等特征多自由度调控能力^[10-13] 逐渐引起了人们的广泛关注, 并随着微纳光学理论与微纳加工技术的发展, 基于人工微纳结构的光场调控方法为红外探测器在量子效率、信噪比、偏振或波长选择性的关键性能提升与探测维度拓展提供了可能. 一方面, 人工微纳结构与光子相互作用, 激发的局域模式将入射光局域在亚波长尺度, 可改善红外探测器中因为吸收层薄光在材料中传播距离短而导致低量子效率的普遍问题, 提高小光敏面积红外探测器的光收集效率, 实现探测器的小型化和集成化, 降低红外探测器的尺度、重量和功耗^[14]. 另一方面, 空间各向异性的表面微纳结构对不同偏振态的入

射光有着不同的耦合效率, 人工微纳结构内在的特征长度(周期、直径等)决定了其对特定波长有着最佳的耦合效率. 目前, 已用于长波及甚长波红外探测的光场调控物理机制主要有表面等离子激元^[15]、局域等离子激元^[16]、谐振腔结构^[17]、基于横向趋肤的传输模式^[18]、陷光结构^[19]、超透镜^[20]、膺等离子激元^[21]、间隙等离子激元^[22]和声子激元模式^[23], 如图 1 所示. 利用人工微纳结构可使得各向同性红外探测器有着偏振探测、波长选择等多维度探测能力^[24-26], 以此满足复杂环境下的红外探测.

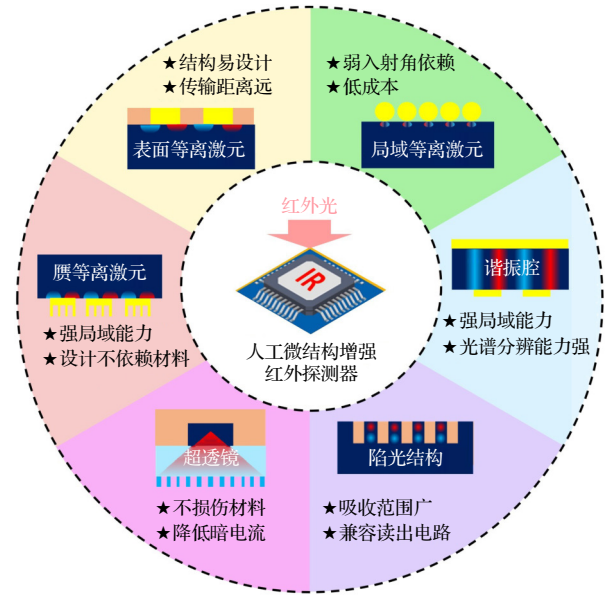


图 1 人工微纳结构增强长波及甚长波红外探测器的几种主要机制及特点

Fig. 1. Major mechanisms and main features of artificial micro- and nano-structures for long- and very-long-wavelength infrared detector enhancement.

基于不同物理机制设计的人工微纳结构对光场的调控方法为长波及甚长波红外探测器探测灵敏度、偏振敏感探测、波长选择探测等关键性能指标的提升提供了可行技术路线, 并选取了不同机制在增强长波及甚长波红外探测器的代表性工作来(见表 1) 反应各自的增强特点, 为红外探测器向 SWaP³ 的目标乃至下一代红外探测器的发展提供新思路. 本文将分成表面等离子激元、局域等离子激元、谐振腔结构、陷光结构、超透镜、膺等离子激元模式及其他增强机制 6 个章节, 介绍人工微纳结构在长波及甚长波增强领域的研究进展, 最后对人工微纳结构与长波甚长波红外探测器进一步的结合提出思考与展望.

表 1 不同增强的机制在长波及甚长波红外波段的代表性工作

Table 1. Representative work of different enhancement mechanisms in long and very long-wavelength infrared bands.

增强机制	红外材料	结构类型	器件增强倍率	材料吸收率	规模	其他特性	文献
表面 等离子激元	—	牛眼结构	436(10.2 μm 吸收率)	—	单元	信噪比提高5.2	[30]
	石墨烯	牛眼结构与纳米狭缝	558(10.84 μm 吸收率)	0.3595%(10.84 μm)	单元	探测率增强31.8	[31]
	二类超晶格	光栅结构	13.5(10.4 μm 光响应)	50%(10.4 μm)	单元	高温工作195 K	[33]
	量子点	金属小孔阵列	—	—	阵列	NEDT提高50%	[35]
局域 等离子激元	石墨烯	圆盘阵列	10(12.4 μm 吸收率)	32%(12.4 μm)	单元	吸收峰动态调节	[42]
	量子点	圆盘阵列	2.08(9 μm 光响应)	—	单元	—	[43]
	石墨烯	小孔阵列	—	—	单元	热响应时间1 ms	[47]
	量子阱	金属光栅	6(14.7 μm 光响应)	—	阵列	偏振比65	[51]
谐振腔	量子阱	金属光栅/谐振腔	—	—	阵列	偏振比136	[58]
	量子阱	金属阵列/谐振腔	—	82%(12.5 μm)	阵列	低热损耗	[59]
	量子阱	金属微腔	—	—	阵列	偏振和波长选择	[24]
陷光结构	碲镉汞	柱状阵列	—	80%(8 μm)	阵列	—	[75]
	碲镉汞	小孔阵列	5.8(10 μm 吸收率)	58%(10 μm)	单元	—	[76]
	碲镉汞	柱状阵列	7.9(9 μm 量子效率)	55%(9 μm)	阵列	小周期、串扰低	[18]
超透镜	—	超表面	—	86%(10 μm)	阵列	8—14 μm 平均收集效率80%	[84]
赝等离子激元	量子点	小孔阵列	1.3(8.8 μm 光响应)	10%(8.8 μm)	单元	—	[86]
	量子阱	金属阵列/金属反射层	33(14.4 μm 吸收率)	62%(14.5 μm)	单元	宽角度耦合	[89]

2 表面等离子激元增强长波及甚长波红外探测器

表面等离子激元 (surface plasmon polariton, SPP) 是金属表面自由电子与电磁场相互耦合形成的一种在金属与介质界面传播的隐逝波. 最早的实验证据可追溯到 1902 年, Wood^[27] 在金属光栅的衍射谱中发现的异常吸收现象. 1941 年, Fano^[28] 发现在金属光栅的表面能够激发一种在其上传播的“polarized quasi-stationary waves”, 解释了 Wood 的异常吸收现象. 至此, SPP 模式逐渐开始被人们广泛的认识, 并被用于探测器增强中.

2.1 表面等离子激元增强机制

SPP 模式的能量主要集中在金属/介质界面处, 电场振幅在远离界面的方向上呈指数衰减. 考虑 SPP 在半无限大的金属-介质组成的界面处传播, 通过求解麦克斯韦方程和连续性边界条件可以得到 SPP 的色散关系^[29]:

$$k_x = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}, \quad (1)$$

其中 k_0 是光在真空中传播的波矢; ε_1 与 ε_2 是金属与介质的介电函数. 图 2(a) 为 SPP 和传输模在介

质中的色散关系曲线, SPP 色散曲线 (实线) 总是落在传输模的色散曲线 (虚线) 的右侧. 随着频率不断减小, SPP 的色散曲线渐近于传输模的色散曲线. 图 2(b) 与图 2(c) 和图 2(d) 与图 2(e) 分别为选取高频 ω_1 (对应波长 λ_1) 和低频 ω_2 (对应波长 λ_2) 处的 SPP 和传输模的场分布示意图. 图 2(b)—(e) 中, 界面处 SPP 和介质中传输模沿着 x 方向传播半个周期后在 x 方向的距离差分别为 Δx_1 与 Δx_2 (其中 $\Delta x_1 > \Delta x_2 > 0$, $2\Delta x_1/\lambda_1 < 1/n_1$, $2\Delta x_2/\lambda_2 < 1/n_1$, $n_1 = \sqrt{\varepsilon_1}$). SPP 模式的波矢 k_z , k_x 与 $\Delta x/\lambda$ 之间的关系可由 (2) 式至 (4) 式表示:

$$k_z^2 = n_1^2 k_0^2 - k_x^2, \quad (2)$$

$$k_x = \frac{k_0}{1/n_1 - 2\Delta x/\lambda}, \quad (3)$$

$$k_z^2 = n_1^2 k_0^2 - \left(\frac{k_0}{1/n_1 - 2\Delta x/\lambda} \right)^2. \quad (4)$$

由以上几式可以得到如图 2(f) 所示的 $\text{Re}[k_z]$ 和 $\text{Im}[k_z]$ (假设材料无损耗, 则 $\text{Im}[k_z] = 0$) 随着 $\Delta x/\lambda$ 的变化关系示意图, $\Delta x/\lambda$ 越大导致 $\text{Re}[k_z]$ 和 $\text{Im}[k_z]$ 越大, 局域能力越强. 再结合图 2(b) 和图 2(c) 与图 2(d) 和图 2(e) 的结果, 可得出随着频率减小 (波长增大), $\Delta x/\lambda$ 相应减少, SPP 模式的局域能力减弱. 激发 SPP 常见的方式有光栅耦合、近场激发等, 其

微纳结构的设计相对简单易于集成, 在长波及甚长波红外波段 SPP 的局域能力较弱.

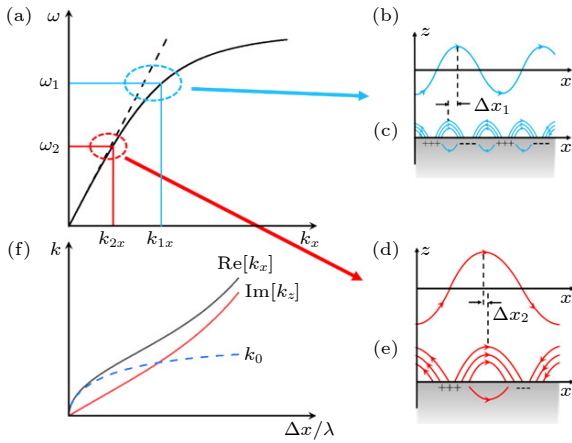


图 2 (a) SPP 与介质中传输模的色散关系, k_{1x} 和 k_{2x} 分别表示在 SPP 色散曲线在频率 ω_1 (可见光波段) 与 ω_2 (红外光波段) 处的水平波矢; (b) 频率 ω_1 处, 传输模在介质中沿着 x 方向传播的电场示意图; (c) 频率 ω_1 处 SPP 模式的电场示意图; (d) 频率 ω_2 处, 传输模在介质中沿着 x 方向传播的电场示意图; (e) 频率 ω_2 处, SPP 模式在界面处的电场示意图; (f) $\text{Re}[k_x]$ 和 $\text{Im}[k_x]$ 曲线示意图

Fig. 2. (a) Dispersion relation of SPP and propagation mode in the dielectric, k_{1x} and k_{2x} are the wave vector along the x -direction at frequency ω_1 and ω_2 on the SPP dispersion curve, respectively; (b) illustration of electric field of propagation mode in the dielectric along the x -direction at frequency ω_1 ; (c) illustration of electric field of SPP mode at frequency ω_1 ; (d) illustration of electric field of propagation mode in dielectric along the x -direction at frequency ω_2 ; (e) illustration of electric field of SPP mode at frequency ω_2 ; (f) schematic of relationship curves of $\text{Re}[k_x]$ and $\text{Im}[k_x]$.

2.2 表面等离子激元增强长波红外探测器

红外探测器可分为单元探测器与焦平面阵列探测器, 基于 SPP 设计的微纳结构应用于单像元长波红外增强的结构主要有牛眼结构, 光栅耦合、小孔阵列等. 其中, 牛眼结构由多个金属圆环光栅组成, 可耦合照射到光栅区域内的红外光, 将其转换成 SPP 模式, 进而传播到置于牛眼结构中心的探测器中, 提高探测器的光吸收效率与响应率. 2008 年, Bhat 等^[30] 利用牛眼结构所激发的 SPP 来收集长波红外能量, 当周期数 $N = 30$ 时 (周期 $P = 10 \mu\text{m}$, 半径大约为 $300 \mu\text{m}$), 在 $10.6 \mu\text{m}$ 处中心区域的吸收相比于无牛眼结构时增强了 400 多倍. 文中的牛眼结构虽把红外光场有效的局域到了中心处, 但圆环光栅的整体尺寸较大. 2019 年, Azar 等^[31] 设计了如图 3(a)–(d) 所示的由牛眼结构与光学天线结构结合而成的混合等离子激元结构, 增强石墨烯探测

器的长波红外吸收. 其光栅半径为 $55.125 \mu\text{m}$, 光栅半径缩小为 Bhat 等^[30] 所提出牛眼结构半径的约 1/6. 数值仿真结果表明, 混合等离子激元结构将中心区域的单层石墨烯吸收增强了 553 倍, 响应率增强了 32 倍. 利用牛眼结构虽能获得较好的增强效果, 但结构的整体尺寸仍较大, 尚不适合应用于焦平面阵列器件中.

2018 年, Zhang 等^[32] 通过金属光栅激发石墨烯的 SPP 模式, 增强石墨烯光电探测器在红外波段的吸收率. 在 $\lambda = 9.09 \mu\text{m}$ 处, 石墨烯吸收达到 67.2%, 比无光栅结构增强了 29 倍, 并且调控石墨烯的费米能级可动态的调节石墨烯光电器件的吸收峰. 另外, Nordin 等^[33] 在势垒阻挡型超薄探测器上制备了如图 3(e) 所示金阵列来提供水平方向的波矢. 如图 3(f) 所示, 底部接触层 (n^{++}) 是高掺杂的半导体材料, 在红外波段有着类似金属的光学性质, 在接触层 (n^{++})/吸收层界面处能激发 SPP 模式增强二类超晶格吸收, 所激发的局域模式提高深亚波长厚度 ($\sim \lambda/30$) 吸收层的吸收率, 见图 3(g). 测试结果表明, SPP 模式增强的二类超晶格探测器在 195 K 下的峰值探测率为 $4 \times 10^9 \text{cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}\cdot\text{W}^{-1}$, 高于同等温度下部分商业长波红外探测器.

常见的光栅耦合、牛眼等结构难以应用在长波及甚长波红外焦平面阵列中, 主要原因是读出电路兼容、像元间的光串扰等问题长期难以攻克. 2011 年, Lee 等^[34] 采用了一种 backside-configured 的金属等离子激元增强结构, 制备了一个 1×2 阵列的金属等离子激元增强结构, 这种 backside-configured 的金属等离子结构的优点在于不需要去掉或只需去掉部分衬底, 不会对外延层上的吸收层造成损伤, 且读出电路可与之较好的集成. 入射光从衬底一侧入射到二维金属阵列, 激发表面等离子激元增强量子点红外探测器的响应率. 相比较无金属等离子激元结构的量子点探测器, 该结构在 $8.3 \mu\text{m}$ 处的响应率增强了 15 倍. 随后, 2013 年 Vaillancourt 等^[35] 设计了 320×256 规模的金属等离子激元增强量子点长波红外焦平面阵列探测器, 单元器件示意图和焦平面阵列显微照片见图 4(a) 和图 4(b). 量子点焦平面阵列探测器的像元大小为 $28 \mu\text{m}$, 像元间距 $2 \mu\text{m}$. 在工作温度 77 K 时, 探测 $30 \text{ }^\circ\text{C}$ 黑体辐射的平均噪声等效温差 (noise equivalent differential temperature, NEDT) 为 110 mK, 相比较无微纳结构的量子点光电探测器平均 NEDT 提升了

50%. 这种背入射式的等离激元结构易与焦平面阵列器件的读出电路集成, 为人工微纳结构增强红

外焦平面阵列探测器提供了一条可供参考的设计方案.

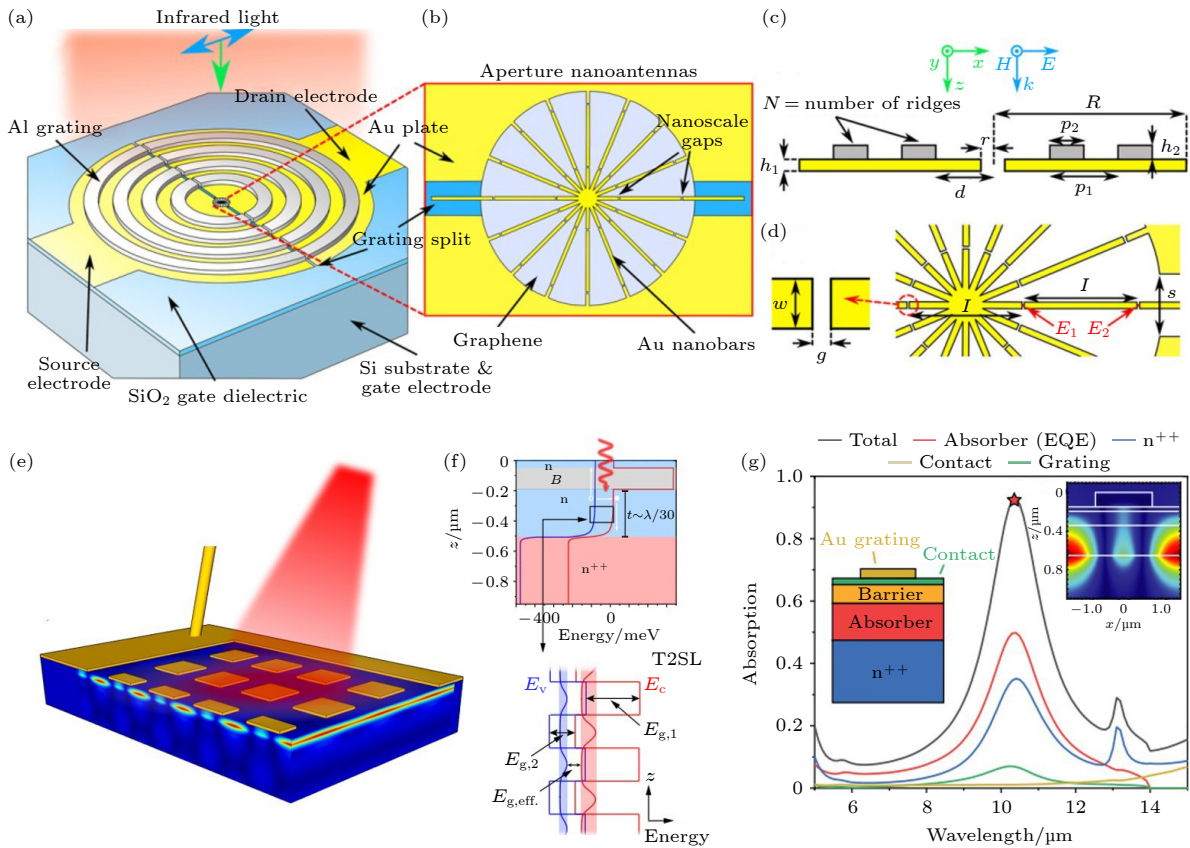


图 3 (a) 混合等离激元结构的石墨烯红外探测器示意图^[31]; (b) 小孔纳米天线放大图^[31]; (c) 光栅结构示意图; (d) 纳米天线和狭缝示意图^[31]; (e) SPP 增强超薄二类超晶格探测器示意图^[33]; (f) 顶部为势垒阻挡型超薄红外探测器, 底部为二类超晶格能带结构^[33]; (g) 探测器及其中不同材料的吸收谱, 插图为 $|H_y|$ 在光电探测器内分布^[33]

Fig. 3. (a) Schematic of graphene infrared detector with a hybrid plasmonic structure^[31]; (b) details of the aperture nanoantenna^[31]; (c) schematic of grating structure^[31]; (d) schematic of nanoantenna and slit^[31]; (e) schematic of SPP enhanced ultrathin type-II superlattice detector^[33]; (f) top: nBn ultra-thin infrared detectors, bottom: band structure of type-II superlattices^[33]; (g) absorption spectrums of the detector and the respective material layers in the detector. Inset shows the $|H_y|$ distribution of the detector^[33].

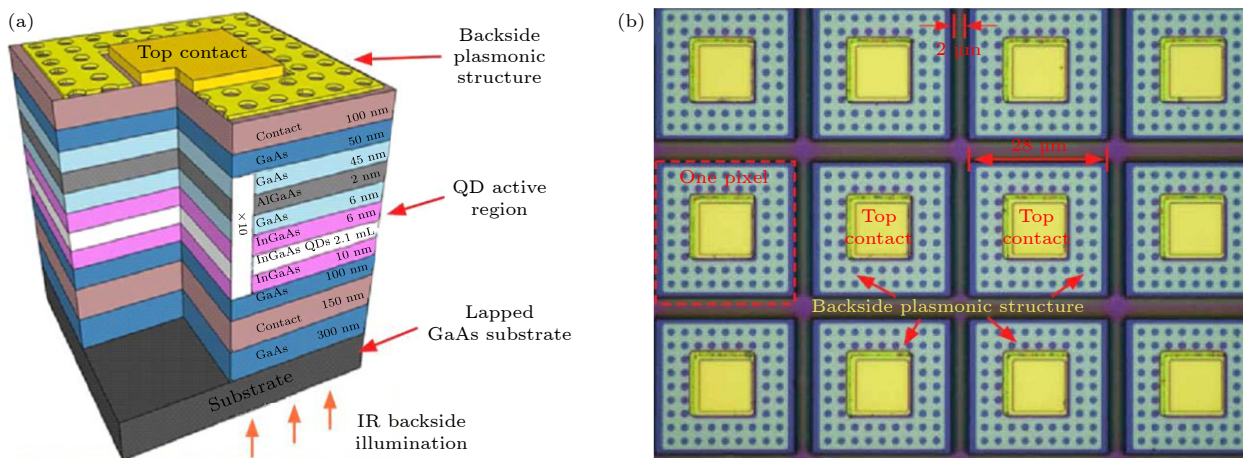


图 4 (a) Backside-configured 等离激元结构单元器件示意图^[35]; (b) backside-configured 等离激元结构焦平面阵列的部分像元俯视图^[35]

Fig. 4. (a) Schematic of a pixel with backside-configured plasmonic structure^[35]; (b) top view of several pixels in the backside-configured plasmonic structure FPA^[35].

2.3 表面等离子激元增强甚长波红外探测器

金属在甚长波红外波段的光学特性相较于长波红外波段更接近于完美电导体, 导致 SPP 模式的局域能力更弱. 目前, 仅有少量文章报道了利用 SPP 增强器件甚长波红外吸收的工作. 2021 年, Li 等^[36]设计了由多个不同相位的金属方块组成“相位梯度超表面”单元结构, 激发的 SPP 实现 8.095 和 14.121 μm 双波段吸收. 另外, Zhou 等^[37]设计了 Ti/Ge/Ti, Ti/Ge/Si₃N₄/Ti 和 Ti/Si/SiO₂/Ti 三种类型的超材料吸收体. 通过 SPP 模式、局域等离子激元模式与谐振腔模式之间协调, 分别实现近红外/长波红外的双波段吸收、宽波段长波红外吸收、宽波段甚长波红外吸收. 仿真结果显示 Ti/Ge/Si₃N₄/Ti 吸收体在 8—14 μm 范围内吸收率超过了 90%, 覆盖整个长波红外波段, 对应的实验结果在 6.5—13.5 μm 范围内平均吸收接近 78%. 对于 Ti/Si/SiO₂/Ti 吸收体, Zhou 等^[37]分别研究了不同参数下具有较高吸收率 (结构 1) 与较宽吸收光谱范围 (结构 2) 的超材料吸收体结构, 如图 5(a), (c) 所示. 仿真结果表明结构 1 在 14—30 μm 波段平均吸收率为 92%, 结构 2 的吸收覆盖 8—30 μm . 可以预期, 上述两个吸收体结构的设计方法用于甚长波红外探测器增强亦会有类似的高效吸收.

3 局域等离子激元增强长波及甚长波红外探测器

局域等离子激元模式 (localized surface plasmon,

LSP) 是非传播的局域模式, 有确定的共振频率. LSP 的共振特征主要依赖于人工微纳结构的尺寸、表面形状, 以及诸如态密度和有效质量等材料参数. 如在金属颗粒中, 自由电子在电磁场的驱动下进行振荡, 同时金属颗粒表面对振荡电子作用了一个恢复力, 恢复力与驱动力的反复作用使得金属自由电子形成了共振吸收, 进而增强了颗粒附近区域的电场.

3.1 局域等离子激元增强机制

对于完美球形的金属或介质小球, 在不与其他微纳结构相互作用的情况下, 可利用 Mie 理论得到的解析表达式描述其在电磁场中的散射问题, 金属小球内外的电场可由如下公式来表示^[29]:

$$\mathbf{E}_{\text{in}} = \frac{3\varepsilon_m}{\varepsilon + 2\varepsilon_m} \mathbf{E}_0, \quad (5)$$

$$\mathbf{E}_{\text{out}} = \mathbf{E}_0 + \frac{3\mathbf{n}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{p}) - \mathbf{p}}{4\pi \varepsilon_0 \varepsilon_m r^2}, \quad (6)$$

\mathbf{E}_{in} 是小球内部电场表达式, \mathbf{E}_{out} 是小球外部电场表达式, \mathbf{E}_0 是入射电磁场的电场强度, ε 是金属小球的介电函数, ε_m 是球外介质的介电函数, \mathbf{p} 为电偶极矩, \mathbf{n} 为坐标原点到观测点的单位向量, r 为坐标原点到观测点的距离. 不规则的金属或介质颗粒, 或者在被求解的空间中存在其他微纳结构的情况, Mie 理论无法得到解析表达式. 需通过有限元法、时域有限差分等数值算法进行求解. LSP 近场增强模式已广泛的应用于增强光电器件吸收、荧光增强、拉曼光谱增强等. 常见激发 LSP 模式的微纳

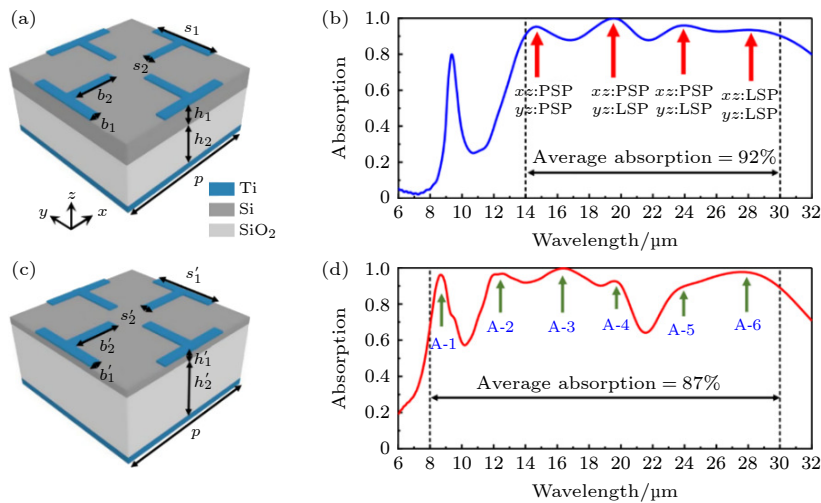


图 5 (a), (b) 结构 1 示意图及其吸收谱^[37]; (c), (d) 结构 2 的示意图及其吸收谱^[37]

Fig. 5. (a), (b) Schematic and absorption spectrum of structure 1^[37]; (c), (d) schematic and absorption spectrum of structure 2^[37].

结构有金属颗粒、小孔、纳米圆盘^[38,39]等. 通过对这些 LSP 微纳结构阵列的形状、大小及间距的合理设计, 可以最大化其表面的局域电场. 相较于 SPP, LSP 更容易被激发, 且局域程度更强. LSP 的共振频率对人工微纳结构的尺寸、表面形状等较为敏感, 容易受到外界因素影响. 此外, LSP 模式不适合用于表面存在保护层的红外探测器增强: LSP 局域模式的电场主要集中在微纳结构的两端或结构与吸收层接触点附近, LSP 模式电场集中的位置与探测器吸收层被保护层隔开, 增强效果被显著削弱. 因此, LSP 更适合与裸露的低维材料或者薄层材料直接接触用于增强的情况.

3.2 局域等离子激元增强长波红外探测器

金属颗粒激发的 LSP 局域模式在可见-近红外领域已有广泛的应用, 在低维材料^[40] 或者热敏材料^[41] 上沉积金属纳米颗粒, 所激发的 LSP 局域模式能有效增强探测器的响应率或响应速度.

在长波及甚长波红外, 激发 LSP 模式的微纳结构主要为圆盘结构或者小孔阵列. 2013 年, Fang 等^[42] 制备了图案化的纳米圆盘阵列, 实验证明在红外范围内单层石墨烯的吸收率从 3% 提高到了

30% 左右. 2017 年, Tang 等^[43] 在量子点薄膜内部制备了金属纳米圆盘阵列. 通过金属纳米圆盘阵列激发的等离激元模式增强 HgSe 量子点薄膜吸收和窄带滤波. 仿真结果显示共振波长与纳米圆盘的半径之间有着良好的线性关系. 制备 4 种不同半径的金属圆盘阵列量子点探测器, 相较于无微纳结构的量子探测器, 响应率分别在 4.2, 6.4, 7.2 和 9.0 μm 处增强了 517%, 288%, 257% 与 208%. 2018 年, Safaei 等^[44] 制备了带有纳米小孔阵列的石墨烯探测器, 测试的实验结果显示有着小孔阵列或圆盘阵列的石墨烯探测器吸收峰值分别为 60% 与 90%, 通过栅压调控石墨烯费米能级, 石墨烯探测器吸收峰在 8—12 μm 动态变化, 并且对入射光的入射角不敏感, 有着宽入射角的红外响应. 同年, Guo 等^[45] 设计了准一维纳米条带互联的石墨烯阵列探测器. 利用石墨烯等离激元热损耗, 显著提升电荷载流子温度, 辅助电子越过一维石墨烯条带中的势垒, 通过观测光态与暗态的光导电流差实现红外探测. 在室温情况下, 红外光波长 12.2 μm 处的响应率为 16 $\text{mA}\cdot\text{W}^{-1}$, 噪声等效功率为 1.3 $\text{nW}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$.

LSP 除了增强量子点或石墨烯探测器外, 也在一些基于热电效应的红外探测器中有着应用.

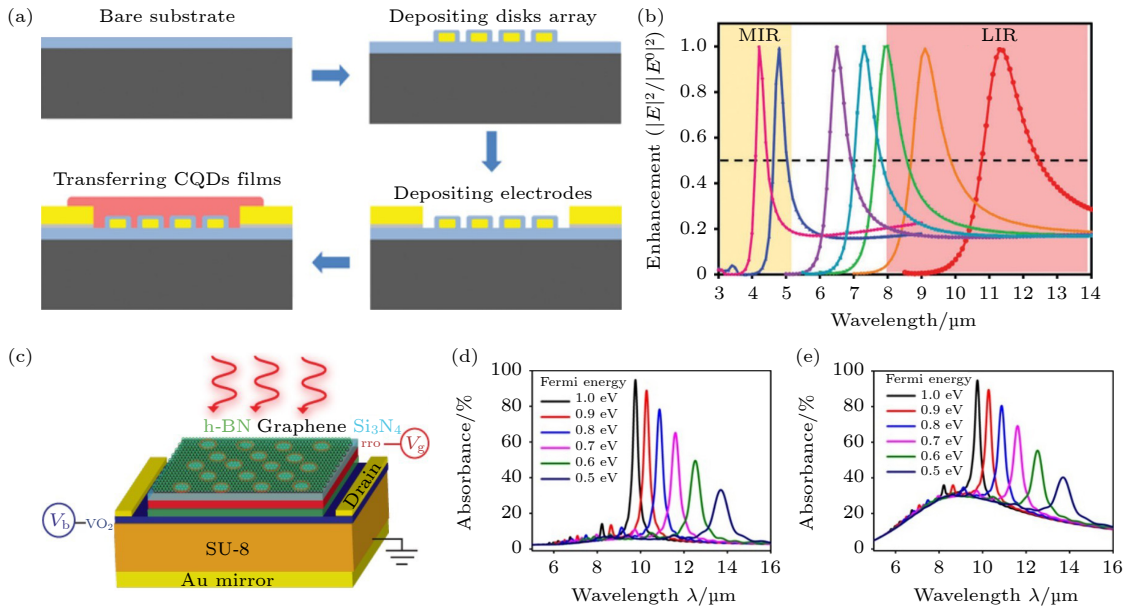


图 6 (a) 带有金等离激元结构的 HgSe 量子点探测器制备方法^[43]; (b) 不同等离激元圆盘阵列半径下的增强比^[43]; (c) 石墨烯与氧化钒异质结构红外探测器示意图^[47]; (d) 氧化钒为绝缘相时, 不同费米能级的石墨烯探测器吸收谱^[47]; (e) 氧化钒为金属相时, 不同费米能级的石墨烯探测器吸收谱^[47]

Fig. 6. (a) Preparation methodology of the HgSe quantum dot detector with Au plasmonic structures^[43]; (b) enhancement of different plasmonic disk arrays with different radius^[43]; (c) schematic of graphene-HfO₂ heterostructure infrared detector^[47]; (d) absorption spectrum of the graphene detectors at different Fermi levels when vanadium dioxide is in its insulating phase^[47]; (e) absorption spectrum of the graphene detectors at different Fermi levels when vanadium dioxide is in its metallic phase^[47].

2017年, Suen等^[46]在铌酸锂材料上制备金属结构, 增强热释电探测器的性能. 器件在10.86 μm 处的吸收达到了86%, 热时间常数为28.9 ms, 室温下的探测率为 $9.59 \times 10^6 \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{W}^{-1}$. 随后, Shabbir等^[47]在2021年制备了如图6(e)所示, 由石墨烯与氧化钽组成的异质结构辐射热探测器. 其工作原理为石墨烯纳米孔阵列激发LSP模式增强石墨烯吸收, 石墨烯在吸收红外辐射后转化为热通过 Si_3N_4 和ITO传导给氧化钽, 当氧化钽温度超过临界温度时, 发生从绝缘相过渡到金属相的相变. 从绝缘相过渡到金属相时, 电流有着显著的变化, 从而实现对红外热辐射的探测, 图6(d), (e)为氧化钽探测器在不同相变下的吸收谱. 由于氧化钽厚度仅为3 nm, 器件的上升时间最快可达到1 ms, 室温环境下器件的噪声等效功率约为 $100 \text{ fW}/\text{Hz}^{0.5}$, 衬底的温度为315 K时, 峰值探测率为 $0.5 \times 10^{10} \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{W}^{-1}$, 接近热探测器的室温背景噪声极限^[48].

3.3 局域等离子激元增强甚长波红外探测器

量子阱材料由于选择定则, 导致只有电场分量平行于量子阱材料生长方向的(下文中定义为 z 轴方向)入射光能激发子带间的电子跃迁^[49,50]. 金属微纳结构激发的表面局域模式, 恰好使得垂直入射的红外光的波矢方向从 z 轴方向转变成 x 轴方向, 电场振动方向沿着 z 轴方向, 因此SPP或LSP模式非常适合提高量子阱材料耦合效率. 2014年, Li等^[51]通过金属光栅阵列与微腔结合, 设计了具有偏振选择性的等离子激元微腔量子阱器件. 如图7(a)所示, 器件对TM模式有着强耦合, TE模式的入射光基本被反射. 量子阱探测器的扫描电子显微图像见图7(b). 偏振角从 0° 到 90° 变化时光电流逐渐增大, 在14.7 μm 处 0° 和 90° 的偏振消光比高达65. 另外, 2016年Cakmakyapan等^[52]在 1×8 石墨烯纳米条阵列上制备金属纳米结构, 使石墨烯光电导器件获得高响应率、高带宽和高响应速度的特性.

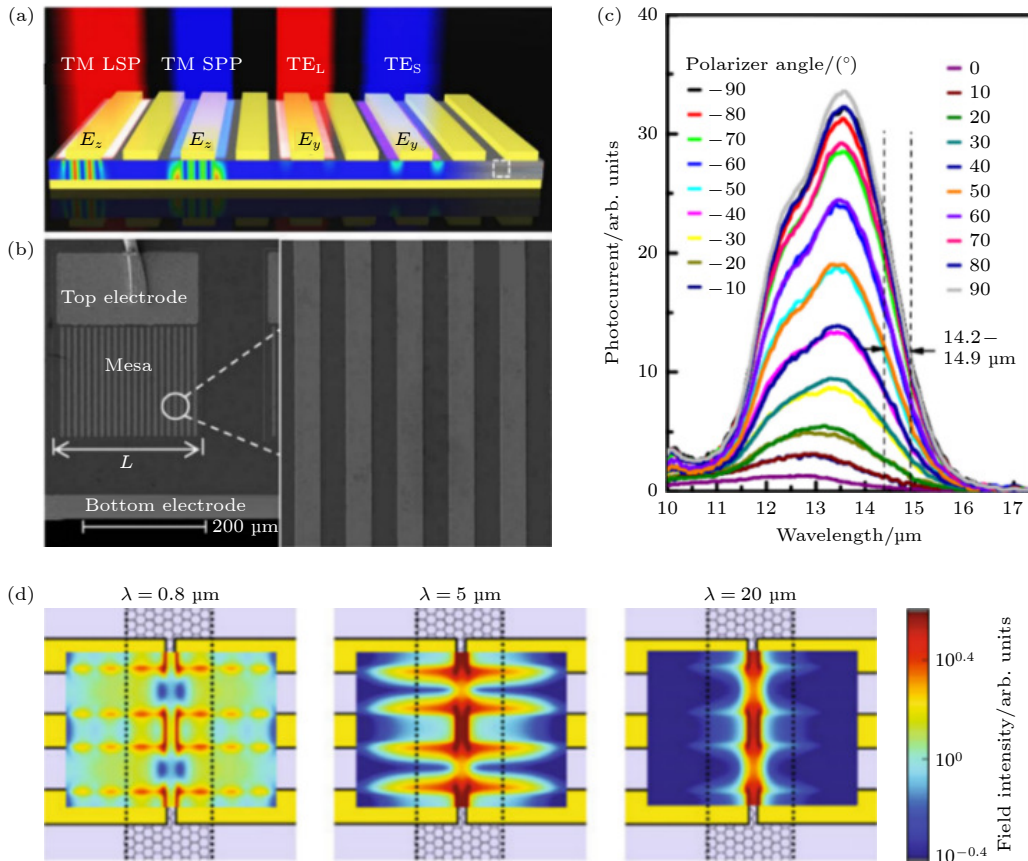


图7 (a) TM和TE偏振光的不同耦合行为^[51]; (b)量子阱探测器的扫描电镜图像^[51]; (c)不同偏振角度下量子阱探测器的光电流谱^[51]; (d)光偏振垂直于石墨烯纳米带下, 波长0.8, 5和20 μm 时的场强分布^[52]

Fig. 7. (a) Different coupling behavior of TM and TE polarized light^[51]; (b) scanning electron microscopy image of the quantum well detector^[51]; (c) photocurrent spectrum of the quantum well detector under different polarization angles^[51]; (d) field intensity distribution of 0.8, 5, and 20 μm when light polarization perpendicular to graphene nanostrips^[52].

图 7(d) 为金属纳米结构石墨烯纳米条在 0.8, 5.0 和 20 μm 波长下场的强度分布, 表明金属纳米结构能有效耦合不同波长的光场.

4 谐振腔结构增强长波及甚长波探测器

谐振腔是由金属或高介电介质包裹的封闭结构. 电场和磁场能量能够存储在腔内, 仅有的热损耗为腔内填充介质的介质损耗和腔壁的有限电导率. 每个特定的腔存在多个离散的特征场分布, 这些离散的特征场为谐振腔的模式. 这些离散的模式取决于腔的尺寸、形状和腔内与腔壁材料的介电函数.

4.1 谐振腔结构增强机制

谐振腔结构在增强长波甚长波红外探测器时, 常采用金属/介质/金属 (metal-insulator-metal, MIM) 设计形式. 介质顶部的金属设计成表面微纳结构耦合入射光, 透过表面微纳结构的入射光被背部的金属反射层反射, 进行再次的耦合. 当谐振腔的特征频率与入射光频率重合时, 会在腔内形成稳定的驻波以此提高表面金属微纳结构的耦合效率. 通过合理的设计, 谐振腔结构可以获得较强增强效果, 在红外波段, SPP 或者 LSP 微纳结构会与谐振腔结构结合实现进一步的增强. 把红外探测器放置在光学微腔中, 共振频率处强电场模式允许探测器减薄 (响应速度变快) 的同时维持高量子效率. 由于偏离共振频率的光场难以在腔内存在, 因此光学微腔具有波长选择特性, 与探测器结合可应用于气体探测 [53]. 光学谐振腔的最为重要特征参数为品质因子 Q [54]:

$$Q = \omega_0(E_s/P_l), \quad (7)$$

其中 ω_0 为频率, E_s 为存储能量, P_l 为功率损失. Q 越大则谐振腔红外探测器的半高宽越窄. 然而, 谐振腔结构的波长选择特性也限制了其在宽波段探测方面 (如大气监测、红外遥感等) 的应用.

4.2 谐振腔结构增强长波红外探测器

长波红外领域中利用 MIM 结构增强的探测器主要有二类超晶格和量子阱探测器. 2016 年, Goldflam 等 [55] 使用 MIM 谐振腔增强薄层二类超晶格探测器的吸收. 通过改变表面金属纳米线中心的宽度, 探测器吸收峰从大约 8.6 μm 移动到了 9.0 μm . 2018 年, Wang 等 [56] 利用重掺杂的 n^{++} InAs [57] 做为金属反射层与表面金属光栅进行共振增强, n^{++} InAs 在红外领域的光学性质可用 Drude 模型来描述:

$$\epsilon_m(\omega) = \epsilon_\infty \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)} \right), \quad (8)$$

其中 $\omega_p = 2\pi/\lambda_p$, $\lambda_p = 5.9 \mu\text{m}$, $\gamma = 1.2 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$, $\epsilon_\infty = 12.3$. 最终的仿真结构显示吸收层厚度为 $\lambda_0/50$ 时, 探测器峰值吸收率近 50%. 同年, Zhou 等 [58] 设计了高消光比的 super-pixel 量子阱器件, 每个 super-pixel 量子阱器件分别由四个不同偏振方向的单元结构组成, 使得器件的偏振消光比高达 136. 在设计等离激元谐振腔结构, 抑制金属的欧姆损耗提高吸收层材料吸收是极为重要的. 2019 年, Zhen 等 [59] 利用 coupled-mode theory [60] 使等离激元增强结构接近或达到临界耦合条件 (谐振腔结构的辐射因子 Q_{rad} 等于吸收因子 Q_{abs}), 极大地提高了吸收层材料吸收率. 如图 8(a) 和图 8(b) 分别谐振腔器件未优化前和优化后的吸收谱, 优化后量子阱红外

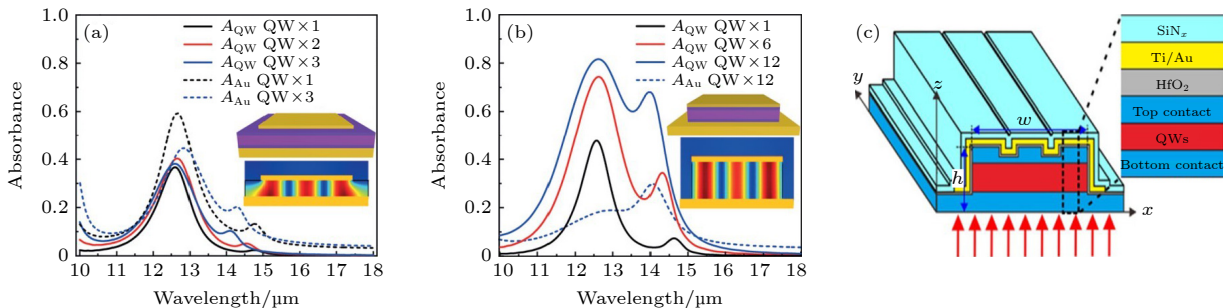


图 8 (a) 优化前的等离激元微腔结构中金属和量子阱吸收谱 [59]; (b) 优化后的等离激元微腔结构中金属和量子阱吸收谱 [59]; (c) 金属微腔量子阱示意图 [24]

Fig. 8. (a) Absorption spectra of metals and quantum wells in plasmonic microcavity structures before optimization [59]; (b) absorption spectra of metals and quantum wells in plasmonic microcavity structures after optimization [59]; (c) schematic of metal microcavity quantum well [24].

探测器的峰值吸收率高达 82%. 2020 年, Nie 等^[24]设计了如图 8(c) 所示的金属微腔量子阱探测器, 其器件采用背入射的工作方式, 电磁场在微腔内形成一个稳定的共振模式提高量子阱器件吸收, 研究表明金属微腔内模式的品质因子 Q 大部分在 30—50 之间, 9.13 μm 处的偏振消光比高达 146.

更小像元的红外焦平面阵列探测器有着更优越的空间分辨率^[61], 长波及甚长波红外领域的微纳结构横向尺寸一般较大, 在小尺寸像元中所能容纳的微纳结构数量较少, 导致增强效果低于周期性边界条件下的理想值. 设计小周期的微纳结构与小像元红外焦平面阵列探测器进行结合将是未来重要的发展方向. 2021 年, Li 等^[62]报道了周期 $P = 1.47 \mu\text{m}$ 小周期金属等离激元增强结构, 可应用于小像元的红外焦平面阵列探测器中. 测试结果显示在 7.93, 11.88 和 13.22 μm 处的吸收率分别为 98.2%, 93.1% 与 93.2%. 上述工作中的金属微纳结构设计对小像元红外焦平面阵列探测器中设计人工微纳增强结构有着一定的借鉴意义.

4.3 谐振腔结构增强甚长波红外探测器

在谐振腔增强甚长波红外探测器中, 陆卫课题

组有着突出的贡献. 2016 年, Jing 等^[63]设计了 MIM 量子阱红外探测器, 测试的量子阱响应谱中存在三个光学共振模式, 分别来着于 3rd order (10.0 μm) SPP, 2nd order (12.3 μm) SPP 和 LSP 模式 (15.2 μm), 其中 LSP 模式共振峰位置基本不随着入射角变化而变化, 在 15.2 μm 处光栅增强的量子阱器件响应率相比较 45° 入射的标准量子阱器件增强了 14 倍. 同年, Jing 等^[64]又报道了量子阱集成金属等离微腔的像元级甚长波红外探测器, 单个像元大小为 27 $\mu\text{m} \times 27 \mu\text{m}$, 像元周期为 30 μm , 仿真和实验同时证明随着表面金属片的长度增大共振峰波长红移, 共振峰位置与金属片宽度基本呈线性关系. 2019 年, Zhou 等^[65]通过等离激元微腔扩展量子阱器件的截止波长, 传统的红外探测器只能通过改变材料的带隙来扩展探测器的截止波长, 从而导致器件暗电流的增大. 通过激发等离激元微腔的局域模式, 在带隙不变的前提下, 扩展探测器的截止波长. 实验结果图 9(c) 证明了通过微腔结构使量子阱器件的截止波长从 14.3 μm 扩展到了 16.3 μm , 且暗电流保持不变.

目前, 已有相当多的仿真计算甚至实验结果证明在红外探测器中引入 MIM 结构, 能够有效增强

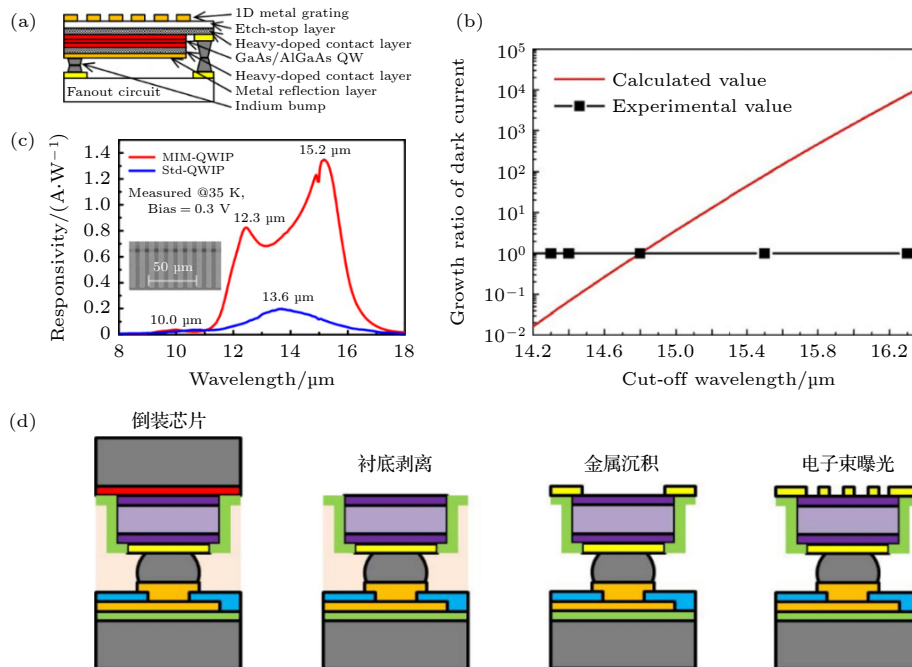


图 9 (a) MIM 量子阱探测器示意图^[63]; (b) MIM 量子阱探测器和 45° 耦合的标准量子阱探测器响应谱^[63]; (c) 光学方法拓展截止波长的实验值 (黑色) 和改变材料参数拓展截止波长的计算值 (红色)^[65]; (d) MIM 微腔结构制备流程图^[66]

Fig. 9. (a) Schematic of MIM quantum well detector^[63]; (b) responsivity spectrum of MIM and standard 45° coupled quantum well detector^[63]; (c) experiment value (black) of optical method and the calculated value (red) of change material parameters traditional method to extend cut-off wavelength^[65]; (d) flow chart of fabrication of MIM microcavity structure^[66].

材料与光的耦合效率,从而提高探测器的量子效率. MIM 在增强长波甚长波红外探测,主要用于量子阱器件和二类超晶格探测器中, Montoya等^[66]在设计超薄 MIM 结构增强二类超晶格红外探测器中给出了一套较为详细的微腔结构制备流程,如图 9(d) 所示.

5 陷光结构增强长波及甚长波红外探测器

陷光结构是按照一定规律周期性排列的人工微纳结构,其光学性质可以用光子晶体理论表述. 1987年, Yablonovitch^[67]和 John^[68]两人各自发表了开创性工作详细研究了光子晶体的光学性质:光子晶体是一种折射率周期性变化的光学纳米结构,对光子传播方式的影响可类比于晶体材料中晶格散射势对电子的作用.

5.1 陷光结构增强机制

当电磁波在光子晶体中传播时,电场 $E(r, t)$ 满足如下的麦克斯韦方程^[67,68]:

$$\left[\nabla^2 + \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon_a + \varepsilon(r)) \right] \mathbf{E}(r, t) - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}(r, t)) = 0, \quad (9)$$

其中 ε_a 和 $\varepsilon(r)$ 分别为相对介电函数的平均值和空间中周期性变化的部分. 类比于电子在周期性势场中运动的薛定谔方程^[69,70]:

$$\left[\nabla^2 + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V(r)) \right] \psi(r, t) = 0, \quad (10)$$

其中 $V(r)$ 为周期性势场. 电子在周期性势场中传播时对于某些能量 E 是没有定态解的,决定了允许和禁止的电子能量. 同理,光子在光子晶体中传播时,存在允许传播的“允带”和不允许传播的“禁带”. 光子晶体中带隙可以理解为光在光子晶体中传播时,在高折射率区和低折射率区各层之间的界面上多次反射的相干相消后的结果. 为了确保干涉效应,光子晶体结构的周期性一般为光波(介质中)波长的一半左右或更大. 实际的应用中,主要通过器件表面进行刻蚀形成周期性的小孔或柱状阵列影响入射光的传播方向,由于陷光结构的周期与探测波长相仿,所产生的衍射或干涉效应能够改变入射光的传播方向,导致光在探测器中有较长

的停留时间,增大探测器的吸收效率. 相较于前面几种激发模式,陷光结构的局域能力一般,不适合应用于范德瓦耳斯材料.

5.2 陷光结构增强长波红外探测器

陷光结构吸收谱半高宽较大,与当前读出电路兼容较好. 在可见-近红外领域的探测器中有较多的工作报道^[71,72]. 此外,针对陷光结构会引入表面缺陷的问题,通过良好的表面钝化工艺能抑制表面缺陷带来的额外暗电流^[73,74].

不同于可见-近红外中的陷光结构主要设计成周期性的小孔阵列结构,在中波及长波红外中主要采用周期性的柱状阵列来局域光场. 2014年, Liang等^[75]采用台柱阵列来提升中、长波红外碲镉汞焦平面性能,如图 10(a) 所示. 在碲组分为 0.211、工作温度为 77 K 的长波红外碲镉汞器件中,当陷光结构周期为 10 μm 、占空比大于 0.4 时,波长 8 μm 处量子效率能维持在 80% 以上. 2019年, Rabiee-Golgir 等^[76]讨论了超薄吸收层的光子捕获结构,设计不同周期的小孔阵列与小孔半径来捕获不同波段的光子. 图 10(b) 和图 10(c) 分别为捕获中波和长波红外的陷光结构,可看到随着工作波长的增大,陷光结构的几何参数也在相应增大.

2021年, Ge 等^[18]针对陷光结构在长波红外领域周期过大的问题,提出用金属纳米薄膜的横向趋肤的传输模式局域光场. 如图 10(d) 所示通过控制水平方向的金属厚度 d_l 小于长波红外处的金属趋肤深度(大约为 20 nm),垂直方向金属厚度 d_h 大于金属趋肤深度,最终使得入射光往水平方向传播形成一个横向传播模式. 为描述横向传输模式的光学特性,建立了一维的横向传输理论模型. 理论模型得到的传输模式的特征频率与二维仿真模拟的吸收峰接近. 图 10(e) 光电联合仿真结果显示,在 7—11 μm 范围内,纳米尺度金薄膜的横向趋肤效应增强的长波碲镉汞器件量子效率,相较于无微纳结构的碲镉汞探测器,有着较好的增强,同时人工微纳结构的周期仅为 1.8 μm ,远小于在应用于相同波长范围内的陷光结构. 此外,底部宽带隙的碲镉汞材料与窄带隙吸收层形成的异质结,抑制了碲镉汞探测器的暗电流,为发展小像元、高响应率的焦平面阵列器件提供了新的设计思路.

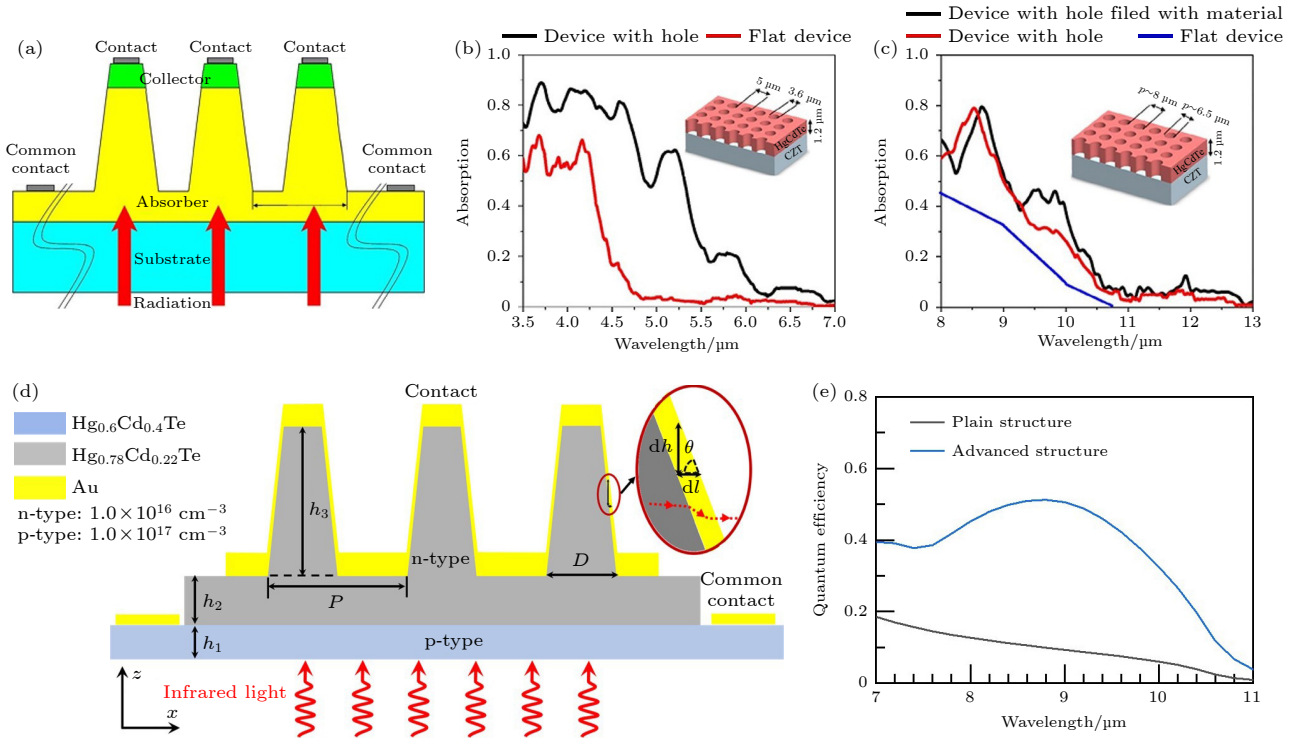


图 10 (a) 碲镉汞陷光结构红外探测器示意图^[75]; (b) 中波红外碲镉汞平面结构和陷光结构探测器吸收谱^[76]; (c) 长波红外碲镉汞平面结构探测器、无填充介质陷光结构探测器和填充介质陷光结构探测器吸收谱^[76]; (d) 基于金属薄膜横向的趋肤传输模式增强碲镉汞探测器吸收示意图^[18]; (e) 碲镉汞平面结构、碲镉汞横向传输模式增强的改进结构在 7—11 μm 的量子效率^[18]

Fig. 10. (a) Schematic of the HgCdTe photon-trapping structure infrared detector^[75]; (b) absorption spectrum of mid-wavelength infrared HgCdTe plain structure detector and photon-trapping structure detector^[76]; (c) absorption spectrum of long-wavelength infrared HgCdTe plain structure detector, without dielectric-filled photon-trapping structure detector, and dielectric-filled photon-trapping structure detector^[76]; (d) schematic of enhanced absorption of HgCdTe detector based on metal thin film horizontal skin propagation mode^[18]; (e) quantum efficiencies of HgCdTe plain structure and HgCdTe advanced structure with lateral transmission mode enhancement at 7–11 μm ^[18].

6 超透镜增强红外探测器

超透镜是由超表面组成的平面透镜, 在超表面的结构处引入相位突变来调控入射光的波前相位分布. 2002 年, Bomzon 等^[77] 提出利用 Pancharatnam-Berry 相位^[78] 的光学元件来变化圆柱光束的波前. 随后在 2016 年, Capasso 等^[79] 制备了高深宽比 TiO_2 微纳结构组成的超表面, 将其设计成可与高数值孔径的商业透镜 (100 \times Nikon CFI60) 相比拟的亚波长分辨率的成像质量的超透镜结构, 为人们研究超表面聚焦提供了一个新的方向. 超透镜因其超薄、高性价比等突出特点, 已成为微型化光学系统发展的一项突破性技术.

6.1 超透镜结构工作机制

由亚波长单元结构组成的二维阵列超表面, 可对入射光的波前进行调控而实现光涡旋产生、远场聚焦等功能. 在一些传统红外探测器中, 可采用微

透镜阵列来聚焦光场到探测器的光敏面上来提高探测器信噪比. 超表面相较于传统的光学元件有着加工难度低、成本低、系统紧凑等优点, 可以用超透镜来替代传统的光学透镜来增强红外探测器. 单色光超透镜面内的相位分布^[79] 满足如下公式:

$$\varphi_{nf}(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda_d} \left(f - \sqrt{x^2 + y^2 + f^2} \right), \quad (11)$$

λ_d 表示的设计的波长, f 是聚焦长度, x, y 是每个单元结构中心位置. 在增强探测器性能的应用中, 主要通过超表面聚焦入射光到亚波长区域内, 这时探测器的光敏面积仅需要亚波长尺度就能接收到大部分的光能量, 从而提高探测器的信噪比. 超透镜在红外波段要获得较强的聚焦效果时, 其直径一般是波长的几倍且需要较高的纵横比, 应用在长波及甚长波红外波段的焦平面阵列器件时像元密度相对较低, 加工难度较大, 需要提出适合于长波甚长波红外的超表面聚焦结构. 此外, 目前的超透镜结构是假设入射光为平面波条件下设计的, 在焦

平面阵列器件所应用的系统中, 入射光通常是有一定的倾斜角的高斯光束, 尚需对不同像元所对应超透镜按照光学系统设计分别进行设计以达到最优效果.

6.2 超透镜结构增强长波红外探测器

超透镜结构增强红外探测器为新兴领域, 由于其在宽带红外增强等方面的显著优势, 目前在可见光^[80]、近红外-中红外领域^[81–83]已有一些优秀的工作.

在超透镜增强长波红外探测器应用中, Hou等^[84]设计了偏振无依赖和宽波段聚焦的超透镜结构应用于红外探测器中, 器件结构的整体示意图如图 11(a) 所示. 仿真设计中相位分布公式中的聚焦长度 f 为 $300\ \mu\text{m}$, 超透镜由单元周期 $3\ \mu\text{m}$, 长度为 $8\ \mu\text{m}$ 高的 Si 圆柱组成, 总直径为 $60\ \mu\text{m}$. 另外圆柱的直径从 $0.5\text{--}2.5\ \mu\text{m}$ 变化以此满足 2π 的相位变化. 图 11(b) 的数值仿真结果显示在波长 $10\ \mu\text{m}$ 处, 探测器光敏大小为 $26\ \mu\text{m}$ 时, 探测器光敏面内总能量与入射光总能量之比的吸收率为 86%, 相较于无超表面结构时探测器吸收率的 19%, 探测器吸收率增强了 4 倍. 此外超透镜增强的红外探测器在 $8\text{--}14\ \mu\text{m}$ 的平均吸收率可达到 80%, 如图 11(c) 所示.

超透镜结构虽然能有效地汇聚入射光, 使得探测器光敏面积减小的同时有着很高的吸收率. 但针对不同波长的超透镜设计结果来看, 随着波长增大为了确保有着足够的相位积累, 超透镜中单个单元的厚度也需要增大, 针对长波及甚长波红外而设计

的超透镜其结构的加工难度也会相应增大. 此外, 为了确保超透镜的聚焦效果, 其直径一般是探测波长的几倍. 对高分辨率的长波及甚长波红外焦平面器件等应用, 上述瓶颈问题的解决是十分必要的.

7 赝表面等离子激元及其他机制增强长波甚长波红外探测器

除前面所提到的几种增强机制外, 还存在基于另外增强机制设计的人工微纳结构来增强长波及甚长波红外探测器, 主要有赝表面等离子激元、间隙等离子激元与声子极化激元等.

7.1 赝表面等离子激元增强机制

2011 年, Garcia-Vidal 等^[21]证明了在表面波纹起伏的完美导体上, 存在表面束缚模式, 其色散关系与金属表面等离子激元极化非常相似, 解释了完美导体中存在二维小孔阵列的异常透射现象. 由于完美导体中并不支持表面等离子激元, 周期性波纹起伏的完美导体上的表面束缚模式称为赝表面等离子激元 (spoof surface plasmon, SSP). 其色散关系与完美导体中凹槽或者小孔的几何参数有关, 当小孔或凹槽的尺寸远小于波长时, 如图 12(a) 和图 12(b) 所示, 带有小孔或凹槽的完美导体表面的光学特性表现为有效介质. 在长波及甚长波红外波段处, 金属的光学特性可近似为完美电体, 理论上在金属表面形成二维小孔阵列或者一维凹槽阵列, 可激发 SSP 局域模式用于增强红外探测器.

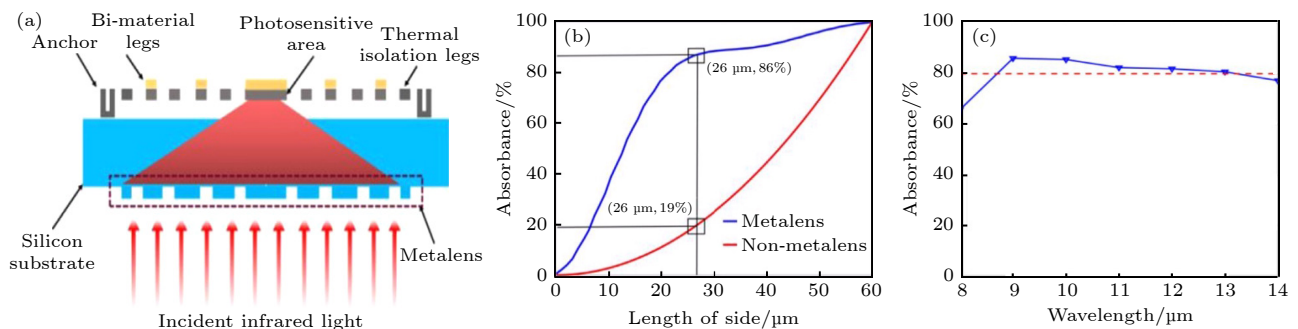


图 11 (a) 超透镜集成的长波红外探测器示意图^[84]; (b) 有无超透镜结构的长波红外探测在不同光敏面积下的吸收比^[84]; (c) 超透镜长波红外探测器在 $8\text{--}14\ \mu\text{m}$ 吸收谱^[84]

Fig. 11. (a) Schematic of metalens integrate with long-wavelength infrared detector^[84]; (b) absorptance of long-wavelength infrared detectors with and without metalens under different photosensitive areas^[84]; (c) absorptance of infrared detectors with metalens at $8\text{--}14\ \mu\text{m}$ ^[84].

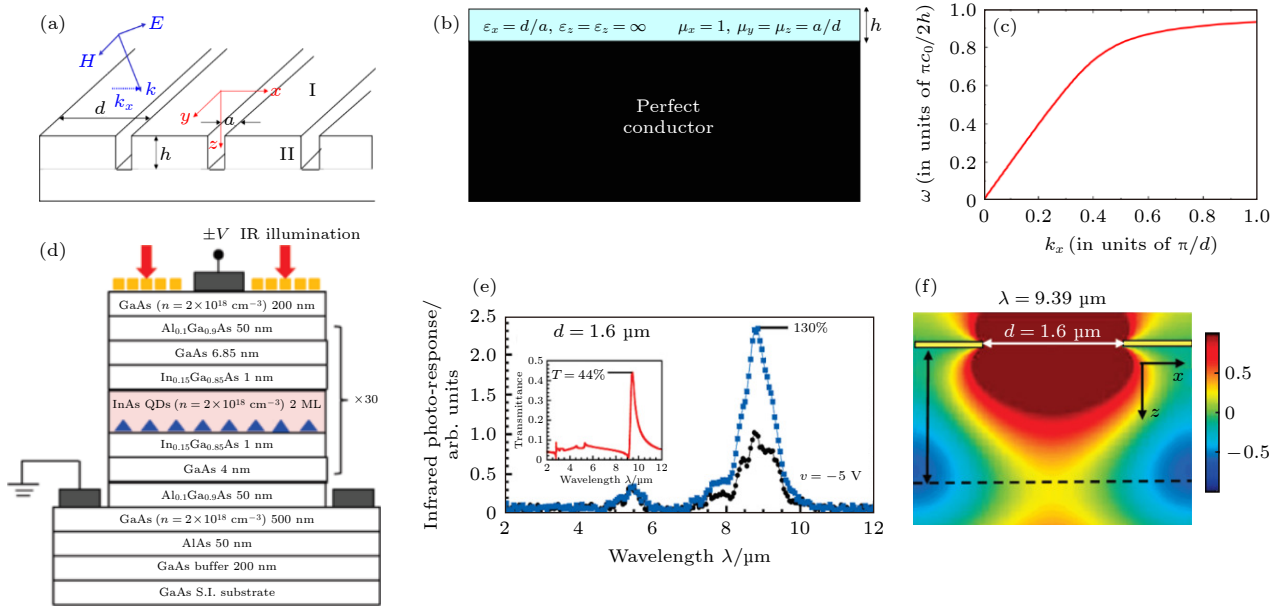


图 12 (a) 完美电导体表面的一维凹槽阵列示意图, 凹槽参数为宽度 a 、厚度 h 和周期 d [21]; (b) 各向异性的有效介质代替凹槽阵列的示意图 [21]; (c) $a/d = 0.2$ 和 $h/d = 1$ 时所激发的表面束缚波的色散关系 [86]; (d) 二维金属小孔阵列增强量子阱探测器示意图 [86]; (e) 有二维金属小孔阵列和无二维金属小孔阵列量子点红外探测器红外响应 [86]; (f) $9.39 \mu\text{m}$ 处小孔附近的电场分布 [86]

Fig. 12. (a) Schematic of a one-dimensional groove array on the surface of a perfect electrical conductor, the groove parameter is width a , depth h and period d [21]; (b) schematic illustration that replaces the groove array by the anisotropic effective dielectric layer [21]; (c) dispersion relation of excited surface bound wave when $a/d = 0.2$ and $h/d = 1$ [86]; (d) schematic of a two-dimensional metal hole array enhanced quantum well detector [86]; (e) infrared response of quantum dot infrared detectors with and without two-dimensional metal hole arrays [86]; (f) electric field distribution near the hole at $9.39 \mu\text{m}$ [86].

7.2 赝表面等离子激元增强长波及甚长波红外探测器

在长波红外波段, 2010年, Mousavi等 [85] 在超薄的金属-介质异质结中激发高局域的混合 SSP, 通过 SSP 与介质薄膜中传统的模式 guided waves (GWs) 或 leaky Fabry-Perot (FP) modes 进行杂化, 形成了具有高局域能力的混合 SSP 模式, 其电场被局域在介质薄膜中. 另外, 随着小孔尺寸的变化 SSP-FP 模式会相应发生变化, SSP-GW 基本保持不变. 同年, Chang 等 [86] 在 InAs 量子点长波红外探测器表面集成了二维小孔阵列金属薄膜, 二维小孔阵列所激发的等离子激元模式, 使得红外量子点探测器 $8.8 \mu\text{m}$ 处光响应相比较于无金属小孔阵列的量子点器件增强了 130% . 2013年, Ogawa 等 [87] 在金属表面加工形成周期性的小孔阵列激发 SSP 实现具有波长选择的红外传感器, 通过改变小孔阵列的周期与直径来吸收不同的波长.

在甚长波红外波段, 2014年 Zhao 等 [88] 利用金属方形小孔阵列增强量子阱甚长波红外探测器, 当金属光栅的周期为 $7 \mu\text{m}$, 小孔宽度为 $4.2 \mu\text{m}$ 时, 量子阱在 $16.44 \mu\text{m}$ 处的吸收率超过 50% , 相

比较无光栅结构增强了 30 多倍. 2016年, Liu 等 [89] 通过激发微腔模式与 SSP 模式, 并调控微腔模式与 SSP 在光谱位置上重叠形成耦合模式, 实现对入射光的高效耦合, 相比较无金属结构的量子阱器件在 $14.7 \mu\text{m}$ 处吸收增强了 33 倍. 在这些已报道相关工作中, 通过 SSP 模式有效的增强了长波及甚长波红外探测器的吸收, 其中某些工作的赝等离子激元设计思路已与 Garcia-Vidal 等 [21] 有较大区别.

7.3 其他增强机制及其红外探测器应用

除了 SSP 外, 也可通过间隙等离子激元和声子极化激元增强长波及甚长波红外探测器. 间隙等离子激元 (gap plasmon, GP) 是一种在两块极其靠近的金属区域之间的介质内传播的模式. 金属缝隙内的 GP 模式把电磁场局域到远小于波长的区域内, 导致区域内存在很强的电场, 可用于增强一些蛋白分子的荧光和拉曼光谱, 或者增强低维材料、薄膜材料吸收.

例如在可见光波段, Wu 等 [90] 在 Ag 纳米颗粒表面包裹几纳米厚度的 SiO_2 放置在 MoS_2 上, Ag 纳米与 MoS_2 底部的金属阵列之间存在的狭缝存

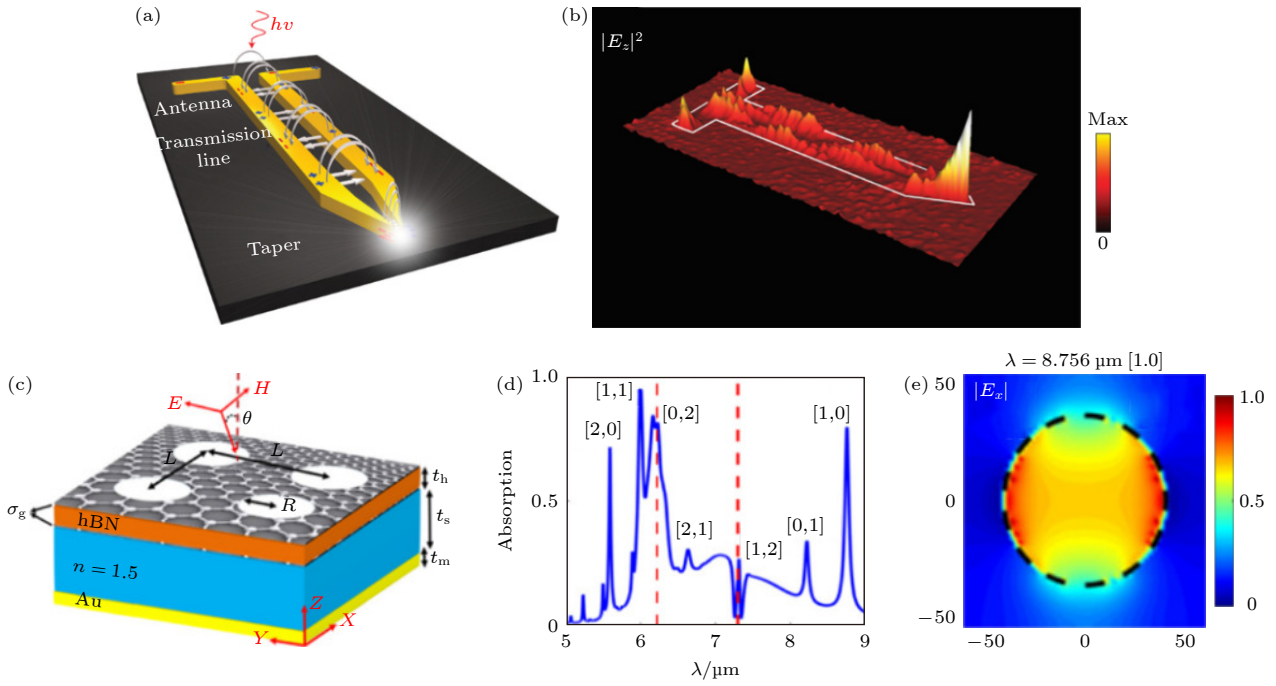


图 13 (a) 锥形天线聚焦红外光场的示意图^[91]; (b) 近场成像显示的电场 $|E_z|^2$ 分布^[91]; (c) 带有正方形小孔阵列的石墨烯/氮化硼/石墨烯多层结构示意图^[93]; (d) 石墨烯/氮化硼/石墨烯多层结构吸收谱^[93]; (e) 模式 [1, 0] 处的面内电场分布^[93]

Fig. 13. (a) Schematic of tapered antenna focusing infrared light field^[91]; (b) near-field image showing electric field $|E_z|^2$ distribution^[91]; (c) schematic of graphene/hBN/graphene multilayer structure with square hole array^[93]; (d) absorption spectrum of graphene/hBN/graphene multilayer structure^[93]; (e) in-plane electric field distribution at mode [1, 0]^[93].

在较强的局域场, 使得 MoS_2 的光电流增强了 880%. 在长波红外波段, 2011 年, Schnell 等^[91] 通过逐渐变窄的锥形天线, 引导激发的表面波压缩到天线的尖端区域, 把 $9.3 \mu\text{m}$ 长波红外光汇聚到直径 60 nm (仅为波长的 $1/150$) 的纳米光斑中, 见图 13(a),(b). 这类强局域模式, 有望用于增强红外探测器的信噪比.

声子极化激元 (phonon polariton, PhP) 模式来源于光学声子与长波红外光的相互作用, 有潜力应用于红外探测器中. 2007 年, Korobkin 等^[92] 研究了带有纳米小孔阵列的 SiC 薄膜的光学特性, 对于小孔周期为 $7 \mu\text{m}$ 、小孔直径为 $2 \mu\text{m}$ 的几何参数, 测试结果显示对 s-偏振的入射光, 在 $11.6 \mu\text{m}$ 附近有着较高的吸收. 2018 年, Hajian 等^[93] 设计了图 13(c) 所示的 graphene/hBN/graphene 的多层结构, 通过石墨烯小孔阵列激发了等离激元-声子极化模式, 使器件在 $5\text{--}10 \mu\text{m}$ 存在多个吸收峰, 见图 13(d). 图 13(e) 为模式 [1, 0] 处的面内电场分布.

8 总结与展望

本文总结了当前人工微纳结构增强长波及甚长波红外探测器的研究进展, 讨论了表面等离激

元、局域等离激元、谐振腔等多种调控机制及其在长波与甚长波红外探测器的吸收、响应速度、偏振消光比等关键性能指标提升方面的应用. 这些工作初步验证了人工微纳结构光学调控手段的应用前景, 预示着人工微纳结构-探测器集成技术将成为长波及甚长波红外探测未来主要发展方向之一.

然而, 人工微纳结构与当前红外探测器的进一步结合还存在一些技术性问题或原理性限制. 首先, 人工微纳结构需要通过电子束光刻、等离子体刻蚀、纳米压印等工艺制备, 这些工艺会不同程度的污染或损伤探测器材料 (如 MIM 微腔结构中对红外探测器去衬底工艺、陷光结构中对探测器高深宽比刻蚀等). 其次, 焦平面红外探测器是凝视型红外探测系统的基础, 正不断向小像元大面阵的方向发展以实现更高的空间分辨率. 当前大多数的人工微纳结构增强是为单元器件设计的, 若仍基于现有增强机制实现长波及甚长波红外波段的增强, 将不可避免地面临人工微纳结构的特征长度 (周期、直径等) 较大的问题, 进而导致较强的光串扰或较低的像元密度. 最后, 当前人工微纳结构对入射光的实时调控能力较弱, 面对复杂环境下的动态适应与调控能力不足.

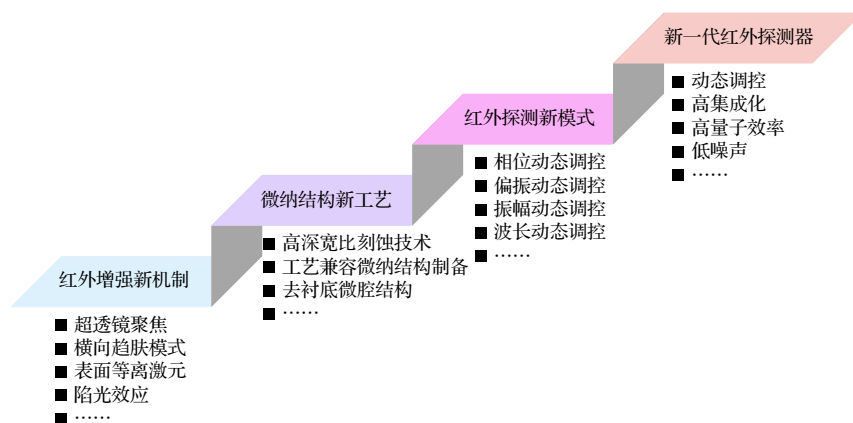


图 14 人工微纳结构与红外探测器高度集成化的新一代红外探测器发展展望

Fig. 14. Development prospect of the new generation of infrared detectors with high-integration of artificial micro- and nano-structures and infrared detectors.

针对上述问题, 本文指出在增强长波及甚长波红外探测器方面, 人工微纳结构有待发展的方向: 1) 在设计有增强结构的长波及甚长波红外探测器时, 应采用或发展均匀性高、损伤低及与传统半导体工艺相兼容的工艺技术, 如陷光结构可用刻蚀后表面光滑、缺陷密度少的高深宽比刻蚀工艺制备, 再通过钝化工艺减少微纳结构制备过程带来的影响; 2) 对应现有增强机制在长波及甚长波红外波段的各自局限性 (如超透镜微纳结构的直径一般是探测波长的几倍、光栅耦合结构的周期与探测波长的接近), 建立基于微纳光学属性的新理论, 设计诸如横向趋肤的传输模式的新增强机制, 或基于新的光电探测器机制、新光电转换材料设计新型人工微纳结构, 亦是增强红外探测器未来的发展方向; 3) 对于焦平面探测器, 建立一个客观的评价指标体系, 综合评估人工微纳结构在焦平面中的增强效果、像元串扰等参数; 4) 突破目前采用的平面微纳结构工艺, 有效利用倾斜边缘 (如横向趋肤效应结构) 等特征, 带来准 3 维设计自由度; 5) 采用石墨烯、黑磷等可通过外电场、温度场、压力场等外界调控手段, 改变自身光学特性的低维材料、相变材料等, 设计可动态调控偏振消光比、波长选择、光场聚焦能力的高集成度人工微纳结构. 如图 14 所示, 随着新工艺、新结构的深入研究和不断发展, 发展性能增强及多维度探测人工微纳结构与高性能红外探测器的进一步结合将拓宽红外探测器的应用场景, 为红外探测器面向 SWaP³ 指标和发展新一代的红外探测器提供新的解决方案.

参考文献

[1] Ycas G, Giorgetta F R, Baumann E, Coddington I, Herman

- D, Diddams S A, Newbury N R 2018 *Nat. Photonics* **12** 202
- [2] Norton P 2006 *Opto-Electron. Rev.* **14** 1
- [3] Wu P, Ye L, Tong L, Wang P, Wang Y, Wang H, Ge H, Wang Z, Gu Y, Zhang K, Yu Y, Peng M, Wang F, Huang M, Zhou P, Hu W 2022 *Light-Sci. Appl.* **11** 6
- [4] Rao G A, Mahulikar S P 2005 *Aerosp. Sci. Technol.* **9** 701
- [5] *For the James Webb Space Telescope* (<https://www.jwst.nasa.gov>)
- [6] Xin L 2022 *The Innovation* **3** 100198
- [7] Hu W D, Li Q, Chen X S, Lu W 2019 *Acta Physica Sinica* **68** 120701 (in Chinese) [胡伟达, 李庆, 陈效双, 陆卫 2019 物理学报 **68** 120701]
- [8] Rogalski A, Antoszewski J, Faraone L 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 091101
- [9] Hu W D, Chen X S, Ye Z H, Feng A L, Yin F, Zhang B, Liao L, Lu W 2013 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **19** 4100107
- [10] Jin Z, Janoschka D, Deng J, Ge L, Dreher P, Frank B, Hu G, Ni J, Yang Y, Li J, Yu C, Lei D, Li G, Xiao S, Mei S, Giessen H, zu Heringdorf F M, Qiu C W 2021 *eLight* **1** 5
- [11] Xiong J, Wu S T 2021 *eLight* **1** 3
- [12] Xie R, Wang P, Wang F, Chen X S, Lu W, Hu W D 2021 *Opt. Lett.* **46** 1361
- [13] Li S Q, Xu X, Veetil R M, Valuckas V, Paniagua-Domínguez R, Kuznetsov A I 2019 *Science* **364** 1087
- [14] Lin K T, Lin H, Jia B 2020 *Nanophotonics* **9** 3135
- [15] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W 2003 *Nature* **424** 824
- [16] Hutter E, Fendler J H 2004 *Adv. Mater.* **16** 1685
- [17] Farag A, Ubl M, Konzelmann A, Hentschel M, Giessen H 2019 *Opt. Express* **27** 25012
- [18] Ge H, Xie R, Chen Y, Wang P, Li Q, Gu Y, Guo J, He J, Wang F, Hu W 2021 *Opt. Express* **29** 22823
- [19] Schuster J, Bellotti E 2013 *Opt. Express* **21** 14712
- [20] Chen W T, Zhu A Y, Sanjeev V, Khorasaninejad M, Shi Z, Lee E, Capasso F 2018 *Nat. Nanotechnol.* **13** 220
- [21] Garcia-Vidal F J, Martín-Moreno L, Pendry J B 2005 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **7** S97
- [22] Bozhevolnyi S I, Jung J 2008 *Opt. Express* **16** 2676
- [23] Huber A, Ocelic N, Kazantsev D, Hillenbrand R 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 081103
- [24] Nie X, Zhen H, Huang G, Yin Y, Li S, Chen P, Zhou X, Mei Y, Lu W 2020 *Appl. Phys. Lett.* **116** 161107
- [25] Guo J X, Xie R Z, Wang P, He T, Li Q, Wang F, Chen X S, Lu W, Hu W D 2022 *J. Infrared Millimeter Waves* **41** 40 (in Chinese) [郭家祥, 谢润章, 王鹏, 张涛, 张坤, 王海露, 贺婷,

- 李庆, 王芳, 陈效双, 陆卫, 胡伟达 2022 *红外与毫米波学报* **41** 40]
- [26] Hu W, Ye Z, Liao L, Chen H, Chen L, Ding R, He L, Chen X, Lu W 2014 *Opt. Lett.* **39** 5184
- [27] Wood R W 1902 *Philos. Mag.* **4** 396
- [28] Fano U 1941 *J. Opt. Soc. Am.* **31** 213
- [29] Maier S A 2007 *Plasmonics: Fundamentals and Applications* (New York: Springer) pp21–27, pp66–69
- [30] Bhat R D R, Panoiu N C, Brueck S R J, Osgood R M 2008 *Opt. Express* **16** 4588
- [31] Sefidmooye Azar N, Shrestha V R, Crozier K B 2019 *Appl. Phys. Lett.* **114** 091108
- [32] Zhang Y, Meng D, Li X, Yu H, Lai J, Fan Z, Chen C 2018 *Opt. Express* **26** 30862
- [33] Nordin L, Petluru P, Kamboj A, Muhowski A J, Wasserman D 2021 *Optica* **8** 1545
- [34] Lee S C, Krishna S, Brueck S R J 2011 *IEEE Photonics Technol. Lett.* **23** 935
- [35] Vaillancourt J, Mojaverian N, Lu X 2014 *IEEE Photonics Technol. Lett.* **26** 745
- [36] Li X, Ye X, Li G, Yu F, Chen J, Zhao Z, Li Z, Chen X 2021 *Opt. Mater. Express* **11** 1167
- [37] Zhou Y, Qin Z, Liang Z, Meng D, Xu H, Smith D R, Liu Y 2021 *Light-Sci. Appl.* **10** 138
- [38] Zhan P, Wang Z L, Dong H, Sun J, Wu J, Wang H T, Zhu S N, Ming N B, Zi J 2006 *Adv. Mater.* **18** 1612
- [39] Chu Y, Schonbrun E, Yang T, Crozier K B 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 181108
- [40] Miao J, Hu W, Jing Y, Luo W, Liao L, Pan A, Wu S, Cheng J, Chen X, Lu W 2015 *Small* **11** 2392
- [41] Stewart J W, Vella J H, Li W, Fan S, Mikkelsen M H 2020 *Nat. Mater.* **19** 158
- [42] Fang Z, Wang Y, Schlather A E, Liu Z, Ajayan P M, García de Abajo F J, Nordlander P, Zhu X, Halas N J 2014 *Nano Lett.* **14** 299
- [43] Tang X, Wu G f, Lai K W C 2017 *J. Mater. Chem. C* **5** 362
- [44] Safaei A, Chandra S, Leuenberger M N, Chanda D 2019 *ACS Nano* **13** 421
- [45] Guo Q, Yu R, Li C, Yuan S, Deng B, García de Abajo F J, Xia F 2018 *Nat. Mater.* **17** 986
- [46] Suen J Y, Fan K, Montoya J, Bingham C, Stenger V, Sriram S, Padilla W J 2017 *Optica* **4** 276
- [47] Shabbir M W, Chandra S, Leuenberger M N 2021 arXiv: 2103.10311
- [48] Rogalski A 2012 *Opto-Electron. Rev.* **20** 279
- [49] Levine B F 1993 *J. Appl. Phys.* **74** R1
- [50] Schneider H, Liu H C 2007 *Quantum Well Infrared Photodetectors* (New York: Springer) pp13–36
- [51] Li Q, Li Z, Li N, Chen X, Chen P, Shen X, Lu W 2014 *Sci. Rep.* **4** 6332
- [52] Cakmakyapan S, Lu P K, Navabi A, Jarrahi M 2018 *Light-Sci. Appl.* **7** 20
- [53] Letka V, Bainbridge A, Craig A P, Al-Saymari F, Marshall A R J 2019 *Opt. Express* **27** 23970
- [54] Deotare P B, McCutcheon M W, Frank I W, Khan M, Lončar M 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 121106
- [55] Goldflam M D, Kadlec E A, Olson B V, Klem J F, Hawkins S D, Parameswaran S, Coon W T, Keeler G A, Fortune T R, Tauke-Pedretti A, Wendt J R, Shaner E A, Davids P S, Kim J K, Peters D W 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 251103
- [56] Wang S, Yoon N, Kamboj A, Petluru P, Zheng W, Wasserman D 2018 *Appl. Phys. Lett.* **112** 091104
- [57] Law S, Roberts C, Kilpatrick T, Yu L, Ribaud T, Shaner E A, Podolskiy V, Wasserman D 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 017401
- [58] Zhou Y W, Li Z F, Zhou J, Li N, Zhou X H, Chen P P, Zheng Y L, Chen X S, Lu W 2018 *Sci. Rep.* **8** 15070
- [59] Zhen T, Zhou J, Li Z, Chen X 2019 *Adv. Opt. Mater.* **7** 1801627
- [60] Qu C, Ma S, Hao J, Qiu M, Li X, Xiao S, Miao Z, Dai N, He Q, Sun S, Zhou L 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 235503
- [61] Rogalski A, Martyniuk P, Kopytko M 2016 *Rep. Prog. Phys.* **79** 046501
- [62] Li J, Li J, Zhou H, Zhang G, Liu H, Wang S, Yi F 2021 *Opt. Express* **29** 22907
- [63] Jing Y, Li Z, Li Q, Chen P, Zhou X, Wang H, Li N, Lu W 2016 *AIP Adv.* **6** 045205
- [64] Jing Y L, Li Z F, Li Q, Chen X S, Chen P P, Wang H, Li M Y, Li N, Lu W 2016 *Sci. Rep.* **6** 25849
- [65] Zhou Y, Li Z, Zhou X, Zhou J, Zheng Y, Li L, Li N, Chen P, Chen X, Lu W 2019 *Appl. Phys. Lett.* **114** 061104
- [66] Montoya J A, Tian Z-B, Krishna S, Padilla W J 2017 *Opt. Express* **25** 23343
- [67] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [68] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
- [69] John S 1991 *Phys. Today* **44** 32
- [70] Wang L G, Zhu S Y 2010 *Phys. Rev. B* **81** 205444
- [71] Gao Y, Cansizoglu H, Polat K G, et al. 2017 *Nat. Photonics* **11** 301
- [72] Cansizoglu H, Bartolo-Perez C, Gao Y, Ponizovskaya Devine E, Ghandiparsi S, Polat K G, Mamtaz H H, Yamada T, Elrefaie A F, Wang S Y, Islam M S 2018 *Photonics Res.* **6** 734
- [73] Zhou H, Xu S, Lin Y, Huang Y C, Son B, Chen Q, Guo X, Lee K H, Goh S C K, Gong X, Tan C S 2020 *Opt. Express* **28** 10280
- [74] Hu W D, Chen X S, Ye Z H, Lu W 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 091101
- [75] Liang J, Hu W, Ye Z, Liao L, Li Z, Chen X, Lu W 2014 *J. Appl. Phys.* **115** 184504
- [76] Rabiee-Golgir H, Ghandiparsi S, Devine E P, et al. 2019 *Infrared Technology and Applications XLV*. **11002** 110020T
- [77] Bomzon Z E, Biener G, Kleiner V, Hasman E 2002 *Opt. Lett.* **27** 1141
- [78] Berry M V 1984 *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **392** 45
- [79] Khorasaninejad M, Chen Wei T, Devlin Robert C, Oh J, Zhu Alexander Y, Capasso F 2016 *Science* **352** 1190
- [80] Uenoyama S, Ota R 2021 *ACS Photonics* **8** 1548
- [81] Zhang S, Soibel A, Keo S A, Wilson D, Rafol S B, Ting D Z, She A, Gunapala S D, Capasso F 2018 *Appl. Phys. Lett.* **113** 111104
- [82] Ning Y, Zhang S, Hu Y, Hao Q, Tang X 2020 *Coatings* **10** 1218
- [83] Wenger T, Muller R, Wilson D, Gunapala S D, Soibel A 2021 *AIP Adv.* **11** 085221
- [84] Hou H, Zhang Y, Luo Z, Zhang P, Zhao Y 2022 *Opt Lasers Eng* **150** 106849
- [85] Mousavi S H, Khanikaev A B, Neumer B, Avitzour Y, Korobkin D, Ferro G, Shvets G 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 176803
- [86] Chang C C, Sharma Y D, Kim Y S, Bur J A, Shenoi R V, Krishna S, Huang D, Lin S Y 2010 *Nano Lett.* **10** 1704
- [87] Ogawa S, Komoda J, Masuda K, Kimata M 2013 *Opt. Eng.* **52** 127104
- [88] Zhao F, Zhang C, Chang H, Hu X 2014 *Plasmonics* **9** 1397
- [89] Liu L, Chen Y, Huang Z, Du W, Zhan P, Wang Z 2016 *Sci. Rep.* **6** 30414
- [90] Wu Z Q, Yang J L, Manjunath N K, Zhang Y J, Feng S R,

- Lu Y H, Wu J H, Zhao W W, Qiu C Y, Li J F, Lin S S 2018 *Adv. Mater.* **30** 1706527
- [91] Schnell M, Alonso-González P, Arzubiaga L, Casanova F, Hueso L E, Chuvilin A, Hillenbrand R 2011 *Nat. Photonics* **5** 283
- [92] Korobkin D, Urzhumov Y A, Neuner-Iii B, Zorman C, Zhang Z, Mayergoyz I D, Shvets G 2007 *Appl. Phys. A* **88** 605
- [93] Hajian H, Ghobadi A, Butun B, Ozbay E 2018 *Opt. Express* **26** 16940

INVITED REVIEW

Artificial micro- and nano-structure enhanced long and very long-wavelength infrared detectors^{*}

Ge Hao-Nan¹⁾²⁾³⁾ Xie Run-Zhang^{1)†} Guo Jia-Xiang¹⁾³⁾ Li Qing¹⁾ Yu Yi-Ye¹⁾
 He Jia-Le¹⁾ Wang Fang¹⁾ Wang Peng^{1)‡} Hu Wei-Da^{1)††}

¹⁾ (State Key Laboratory of Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics,
 Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China)

²⁾ (School of Physical Science and Technology, ShanghaiTech University, Shanghai 201210, China)

³⁾ (University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

(Received 3 March 2022; revised manuscript received 3 April 2022)

Abstract

The infrared detectors own the ability to convert information carried by photons radiated by objects into electrical signals, which broadens the horizons of human beings observing the natural environment and human activities. At present, long and very long-wavelength infrared detections have many applications in atmospheric monitoring, biological spectroscopy, night vision, etc. As the demand for high-performance infrared detectors grows rapidly, it is difficult for traditional infrared detectors to arrive at performance indicators such as high response rate, high response speed, and multi-dimensional detection. The artificial structure designed based on micro- and nano-optics can be coupled with infrared photons efficiently, and control the degrees of freedom of infrared light fields such as amplitude, polarization, phase, and wavelength comprehensively. The systems integrated by infrared detectors and artificial micro- and nano-photonic structures provide additional controllable degrees of freedom for infrared detectors. And they are expected to achieve high quantum efficiency and other merits such as high response rate, excellent polarization, and wavelength selectivity. In this review paper, the research progress of the application of artificial micro- and nano-structure in the long and very long-wavelength infrared bands is presented; the advantages, disadvantages, and the application status of different mechanisms are described in detail, which include surface plasmon polaritons, localized surface plasmon, resonant cavity structure, photon-trapping structure, metalens, spoof surface plasmon, gap plasmon, and phonon polariton. In addition, the development prospect and direction of artificial micro- and nano-structure in long-wave and very long-wave infrared devices are further pointed out.

Keywords: infrared detector, artificial micro- and nano-structure, long- and very-long-wavelength, plasmons

PACS: 07.57.-c, 77.55.-g, 78.67.Pt

DOI: 10.7498/aps.71.20220380

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2020YFB2009300), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62122081, 62134009), the Natural Science Foundation of Shanghai, China (Grant No. 22ZR1472500), and the Youth Innovation Promotion Association, Chinese Academy of Sciences.

† Corresponding author. E-mail: xierunzhang@mail.sitp.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: w_peng@mail.sitp.ac.cn

†† Corresponding author. E-mail: wdu@mail.sitp.ac.cn