

甚长波量子阱红外探测器中的双激发态工作机理

刘希辉^{1,2}, 周孝好^{1*}, 王禄³, 孙庆灵³, 廖开升^{1,2}, 黄亮^{1,2}, 李志锋¹, 李宁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. 中国科学院大学, 北京 100049;

3. 中国科学院物理研究所, 北京 100080)

摘要:通过对甚长波量子阱红外探测器的变温变偏压光谱实验,发现了光电流谱峰值响应波长与半高宽随偏置电压和温度变化均会发生变化,尤其以小偏压下峰值移动明显.结合器件能带结构计算的结果,提出了甚长波量子阱红外探测器中双激发态工作模型,并阐明了其中束缚态-准束缚态跃迁模式中准束缚态的物理特性,包括隧穿特性和热离子特性,以及不同工作条件下这两种物理过程在形成光电流时的主导性.同时,验证了甚长波量子阱红外探测器的第一激发态随外界工作条件的变化会呈现出准束缚到准连续的变化特性.最后,揭示了在甚长波量子阱红外探测器工作中束缚态-准束缚态跃迁工作模式对于降低器件暗电流、提升器件工作温度、提高器件探测率的有效性.

关键词:甚长波量子阱红外探测器; 准束缚态; 准连续态; 探测率

中图分类号:TN36 **文献标识码:**A

The working mechanism of the double excited states in the very long wavelength quantum well infrared detector

LIU Xi-Hui^{1,2}, ZHOU Xiao-Hao^{1*}, WANG Lu³, SUN Qing-Ling³, LIAO Kai-Sheng^{1,2},
HUANG Liang^{1,2}, LI Zhi-Feng¹, LI Ning¹

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

2. University of the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

3. Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

Abstract: The temperature- and voltage bias dependent photocurrent spectra of very long wavelength GaAs/AlGaAs quantum well infrared photodetectors were studied by spectroscopic measurements and the corresponding theoretical calculations. It is found that the peak response wavelength will shift with the changing of voltage bias and temperature. With the assistance of band structure calculations, we proposed a model of the double excited states which explains the experimental observations very well. Meanwhile, the working mechanism of the quasi-bound state confined in the quantum well, including the processes of tunneling and thermionic emission, were also investigated in detail. Based on our model, two transition processes, including the ground state to the first excited state transition and the ground state to the continuous state transition have been separated from the photocurrent spectrum. The two normalized photocurrent spectra peak wavelength agreed reasonably well with the calculating results. The results allow a better understanding of bound-to-quasibound state transition and bound-to-quasi-continuous state transition and thus a better optimization of the QWIP performance.

Key words: VLQWIPs, quasi-bound state, quasi-continuous state, detectivity

PACS: 73.21.Fg, 78.47.da, 78.67.Pt, 85.80.G

收稿日期:2013-10-25, 修回日期:2014-12-12

Received date: 2013-10-25, revised date: 2014-12-12

基金项目: 国家重点基础研究发展计划(2013CB632802, 2011CB925604, 2011CB922004, 2010CB327501); 国家自然科学基金(10990103, 61106013); 国家高技术研究发展计划(2013AA031903)

Foundation items: Supported by the State Key Development Program for Basic Research of China (2013CB632802, 2011CB925604, 2011CB922004, 2010CB327501), the National Natural Science Foundation of China (10990103, 61106013) and the National High Technology Research and Development Program of China (2013AA031903)

作者简介(Biography): 刘希辉(1985-), 男, 山东烟台人, 博士研究生, 主要研究方向为量子阱红外探测器. E-mail: hotmaple@mail.sitp.ac.cn

* 通讯作者(Corresponding author): E-mail: xhzhou@mail.sitp.ac.cn

引言

甚长波量子阱红外探测器 (quantum well infrared photodetector, QWIP) 在 $14 \sim 16 \mu\text{m}$ 这一空间遥感波段具有重要用途^[1-2]. 采用分子束外延技术 (MBE) 和金属有机化学气相沉积技术可以生长大尺寸和较高均匀性的 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 材料, 而基于量子阱材料的“能带工程”和“波函数工程”可以调节量子阱的阱宽和势垒的高度, 以调节子带间能级间距^[3-4], 从而改变响应波长. 因此, 甚长波量子阱探测器在过去十几年中获得了迅速的发展^[5-8]. 众所周知, QWIP 的探测机理涉及基态与第一激发态之间的跃迁. 为了得到更好的器件性能, 设计量子阱结构的时候, 通常将第一激发态位置设计到量子阱阱口, 以期获得跃迁模式属于束缚态到准束缚态的材料. 采用此材料制备的器件, 其暗电流较小, 可以提升量子效率^[9-16]. Coon 和 Karunasiri 预言了当量子阱第一激发态正好处在阱口的时候量子阱探测器有更好的性能表现^[9]. Levine 和 Choi 等制备了峰值波长为 $10.8 \mu\text{m}$ 的量子阱探测器, 其量子阱中包含有两个态, 从基态吸收光子跃迁到第一激发态的电子需要通过隧穿产生光电流, 该探测器是束缚态到束缚态跃迁的探测器, 其光谱响应的半高宽约等于 10%^[10]. 而后, Levine 和 Bethea 等人又设计了束缚态到连续态的 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 量子阱探测器. 通过减小量子阱的宽度, 量子阱的第一激发态可以进入阱口外的连续态, 这种探测器可以在 0.1 V 偏压下产生光电流, 而传统的束缚态到束缚态的探测器需要 0.5 V 以上的偏压^[11]. Liu 和 Steele 等人详细研究了第一激发态位置对量子探测器性能的影响, 对于第一激发态在阱口外的器件来说, 减小量子阱的宽度, 峰值响应波长会向长波方向移动, 同时响应率也会下降. 而对于跃迁发生在量子阱中的两个能态的探测器来说, 减小量子阱的宽度, 会使第一激发态更靠近阱口的位置, 峰值响应波长会向短波方向移动, 而响应率也会相应提升^[12]. 通常认为, 量子阱第一激发态正好处在阱口的位置, 可以认为跃迁模式属于束缚态到准束缚态的跃迁, 相对于束缚态到连续态跃迁模式的器件来说, 其可以有效地降低暗电流, 提升器件的工作温度与探测率^[13-16]. 对于 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 量子阱器件来说, 当第一激发态位于阱口以下十几个 meV 以内时, 第一激发态的波函数一部分位于阱口以内, 另外一部分位于阱口以外, 即可认为是准束缚态^[17-18]. 到目前为止, 据我们

所知, 对于 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 材料体系的量子阱器件来说, 对于束缚态到准束缚态、束缚态到准连续态这两种跃迁模式, 并没有清楚的定义. 在本文中, 提出了甚长波量子阱器件中双激发态跃迁的模型, 精确地确定双激发态跃迁模式中第一类激发态呈现出的准束缚与准连续的状态特性. 在不同工作条件下, 隧穿过程和热离化过程分别会在形成光电流时候占据主导地位. 进一步区分了束缚-准束缚态跃迁模式与束缚-准连续态跃迁模式之间的差异. 分析结果表明, 在甚长波量子阱红外探测器中, 束缚-准束缚态跃迁工作模式相对于束缚-准连续态跃迁工作模式可以有效地降低器件暗电流、提升器件工作温度、提高器件的探测率.

1 样品制备和实验手段

为了对比研究束缚-准束缚态跃迁模式与束缚-准连续态跃迁模式, 制备了两组峰值波长在 $15 \mu\text{m}$ 附近的甚长波 GaAs/Al_xGa_{1-x}As QWIPs 样品. 需要说明的是, 两组样品的结构参数差别仅体现在 GaAs 势阱层宽度的不同. 材料生长是通过 MBE 技术实现的: 首先在半绝缘的 (100) - GaAs 衬底上生长厚度为 300 nm 的硅掺杂 Al_{0.45}Ga_{0.55}As 的腐蚀阻挡层, 随后生长 1200 nm 的硅掺杂 GaAs 下电极, 然后在其上生长 50 个周期的多量子阱有源层, 其中每一个周期包括一层 60 nm 的不杂 Al_xGa_{1-x}As 势垒和一层厚度 7.5 nm 左右的中心掺杂的 GaAs 势阱. 最后, 厚度为 1350 nm 的硅掺杂的 GaAs 上电极覆盖整个有源层. 其中, Al 的摩尔系数 x 为 0.12, 缓冲层与下电极层掺杂浓度均为 $1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$. 两个样品分别被标记为 522# 和 524#.

样品生长结束后, 将上电极层腐蚀后于室温下进行 PL 光致发光光谱测试, 测试结果如图 1 所示. 两个样品的势垒发光峰均位于 772 nm 左右, 其中 524# 样品量子阱发光峰位于 841.4 nm, 而 522# 样品量子阱发光峰位于 844.4 nm, 至于 874 nm 的发光峰则来源于 GaAs 衬底. 对两个样品采用转移矩阵方法数值求解一维薛定谔方程得到室温下能带结构分别如图 2 和图 3 所示^[19], 计算过程中所需要的 GaAs/AlGaAs 材料体系能带结构参数皆来源于文献^[20]. 可以看到, 两种结构的理论计算结果与室温下 PL 发光光谱结果比较吻合. 同时计算结果给出了 522# 和 524# 器件的阱宽分别为 8 nm 和 7.3 nm.

器件的制作工艺采用标准的光刻和化学湿法腐

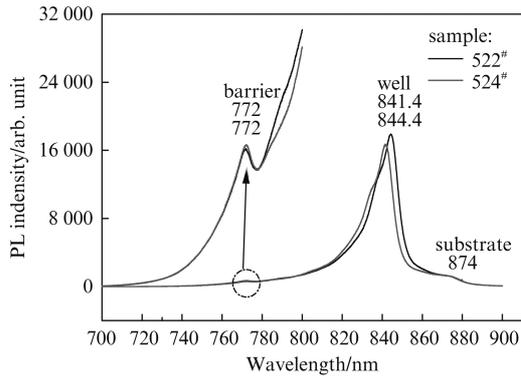


图1 室温下 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 量子阱结构的光致发光光谱
Fig. 1 Photoluminescence spectra of GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum structures at room temperature

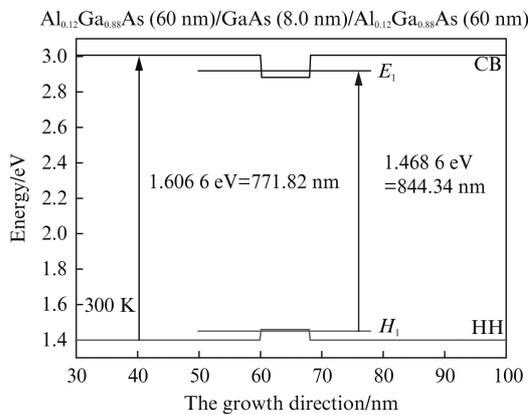


图2 室温下样品 522[#] GaAs/Al_xGa_{1-x}As 量子阱结构能带计算图
Fig. 2 The schematic energy band diagram of GaAs/Al_xGa_{1-x}As QWIP for sample 522[#] at room temperature

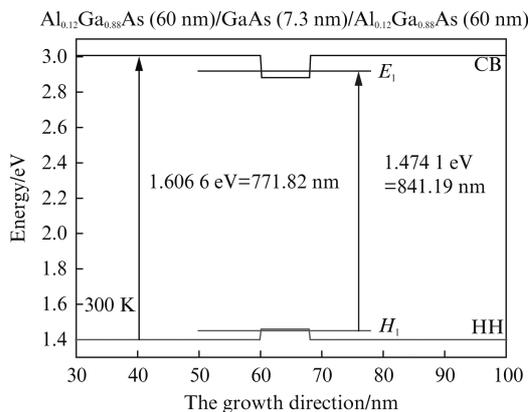


图3 室温下样品 524[#] GaAs/Al_xGa_{1-x}As 量子阱结构能带计算图
Fig. 3 The schematic energy band diagram of GaAs/Al_xGa_{1-x}As QWIP for sample 524[#] at room temperature

蚀方法形成 200 μm × 200 μm 的台面,上下电极层采用电子束蒸发的方法生长 Au/AuGeNi 金属并经

过快速热退火处理形成欧姆接触. 随后,将样品磨成 45°角以便光耦合. 最后,采用低温胶将样品粘帖到无氧铜热沉上并放入低温杜瓦制冷设备中进行黑体响应测试以及光谱测试.

2 实验结果及分析

2.1 实验

图 4 是测试 GaAs/Al_xGa_{1-x}As QWIP 在 -3 V 至 3 V 偏压下的黑体响应电流. 黑体温度 500 K,黑体出射孔径距离器件 30 cm,调制频率 277 Hz,采用 SR570 前置放大器,利用 SR830 锁相放大器锁相,测试温度为 50 K. 从图中可以看到,522[#]器件的光电流响应的大小随偏压并不是线性变化的,表明器件第一激发态位于量子阱阱口的下方,而 524[#]器件的黑体响应随偏压变化更接近于线性变化,表明 524[#]器件第一激发态更接近于连续态^[11].

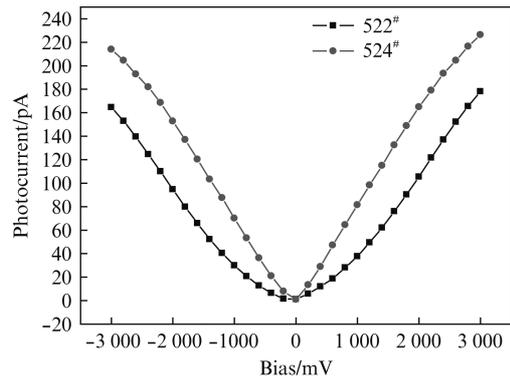
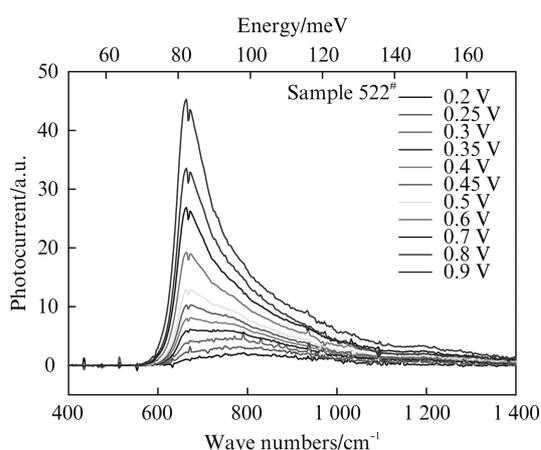


图4 样品 522[#]和 524[#] GaAs/Al_xGa_{1-x}As QWIP 在 500 K 温度下黑体响应电流曲线
Fig. 4 Blackbody response of sample 522[#] and 524[#] at 500 K

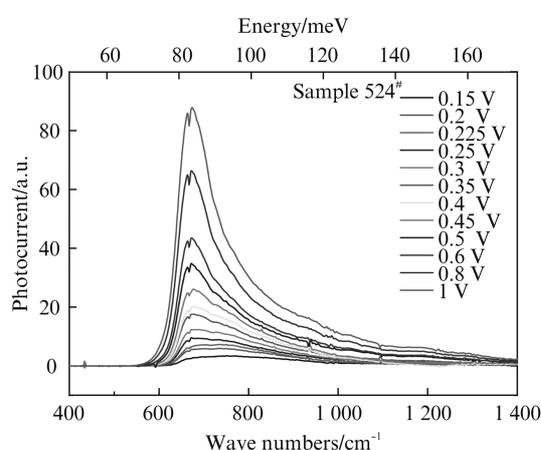
图 5 分别是 522[#]和 524[#]器件在 10 K 温度下改变偏压测试得到的光电流谱. 从 522[#]的光电流谱中可以看到,在偏压为 0.2 V 的时候,光电流谱呈现一个扁平形状,随着偏置电压的增大,其峰值响应波长出现了红移. 光电流谱的峰值会从大波数的位置移动到小波数的位置. 524[#]器件峰值响应波长同样也出现红移,只不过其波长趋于稳定不变所需偏压较 522[#]小. 从图 6 所示两个器件峰值响应波长与偏置电压的关系曲线也可以看到,522[#]器件在偏置电压 0.4 V 以下时峰值波长变化很明显,而 524[#]器件在 0.25 V 之后波长趋于稳定.

2.2 甚长波量子阱双激发态模型

传统意义上认为,当量子阱第一激发态在阱中



(a)

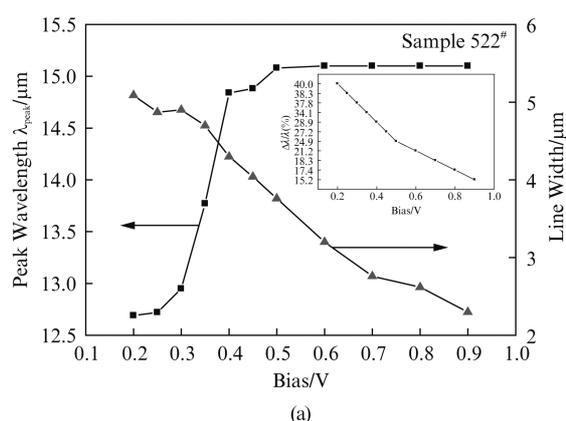


(b)

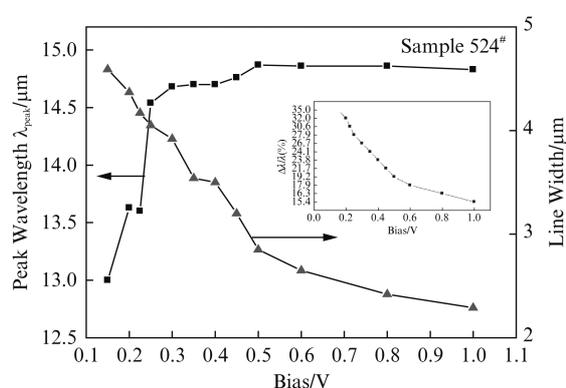
图5 样品 522[#] (a) 与 524[#] (b) 在 10 K 温度下不同偏压下的光电流谱

Fig. 5 Spectral response curves for sample 522[#] (a) and 524[#] (b) with different bias at 10 K

时,跃迁模式属于束缚态到束缚态的跃迁.此种跃迁模式的探测器光响应信号相对来说较弱,在实际应用中基本已经被抛弃.当第一激发态在连续态的时候,跃迁模式属于束缚态到连续态的跃迁,此种跃迁模式的探测器光响应有较大的提升,暗电流也随之增大.进一步的优化可以将第一激发态的位置设计到量子阱的阱口处,这种跃迁模式被称之为束缚态到准束缚态的跃迁,其被证明可以降低暗电流,提升器件的探测率以及工作温度^[15-17].在这几种跃迁模式下,基态能量(E_1)与第一激发态能量(E_2)的能量差值决定了量子阱器件的峰值响应波长.在设计器件过程中,只考虑了第一激发态的影响,可以认为,这几种跃迁模式都属于单激发态的模式.实际上,对于第一激发态属于准束缚模式的器件来说,当工作条件在极低的温度和偏置电压下,单激发态的模式已经不能解释所看到的光电流谱的峰值移动的现象,



(a)



(b)

图6 样品 522[#] (a) 与 524[#] (b) 峰值响应波长 λ_{peak} 与半高宽 $\Delta\lambda$ 随偏置电压的关系.内插图是半高宽与峰值波长的比值与偏置电压的关系

Fig. 6 Plot of peak wavelength λ_{peak} and linewidth $\Delta\lambda$ (full width at half-maximum) for sample 522[#] (a) and 524[#] (b) as a function of bias voltage at 10 K. The inset is $\Delta\lambda/\lambda$ (%) as a function of bias

象,此时,对于处于连续态的第二类激发态,我们有必要考虑其对光电流的贡献.

在此基础上,对于传统意义上束缚态到准束缚态跃迁模式的器件来说,决定此类器件峰值响应波长的不仅取决于基态能量(E_0)与第一激发态能量(E_1)的能量差值,位于连续态中的第二类激发态的作用也不容忽视.图7是单激发态模型与双激发态模型能级跃迁示意图.

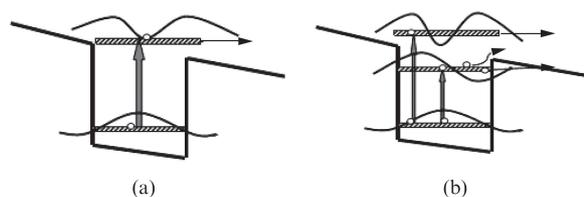


图7 (a)单激发态能级跃迁示意图(b)双激发态能级跃迁示意图

Fig. 7 Band diagrams of the single excited state model (a) and the dual excited state model (b)

基于量子阱红外探测器的子带跃迁基本原理,子带间跃迁所形成的光电流 I_{ph} 可由公式(1)表达^[10-11]:

$$I_{ph} = e\varphi p_e (1 - R)(1 - e^{-\alpha L})g_{ph} \quad (1)$$

其中 e 、 φ 、 p_e 、 α 、 L 、 g_{ph} 和 R 分别表示电子电荷、入射光通量、电子从量子阱中逃逸到势垒的几率、光吸收系数、器件的光吸收有效区长度、光电导增益和器件表面等效反射率。

从公式(1)中我们可以发现,在影响光电流的参数中只有 p_e 、 g_{ph} 这两个参数会随偏压的改变而变化。如图7(b)所示,基态的电子吸收不同能量的入射光子产生跃迁。有从基态到第一激发态的,有从基态到连续态上的第二类激发态。前者的吸收系数很大,但是逃逸几率受电压和温度的影响。后者的吸收系数较小,但是逃逸几率很大。从基态跃迁到连续态上的电子,可以立刻被电场加速形成光电流。跃迁到第一激发态的电子,可以通过隧穿和热离化的方式形成光电流。可以认为,第一激发态的电子需要一个激活能 E_a 才可以形成光电流^[19],而 E_a 受偏置电压和温度的共同影响。在器件偏压很小近似为零的情况下,激发态上电子离化到势垒上需要的离化能可以近似的认为 kT ,所以 p_e 将随温度 T 上升而上升。

由于子带间跃迁形成的光电流光谱在其归一化后随器件的工作温度和偏置电压变化并不会发生改变,最终光谱的变化来自于子带跃迁光谱强度的变化。为此可以利用这个特征来分离组成光谱峰中的基态到具有准束缚态特性的第一激发态跃迁(I_{ph1})和基态到具有连续态特性的第二类激发态跃迁(I_{ph2})二个光谱峰。所以光电流光谱可以表达为这二种归一化光电流谱的组合如下:

$$I_{ph} = k_1 I_{ph1} + k_2 I_{ph2} \quad (2)$$

由于激发态所具有的准束缚和连续的二种特性, I_{ph1} 峰往往比较窄, I_{ph2} 峰往往比较宽,而且来自同一量子阱结构的 I_{ph1} 峰的峰位在 I_{ph2} 峰的低能量侧,所以在整个光谱峰的高能量侧主体就是来自 I_{ph2} 峰,而 I_{ph1} 峰因为主要是来自准束缚的激发态形成的隧穿光电流,因此在外加偏置电压下其增大的速度比 I_{ph2} 峰大。对于图5(a)的典型甚长波量子阱红外光谱而言,在如0.2 V 这样的低偏置电压下,由式(1)可知来自 I_{ph1} 的贡献因为隧穿几率小而较小,所以式(2)中 k_1 相对 k_2 较小,为此主导的光电流光谱是来自 I_{ph2} ,此时光谱的峰位 E_{p2} 在约 788 cm^{-1} ,光谱峰的半高宽 δE_{p2} 约为 285 cm^{-1} , $\delta E_{p2}/E_{p2}$ 约为 36%,这是一

种典型的束缚态到连续态跃迁的相对响应带宽度^[11]。在较高偏置电压下,来自 I_{ph1} 的贡献因为隧穿几率增大而快速增大,所以式(2)中 k_1 相对 k_2 快速增大,使得主导的光电流光谱变成来自 I_{ph1} 的,此时光谱的峰位 E_{p1} 在约 664 cm^{-1} ,光谱峰的半高宽 δE_{p1} 约为 107 cm^{-1} ,整个光谱峰的峰位明显红移,半高宽减小,说明了主导光谱峰的激发态从连续状态向有束缚特性状态演变。

为了从 I_{ph} 中提取出 I_{ph1} 和 I_{ph2} ,假设半高宽较小的 I_{ph1} 对于大于 830 cm^{-1} 的光谱影响较小,为此该波段的光谱主要是由 I_{ph2} 来组成的,而 I_{ph2} 逃逸到势垒的几率 p_e 是常数 1,偏压的增大仅仅导致 g_{ph} 增大,所以这一段的光谱随偏压增大而变大是由光生载流子被电场加速提升了漂移速度而引发的。以 522# 器件为例,将稍大一点偏置电压下,如 0.9 V 偏压下光谱 I_{ph} 中将大于 830 cm^{-1} 的光谱波段用低偏置电压 0.8 V 的光谱加权重后全部减到零,这样在 0.8 V 偏置下的光谱中 I_{ph2} 的成分就被减去,留下的光谱就只有 I_{ph1} 的成分,归一化后就获得了 I_{ph1} ,如图 8 中的实线所示。同样在低波数波段,如 $580 \sim 620 \text{ cm}^{-1}$ 处的光谱主要由 I_{ph1} 决定,为此通过对 0.8 V 偏置下的光谱用 I_{ph1} 加权重后全部减到零,这样剩下的光谱再做归一化后就得到了 I_{ph2} ,如图 8 的虚线所示。由此我们就从甚长波量子阱红外探测器的光电流光谱中获得了来自二种激发态的光电流光谱。对 522# GaAs/Al_{0.12}Ga_{0.88}As QWIP 运用转移矩阵方法数值求解一维薛定谔方程计算得知,其从基态到两类激发态的能量分别为 79.6 与 91.8 meV,结果如图 9 所示,与实验上观测到的如图 8 所示的两

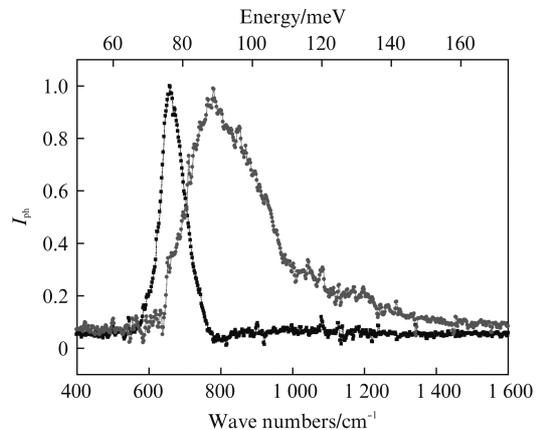


图 8 样品 522# 光谱中第一类和第二类激发态的光电流谱
Fig. 8 Normalized photocurrent spectra I_{ph1} (the black line) and I_{ph2} (the red line) of sample 522#

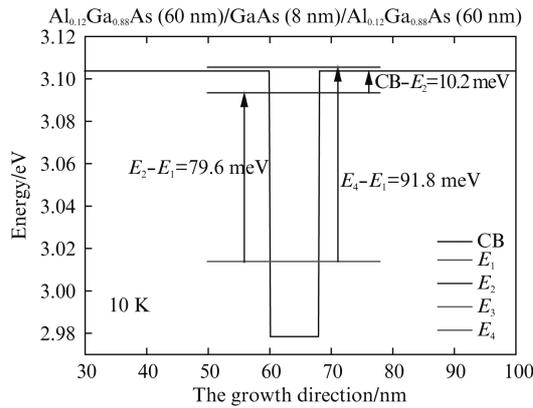


图9 样品522[#]在10 K温度下能带计算示意图
Fig. 9 The schematic energy band diagram of sample 522[#] at 10 K

个光谱峰能量值75.5与86.5 meV基本吻合. 由此可见指认的实验上观测到的两个光谱峰分别来自基态到第一激发态与连续态上的第二类激发态是合理的.

2.3 准束缚态跃迁模式的隧穿特性和热离化特性

以样品522[#]为例,如图5(a)所示,在不同偏置电压下,如式(2)所示的二种光谱成分 I_{ph1} 和 I_{ph2} 的权重 k_1 和 k_2 将发生相应变化,这二个权重系数可以用式(2)和图8所示的归一化光谱 I_{ph1} 和 I_{ph2} 从图5器件522[#]所示的光谱中通过拟合计算而获得. 比较式(1)可知,归一化光谱形状 I_{ph1} 和 I_{ph2} 是由吸收系数 α 的光谱形状所决定的,为此 k_1 和 k_2 就是由式(1)中的其他参数决定,如 e 、 φ 、 p_e 、 g_{ph} 和 R 等. 与器件工作偏置电压相关的参数就是 p_e 和 g_{ph} . 对于二种激发态上的光生载流子其光电导增益 g_{ph} 是相同的,而对具有连续态特性的第二激发态逃逸几率 p_e 为1,所以 $\eta = k_1/k_2$ 将直接正比于给出第一激发态上光生载流子的逃逸几率 p_e . 而第一激发态上的光生载流子在工作状态下需要隧穿过一个三角势垒,该隧穿过程导致的电子发射率可描述为^[21-22]:

$$e_{tun} = \exp \left[(-4/3qF) (2m^*/\hbar^2)^{1/2} \Delta E^{3/2} \right]. \quad (3)$$

其中 $\Delta E = E_B - E_1$, E_B 为势垒能量, E_1 为第一激发态能量. 假设电压在量子阱层均匀分布,则 $F = V/L$, L 是50个量子阱层总厚度. 通过简单推算即可得:

$$e_{tun} = \exp \left(-\frac{V_0}{V} \right), \quad (4)$$

V_0 为:

$$V_0 = \frac{4L \sqrt{2m^*} \Delta E^{3/2}}{3q\hbar}. \quad (5)$$

将图5(a)中所示各个偏压下光谱数据由两类激发态基准光谱进行拟合,得到了不同偏压下 k_1 与 k_2 的比值 η ,结合式(4)拟合可以得到第一激发态上光生载流子的逃逸几率与偏置电压倒数的关系如图10所示. 随着偏压的增大,三角势垒高度的降低,从基态跃迁到第一激发态的电子穿透势垒进入连续态变得越来越容易. 在贡献光电流的模式上,载流子通过势垒隧穿到连续态所贡献的光电流相对于直接从基态跃迁到连续态的光电流拥有更大的优势. 在10 K温度下第一激发态离势垒的导带边的能量差有10.2 meV,比器件工作温度10 K对应的热能0.86 meV大了10倍多,为此第一激发态上的光生载流子通过热离化进入到连续态的几率已经很小,在器件工作条件下将主要通过隧穿过程来实现. 当偏置电压达到0.5 V左右时, η 的比值接近于1,此时,第一激发态与第二激发态在最终光谱中贡献光电流的比例相当,第一类激发态将逐渐从准束缚的模式进入准连续的模式. 偏置电压的增大将导致第一类激发态贡献的光电流在光谱中将占据更大的比重.

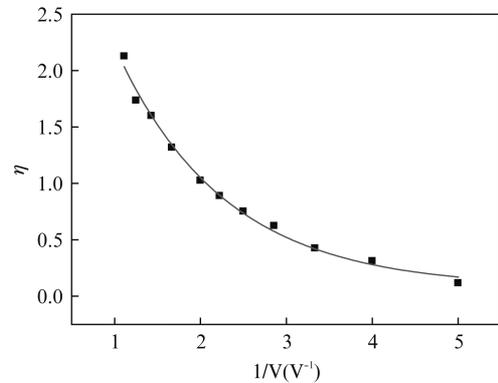


图10 样品522[#]在10 K温度下第一激发态隧穿几率随偏置电压倒数的变化特性
Fig. 10 A plot of the first excited state carrier's tunneling probability vs. reciprocal of bias voltages of sample 522[#] at 10 K

我们将不同温度下隧穿几率随偏置电压倒数的变化特性曲线作图如图11所示. 温度在10 K和20 K时,差异并不是很明显. 在30 K温度下, η 的比值接近于1时偏置电压仅为0.35 V. 而温度升到50 K,偏置电压在0.1 V时 η 已经接近于1. 这都表明温度的上升提升了位于第一激发态载流子的活性,热离化能的增大使得位于第一激发态的电子通过热离化进入连续态的几率提升. 用同样的方法,我们对524[#]器件进行了同样的工作. 通过图12中两个

器件在相同温度下隧穿机率与偏置电压倒数关系曲线可以看到,相对于 522# 器件,524# 器件隧穿机率达到 1 所需的偏压更小,其第一激发态更接近于准连续态.

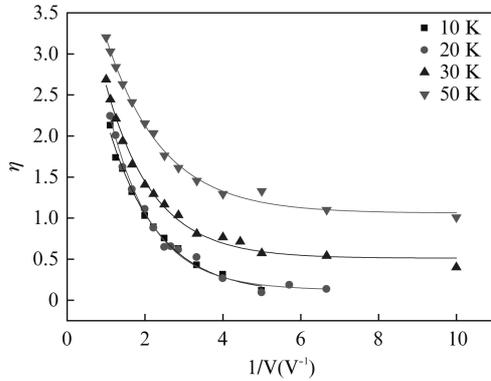


图 11 样品 522# 在 10 K、20 K、30 K 和 50 K 温度下第一激发态隧穿机率随偏置电压倒数的变化特性
Fig. 11 A plot of the the first excited state carrier's tunneling probability vs. reciprocal of bias voltages of sample 522# at 10 K, 20 K, 30 K and 50 K

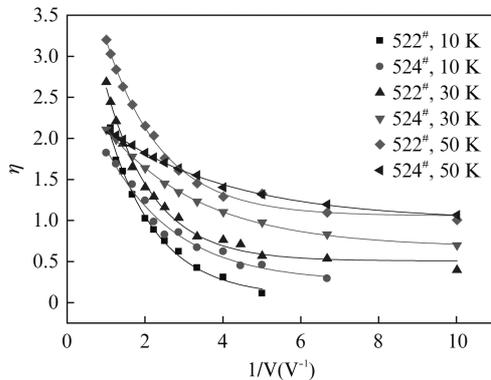


图 12 样品 522# 与 524# 器件在 10 K、30 K 和 50 K 温度下第一激发态隧穿机率随偏置电压倒数的变化特性
Fig. 12 A plot of the first excited state carrier's tunneling probability vs. reciprocal of bias voltages of sample 522# and 524# at 10 K, 30 K and 50 K

图 13 是对 524# 器件在 10 K 温度下求解一维薛定谔方程得到的能带计算结构图,由于其第一激发态距离势垒边缘只有 3.7 meV 能量差,因此其第一激发态从准束缚模式变为准连续模式所需要的偏置电压更小,在 30 K 温度时,η 的比值接近于 1 偏置电压仅为 0.2 V.

为了验证温度的变化会导致离化能产生变化,对两个器件固定偏置电压 0.15 V 从 4.3 K 至 50 K 做变温光电流实验,得到其变温光电流谱如图 14、15 所示.从图 14、15 可以看到,随着温度的升高,两

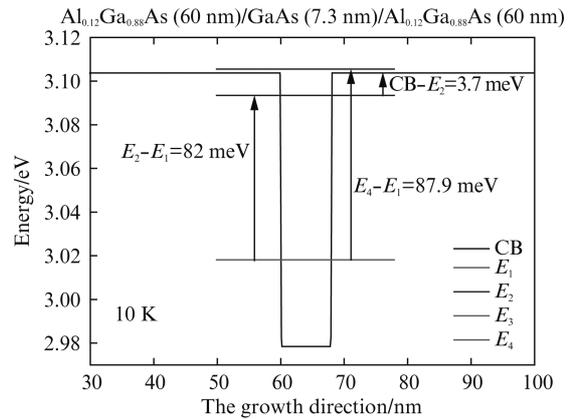


图 13 样品 524# 在 10 K 温度下能带计算示意图
Fig. 13 The schematic energy band diagram of sample 524# at 10 K

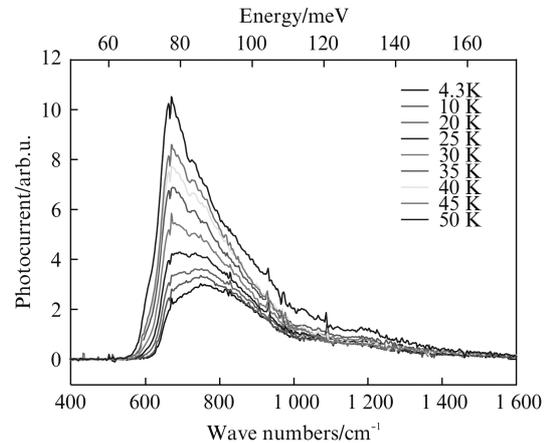


图 14 样品 524# 在偏置电压为 0.15 V 时不同温度下的光电流谱
Fig. 14 Spectral response curves for sample 524# at different temperature with 0.15 V bias

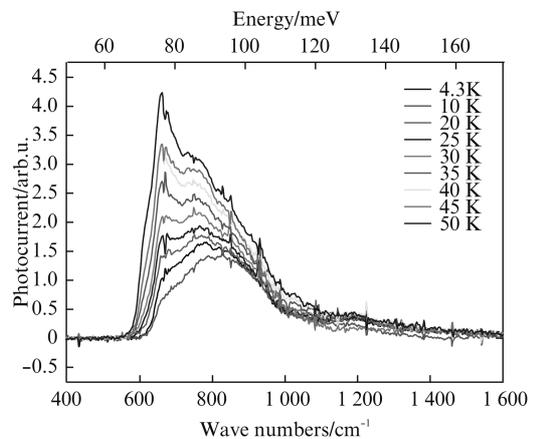


图 15 样品 522# 在偏置电压为 0.15 V 时不同温度下的光电流谱
Fig. 15 Spectral response curves for sample 522# at different temperature at 0.15 V bias

个器件峰值响应波长都会向长波方向移动,同时,光电流谱峰值相对大小也会随温度的升高而增大. 光电流谱峰值的移动变化表明了双激发态贡献的光电流呈现出竞争机制. 由于偏置电压只有 0.15 V, 此时隧穿机率很小, 温度的升高使得处于第一激发态的载流子活性增大, 热离化到连续态的概率增大. 此时, k_1 与 k_2 的比值将直接正比于给出第一激发态上光生载流子热离化到连续态上的几率 e_{th} , 该热离化的几率可以描述为^[21-22]:

$$e_{th} = \frac{\hbar\pi}{4m^*L_{QW}^2} \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right), \quad (6)$$

其中 $\Delta E = E_B - E_1$, E_B 为势垒能量, E_1 为第一激发态能量. 我们将图 14、15 中所示两个样品各个温度下的光谱数据由得到的两类激发态基准光谱进行拟合, 得到了不同偏压下 k_1 与 k_2 的比值 η_{th} . 采用公式 (6) 拟合数据可得到两种器件在 0.15 V 偏压下隧穿机率随温度倒数的变化特性曲线如图 16 所示. 从图中可以看到, 对于两个器件来说, 在相同的温度下, 524[#] 器件第一激发态贡献光电流的比例相对 522[#] 更大, 尤其在低温条件下.

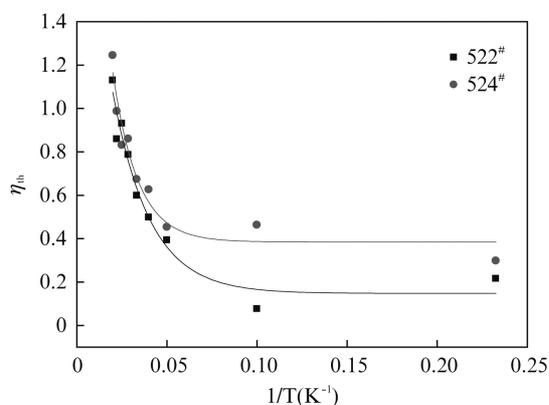


图 16 样品 522[#] 和 524[#] 在 0.15 V 偏压下第一激发态隧穿机率随温度倒数的变化特性

Fig. 16 A plot of the first excited state carrier's tunneling probability vs. reciprocal of temperature of sample 522[#] and 524[#] at 0.15 V bias

器件在 50 K 下暗电流测试结果如图 17 所示, 在同样的偏置电压下, 522[#] 器件暗电流约为 524[#] 一半. 两个器件峰值探测率结果如图 18 所示, 第一激发态更处于准束缚模式的 522[#] 器件具有最大的峰值探测率约 D_λ^* 为 $3.85 \times 10^{10} \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$, 略大于 524[#] 器件的 $3.55 \times 10^{10} \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$, 而 524[#] 器件在 1.6 V 以下偏压下探测率更具有优势.

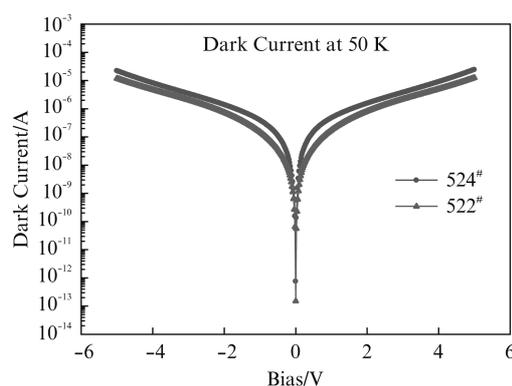


图 17 样品 522[#] 与 524[#] 在 50 K 下暗电流的大小
Fig. 17 The dark current of sample 522[#] and 524[#] at 50 K

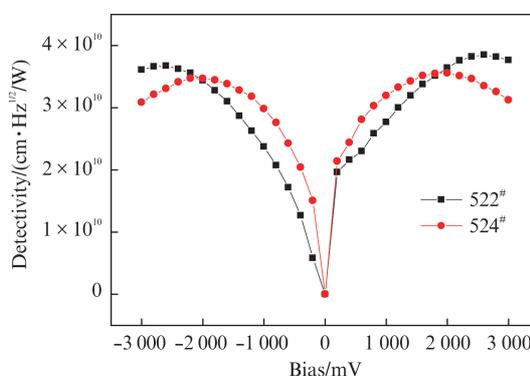


图 18 样品 522[#] 与 524[#] 在 50 K 温度下探测率大小与偏置电压关系

Fig. 18 Plot of detectivity vs. bias voltage of sample 522[#] and 524[#] at 50 K

3 结论

采用 GaAs/AlGaAs 甚长波量子阱结构和常规的 GaAs 工艺, 详细研究了甚长波量子阱红外探测器光电流谱随偏置电压与温度的变化. 在理论上提出了甚长波量子阱探测器双激发态模型, 阐明了甚长波量子阱红外探测器中双激发态的工作机理, 解释了光电流谱测试中所观测到的实验结果. 通过理论模型和实验结果, 确定了束缚-准束缚态跃迁模式中准束缚态的特性. 揭示了在甚长波量子阱红外探测器工作中束缚-准束缚态跃迁工作模式对于降低器件暗电流、提升器件工作温度的有效性. 本研究结果有助于更深入的理解量子阱第一激发态准束缚与准连续的特性, 可以为后续的量子阱红外探测器的器件性能优化设计提供必要的支撑.

References

- [1] Rogalski A. Recent progress in infrared detector technologies[J]. *Infrared Phys. Tech.* 2011, **54**(3): 136–154.
- [2] Gunapala S D, Ting D Z, Hill C J, *et al.* Large area III-V infrared focal planes [J]. *Infrared Phys. Tech.* 2011, **54**(3): 155–163.
- [3] Dong Sh, Li N, Chen S H, *et al.* Impact ionization in quantum well infrared photodetectors with different number of periods[J]. *J. Appl. Phys.* 2012, **111**(3): 034504.
- [4] Zhai ShQ, Liu JQ, Wang XJ, *et al.* 19 μm quantum cascade infrared photodetectors[J]. *Appl. Phys. Lett.* 2013, **102**(19): 191–120.
- [5] Rogalski A. Infrared Detectors for the Future [J]. *Acta Phys. Pol. A.* 2009, **116**(3): 389–406.
- [6] Gunapala S D, Bandara S V, Liu J K, *et al.* Quantum well infrared photodetector research and development at Jet Propulsion Laboratory[J]. *Infrared Phys. Tech.* 2001, **42**(3–5): 267–282.
- [7] Lu W, Li N, Zhen H L, *et al.* Development of an infrared detector: Quantum well infrared photodetector [J]. *Sci. Sin-Phys. Mech. Astron.* (陆卫, 李宁, 甄红楼, 等. *中国科学 G 辑 物理学 力学 天文学*), 2009, **52**(7): 969–977.
- [8] Li N, Guo F M, Xiong D Y, *et al.* 256times1 very long wavelength QWIP FPAs [J]. *Infrared and Laser Engineering.* (李宁, 郭方敏, 熊大元, 等. *红外与激光工程*), 2006, **35**(6): 756–758.
- [9] Coon D D, Karunasiri R P G. New mode of IR detection using quantum wells [J]. *Appl. Phys. Lett.* 1984, **45**(6): 649–651.
- [10] Levine B F, Choi K K, Bethea C G, *et al.* New 10 μm infrared detector using intersubband absorption in resonant tunneling GaAlAs superlattices [J]. *Appl. Phys. Lett.* 1987, **50**(16): 1092–1094.
- [11] Levine B F, Bethea C G, Choi K K, *et al.* Bound-to-extended state absorption GaAs superlattice transport infrared detectors [J]. *J. Appl. Phys.* 1988, **64**(3): 1591–1593.
- [12] Steele A G, Liu H C, Buchanan M, *et al.* Importance of the upper state position in the performance of quantum well intersubband infrared detectors [J]. *Appl. Phys. Lett.* 1991, **59**(27): 3625–3627.
- [13] Levine B F, Zussman A, Gunapala S D, *et al.* Photoexcited escape probability, optical gain, and noise in quantum well infrared photodetectors [J]. *J. Appl. Phys.* 1992, **72**(9): 4429–4443.
- [14] Gunapala S D, Park J S, Sarusi G, *et al.* 15- μm 128 \times 128 GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum well infrared photodetector focal plane array camera [J]. *IEEE Trans. on Electron Devices*, 1997, **44**(1): 45–50.
- [15] Gunapala S D, Liu J K, Park J S, *et al.* 9- μm cutoff 256 \times 256 GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum well infrared photodetector hand-held camera [J]. *IEEE Trans. on Electron Devices*, 1997, **44**(1): 51–57.
- [16] Schneider H, Liu H C. *Quantum Well Infrared Photodetectors: Physics and Applications* [M]. New York: Springer, 2007.
- [17] Gunapala S D, Bandara KM S V, Levine B F, *et al.* High performance InGaAs/GaAs quantum well infrared photodetectors [J]. *Appl. Phys. Lett.* 1994, **64**(25): 3431–3433.
- [18] Panand J L, Fonstad Jr C G. Theory, fabrication and characterization of quantum well infrared photodetectors [J]. *Materials Science and Engineering Reports*, 2000, **28**(3–4): 65–147.
- [19] Chang W H, Hsu T M, Huang C C, *et al.* Photocurrent studies of the carrier escape process from InAs self-assembled quantum dots [J]. *Phys. Rev. B*, 2000, **62**(11): 6959–6962.
- [20] Gonschorek M, Schmidt H, Bauer J, *et al.* Thermally assisted tunneling processes in In_xGa_{1-x}As/GaAs quantum-dot structures [J]. *Phys. Rev. B*, 2006, **74**(11): 115312(1–13).
- [21] Fu Y, Lu W. *Physics of Semiconductor Quantum Devices* [M]. Beijing: Science Press (傅英, 陆卫. *半导体量子器件物理*. 北京: 科学出版社), 2005.
- [22] Vurgaftman I, Meyer J R, Ram-Mohan L R. Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys [J]. *J. Appl. Phys.*, 2001, **89**(11): 5815–5875.

(上接 5 页)

- [6] Hesler J L. Planar Schottky Diodes in Submillimeter-Wavelength Waveguide Receivers. [D]. School of Engineering and Applied Science, University of Virginia, Charlottesville, United States, 1996.
- [7] Tang A. Y. Modelling of terahertz planar schottky diodes. [D]. Department of Microtechnology and Nanoscience, Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden, 2011.
- [8] Jeffrey L Hesler, Thomas W Crowe. NEP and Responsivity of THz Zero-Bias Schottky Diode Detectors [C]. *Infrared and Millimeter Waves*, 2007 and the 2007 15th International Conference on the Terahertz Electronics: 844–845.
- [9] Jeffrey L. Hesler, Thomas W. Crowe. Responsivity and Noise Measurements of Zero-Bias Schottky Diode Detector [C]. 18th Intl. Symp. Space Terahertz Techn., Pasadena, March 2007.
- [10] Lei Liu, Jeffrey L. Hesler, Haiyong Xu, *et al.* A Broadband Quasi-Optical Terahertz Detector Utilizing a Zero Bias Schottky Diode [J]. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, 2010, **20**(9): 504–506.
- [11] David M Pozar *Microwave Engineering (Third Edition)* [M]. Beijing: Publishing House of Electronic Industry (波扎, *微波工程* (第三版). 北京: 电子工业出版社), 2007.