

## 等离子微腔耦合长波红外量子阱高消光比偏振探测器（特邀）

李志锋 李倩 景友亮 周玉伟 周靖 陈平平 周孝好 李宁 陈效双 陆卫

### Plasmonic microcavity coupled high extinction ratio polarimetric long wavelength quantum well infrared photodetectors *Invited*

Li Zhifeng, Li Qian, Jing Youliang, Zhou Yuwei, Zhou Jing, Chen Pingping, Zhou Xiaohao, Li Ning, Chen Xiaoshuang, Lu Wei

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.3788/IRLA20211006>

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

#### GaAs/AlGaAs量子阱长波10.55 $\mu\text{m}$ 红外焦平面探测器

GaAs/AlGaAs QWIP IRFPA for 10.55  $\mu\text{m}$  long wavelength

红外与激光工程. 2020, 49(1): 0103008–0103008(6) <https://doi.org/10.3788/IRLA202049.0103008>

#### 640 × 512偏振长波量子阱红外焦平面探测器研制

Study on 640 × 512 polarimetric LWIR QWIP FPA

红外与激光工程. 2017, 46(1): 104004–0104004(6) <https://doi.org/10.3788/IRLA201746.0104004>

#### 光子晶体二元缺陷微腔的光传输特性

Light propagation characteristic of dual defect microcavity of photonic crystal

红外与激光工程. 2017, 46(6): 620004–0620004(7) <https://doi.org/10.3788/IRLA201746.0620004>

#### 等离子增强金硅肖特基结近红外光电探测器进展

Progress of surface plasmon enhanced near-infrared photodetector based on metal/Si Schottky heterojunction

红外与激光工程. 2019, 48(2): 203002–0203002(14) <https://doi.org/10.3788/IRLA201948.0203002>

#### 偏振对光子晶体量子阱滤波品质的调制

Modulation of filtering quality factor by polarization in the photonic crystal quantum well

红外与激光工程. 2017, 46(S1): 115–119 <https://doi.org/10.3788/IRLA201746.S121002>

#### 采用长波红外高光谱偏振技术的目标探测实验

Experiment of target detection based on long-wave infrared hyperspectral polarization technology

红外与激光工程. 2017, 46(5): 504005–0504005(7) <https://doi.org/10.3788/IRLA201746.0504005>

## 等离激元微腔耦合长波红外量子阱高消光比偏振探测器 (特邀)

李志锋, 李 倩, 景友亮, 周玉伟, 周 靖, 陈平平, 周孝好, 李 宁, 陈效双, 陆 卫

(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)

**摘要:** 长波红外偏振探测器能够大幅提升对热成像目标的识别能力。受制于衍射极限的物理限制, 目前的微线栅偏振片型长波红外偏振探测器的偏振消光比基本上只能做到最高 10 : 1 左右。文中采用金属/介质/金属的等离激元微腔结构, 将量子阱红外探测激活层相嵌在微腔之中。由于上、下金属之间的近场耦合形成了在双层金属区域的横向法布里-珀罗共振模式, 构成等离激元微腔。文中利用微腔的模式选择特性及其与量子阱子带间跃迁的共振耦合, 将量子阱子带跃迁不能直接吸收的垂直入射光耦合进入等离激元微腔并转变为横向传播, 从而能够被量子阱子带吸收, 实现了在长波红外 13.5  $\mu\text{m}$  探测波长附近偏振消光比大于 100 : 1 的结果。相关工作为发展我国高消光比长波红外偏振成像焦平面提供了全新的物理基础和技术路径。

**关键词:** 等离激元; 微腔; 长波红外; 量子阱红外探测器; 偏振; 消光比

**中图分类号:** TN215 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA20211006

## Plasmonic microcavity coupled high extinction ratio polarimetric long wavelength quantum well infrared photodetectors(*Invited*)

Li Zhifeng, Li Qian, Jing Youliang, Zhou Yuwei, Zhou Jing, Chen Pingping,  
Zhou Xiaohao, Li Ning, Chen Xiaoshuang, Lu Wei

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

**Abstract:** The long wavelength infrared polarimetric detector can greatly improve the recognition ability of thermal imaging. Owing to the physical limitation of the diffraction limit, the polarization extinction ratio of the current micro-grid polarizer-type long wavelength infrared polarimetric detectors can basically only be as high as about 10 : 1. In this paper, a metal/dielectric/metal plasmonic microcavity structure has been fabricated, with the infrared detection active layer of the quantum wells being embedded inside the microcavity. Due to the near-field coupling between the upper grating and bottom reflector metals, a lateral Fabry-Perot resonance was established in the double-metal region, forming the plasmonic microcavity. Benefited from the mode selection characteristics of the microcavity and its resonant coupling with the quantum well intersubband transition, the normal incident light, which cannot be directly absorbed by the intersubband transition of the quantum wells, was coupled into the plasmonic microcavity, transforming its propagation direction into lateral and being absorbed by the quantum wells. The mechanism was confirmed by finite element simulation and the microcavity key parameters such as the grating width and the thicknesses were designed and optimized. Such a structure was applied to the detecting pixels sized at  $27 \times 27 \mu\text{m}$ , which was suitable for focal plane arrays. Resulting from the capture and confinement of the incident photons, the detectivity of the detecting pixels could be promoted by about one order of magnitude comparing to the un-structured  $45^\circ$  edge facet coupled detector fabricated from the same epitaxy wafer. The polarization extinction ratio greater than 100 : 1 at about 13.5  $\mu\text{m}$  of detecting peak wavelength in the long

收稿日期: 2020-11-01; 修订日期: 2020-12-20

基金项目: 国家自然科学基金 (61874126, 61521005); 上海市市级科技重大专项 (2019SHZDZX01)

wavelength infrared waveband was achieved, while the peak intensity dependence on the polarizer azimuth angle fitted Malus law very well. Such a work provides a novel physical foundation and technical route for the development of high extinction ratio long wavelength infrared polarimetric imaging focal planes.

**Key words:** plasmonic; microcavity; long wavelength infrared; quantum well infrared photodetectors; polarization; extinction ratio

## 0 引言

偏振成像是在强度和波长(颜色)之外的又一个成像维度<sup>[1]</sup>。由于能够提供目标的更多差异化信息,其在遥感、医学诊断、仿生、大气环保以及军事领域等具有广泛的应用。通过偏振成像能够利用目标的偏振特性,有效地将目标从复杂背景中精确识别出来。偏振成像探测可以有多种技术方案,例如振幅分割(采用 4 个焦平面,利用分束器将入射光分割成 4 路,每一路有其自身的偏振片)、光圈分割(采用一个单一的焦平面和一个再成像系统将多重图像投影到精确共准直的焦平面上,能够同时采集所有偏振数据并且能够确保偏振通道的所有的视场都是共焦的)、时间分割(通过旋转置于焦平面前方的偏振片或者调整波片来获取不同的偏振状态的数据)和焦面分割(直接将不同偏振方向的微偏振片集成在超像元上,每一个超像元包含 4 个不同的偏振方向)。在这四种方案中,焦面分割方案具有光路最简单、体积最紧凑、全固态无运动部件和实时成像等诸多优势,但对偏振探测芯片在灵敏度和偏振选择性方面的要求最高。这是因为原本落在单个像元上的光子(在成像分辨率不降低的情况下)被分割到了 4 个像元上,每个像元上的偏振片又使某个偏振方向的光被反射,这样,进入到单个像元上光子数至少减少到八分之一。因此,若要实现与非偏振探测相同的灵敏度和分辨率,像元的探测灵敏度需要提升约一个数量级。在偏振选择性方面,由于采用线栅偏振片的感光像元被入射光束完全包围,原本需要被反射的偏振方向很容易通过衍射等效效应进入到像元形成光响应,造成偏振选择性的下降。这种衍射效应对于长波红外光(波长大于 8 μm)尤为明显,因为一般的红外成像探测像元的尺寸在 15~28 μm 附近(像元中心距 18~30 μm),仅为峰值波长的 1~3 倍左右,正是衍射效应起明显作用的尺寸。这也是红外波段的偏振焦平面探测器发展落后于可见波段的一个主要原因。

传统的偏振焦平面技术路线是采用金属线栅微

偏振片超像元阵列与焦平面阵列对准粘合的方法。目前报道的长波红外偏振焦平面像元规模在 640×480,消光比接近 10:1。尽管该结果在 2006 年就已报道<sup>[2]</sup>,但 2017 年国际偏振探测的领军人物 J.S.Tyo 小组在描述偏振显示方法时仍在引用。这或许反映出 10 多年来国际上在长波红外偏振消光比上的进展基本停滞。相比于可见波段的偏振焦平面能够达到 100:1 的消光比而言<sup>[3]</sup>,长波红外波段 10:1 的消光比远远不能满足高偏振分辨红外探测技术的需求。其原因就是衍射效应限制了消光比的进一步提高。因此,要突破这种在原理上受限的高偏振选择性的探测,无疑只能探索一种全新的偏振探测技术方案。

文中将周期性金属线栅的等离激元近场光学调控特性与金属微腔相结合,形成金属/介质/金属(MIM)等离激元微腔,并率先开展了量子阱红外探测器(Quantum Well Infrared Photodetectors, QWIPs)偏振耦合增强研究。利用等离激元对光场的调控机制,在线宽的方向上将入射横磁矢量(Transverse Magnetic, TM)光由量子阱子带跃迁不能吸收的正入射 Z 方向传播转变为沿量子阱平面的 X 方向传播,在金属条下方形成驻波。而对于横电矢量(Transverse Electric, TE)光则接近完全不耦合,不能进入微腔。利用该机制实现了长波 13.5 μm 附近偏振消光比大于 100:1 的结果。这是目前所知在红外长波波段固态集成偏振探测器所达到的最高数值。这种将近场微腔效应与光栅偏振选择性二者有机地结合在一起,并且直接与光电转换介质相集成的等离激元微腔耦合量子阱红外探测器,为高消光比的长波红外偏振探测焦平面发展提供了新机理和新效应的技术途径。

## 1 等离激元微腔

金属表面等离激元是金属表面自由电子的集体振荡与电磁波的混合模式,沿着金属-介质界面传播。其波矢可以写成如下形式:

$$k_{sp} = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}} \quad (1)$$

式中： $k_{SP}$ 、 $k_0$  分别为表面等离子激元、空气中光子的波矢； $\epsilon_m$ 、 $\epsilon_d$  为金属、介质的相对介电常数。图 1 给出了表面等离子激元的基本特征<sup>[4]</sup>，其中图 1(a) 为表面等离子激元传播示意图，金属表面附近的自由电子呈集体振荡形式，并且沿着金属-介质界面传播。表面等离子激元在介质层与金属中指数衰减，如图 1(b) 所示。图 1(c) 为表面等离子激元的色散曲线，其中虚线为空气中光子的色散曲线。可以看到，表面等离子激元色散位于空气中光子色散曲线的右边，意味着在同一能量下

其波矢大于空气中光子的波矢，导致的结果是：当空气中的光子垂直或斜入射到金属表面时，即便表面等离子激元的能量与空气中的光子能量相同，两者间的波矢也不匹配，意味着表面等离子激元不能被光波直接激发。表面等离子激元的波矢大于空气中光子的波矢，意味着其波长小于空气中光子的波长，具备亚波长特征，突破了光子的衍射极限，这一特征使近年来在亚波长尺度调控光子的传输与光场的分布方面的工作迅速形成研究热点。

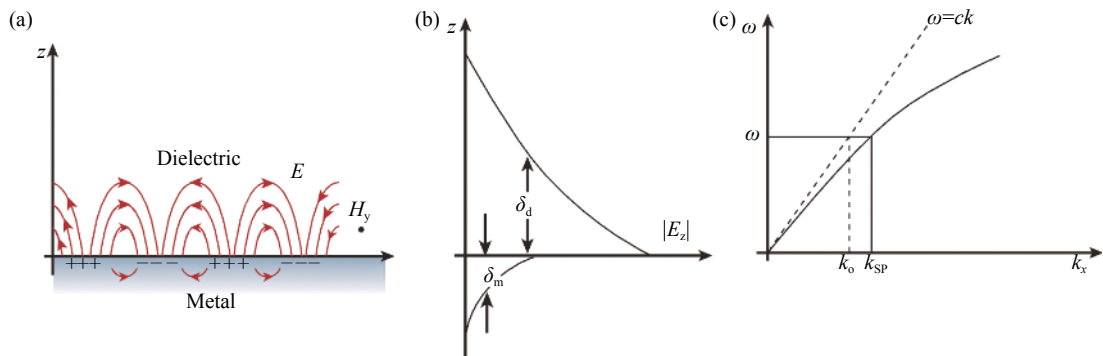


图 1 表面等离子激元的基本特征<sup>[4]</sup>：(a) 金属/介质界面处的表面等离子激元；(b) 表面等离子激元电场强度在 Z 方向上的分布；(c) 表面等离子激元色散曲线

Fig.1 Basic characteristics of surface plasmons<sup>[4]</sup>: (a) Schematic diagram of surface plasmons at the interface between a metal and a dielectric; (b) Distribution of the field component of surface plasmons along Z direction; (c) Dispersion curve for a surface plasmon mode

在表面等离子激元研究飞速发展的同时，光学微腔作为捕获光子的工具，能够对光子进行三维的操控，也激发了人们的广泛兴趣。当具有表面等离子激元的金属薄膜被制作成微纳尺度下的光学微腔时，即可形成等离子激元微腔。由于能够实现在亚波长尺寸下对光子的限制和光场增强，因而广泛地应用在激光器、爆炸性物质探测及表面增强拉曼散射等领域。等离子激元微腔对于量子阱红外探测器光耦合的操控首见于 Sirtori 研究组的报道<sup>[5]</sup>，其利用等离子激元微腔夹持量子阱激活层，利用光耦合的增强使背景限工作温度由 72 K 提高到 86 K，达到液氮温区。几乎同时，本课题组也进行了类似的工作，并且报道了高消光比的偏振探测特性<sup>[6]</sup>。近年来笔者所在课题组将等离子激元微腔耦合量子阱红外探测器 (Plasmonic Microcavity Coupled Quantum Well Infrared Photodetectors, MPC-QWIPs) 的单元尺寸缩小到焦平面像元尺寸<sup>[7]</sup>，并且实现了优异的偏振探测性能<sup>[8]</sup>。该结构利用 MIM 等离子激元微腔的共振耦合特性，将垂直入射的光子捕获在

微腔中形成局域表面等离子激元模式 (Localized Surface Plasmon, LSP)，能够在 LSP 模式下对光子的有效耦合局域增强，获得了超过一个数量级的峰值响应率的提升，而偏振消光比能够超过 100 : 1。该等离子激元微腔本质上是一种横向 Fabry-Perot (F-P) 腔模，被捕获的光子在双层金属区域所形成的 F-P 腔中来回振荡，并且不断地被量子阱吸收，一方面增加了量子阱的吸收长度从而增加了有效的光电转换过程，另一方面，光子的捕获和集聚极大地增加了光子数，减小了光子的逃逸，最终极大地提高了红外探测器性能。图 2 给出了等离子激元微腔的单元结构和电场 Z 分量分布

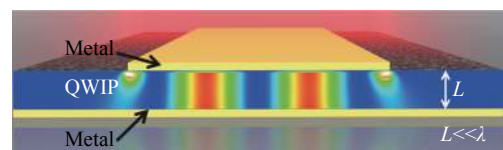


图 2 单个等离子激元微腔结构和电场 Z 分量分布示意图

Fig.2 Schematic diagram of the unit cell of plasmonic microcavity structure and map of the Z component of the field

示意图,具体设计和详细的描述可见 2.2 节。

## 2 等离激元微腔量子阱长波偏振红外探测器

文中将从量子阱材料设计、等离激元微腔结构设计、偏振探测器的工艺制备、探测器响应率的提升以及探测器偏振响应特性等 5 个方面对等离激元微腔耦合的量子阱长波偏振红外探测器进行详细的描述。

### 2.1 量子阱材料设计

量子阱结构的优化设计和材料的优质生长是研制高性能红外探测器的重要保证。其中所设计的量子阱结构,应使从基态被激发到激发态的载流子能从势阱中逸出并且被收集为光电流。根据探测波段的需求,确定合适的材料结构参数,主要包括 GaAs/AlGaAs 量子阱中的势阱宽度、势垒高度和掺杂浓度,从而确定量子阱中的能级分布和光学吸收。对于这些基本结构参数的确定远比传统的红外光电功能材料复杂,为此需要有很好的计算量子阱中能级结构和相应波函数的计算方法,即薛定谔方程的求解。文中采用传输矩阵法方法,既可用于能级计算也可获得波函数。

对于 n<sup>+</sup>型量子阱红外探测器,导带势阱中至少包含一个子带作为光致激发电子的基态,基态电子由 GaAs 势阱中的掺杂硅提供。根据激发态的位置,可分为三种跃迁形式:其一为束缚态到连续态,称为 B-C (Bound to Continuum),被激发的载流子直接进入势垒上的连续态中,被外电场加速,到达电极层。这种跃迁具有较宽的光谱响应和较大的暗电流。其二为束缚态到束缚态,称为 B-B (Bound to Bound),即激发态在势阱中,红外辐射激发载流子的能量完全等于子带间距能量,载流子必须隧穿通过势垒到达导带的连续态,因此需要较大的外加偏压,并有较窄光谱响应线宽。第三种为束缚态到准束缚态的跃迁,称为 B-QB (Bound to Quasi-Bound),这种跃迁的激发态被设计在势垒的边缘,具有上述两种结构的优点,载流子无需隧穿,在较小的驱动电压下即可贡献于光电流,并且能够获得较宽的光谱响应范围和较小的暗电流。因此采用第三种跃迁结构,导带中至少包含一个子带作为光致激发电子的基态。依据此跃迁形式,激发态应为一个准连续态,也就是激发能级刚好在势垒边缘。量子阱探测器的探测峰值波长由下式表示:

$$\lambda_p = \frac{hc}{(E_2 - E_1)} \quad (2)$$

式中:  $h$  为普朗克常数;  $c$  为光速;  $E_1$ 、 $E_2$  分别为量子阱中第一和第二子能级。由于 GaAs 量子阱中只存在基态能级,因此,量子阱结构的势垒不能太高,并且 GaAs 量子阱不能太厚。通过传输矩阵理论计算,根据 Al 含量与两个子能级之间的对应关系,并通过实验反复验证,得到理论计算和实验结构的偏差。对于吸收峰位设计在 15  $\mu\text{m}$  附近的量子阱,确定了 GaAs 厚度为 6 nm,势垒 Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As 厚度为 100 nm,  $x=0.15$ 。基态电子由 GaAs 势阱中的掺杂 Si 提供,适当的掺杂有助于增加材料的吸收系数,提高器件的光响应,设计的掺杂浓度为  $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 。考虑到必须适应微腔的厚度,采用了单个量子阱的结构。设计完成的量子阱结构采用分子束外延方法生长,在半绝缘 GaAs 衬底上依次生长缓冲层、腐蚀阻挡层、重掺杂下电极层、量子阱层以及重掺杂上电极层。图 3 为设计的量子阱导带能级结构示意图。

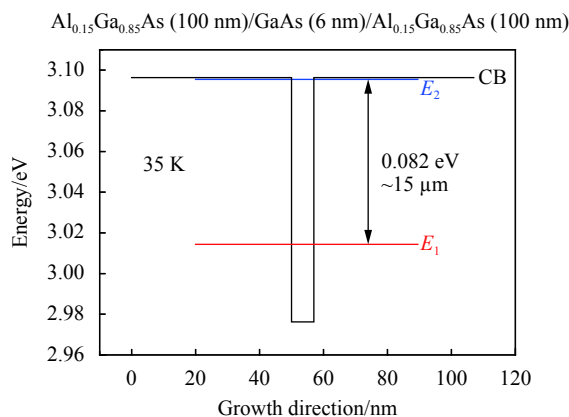


图 3 量子阱的导带结构设计能级示意图

Fig.3 Designed energy levels in the conduction band of quantum wells

### 2.2 微腔结构设计

基于有限元方法构建了 MIM 结构的数值模型,用 Drude 模型定义金材料的介电函数,表达式如下:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma} \quad (3)$$

式中:  $\omega_p = 1.63 \times 10^{16} \text{ rad/s}$  为等离子体频率;  $\gamma = 0.74 \times 10^{14} \text{ rad/s}$  为等离子体阻尼系数;  $\epsilon_{\infty}$  为在高频介电常数,取为 1。

根据量子跃迁定则,用各向异性的介电模型描述微腔中量子阱材料的介电函数,表达式如下<sup>[9]</sup>:

$$\varepsilon = \begin{bmatrix} \varepsilon_{\text{GaAs}} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\text{GaAs}} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\text{GaAs}} + \varepsilon_{\text{QWIP}i} \end{bmatrix} \quad (4)$$

式中： $\varepsilon_{\text{GaAs}}$ 、 $\varepsilon_{\text{QWIP}}$  分别为本征 GaAs 材料的介电函数及量子阱材料介电函数在  $z$  分量上的虚部。 $\varepsilon_{\text{QWIP}}$  可由实验获得。

用半解析的 F-P 模型来理解 MIM 结构的共振现象<sup>[10]</sup>, 可以估算共振波长。由于在单层金属与双层金属区域之间存在着阻抗的失配, 或者说, 两种区域之间的等效介电函数存在着突变, 微腔中的光在单层/双层金属的界面处将发生横向反射。当光在微腔内传播一个来回的相位差累积为  $2\pi$  的整数倍时, 即满足相长干涉的条件, 形成微腔共振。共振的条件可以表达如下:

$$k_0 n_{\text{eff}} L + \phi_r = m\pi \quad (5)$$

式中:  $m=1, 2, 3 \dots$  为共振模阶数;  $\phi_r$  为界面处的反射系数的相位;  $n_{\text{eff}}$  为等效折射率;  $L$  为传播方向上的金属

宽度;  $k$  为光子的真空波矢; 由  $k=2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  为光子的真空波长, 则微腔的共振波长可写成:

$$\lambda = \frac{2\pi n_{\text{eff}} L}{m\pi - \phi_r} \quad (6)$$

采用有限元方法对界面处的反射系数及相位进行了模拟。厚度为  $0.89 \mu\text{m}$  的介质层被夹持在上层金属光栅与下层金属反射层之间, 包含了位于中间  $207 \text{ nm}$  厚的量子阱激活层和上下电极层。沿- $Z$  方向垂直入射的  $X$  方向偏振光在上层金属的波导端面耦合成沿着  $X$  方向传播的导波。由于在单层/双层金属界面处存在着阻抗失配, 该导波将在界面处被反射。有限元模拟  $XOZ$  截面示意图及得到的导波反射时电场  $Z$  分量平方在  $XOZ$  传播平面上的分布分别如图 4(a) 和 4(b) 所示, 其中导波在右边端口 1 处被激励。图 4(c)、4(d) 分别为不同金属光栅宽度下导波在界面的反射系数的模值和相位, 其中金属光栅宽度

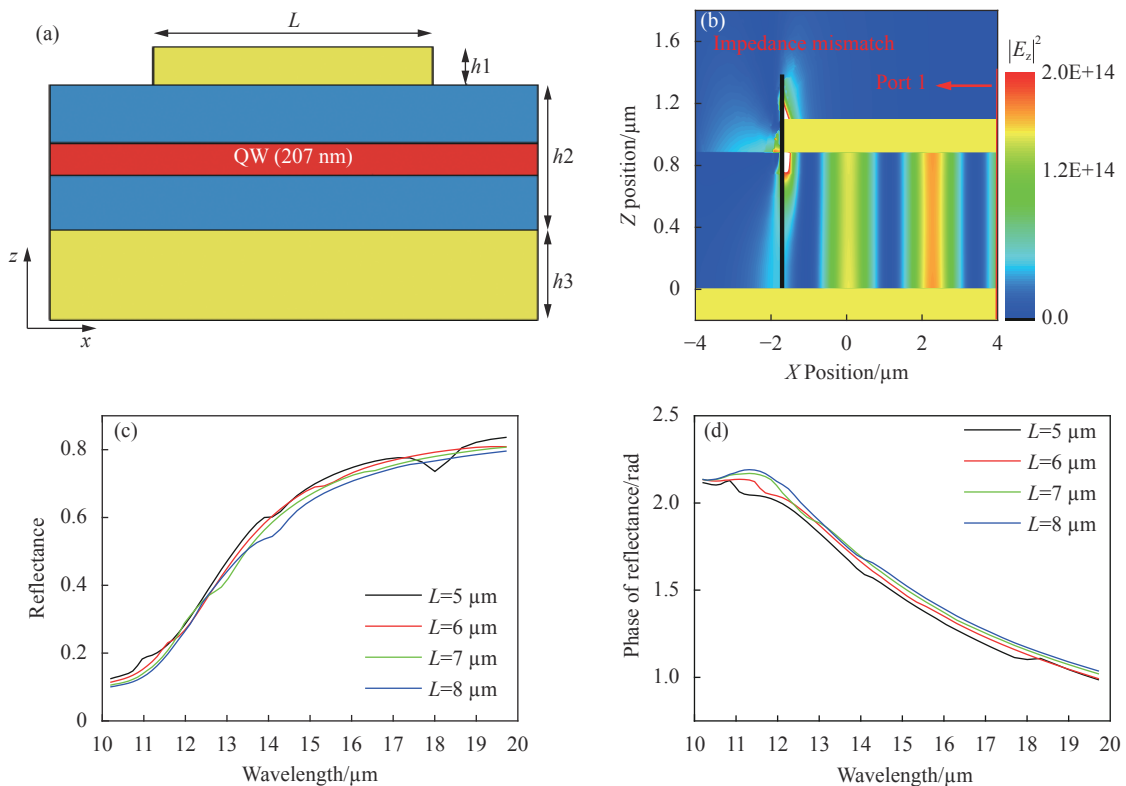


图 4 (a) 波导截面示意图; (b) 波导在结构性端面发生反射时电场  $Z$  分量平方分布, 其中波导在端口 1 处被激励; (c) 不同金属宽度  $L$  波导结构下波导在结构性端面的反射率模函数; (d) 不同金属宽度  $L$  波导结构下波导在结构性端面的反射率相位函数

Fig.4 (a) Cross-section view of waveguide; (b) Distribution of the square of electric component along  $Z$  direction for the waveguide mode being reflected at the structure termination, and waveguide mode is excited at Port 1; (c) Modulus of reflection coefficient of the waveguide mode at the structure termination as a function of wavelength for various metal widths; (d) Phase of reflection coefficient of waveguide mode at the structure termination as a function of wavelength for various metal widths

$L$  的取值为 5、6、7、8  $\mu\text{m}$ ，光子波长取为 15  $\mu\text{m}$ 。模拟结果表明，不同金属宽度下的反射系数的模值及相位曲线基本重合，说明金属宽度对反射的影响不大。然而，导波反射系数的模值及相位高度依赖于波长，其中模值随波长的增加而增加，相位随波长的增加而减小。波导模式的反射率越大说明光子逃逸出微腔的概率越小，光子在微腔来回反射的次数越多，相长干涉所形成的驻波振幅越大，场增强效果越好。从微腔的品质因子上看，反射率越大，微腔的辐射损耗越小，品质因子越大。图 4(d) 的结果表明，在所研究的 10~20  $\mu\text{m}$  的范围内，位相随波长的增加而减小，其数值大致在 2.3~1.0 rad 之间变化。波长越长，对共振波长的影响越小。注意到反射系数的模值及相位随波长的依赖关系并没有表现出量子阱材料的吸收特征，说明在 MIM 结构中嵌入具有吸收特性的量子阱材料并不导致共振波长的移动，与公式 (6) 相吻合，即：共振波长取决于金属宽度、反射系数的模值及相位。

图 5 画出了微腔结构的单个完整像元及其由有限元仿真得到的  $E_z$  场图分布，清晰地揭示了即便是在像元尺寸下，金属光栅只有 2 条时，也能够每个双层金属区域形成局域等离激元 LSP 模式，也是一种驻波模式。共振波长满足公式 (6)，由光栅线宽决定。

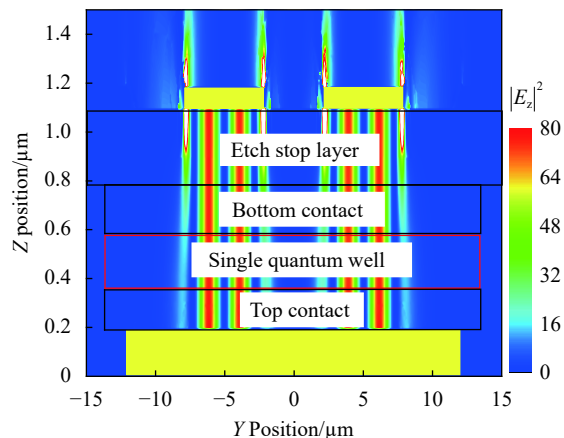


图 5 等离激元微腔结构的单个像元剖面示意图和  $E_z$  的场图分布<sup>[7]</sup>  
Fig.5 Schematic diagram of the detection pixel of the PMC-QWIPs and the  $E_z$  field map inside the cavity<sup>[7]</sup>

### 2.3 工艺制备

所制备的 PMC-QWIPs 偏振超像元探测器采用与 QWIP 焦平面阵列完全兼容的工艺，其工艺流程如图 6 所示，主要包括以下几个步骤：

(1) 分子束外延技术生长量子阱外延材料，首先在半绝缘 GaAs 衬底上生长一层 GaAs 缓冲层，然后生长 300 nm 厚 Al 组分为 0.55 的 AlGaAs 腐蚀阻挡层。接下来生长重掺杂的 GaAs 下电极层和中间的量子阱层，最后生长重掺杂 GaAs 上电极层。

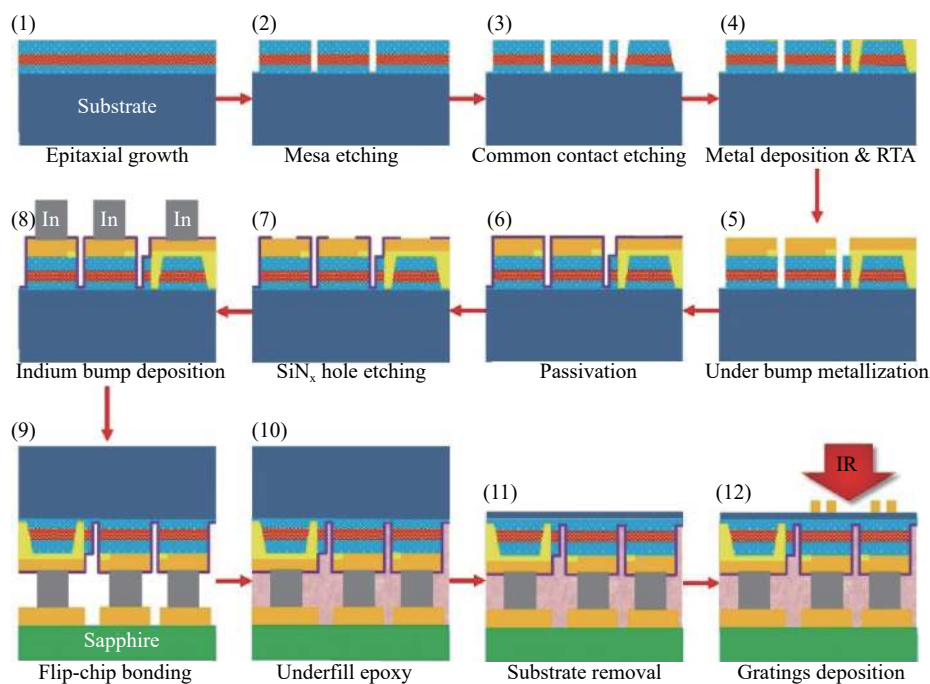


图 6 等离激元微腔量子阱红外探测器制备流程图

Fig.6 Fabrication flow chart of the PMC-QWIPs

(2) 刻蚀量子阱外延层到达下电极层, 形成中心距  $30\ \mu\text{m}$  边长为  $27\ \mu\text{m}$  正方形台面阵列。

(3) 刻蚀公共电极台面, 以便将下电极层的电极引线连接到公共电极台面, 形成与像元台面等高, 利于倒焊互连。

(4) 光刻形成欧姆接触孔之后淀积 AuGe/Ni/Au 薄膜作为上、下电极欧姆接触金属层, 剥离之后形成电极接触图形并进行快速热退火, 形成欧姆接触电极。其中为了不影响微腔的质量,  $5\ \mu\text{m}\times 5\ \mu\text{m}$  的像元台面电极孔开在台面边缘, 尽量避开双层金属的微腔区域。

(5) 淀积  $20/300\ \text{nm}$  厚度 Ti/Au 金属层作为 UBM (Under Bump Metallization) 层, 利用剥离工艺形成 MIM 结构中的金属反射层, 同时在 In 柱倒焊互连过程中作为黏附层和扩散阻挡层。

(6) 利用 PECVD 在芯片表面生长一层  $300\ \text{nm}$  的  $\text{SiN}_x$  薄膜作为钝化层。

(7) 用光刻胶做掩膜, 采用 RIE 方法对钝化层开孔, 以便芯片可以与宝石片上对应的金属电极实现

In 柱互连。

(8) 淀积金属 In 层, 利用剥离工艺在钝化层开孔处形成 In 柱。

(9) 将像元芯片通过倒装焊工艺与宝石片上对应的引线图形实现互连。

(10) 在芯片与宝石片之间的间隙注入环氧胶, 保护器件内部结构并且缓和器件内部热膨胀系数失配带来的影响。

(11) 机械研磨将衬底减薄至  $15\sim 30\ \mu\text{m}$ , 然后采用高选择比的腐蚀液将剩余的 GaAs 腐蚀至腐蚀阻挡层。

(12) 电子束蒸发和剥离形成金属光栅, 完成制备。

图 7 给出了偏振超像元局部的设计示意图和实际制备器件的 SEM 照片。每个超像元由 4 个相邻依次偏转  $45^\circ$  的子像元组成。由于以 UBM 层作为底层金属反射镜, 出于工艺考虑其尺寸略小于像元台面, 因此图 7(a) 中的条栅长度大于反射层的尺寸。由图 7(b) 可以看到, 尽管在衬底剥离之后所留存的外延层厚度在  $1\ \mu\text{m}$  左右, 但经过光刻之后仍然能够保持薄膜完整。条栅图形清晰, 套刻准确, 表现出很高的工艺水平。

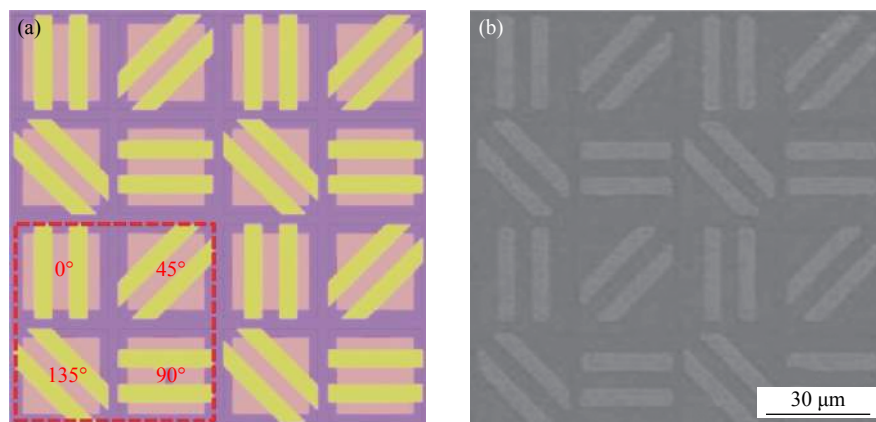


图 7 (a) 超像元光栅结构的设计图形; (b) 实验制备的超像元器件的 SEM 图<sup>[8]</sup>

Fig.7 (a) Designed patterns of the super pixel gratings; (b) SEM image of the fabricated super pixels<sup>[8]</sup>

## 2.4 探测器响应率的提升

对制备完成的 PMC-QWIPs 进行了响应率测试。图 8 为响应率谱, 同时画出的还有放大 10 倍的来自同一外延材料经  $45^\circ$  斜角磨面耦合的量子阱探测器的响应率, 用红线表示。由于后者的入射面不对器件响应进行任何调制, 一般被作为标准样品。可以看到, PMC-QWIPs 的响应率谱在等离激元微腔的调制下, 峰值位置由  $13.7\ \mu\text{m}$  红移到  $14.3\ \mu\text{m}$ , 而峰值响应率的

数值则提高了将近一个数量级。这就从实验上证实了等离激元微腔对入射光子的调控和增强。与微腔模式形成共振的光子被耦合进入微腔, 传播方向由自由空间的沿 Z 方向改变为沿 X 方向, 同时光场的分布受到微腔结构的调制, 形成受限的局域性增强。这种沿量子阱平面传播的光恰巧是量子阱子带间跃迁所必须的, 通过子带间跃迁将光信号转换成电信号输出到外电路中, 形成红外光电探测。而光场的受限和集



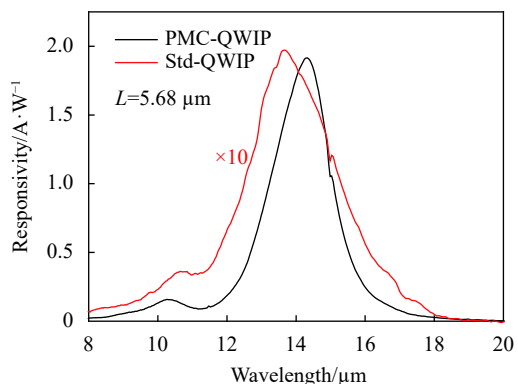


图 8 PMC-QWIP 器件及 45°斜角磨面器件响应率光谱<sup>[7]</sup>

Fig.8 Photo-responsivities of the PMC-QWIP device and the 45° edge facet standard device fabricated from the same epitaxial chip<sup>[7]</sup>

聚则极大地增加了光子的利用率,导致响应率提升了一个数量级。

### 2.5 探测器偏振响应特性

对于图 7 所示的偏振超像元进行了光电流谱测试,相同偏振方向的子像元并联输出。图 9 为 10 K 工作温度和 +0.5 V 工作偏压下得到的 4 个偏振方向子像元的光电流响应谱。可以看到,光栅线宽为 5.1 μm 的超像元的 4 个子像元的峰值波长在 13.5~13.7 μm,与材料本征的峰值波长 13.2 μm 相比略有红移。由于图中的光电流谱是在相同测试条件下测得的,超像元中探测 0°和 90°方向偏振光的子像元的光响应明显比探测 45°和 135°方向偏振光子像元的光响应强。通过观察其光栅特点不难推测出,具有矩形光栅的等离子激元微腔对入射光的耦合效率高于梯形光栅。在所研究的像元尺寸下,梯形与矩形光栅子像元的光响应电流谱在峰值波长和光谱形状方面没有显

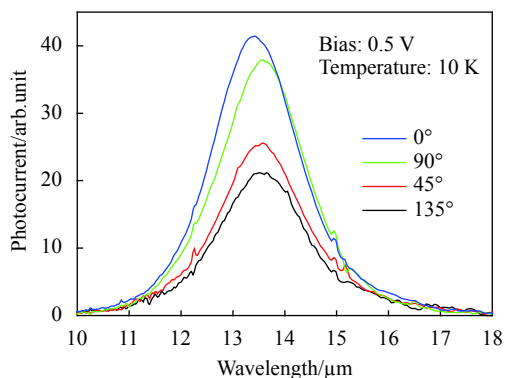


图 9 4 个不同光栅方向子像元的光电流谱<sup>[8]</sup>

Fig.9 Photocurrent spectra of the four pixels with the different grating orientations<sup>[8]</sup>

著差异,从另一个侧面证实光栅宽度方向的微腔耦合模式起主导作用。

探测像元的偏振响应特性可通过在傅里叶变换红外光谱仪与探测器之间放置一个高消光比的线栅偏振片(消光比大于 600@10 μm)得到。通过旋转偏振片改变入射光的偏振方向,被测器件的响应光谱强度将随之变化。找到光谱的极大值和极小值,计算得到像元的偏振消光比。图 10 给出了偏振探测超像元的 0°光栅子像元的光电流谱随入射光偏振方向变化的测试结果。可以看出,光电流谱的峰值在 13.5 μm 附近,其强度在 13.1~13.7 μm 的范围内变化较缓。为了减小消光比的计算误差(尤其是噪声引起的谱线波动),提高测试结果的可靠性,将每条光电流谱在 13.1~13.7 μm 之间(图 10 内插图所示)的数据的平均值作为该谱线的响应值大小,以极大值与极小值之比作为该像元的偏振消光比。

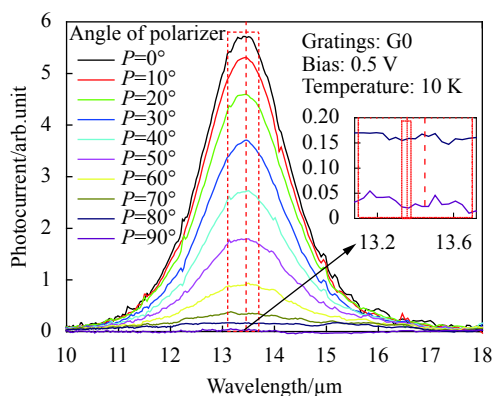


图 10 0°光栅子像元的光电流谱随入射光偏振方向的变化关系图<sup>[8]</sup>

Fig.10 Photocurrent spectra of the G0 pixel under various azimuth angles of the polarizer<sup>[8]</sup>

通过前述处理计算得到的超像元的 4 个不同光栅方向的子像元的消光比实验结果如表 1 所示。可以看到,超像元探测 4 个不同方向偏振光的子像元消光比均在 100 以上,其中实测的 0°光栅子像元的偏振消光比高达 136,是目前长波红外波段集成偏振探测像元器件文献报道的偏振消光比的最高值。

为了进一步验证 PMC-QWIPs 偏振探测器的偏振响应特性,对不同偏振片方位角所对应的响应强度进行了跟踪。4 个偏振方向所对应的强度变化关系示于图 11 中,数据点来自实验,实线为采用马吕斯定律  $R(\theta) = R_0 \cdot \cos^2(\theta + \theta_0) + R_1$  进行拟合的结果。可以看

表 1 4 个等离激元微腔量子阱偏振探测像元实测的偏振消光比<sup>[8]</sup>

Tab.1 Measured extinction ratio of the four PMC-QWIP pixels<sup>[8]</sup>

Metal grating direction	Grating symbol	Measured extinction ratio
0°	G0	136
45°	G45	116
90°	G90	131
135°	G135	122

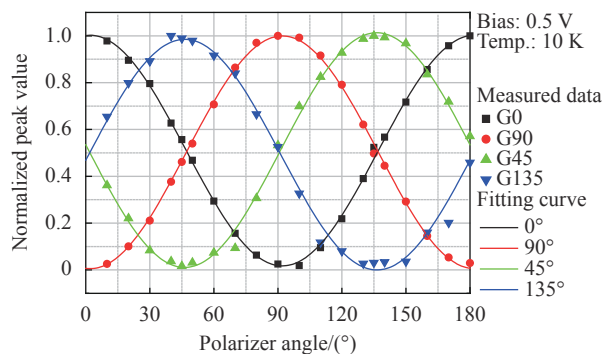


图 11 4 个子像元的光响应峰值强度随偏振片角度的变化曲线, 图中数据点为实验结果, 而实线为拟合结果<sup>[8]</sup>

Fig.11 Peak intensities of the photo response curves of the four pixels vs polarizer azimuth angles. The dots are experimental result and the solid lines are fitting results<sup>[8]</sup>

到, 4 个偏振像元均能够很好地符合马吕斯定律, 表现出良好的偏振响应特性。

### 3 结 论

文中总结了 MIM 结构等离激元微腔的光耦合特性, 并且与量子阱红外光电探测器相结合, 制备的 PMC-QWIPs 的响应率较无微腔器件提升了一个数量级。得益于全新物理机理的微腔模式选择特性, 即满足微腔共振条件的光子能够被耦合进入微腔, 不满足共振条件则被反射, 文中设计了金属条栅偏振探测器, 使微腔对 TM 光形成耦合而对 TE 光形成反射。制备的 0°、45°、90°和 135°偏振方向子像元的偏振消光比均高于 100:1, 这是长波红外波段集成式偏振探

测器的最高报道值。4 个偏振方向的光谱响应与马吕斯定律非常吻合。后续将进一步扩大像元规模, 进行大面阵的研究并与读出电路相结合, 有望发展成为新一代高偏振分辨能力的长波红外焦平面成像芯片。

文中部分图表依照知识共享许可使用, 参见 <http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>

### 参 考 文 献:

- [1] Tyo J, Goldstein D, Chenault D, et al. Review of passive imaging polarimetry for remote sensing applications [J]. *Appl Optics*, 2006, 45(22): 5453-5469.
- [2] Hubbs J, Gramer M, Maestas-Jepson D, et al. Measurement of the radiometric and polarization characteristics of a micro-grid polarizer infrared focal plane array [C]//Proc of SPIE, 2006, 6295: 62950C.
- [3] Li Peng, Kang Guoguo, Vartiainen Ismo, et al. Investigation of achromatic micro polarizer array for polarization imaging in visible-infrared band [J]. *Optik*, 2018, 158: 1427-1435.
- [4] Barnes W, Dereux A, Ebbesen T. Surface plasmon subwavelength optics [J]. *Nature*, 2003, 424: 824-830.
- [5] Chen Y, Todorov Y, Askenazi B, et al. Antenna-coupled micro-cavities for enhanced infrared photo-detection [J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 104: 031113.
- [6] Li Qian, Li Zhifeng, Li Ning, et al. High-polarization-discriminating infrared detection using a single quantum well sandwiched in plasmonic micro-cavity [J]. *Scientific Reports*, 2014, 4: 6332.
- [7] Jing Youliang, Li Zhifeng, Li Qian, et al. Pixel-level plasmonic microcavity infrared photodetector [J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 25849.
- [8] Zhou Yuwei, Li Zhifeng, Zhou Jing, et al. High extinction ratio super pixel for long wavelength infrared polarization imaging detection based on plasmonic microcavity quantum well infrared photodetectors [J]. *Scientific Reports*, 2018, 8(1): 15070.
- [9] Zhao Fangyuan, Zhang Chi, Chang Huiting, et al. Design of plasmonic perfect absorbers for quantum-well infrared photodetection [J]. *Plasmonics*, 2014, 9: 1397-1400.
- [10] Dorfmueller J, Vogelgesang R, Weitz R, et al. Fabry-Perot resonances in one-dimensional plasmonic nanostructures [J]. *Nano Letters*, 2009, 9: 2372-2377.



**第一作者简介:** 李志锋 (1965-), 男, 现任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研究员, 博士生导师。研究方向: 等离激元光电耦合红外量子探测、红外光谱和量子阱偏振探测器、半导体材料与器件的光谱研究等。目前承担国家自然科学基金项目“高消光比偏振焦平面像元的腔模亚波长临界耦合结构研究”。作为主要完成人之一获得 2007 年上海市自然科学一等奖、2010 年上海市技术发明一等奖和 2014 年国家自然科学奖二等奖。

## 第 10 届国际应用光学与光子学技术交流大会 (AOPC 2021)

<https://www.csoe.org.cn/meeting/AOPC2021/>

2021 年 6 月 20-22 日 北京国家会议中心 (CNCC)

**主办单位:** 中国光学工程学会 (CSOE)、SPIE

**征文议题:**

Topic1: Advanced Laser Materials and Laser Technology / 新型激光材料与激光器

Topic2: Advanced Laser Processing and Manufacturing / 激光先进制造与装备

Topic3: Laser Transmission and Communication / 激光传输与通信技术

Topic4: Laser Field Control and Beam Control / 激光光场调控和光束控制

Topic5: THz Technology and Applications / 太赫兹技术

Topic6: Infrared Devices and Infrared Technology / 红外器件与红外技术

Topic7: Optoelectronic Devices and Integration / 光电子集成

Topic8: Nano Photonics / 微纳光子学

Topic9: Display Technology and Optical Storage / 先进显示技术与光存储

Topic10: Optical Display and Sensing in Augmented, Virtual, and Mixed Reality (AR, VR, MR) / 增强、虚拟和混合现实 (AR、VR、MR) 中的光显示和光传感

Topic11: Optical Spectroscopy and Imaging / 光谱仪与光谱成像

Topic12: Optical Sensing and Imaging Technology / 光电探测与成像技术

Topic13: Novel Optical Design / 新体制光学设计

Topic14: Optics Ultra Precision Manufacturing and Testing / 超精密光学加工与检测技术

Topic15: Quantum Information Technology / 量子信息技术

Topic16: Micro-optics and MOEMS / 微光学与微光机电系统

Topic17: Biomedical Optics / 生物医学光子学

Topic18: Atmospheric and Environmental Optics / 大气与环境光学

Topic19: Optical Information and Network / 光信息与光网络

Topic20: Space Optics, Telescopes and Instrumentation / 望远镜、空间光学与仪器

Topic21: AI in Optics and Photonics / 人工智能在光学与光子学应用

**发表须知:**

会议论文由 SPIE 正式出版, EI 核心收录。英文摘要截稿日期: 2021 年 3 月 20 日 (第一轮)。

英文摘要投递网址: <https://b2b.csoe.org.cn/submission/AOPC2021.html>

**秘书处:** 刘艳, liuyan@csoe.org.cn, 022-58168510; 蔡方方, cai\_ff@csoe.org.cn, 022-58168541