

引用格式: LIU Shuman, LIU Junqi, ZHAI Shenqiang, et al. Quantum Cascade Detectors with New Active Regions (Invited) [J]. Acta Photonica Sinica, 2021, 50(10):1004004  
刘舒曼, 刘俊岐, 翟慎强, 等. 具有新型有源区的量子级联探测器(特邀)[J]. 光子学报, 2021, 50(10):1004004

## 具有新型有源区的量子级联探测器(特邀)

刘舒曼<sup>1,2</sup>, 刘俊岐<sup>1,2</sup>, 翟慎强<sup>1,2</sup>, 卓宁<sup>1,2</sup>, 张锦川<sup>1,2</sup>, 王利军<sup>1,2</sup>, 李远<sup>1</sup>,  
刘峰奇<sup>1,2,3</sup>

(1 中国科学院半导体研究所 半导体材料科学重点实验室, 北京 100083)

(2 中国科学院大学 材料与光电研究中心, 北京 100049)

(3 北京量子信息科学研究院, 北京 100193)

**摘 要:**量子级联探测器是一种光伏型的子带间跃迁红外探测器,通过厚度渐变的啁啾量子阱中台阶状的子带分布,产生内建电场,使得有源区中的光生载流子定向输运,器件工作时无需外加偏压,避免了暗电流噪声的产生,能够实现室温长波红外响应。由于子带间跃迁吸收系数小、具有偏振选择性,量子级联探测器目前存在响应率低、对正入射响应无响应、探测率对温度敏感等问题。针对这些问题,本文介绍三种新型量子级联探测器有源区的设计,包括量子点/阱耦合、束缚-微带斜跃迁和小能量台阶有源区,在中波、长波和甚长波波段展现出优良的器件性能。

**关键词:**红外探测器;量子级联探测器;光子探测器性能;电子能级;能带;量子效应

中图分类号:TN215

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20215010.1004004

## Quantum Cascade Detectors with New Active Regions (Invited)

LIU Shuman<sup>1,2</sup>, LIU Junqi<sup>1,2</sup>, ZHAI Shenqiang<sup>1,2</sup>, ZHUO Ning<sup>1,2</sup>, ZHANG Jinchuan<sup>1,2</sup>,  
WANG Lijun<sup>1,2</sup>, LI Yuan<sup>1</sup>, LIU Fengqi<sup>1,2,3</sup>

(1 Key Laboratory of Semiconductor Materials Science, Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China)

(2 Center of Materials Science and Opto-Electronic Engineering, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

(3 Beijing Academy of Quantum Information Sciences, Beijing 100193, China)

**Abstract:** The quantum cascade detector is a photovoltaic inter-subband transition infrared detector. Through the cascading subband in the chirped quantum well with gradient thickness, a built-in electric field is generated to transport the photo-generated carriers in the active region. No bias voltage is applied when the device is working, thus avoiding the generation of dark current noise, and achieving room temperature long-wave infrared response. Due to the low absorption coefficient of the inter-subband transition and polarization selection rule, quantum cascade detectors currently have several problems such as low responsivity, no response to normal incidence, and temperature sensitivity of the detectivity. To address these issues, three quantum cascade detectors with new active regions are introduced, including quantum dot/well hybrid, bound-to-miniband diagonal transition, and mini-step transport active regions, exhibiting improved performance for mid, long, and very long wavelength infrared detection.

**Key words:** Infrared detector; Quantum cascade detector; Photon detector performance; Electronic

基金项目:国家自然科学基金(Nos.61774151, 61835011),国家重点研发计划(No. 2018YFB2200504),中国科学院战略性先导专项(No. XDB43000000),北京量子信息科学研究院基金(No. Y18G02)

第一作者:刘舒曼(1973—),女,研究员,博士,主要研究方向为半导体低维结构材料与光电子器件。Email: liusm@semi.ac.cn

收稿日期:2021-07-09;录用日期:2021-07-30

<http://www.photon.ac.cn>

energy level; Energy band; Quantum effect

OCIS Codes: 040.5160; 040.5350; 040.3060; 160.6000

## 0 引言

量子级联探测器(Quantum Cascade Detectors, QCD)是一种光伏型的子带间探测器<sup>[1-3]</sup>,由数十个有源区构成,每个有源区包含一个掺杂的量子阱和一个级联输运区,级联输运区包含一组啁啾量子阱,各量子阱的子带能级以光学声子能量为间隔排列成台阶状,形成内建电场,光生电子沿声子台阶以亚皮秒的寿命进行定向输运,因此QCD能够在零偏压下工作,理论上没有偏压造成的暗电流,器件噪声应该比同样是子带间跃迁的量子阱红外光探测器(Quantum Well Infrared Photodetector, QWIP)低得多。

子带间跃迁红外探测器(QCD和QWIP)与传统的HgCdTe<sup>[4]</sup>和新型的二类超晶格红外探测器<sup>[5]</sup>相比,最大的特点是其激发态电子本征寿命为皮秒量级,小于带间跃迁的纳秒量级,因而表现出优异的高频响应特性。LIU H等报导的QWIP响应带宽达到30 GHz<sup>[6]</sup>。另一方面,子带间红外探测器主要基于GaAs/AlGaAs或InGaAs/InAlAs量子阱结构,材料生长技术成熟,外延质量明显高于上述HgCdTe和二类超晶格材料,因此适合制作大面积焦平面阵列的热像仪<sup>[7-8]</sup>。实际上,美国航空航天局在2013年发射的陆地卫星8号就搭载了8~13  $\mu\text{m}$ 波段 $640 \times 512$ 像素的QWIP焦平面阵列,用于遥感观测<sup>[9]</sup>。QWIP工作在光导模式下,即必须施加偏压才能采集到光电流,无法避免偏压产生的暗电流,因此通常在液氮温度或更低的温度下工作,无论是作为高速探测器还是作为成像仪,制冷的要求势必增加探测系统的复杂性和成本。QCD出现以后,因其光伏型工作模式,避免了QWIP的暗电流问题,同时保留了子带间跃迁的高频特性和量子阱材料的高质量优势,受到了红外探测器领域的广泛关注。

瑞士的GIORGETTA F课题组报导了InP基InGaAs/InAlAs材料体系的QCD,波长从4  $\mu\text{m}$ 到18  $\mu\text{m}$ <sup>[10-11]</sup>,并且在5.35  $\mu\text{m}$ 测量到23 GHz的响应频率<sup>[12]</sup>。法国的BERGER V课题组采用GaAs基材料体系,只有8  $\mu\text{m}$ 和14  $\mu\text{m}$ 两个波长,通过一系列器件物理仿真对QCD的工作机理进行了深入的研究<sup>[13-15]</sup>。美国普林斯顿大学RAVIKUMAR A等<sup>[16]</sup>报导了ZnCdSe/ZnCdMgSe量子阱形成的中红外QCD,与III-V族的窄带不同,该II-VI体系QCD表现出1 030  $\text{cm}^{-1}$ 的带宽,80 K响应率为40 mA/W,探测率为 $3.1 \times 10^{10}$  Jones。瑞士的REININGER P等<sup>[17]</sup>在InAs衬底上生长InAs/InAsSb基QCD,室温下4.84  $\mu\text{m}$ 的峰值比探测率为 $2.7 \times 10^7$  Jones。

以上QCD中InP基材料体系的性能最好,中波和长波都实现了室温响应,但是仍存在一些问题亟待解决。最大的问题是响应率低,10  $\mu\text{m}$ 波长液氮下响应率只有9 mA/W,室温下响应率降到4 mA/W<sup>[10]</sup>,这是QCD实用化的主要障碍,为此,多个课题组提出了不同的研究方案来提高QCD的响应率。日本滨松公司<sup>[18-19]</sup>报导了引入波导结构的QCD,5.4  $\mu\text{m}$ 波长室温响应率达到40 mA/W。法国的BIGIOLI A等<sup>[20]</sup>在9  $\mu\text{m}$  QCD表面做了金属阵列天线,增加有效受光面积,获得了室温50 mA/W的响应率。瑞士的REININGER P等<sup>[21]</sup>提出了一种斜跃迁QCD有源区,实现了8  $\mu\text{m}$ 室温16.9 mA/W的响应率。其次,量子阱的子带间吸收具有偏振选择性,因此QCD和QWIP对正入射光无响应,为此需要采用表面光栅或斜入射的方案,但是光耦合效率不够高,需要直接改进有源区低维结构材料的能带结构,实现子带间跃迁与正入射光的有效耦合。最后,光伏型QCD通常在液氮以上甚至室温工作,热噪声是其主要噪声来源,对于长波甚长波QCD,其级联输运区只能容纳一两个甚至不到一个声子台阶,所以级联区很窄,相邻周期的掺杂阱间距很近,造成器件电阻很小,随着温度升高,热噪声变得特别严重,随之探测率快速恶化,很难获得理想的器件性能。本文通过能带结构说明QCD的工作原理,分析产生上述问题的根源,重点介绍近年来中科院半导体所针对上述QCD的难题,在新型QCD研究方面取得的研究成果,包括对温度稳定的正入射量子点QCD、高响应率束缚态-微带斜跃迁长波红外QCD和高探测率小台阶输运的甚长波QCD。

## 1 量子级联探测器的工作原理

量子级联探测器由掺杂量子阱形成的光吸收区和级联输运区构成,图1给出的示意图中,红色箭头表示光电流的产生过程,即吸收区量子阱的基态子带上的电子吸收红外光子的能量跃迁到激发态,在级联输运

区的内建电场作用下输运到下一个周期,产生光电流。光生电子的输运无需外加偏压,因而探测器的暗电流可忽略,影响探测率的主要因素是热噪声,即 Johnson 噪声。图中黑色箭头表示部分光生电子弛豫回到基态。QCD 的器件性能主要包括响应率、探测率和工作温度等。

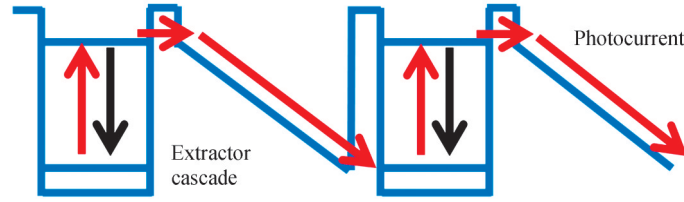


图1 QCD 的工作原理示意图  
Fig. 1 Schematic diagram of QCD

### 1.1 QCD 的能带结构

QCD 设计的核心是有源区的能带结构。图 2 给出一个  $4.3\ \mu\text{m}$  波长的传统 QCD 结构的导带图<sup>[20]</sup>,由 InP 基的 InGaAs/InAlAs 量子阱超晶格形成,其中子带能量和波函数通过求解一维薛定谔方程得到。A 阱是 n 型掺杂的 InGaAs 吸收量子阱,其基态能级 A1 被电子占据,第一激发态能级 A2 与右侧相邻窄阱的基态能级 B1 共振,因而光激发的电子有一定的几率通过共振隧穿输运到相邻阱中,这个几率称作逃逸几率  $p_e$ 。QCD 结构的特点是引入了级联输运区代替常规 QWIP 结构中厚的势垒,该输运区各子带能量差约为一个光学声子能量,约  $34\ \text{meV}$ 。声子台阶的存在使得整个周期中形成了非对称性结构,它也是器件能够以光伏模式工作的原因所在。在内建电场作用下,利用声子协助的皮秒量级散射定向输运,可以实现部分激发态电子被快速抽取进入下一个周期,直至达到接触电极,在外电路中形成可测量的光电流或电压。

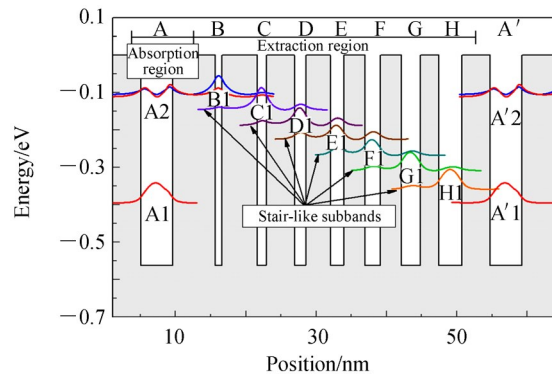


图2  $4.3\ \mu\text{m}$  QCD 导带能带图及各量子阱的波函数  
Fig. 2 Conduction band energy band diagram of a  $4.3\ \mu\text{m}$  QCD and the wave function of each quantum well

可以看出,QCD 结构无需外加偏压来驱动光生电子的定向输运,可避免暗电流噪声,工作温度高于背景限温度时,热噪声决定器件响应率,数值小于 QWIP 中的暗电流噪声,由此带来的潜在优势是在成像应用中允许更长的积分时间。但是,具有低噪声优点的同时也损失了 QWIP 中的光电流增益,这是因为在 QCD 中,理论上外电路每收集一个光电子,需要  $N$  个周期吸收  $N$  个光子来实现,因而总体增益理论上为  $1/N$ ,但是实际器件的增益通常小于这个值,主要原因是一个周期内激发态电子的逃逸几率  $p_e$  小。

实际上,A2/B1 激发态电子回到基态 A1 和逃逸到级联区 C1-H1 这两个通道的几率差不多,具体的数值与级联区的势垒厚度直接相关,势垒太厚,逃逸几率非常小,势垒太薄,造成掺杂阱基态电子扩散到级联区,器件电阻变小,热噪声大,需要综合考虑来优化势垒厚度。

从另一个角度,即光电子输运过程中的损耗来看,每个光生电子只需要输运一个周期长度,约  $50\ \text{nm}$ ,就可以被吸收量子阱俘获,电子被散射损耗的几率可以忽略,因而俘获几率  $p_c$  近似为 1,在一定程度上弥补了增益低的缺陷。但是,传统 QCD 的响应率即使在低温下仍然比较低,同样  $45^\circ$  入射条件下,QWIP 在 A/W 量级,而 QCD 在 mA/W 量级,综合来看,低响应率和低噪声带来的比探测器率能达到和 QWIP 同样的水平,但

是把 QCD 放入复杂的测量系统中,低响应率很有可能造成其光电流被测量电路的噪声所淹没,对滤波和放大的要求很高。

尽管目前 QCD 还没有达到 QWIP 的实用水平,但是由于与其对应的量子级联激光器 (Quantum Cascade Laser, QCL) 在痕量气体检测应用领域是目前唯一得到认可的小型化中红外光源,随着检测系统集成化微型化的需求越来越高,希望检测系统中探测器能与激光器实现集成,目前常用的 HgCdTe 探测器无法与 QCL 集成,而同样波长下, QCD 的工作温度通常高于 QWIP,目前长波 10  $\mu\text{m}$  的 QCD 已实现室温工作,非常适合与室温工作的 QCL 集成,但是必须解决其响应率低的问题。

## 1.2 QCD 的器件物理

假设单位时间入射到探测器的光子数为  $\Phi$ ,单位时间在有源区产生的平均光电子数为  $\bar{n}_d$ ,探测器外电路收集到电子数为  $\bar{n}_c$ ,二者的比值为增益  $g = \bar{n}_c / \bar{n}_d = p_e / Np_e$ ,其中  $p_e$  为有源量子阱中激发态电子的逃逸几率,而  $p_e$  为激发态电子被俘获到有源量子阱基态的几率,根据 QCD 的工作原理可知  $p_e = 1$ 。

光生电子数  $\bar{n}_d$  由量子效率  $\eta$  给出,即

$$\bar{n}_d = \eta \Phi \quad (1)$$

量子效率  $\eta$  由掺杂有源阱的跃迁初态  $i$  和末态  $j$  之间的二维吸收系数  $\alpha_{2D}$  与周期数  $N$  给出,即

$$\eta = 1 - e^{-N\alpha_{2D}} \simeq N\alpha_{2D} \quad (2)$$

右侧的近似源于子带间吸收系数  $N\alpha_{2D} \ll 1$ ,其中  $\alpha_{2D}$  由费米黄金定律给出

$$\alpha_{2D} = \frac{\omega \pi e^2 n_i}{\epsilon_0 n_r c} z_{ij}^2 \cdot \frac{\gamma}{(E_f - E_i - \hbar\omega)^2 + \gamma^2} \cdot \frac{\sin^2 \theta}{\cos \theta} \quad (3)$$

式中,  $\omega$  为光子角频率,  $n_i$  为跃迁初态的电子浓度,并假设终态上没有电子占据,  $\epsilon_0$  为真空介电常数,  $n_r$  为样品的折射率,  $c$  为真空中光速,  $\theta$  为入射光与样品法线方向的夹角,  $\gamma$  为洛伦兹展宽的半高宽,由此可以看出,为了得到较高的吸收系数,也就是较高的量子效率,就要保证跃迁的初态与终态之间的跃迁矩阵元  $z_{ij}$  尽可能高,这是设计子带跃迁探测器器件的一个重要指标。

对于一个工作在线性区的探测器,电流响应率  $R$  是单位光功率产生的光电流,即

$$R = \frac{I_s}{P} \quad (4)$$

式中,光功率  $P = \Phi \cdot h\nu$ ,  $I_s$  为收集到的电子产生的电流,即

$$I_s = q\eta g \Phi \quad (5)$$

代入式(4)得到响应率为

$$R = \frac{q\lambda}{hc} N\alpha_{2D} g = \frac{q\lambda}{hc} \alpha_{2D} p_e \quad (6)$$

由式(6)可知,优化 QCD 的响应率,可以从优化吸收系数  $\alpha_{2D}$  和逃逸几率  $p_e$  两方面入手。

另一个重要的探测器性能参数是比探测率  $D^* = R / i_n \sqrt{A\Delta f}$ ,即面积  $A$  与带宽  $\Delta f$  的乘积归一化的条件下响应率与平均噪声电流  $i_n$  之比。因为 QCD 以光伏模式工作,主要应用在背景限温度以上的温度范围,主要的噪声来源是热噪声,即 Johnson 噪声,其热噪声限比探测率为

$$D_f^* = R \sqrt{\frac{R_0 A}{4k_B T}} \quad (7)$$

式中,  $R_0$  为零偏压电阻,  $T$  为工作温度,  $k_B$  为玻尔兹曼常数。

基于子带间跃迁的 QWIP 和 QCD,因偏振选择定则的限制,只有电场方向与生长方向一致的 TM 偏振光才能有效激发子带间跃迁,即正入射红外光很难有效激发子带间跃迁,必须采用合适的光耦合方式才能对器件性能进行有效测量。常用的耦合方式包括布儒斯特角耦合、45°角边入射耦合及光栅耦合,如图 3 所示。前两种一般用于单管器件,光栅常用于阵列的制作。布儒斯特角耦合结构源于菲涅尔公式,入射角大于等于布儒斯特角  $\theta_B = \arctan\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$  时,反射光是线偏振光,其中  $n_1$ 、 $n_2$  分别是空气和材料的折射率,如图 3 (a)所示,此时有更多的 TM 光分量进入到有源区,有益于子带间的吸收跃迁,对于 QCD 常用的 InP 基或者



GaAs基材料,布儒斯特角约为 $73^\circ$ ,因为受光面在光传播方向的投影偏小,耦合效率较低。图3(b)中,利用光栅的衍射特性改变垂直入射光的偏振特性,使得子带间跃迁成为可能。光栅的衍射特性可由布拉格公式定量计算,针对特定波长,设计合适的周期、厚度、占空比等参数,获得尽可能高的光耦合效率,或者采用新型的表面超结构改变入射光的偏振特性,工艺比较复杂。综合考虑工艺成本和耦合效率,QCD常采用 $45^\circ$ 角波导耦合方式,如图3(c)所示。在衬底上磨抛出一个 $45^\circ$ 斜面,入射光垂直于该斜面入射,有71%的TM分量可以激发子带间跃迁。考虑到在空气/衬底界面处的TM分量透射率为72%,则整体的光耦合效率为51%,工艺成本低,是实验室常用的光耦合方案。除了以上外部的光耦合方案,在吸收区引入量子点(Quantum Dot, QD)层,因QD的三维受限特性,直接改变吸收区的子带电子态,打破二维量子阱子带间跃迁的偏振选择定则,可实现正入射响应,这在量子点红外探测器中<sup>[22]</sup>已得到验证。下面将给出量子点正入射QCD器件<sup>[23-24]</sup>的设计方案和性能表征。

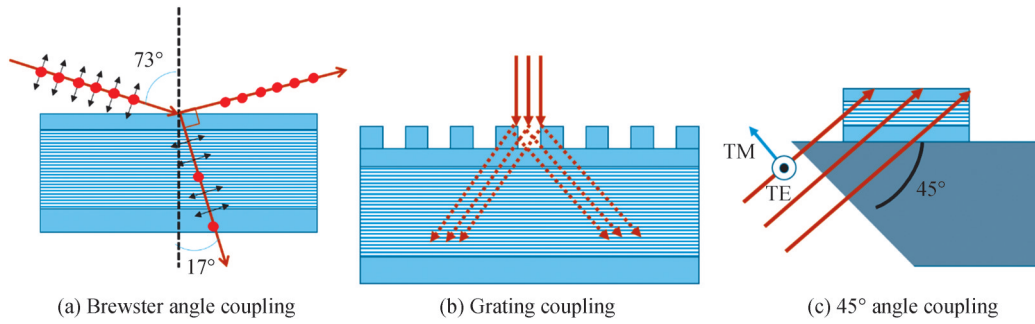


图3 子带间跃迁QCD的三种光耦合方式

Fig. 3 Three optical coupling diagrams for QCDs with intersubband transitions

## 2 量子点正入射QCD

在传统QCD的吸收阱A中引入InAs量子点层,形成点/阱耦合的吸收区,图4给出其导带能带图<sup>[24]</sup>。因为InAs量子点的三维受限特性,无法通过求解一维薛定谔方程得到其准确的能级位置,所以通过测量外延片的光致发光谱得到混合阱A1子带的能量,计算能带结构时,将InAs层近似为准二维层状,调节其厚度,使得计算能量符合测量的A1能量,然后调整级联区的层厚,满足共振隧穿和声子协助输运。

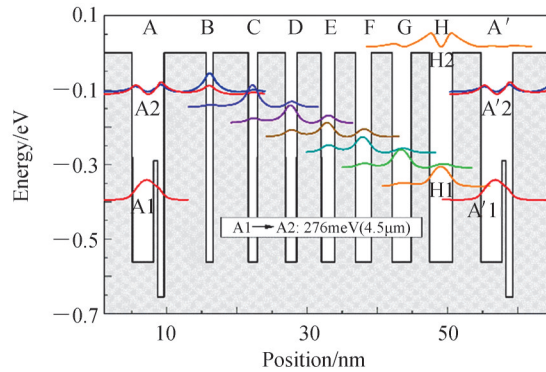

 图4  $4.5\ \mu\text{m}$  QCD导带能带图及各量子阱的波函数<sup>[24]</sup>

 Fig. 4 Conduction band energy band diagram of a  $4.5\ \mu\text{m}$  QD-QCD and the wave function of each quantum well<sup>[24]</sup>

图5给出外延片截面的局部透射电镜暗场像,可以清晰地看到位于中间用虚线标出轮廓的三个量子点与与其相邻的InGaAs量子阱,即点/阱耦合吸收区,两侧是InGaAs量子阱厚度递变的级联区。图6给出三个不同掺杂浓度的QD-QCD样品的正入射响应特性<sup>[24]</sup>。三个样品的体掺杂浓度依次为 $1 \times 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$ 、 $2 \times 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$ 、 $3 \times 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$ ,在吸收区中对应的面掺杂浓度分别为 $4.5 \times 10^{11}\ \text{cm}^{-2}$ 、 $9 \times 10^{11}\ \text{cm}^{-2}$ 和 $1.35 \times 10^{12}\ \text{cm}^{-2}$ 。考虑到QD层中点的密度约为 $8 \times 10^{10}\ \text{cm}^{-2}$ ,推算出三个样品中单个QD分别掺杂1、2和4个电子。图6(b)还给出一个常规量子阱QCD样品的响应率,其面掺杂浓度为 $4.5 \times 10^{11}\ \text{cm}^{-2}$ 。可以看出,在上述掺杂浓度范围

内,随着掺杂浓度的提高,器件响应率逐渐提高。三个 QD-QCD 样品在  $2\ 200\ \text{cm}^{-1}$  处 10 个光程的总吸收分别为 26.7%、36.4% 和 47.8%,对应单周期吸收区中的单光程吸收为 0.134%、0.182% 和 0.239%,对应的吸收效率  $\eta$  分别为 2.67%、3.64% 和 4.78%,峰值响应率  $R_p$  分别为 2.56 mA/W、6.26 mA/W 和 9.82 mA/W,由此得出三个样品中激发态电子的逃逸几率  $p_e$  分别是 0.62、0.79 和 0.88。不考虑这三个样品的逃逸几率偏差(是由于测量误差以及材料生长决定的),显然,三个样品的逃逸几率均大于 0.5 而常规量子阱 QCD 共振隧穿设计计算出的理论逃逸几率为 0.5,即 QD 的加入使得器件的逃逸几率超过了量子阱器件的理论逃逸几率值,这是由于量子点的声子瓶颈效应延长了激发态载流子的寿命,从而获得了更高的电子逃逸几率。

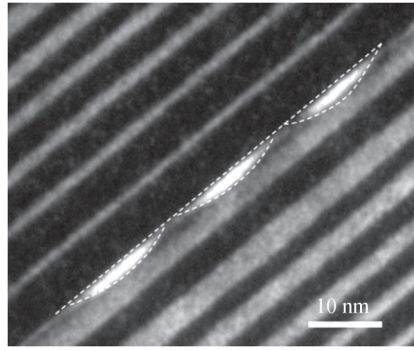


图5 QD-QCD 外延片的透射电镜暗场像

Fig. 5 Transmission electron microscope dark field image of the QD-QCD epitaxial wafer

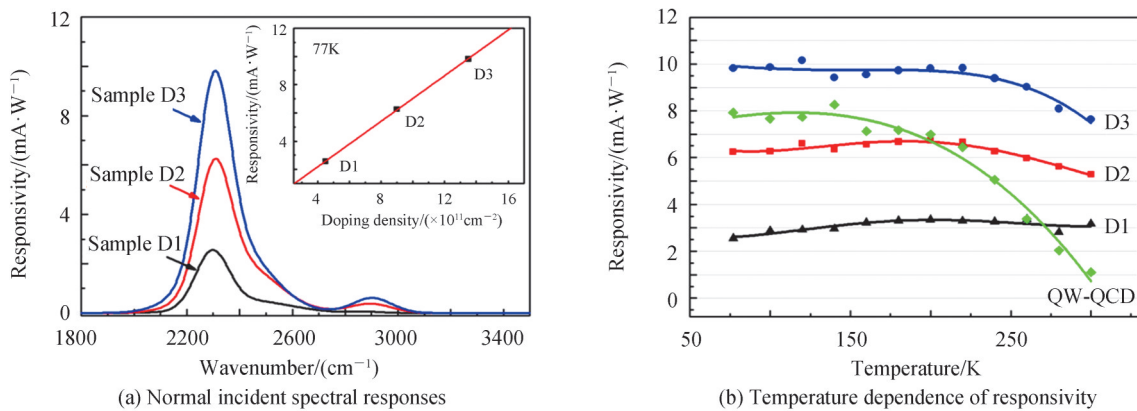


图6 QD-QCDs 的正入射响应特性<sup>[24]</sup>

Fig. 6 Normal incident response performances of QD-QCDs<sup>[24]</sup>

对于经典的量子阱 QCD 而言,目前为止,所制备出来的器件响应率都会随温度升高而下降,对这一现象,文献[25]中指出尽管量子效率、吸收效率和增益是常数,不随温度改变,但是在实际情况下,响应率随温度上升而下降,在一定温度以上时信号消失在本底噪声中,造成这一现象的主要原因是器件电导随着温度增加的成分中,更多是通过强耦合量子态之间的热激活产生的。此外,GIORGETTA F 等<sup>[10]</sup>的 N516 样品在背景限温度之上时,响应率迅速下降,他们分析的原因有:热背景填充、逃逸几率降低和电子非单向输运。可见,在传统量子阱 QCD 中,响应率随温度的升高而不可避免地降低。图 6(b)给出 QD-QCD 器件峰值响应率随温度变化的曲线,显然打破了这一规律。作为对比,同样波长的传统量子阱 QCD 的响应率从 77 K 的 7.92 mA/W 下降到了 300 K 的 1.11 mA/W,下降了 86%,而 QD-QCD 样品在 77~300 K 的温度范围以及  $4.5 \times 10^{11}\ \text{cm}^{-2}$ 、 $9 \times 10^{11}\ \text{cm}^{-2}$  和  $1.35 \times 10^{12}\ \text{cm}^{-2}$  的掺杂浓度范围内,响应率波动小于 25%,响应率几乎不随温度升高而下降的特征在 III-V 族中红外探测器中极为罕见。这一现象的出现归因于量子点的声子瓶颈效应,由于其在三个维度都存在量子限制效应,因而量子点中子带更接近单个能级,抑制了平面内载流子的散射,只有声子能量严格等于 QD 中电子能级之差时才能发生热激活,因而热激活的几率相比一维受限的量子阱结构大大降低,表现为器件响应率对温度不敏感,从而获得了非常稳定的响应率特性。进一步,D1、D2 和

D3的样品的背景限温度分别是160 K、150 K和140 K,相对于背景限温度为70 K的具有相似波长、相似掺杂浓度的QWIP来说,QD-QCD具有更高的背景限温度,响应率的温度稳定性、极低暗电流、高的背景限温度都表明了QD-QCD具有高温工作的潜力。

### 3 高响应率束缚态-微带斜跃迁长波 QCD

由QCD响应率公式(6)可知,探测器的响应率取决于激发态电子的逃逸几率 $p_e$ 。 $p_e$ 通过激发态电子的弛豫寿命的比值计算,即

$$p_e = \frac{\tau_b}{\tau_b + \tau_e} \quad (8)$$

式中, $\tau_b$ 为激发态电子回填基态的弛豫寿命, $\tau_e$ 为激发态电子隧穿进入级联区的寿命,这两个寿命可以通过波函数的重叠积分计算。显然,希望 $\tau_e$ 尽可能短, $\tau_b$ 尽可能长。在图2所示的传统垂直跃迁结构中,缩短 $\tau_e$ 的方法是通过吸收区终态能级A2与弛豫区第一个能级B1之间共振隧穿以及随后C1-H1的声子协助隧穿实现的,共振隧穿的建立条件较为严格,要求A2和B1能级在能量上匹配,否则隧穿速率会大大下降,A2上大部分电子会回填至基态,器件响应率很低。量子阱中量子受限能级的位置由量子阱的厚度和势垒高度控制,能级完全匹配意味着对外延材料的生长精度要求非常高,整个结构的生长容错率极低。另一方面,势垒越薄,共振隧穿和声子协助隧穿几率越高,但是,势垒太薄会造成A1与弛豫区声子台阶C1-H1之间交叠大,A1上的电子通过热激活而损失掉,形成噪声背景且降低光电流,因此,势垒厚度也需要仔细优化。

延长 $\tau_b$ 方法,是降低基态A1和激发态A2的波函数重叠,REININGER P等<sup>[21]</sup>提出的斜跃迁设计中,激发态和基态位于相邻的两个阱中,减少了波函数重叠,释放了共振隧穿设计对材料生长精确度的严格要求,但不影响激发态电子通过声子台阶的抽运速率,使得 $\tau_b$ 变长,因而逃逸几率 $p_e$ 增加,8  $\mu\text{m}$ 器件的 $p_e$ 增加到60%,器件响应率明显高于传统QCD,但是斜跃迁会损失一定的吸收效率,并且声子协助隧穿速率和势垒厚度的矛盾依然存在,且波长增加,该矛盾更加严重。为此,设计了一种新型的束缚态-微带跃迁的有源区,把斜跃迁的束缚态末态改为耦合量子阱形成的微带,具有两个明显优势:1)微带作为跃迁终态,态密度高于单个束缚态,能提高吸收区中初态与终态之间的跃迁矩阵元,从而提高材料的吸收系数 $\alpha_{2D}$ ;2)在吸收区和弛豫区声子台阶之间加入微带结构,增加了吸收区基态能级与弛豫区输运能级在实空间上的距离,减少它们之间波函数交叠,从而减少由于热激发而产生的暗电流通路,增加器件的零偏压阻值 $R_0A$ ,有利于提高探测率。

#### 3.1 8.6 $\mu\text{m}$ 束缚态-微带斜跃迁 QCD有源区设计

以8.6  $\mu\text{m}$ 峰值波长为例,说明束缚态-微带斜跃迁QCD的高响应率和高工作温度。基于InP基晶格匹配的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 材料体系,使用有限差分法求解一维薛定谔泊松方程,并对子带电子有效质量的非抛物线性进行了迭代修正,得到8.6  $\mu\text{m}$ 束缚态-微带耦合QCD的导带结构如图7所示。在一个级联周期中包括了8对阱垒,其中 $W_1$ 与 $W_2$ 构成了吸收区; $W_2$ 、 $W_3$ 、 $W_4$ 与 $W_5$ 中的能级构成了微带区; $W_6$ 、 $W_7$ 与 $W_8$ 形成了电子的弛豫区,全结构器件包含25个周期和上下接触层。

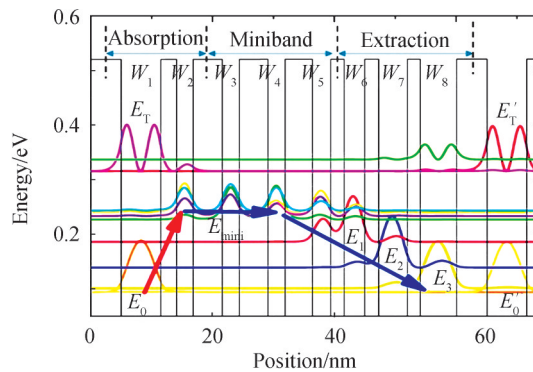


图7 8.6  $\mu\text{m}$ 的束缚态-微带斜跃迁QCD导带能带图及各量子阱的波函数

Fig. 7 Conduction band energy diagram of an 8.6  $\mu\text{m}$  bound-to-miniband diagonal transition QCD and the wavefunction of each quantum well



吸收区中跃迁初态为宽阱中的  $E_0$ , 斜跃迁的终态为微带能级  $E_{\text{mini}}$ ,  $E_0 \rightarrow E_{\text{mini}}$  能量间隔约为 0.141 eV (至微带中心位置), 对应于 8.6  $\mu\text{m}$  波长。  $E_{\text{mini}}$ 、 $E_1$ 、 $E_2$  与  $E_3$  之间的能量差约为一个纵向光学 (Longitudinal Optical, LO) 声子能量, 形成所谓的声子台阶结构, 用于电子的快速弛豫。  $E_3$  与下个周期吸收区的基态  $E'_0$  在能量上接近, 电子可以通过共振隧穿机制从  $E_3$  中转移到下个周期中。当光照激发时, 整个结构处于光伏工作状态, 发生以下物理过程:

1) 电子吸收对应光子能量, 从能级  $E_0$  跃迁至  $E_{\text{mini}}$  之中, 初态与终态之间的跃迁矩阵元强度  $Z_{0-\text{mini}}$  为 1.75 nm。

2) 进入微带中的电子有一定几率通过 LO 声子散射回填至  $E_0$  中, 在 77 K 时, 其散射寿命为  $\tau_b = 7.84$  ps; 其余电子从微带另一端被抽取到一个 LO 声子能量以下的  $E_1$  能级中, 其抽取寿命为  $\tau_e = 0.511$  ps。微带在吸收区和弛豫区之间形成了类似于吸管的效应, 于是, 抽取的电子占总跃迁电子数的比例, 即逃逸几率  $p_e = \frac{15.34}{15.34 + 1} \times 100\% = 93.88\%$ 。

3) 进入到  $E_1$  中的电子再次与 LO 声子作用快速通过  $E_2$  到达  $E_3$ , 两次跃迁的寿命皆为皮秒量级, 最后通过  $E_3$  与下个周期  $E'_0$  之间的共振隧穿, 进入到下一个周期吸收区中。

此外, 弛豫区的设计还有两个优势: 1) 吸收区和弛豫区之间插入了微带结构, 使得两者在空间上相隔较远, 电子波函数交叠很低, 故  $W_5$  至  $W_8$  之间的势垒层可以设计得相对较薄, 以便减小电子散射进入弛豫区的寿命, 获得更高的抽运速率; 2)  $E_3$  与  $E'_0$  之间采取共振隧穿抽取的结构, 为了保证吸收区基态中电子浓度不受影响,  $E_3$  阱也采用与吸收区相同浓度的掺杂, 以便维持吸收区中吸收系数, 同时,  $W_8$  阱的加入增加相邻周期微带间距, 减少微带之间的耦合, 避免  $R_0A$  的降低。

### 3.2 8.6 $\mu\text{m}$ 束缚态-微带斜跃迁 QCD 器件性能表征

图 8(a) 给出探测器的变温光响应谱, 其中 6  $\mu\text{m}$  的光电流响应来自于吸收阱中  $E_0$  至  $E_T$  之间的垂直跃迁, 8.6  $\mu\text{m}$  的响应信号则是来自于束缚态-微带斜跃迁。由于斜跃迁的跃迁终态为微带结构, 所以其响应谱较

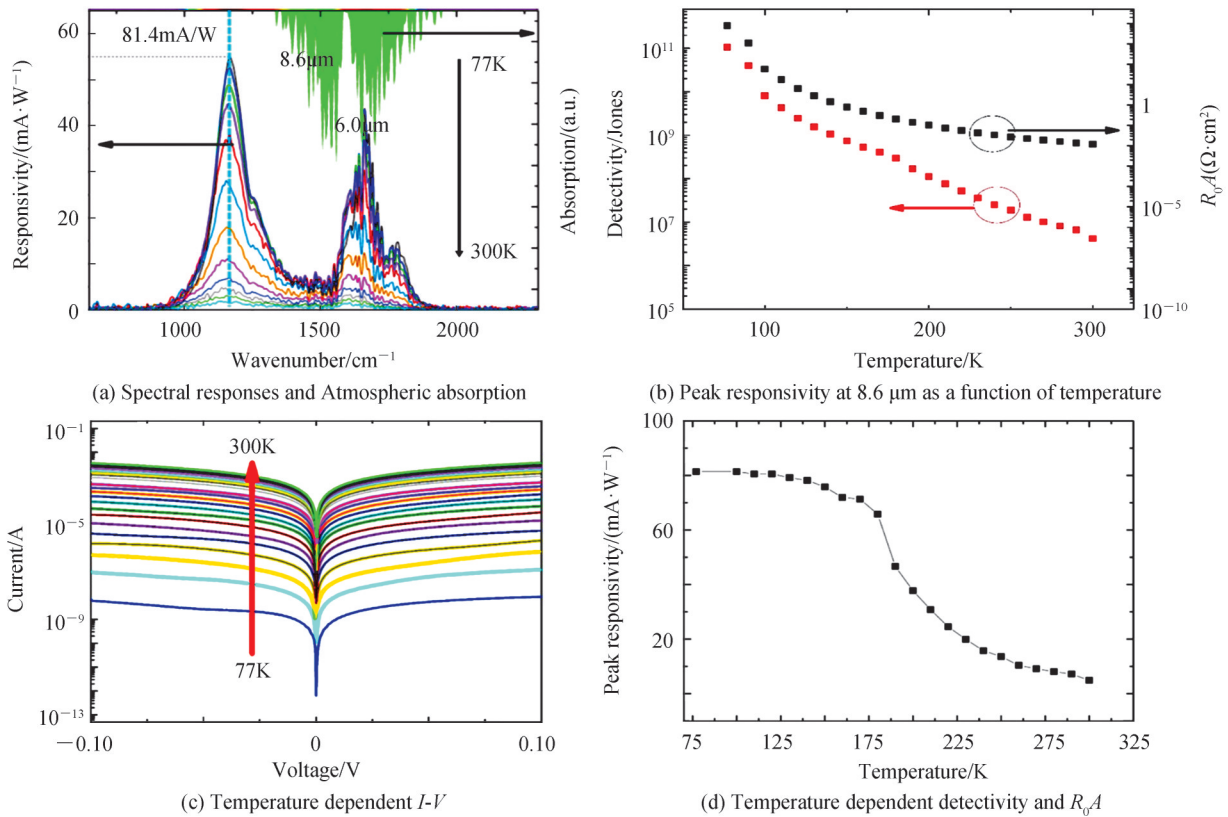


图 8 束缚态-微带斜跃迁 QCD 的光响应

Fig. 8 Performances of the bound-to-miniband diagonal transition QCD



垂直跃迁有所展宽。在 77 K 时,8.6  $\mu\text{m}$  的峰值响应率为 81.4 mA/W,100 K 之后响应率随温度上升单调下降,300 K 时为 5.2 mA/W。图 8(b) 为器件峰值响应率随温度变化的曲线。

对于光伏型探测器,  $R_0A$  的值体现探测器的热噪声大小。用 Keithley 公司的 2635B 源表进行了暗电流的测试,结果如图 8(c) 所示,由该谱线计算  $R_0A$  数值,与前面的峰值响应率一起代入式(7)得到不同温度下器件的热噪声限探测率,如图 8(d) 所示。由图可知,在 77 K 时器件的热噪声限探测率为  $1.056 \times 10^{11}$  Jones,之后随着温度的升高探测率逐渐下降,达到室温时,热噪声限探测率为  $4.18 \times 10^6$  Jones。将  $R_0A$  与温度的关系变化为  $\ln(R_0A) - 1/T$  的形式,根据 Arrhenius 方程拟合出器件中电子的热激活能为 115 meV,已知体掺杂浓度为  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,通过式(9)计算出费米能级与吸收区基态能级之间的能量间隔为  $E_F - E_0 = 37 \text{ meV}$ 。

$$E_F = E_0 + k_B T \cdot \ln \left[ \exp \left( \frac{\pi \hbar^2 n_{2D}}{k_B T m^*} \right) - 1 \right] \quad (9)$$

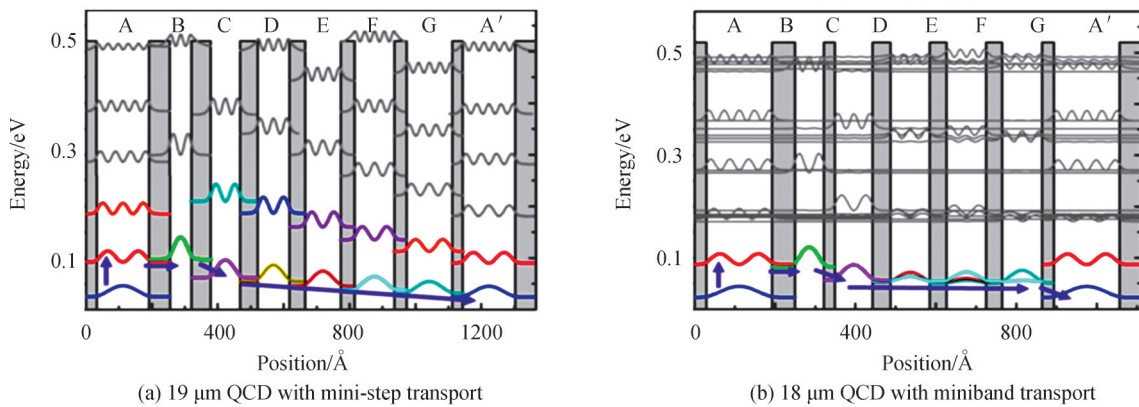
对上述能量求和,得到从吸收区基态至热激活能级间隔是  $E_{\text{dark}} - E_0 = 157 \text{ meV}$ ,其中  $E_{\text{dark}}$  表示热激发的终态。如果考虑到实际有效掺杂浓度可能低于  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,则费米能级的位置有所降低,这个能量间隔(157 meV)可以认为与基态和微带之间的斜跃迁能量(144 meV)一致,由于吸收区和弛豫区之间增加了微带,导致吸收区基态与弛豫区中的声子台阶能级交叠变弱,抑制了他们之间的暗电流通路,从而使得热激发只能够通过光跃迁路径进行,实现了对  $R_0A$  的最大化。用类似的设计方案,得到长波 10  $\mu\text{m}$  器件 77 K 时的峰值响应率 91.2 mW/A,290 K 时响应率为 4.15 mA/W。采用束缚态-微带斜跃迁有源区的 8.6  $\mu\text{m}$  和 10  $\mu\text{m}$  QCD 的峰值响应率明显高于同样波段的垂直跃迁和束缚态-束缚态斜跃迁 QCD 器件,证实了该结构作为高响应率 QCD 设计的可行性。

#### 4 高探测率甚长波 QCD

探测波长进入甚长波(Very Long Wavelength Infrared, VLWIR)波段,级联输运通道上只能容纳一个声子台阶,按照传统垂直跃迁 QCD 的有源区设计,两个掺杂吸收阱之间只有两个量子阱承担输运功能,掺杂阱之间杂质扩散很容易造成器件电阻减少,从而探测率很低。常规的做法是加入微带作为输运区,如图 9(b) 所示,其中  $1 \text{ \AA} = 0.1 \text{ nm}$ ,C、D、E、F 四个量子阱耦合形成微带,光激发电子共振隧穿进入 B 阱,通过声子协助散射到 C 阱,然后通过微带进入下一个周期,这样增加了两个相邻周期掺杂阱的空间距离,但是下一个周期掺杂阱 A' 中的杂质较容易扩散进 C-F 形成的微带中,器件电阻并不理想。

为了进一步抑制载流子向级联输运区的扩散,设计了小台阶输运结构,如图 9(a) 所示,量子阱 C 到 G 的 5 个基态能级间隔大于声学声子能量但是小于光学声子能量,两个结构的激发态电子逃逸几率均为 2.1%,但是结构 A 中相邻周期掺杂阱的距离更远,I-V 测量得到结构 A 在 50 K 的  $R_0A$  为  $6000 \Omega\text{cm}^2$ ,同样温度下,采用微带输运的结构 B 的  $R_0A$  仅有  $100 \Omega\text{cm}^2$ ,表明小台阶输运可以有效地增加器件的电阻。

图 9(c) 给出两个 QCD 的变温响应谱,结构 A 和 B 的峰值波长分别为 18  $\mu\text{m}$  和 19  $\mu\text{m}$ ,15 K 的峰值响应率分别为 2.34 mA/W 和 3.31 mA/W,吸收效率分别为 22.4% 和 29.8%。图 9(d) 给出两个样品的变温探测



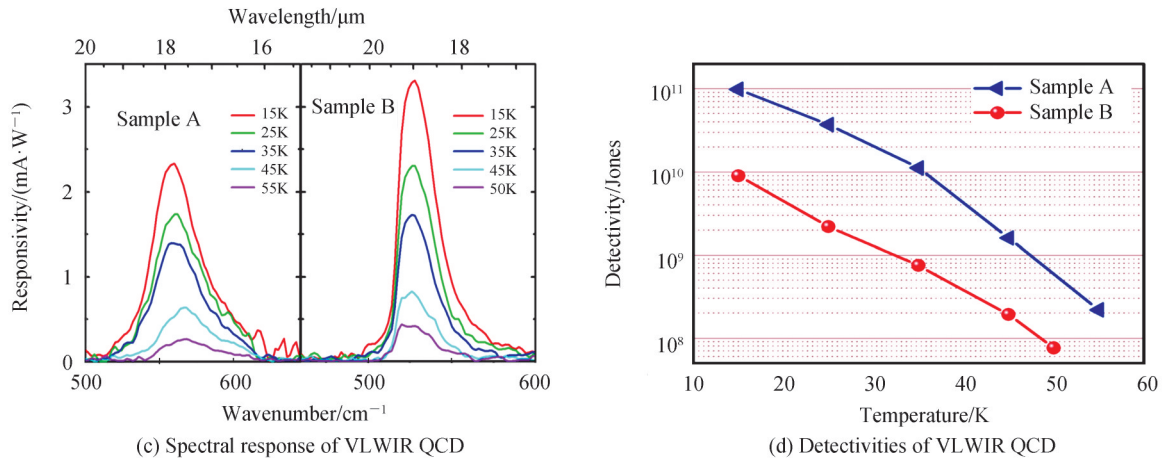


图9 甚长波红外QCD的能带结构和器件性能<sup>[26]</sup>  
Fig. 9 Energy band diagram and performances of VLWIR QCDs<sup>[26]</sup>

率测试结果,如前所述样品A中引入小台阶输运通道,使其 $R_0A$ 远大于使用微带输运的样品B,两个样品响应率接近,显然样品A的热噪声限探测率比样品B高了一个数量级,15 K的探测率达到 $10^{11}$  Jones,这对于VLWIR探测器是比较高的性能指标。

## 4 结论

QCD作为光伏型子带间跃迁红外探测,具有暗电流噪声小的优点,这对于长波、甚长波器件工作温度的提升具有非常重要的意义。然而,要进入实用的场景,需要解决传统设计的QCD本质上响应率低、对正入射光无响应、以及响应率随温度升高迅速下降的问题。中科院半导体所近十年在QCD的研究中提出了多个新型有源区能带设计:设计了QD和量子阱杂化的吸收阱,实现了正入射响应,提高了激发态电子的逃逸几率,且器件响应率表现出优异的温度稳定性;设计了束缚态-微带斜跃迁QCD,长波QCD的响应率提高了近10倍,并实现了室温工作;设计了小台阶甚长波QCD,显著提高了器件零偏压电阻,18 μm器件的探测率达到 $10^{11}$  Jones。这些新型有源区设计为QCD在痕量气体检测、自由空间通讯领域与QCL配套的使用及集成化提供了可能。

## 参考文献

- [1] HOFSTETTER D, BECK M, FAIST J. Quantum-cascade-laser structures as photodetectors [J]. Applied Physics Letters, 2002, 81(15): 2683-2685.
- [2] GENDRON L, CARRAS M, HUYNH A, et al. Quantum cascade photodetector [J]. Applied Physics Letters, 2004, 85(14): 2824-2825.
- [3] DELGA A, DOYENNETTE L, BERGER V, et al. Performances of quantum cascade detectors [J]. Infrared Physics & Technology, 2013, 59: 100-107.
- [4] FENG Guobin, ZHANG Jianmin, YANG Pengling, et al. Responsivity variation with temperature of uncooled mid-infrared HgCdTe photoconductive detector [J]. Acta Photonica Sinica, 2013, 42(7): 787-791.  
冯国斌, 张检民, 杨鹏翎, 等. 室温中红外HgCdTe光导探测器响应率的温度特性 [J]. 光子学报, 2013, 42(7): 787-791.
- [5] GUO Jie, HAO Ruiting, DUAN Jianjin, et al. anode sulphur passivation of InAs/GaSb superlattice infrared photodiodes [J]. Acta Photonica Sinica, 2014, 43(1): 0104002.  
郭杰, 郝瑞亭, 段剑金, 等. InAs/GaSb超晶格中波红外二极管的阳极硫化 [J]. 光子学报, 2014, 43(1): 0104002.
- [6] LIU H, LI J, BUCHANAN M, et al. High-frequency quantum-well infrared photodetectors measured by microwave-rectification technique [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1996, 32(6): 1024-1028.
- [7] CHOI K, GOLDBERG A, DAS N, et al. Corrugated QWIP array fabrication and characterization [C]. SPIE, 1998, 3287: 118-127.
- [8] CHOI K, FORRAI D, ENDRES D, et al. Corrugated quantum-well infrared photodetector focal plane arrays [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2009, 45(10): 1255-1264.
- [9] JHABVALA M, CHOI K, GUNAPALA S, et al. QWIPs, SLS, landsat and the international space station [C]. SPIE,

- 2020, 11288; 1128802.
- [10] GIORGETTA F, BAUMANN E, GRAF M, et al. Quantum cascade detectors [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2009, 45(8): 1039–1052.
- [11] HOFSTETTER D, GIORGETTA F, BAUMANN E, et al. Mid-infrared quantum cascade detectors for applications in spectroscopy and pyrometry[J]. Applied Physics B, 2010, 100: 313–320.
- [12] HOFSTETTER D, GRAF M, AELLEN T, et al. 23 GHz operation of a room temperature photovoltaic quantum cascade detector at 5.35  $\mu\text{m}$ [J]. Applied Physics Letters, 2006, 89(06): 061119.
- [13] GOMEZ A, PERE-LAPERNE N, VAULCHIER L, et al. Dark current analysis of quantum cascade detectors by magnetoresistance measurements[J]. Physics Review B, 2008, 77(8): 085307.
- [14] JASNOT F, PERE-LAPERNE N, VAULCHIER L, et al. Photocurrent analysis of quantum cascade detectors by magnetotransport[J]. Physical Review B, 2010, 82(12): 125447.
- [15] DELGA A, DOYENNETTE L, CARRAS M, et al. Johnson and shot noises in intersubband detectors[J]. Applied Physics Letters, 2013, 102(16): 163507.
- [16] RAVIKUMAR A, DE JESUS J, TAMARGO M, et al. High performance, room temperature, broadband II–VI quantum cascade detector[J]. Applied Physics Letters, 2015, 107(14): 141105.
- [17] REININGER P, ZEDERBAUER T, SCHWARZ B, et al. InAs/AlAsSb based quantum cascade detector[J]. Applied Physics Letters, 2015, 107(8): 081107.
- [18] DOUGAKIUCHI T, FUJITA K, HIROHATA T, et al. High photoresponse in room temperature quantum cascade detector based on coupled quantum well design[J]. Applied Physics Letters, 2016, 109(26): 261107.
- [19] DOUGAKIUCH T, FUJITA K, HIROHATA T, et al. Erratum: “High photoresponse in room temperature quantum cascade detector based on coupled quantum well design” [Appl. Phys. Lett. 109, 261107 (2016)] [J]. Applied Physics Letters, 2017, 110(10): 109902.
- [20] BIGIOLI A, ARMAROLI G, VASANELLI A, et al. Long-wavelength infrared photovoltaic heterodyne receivers using patch-antenna quantum cascade detectors[J]. Applied Physics Letters, 2020, 116(16): 161101.
- [21] REININGER P, SCHWARZ B, DETZ H, et al. Diagonal-transition quantum cascade detector[J]. Applied Physics Letters, 2014, 105(9): 091108.
- [22] JIN Yingji. Influence of the preset condition and the two electrons transport on the noise of the quantum dot infrared photodetectors[J]. Acta Photonica Sinica, 2017, 46(4): 0404002.  
金英姬. 外加条件及两种电子传输对量子点红外探测器噪声的影响[J]. 光子学报, 2017, 46(4): 0404002.
- [23] WANG X, ZHAI S, ZHUO N, et al. Quantum dot quantum cascade infrared photodetector[J]. Applied Physics Letters, 2014, 104(17): 171108.
- [24] WANG F, ZHUO N, LIU S, et al. Temperature independent infrared responsivity of a quantum dot quantum cascade photodetector[J]. Applied Physics Letters, 2016, 108(25): 251103.
- [25] GIORGETTA F, BAUMANN E, GRAF M, et al. 16.5  $\mu\text{m}$  quantum cascade detector using miniband transport[J]. Applied Physics Letters, 2007, 90(23): 231111.
- [26] ZHAI S, LIU J, WANG X, et al. 19  $\mu\text{m}$  quantum cascade infrared photodetectors[J]. Applied Physics Letters, 2013, 102(19): 191120.