

p-GaAs 同质结太赫兹探测器的优化与性能

钱 飞, 王天盟, 张月蘅*, 沈文忠

(上海交通大学 物理与天文系 人工结构及量子调控教育部重点实验室, 上海 200240)

摘要:从提高 p-GaAs 同质结太赫兹探测器量子效率出发,在考虑温度和偏压等参数的影响后,优化了谐振腔增强的 p-GaAs 同质结太赫兹探测器的材料及结构参数,使探测器的量子效率提高到了 17%。并计算了探测器的响应率、探测率和偏压、温度、光谱频率的关系,得到了最佳工作偏压(10~40 mV)、最佳工作温度(<8 K)和最大探测率($4.1 \times 10^{10} \text{ cm Hz}^{1/2}/\text{W}$)。而通过施加一对匹配的反射镜来构造谐振腔的设计,所能获得的极限量子效率为 26%,极限探测率和响应率分别为 $5.7 \times 10^{10} \text{ cm Hz}^{1/2}/\text{W}$ 、25.9 A/W。

关键词:p-GaAs 同质结太赫兹探测器;谐振器增强;量子效率;探测率
中图分类号:0047 文献标识码:A

Optimization and performance of p-GaAs homojunction THz detectors

QIAN Fei, WANG Tian-Meng, ZHANG Yue-Heng*, SHEN Wen-Zhong

(Key Laboratory of Artificial Structures and Quantum Control, Ministry of Education,
Department of physics and astronomy, Shanghai Jiao Tong university, Shanghai 200240, China)

Abstract: In order to improve the quantum efficiency of THz detectors made of p-GaAs homojunction, the effects of temperature and bias voltage were taken into account. By optimizing the materials and structure parameters of the resonant cavity enhanced p-GaAs HIWIP detectors, its quantum efficiency was increased to 17%. The relationships among the responsivity and detectivity of the detector, bias voltage, temperature and spectral frequency were simulated, leading to an optimized bias voltage range(10~40 mV), an optimal temperature(<8 K) and a maximum detectivity($4.1 \times 10^{10} \text{ cm Hz}^{1/2}/\text{W}$). By applying a pair of matched mirror, the ultimate quantum efficiency, the detectivity and the responsivity are 26%, $5.7 \times 10^{10} \text{ cm Hz}^{1/2}/\text{W}$ and 25.9 A/W, respectively.

Key words: p-GaAs homojunction THz detectors, resonant cavity enhance, quantum efficiency, detectivity

PACS: 78.20.-e

引言

高性能半导体太赫兹(THz)探测器在物理学、化学、医学、通信、检测、军事等不同领域有广阔的应用前景,是太赫兹器件发展的重要方向^[1-4]。太赫兹探测器发展的主要目标是拓展探测范围和提高器件性能。基于同质结内光发射功函数红外探测(HIWIP, Homojunction Interfacial Workfunction Internal Photoemission)概念的探测器,由于其结构简单、探测的截止波长任意可调、材料和工艺成熟,已经成为太赫兹探测器中的一个重要分支,受到了广泛关

注。多周期的发射层/本征层为这种同质结探测器的基本结构。其中发射层为重掺杂层,太赫兹吸收主要发生在这一部分。本征层为非掺杂层,主要负载偏置电压。其探测原理简单地说就是利用高掺杂和非掺杂同质结界面上的功函数差异,通过内光发射实现太赫兹探^[5]。从原理上讲,可以通过调节发射层的掺杂浓度来获得任意的截止波长,并且探测器的截止波长可以无限增大。因此,高性能的 HIWIP THz 探测器的研究无疑具有重要的意义。

到目前为止,W. Z. Shen 等人已经研究了不同结构参数的 GaAs HIWIP 探测器,量子效率普遍都

收稿日期:2013-10-16,修回日期:2014-06-14

Received date: 2013-10-16, revised date: 2014-06-14

基金项目:国家自然科学基金(11074167,91221201,61234005),863 计划(2011AA010205)。

Foundation items: Supported by the Natural Science Foundation of China(11074167,91221201,61234005), State 863 projects(2011AA010205)

作者简介(Biography):钱飞(1986-),男,江苏南通人,硕士研究生,主要研究领域为 GaAs 太赫兹探测器的理论计算。E-mail: qianfei1024@126.com

* 通讯作者(Corresponding author):E-mail: yuehzhang@sjtu.edu.cn

比较低,因而响应率和探测率也不高^[6-7]. 众所周知,量子效率是衡量探测器性能的一个重要指标,其大小将直接影响器件的响应率、探测率,提高量子效率是探测器迈向实用的关键. 量子效率偏低的问题在 Si HIWIP 探测器和 n-GaAs HIWIP 探测器中也同样存在. 为了解决这一矛盾, M. M. Zheng 以及 G. G. Deng 等人提出用一对相互匹配的反射镜,从理论上把 n-GaAs HIWIP 探测器的量子效率提高到了五倍,显示出谐振腔结构在 THz 波段的有效实现^[8-9]. 然而,到目前为止,针对 p-GaAs HIWIP 探测器并没有进行过细致的优化研究. 尽管 p-GaAs 和 n-GaAs HIWIP 探测器在研究方法上类似,但是由于两者载流子有效质量存在较大的差异,因此性能上也存在明显不同. 相比于 n-GaAs HIWIP,同样的截止波长下 p-GaAs HIWIP 探测器对光的吸收效率更高,因此更容易获得高的量子效率. 另外,以往关于 n-GaAs HIWIP 探测器优化过程中没有仔细地考虑过温度和偏压的影响. 而对于 THz 探测器而言,忽略温度和偏压的影响在很多情况下会造成一定的设计误差. 除此之外,设计谐振腔结构之后, p-GaAs HIWIP 探测器的性能如何也无从得知.

本文从提高器件性能出发,在考虑温度和偏压等参数的影响下,从理论上优化了谐振腔增强的 p-GaAs HIWIP 探测器的材料及结构参数,并在 4 THz 下对 p-GaAs HIWIP 探测器进行了细致的研究. 首先,采用菲涅尔系数矩阵法计算了 p-GaAs HIWIP 的腔体结构对量子效率的影响,设计了底部金层反射镜,把量子效率提高到 17%; 然后计算了优化后器件的暗电流和偏压、温度的关系; 最后,研究了探测器的响应率、探测率和偏压、温度、光谱频率的关系,得到了探测器的最佳工作偏压、最佳工作温度和最大探测率. 此外,还计算了这种谐振腔增强的 p-GaAs 探测器可能获得的极限量子效率和极限探测率.

1 腔体结构优化

p-GaAs HIWIP 探测器的结构示意图如图 1 所示. 从上到下依次是顶部金属电极、顶部接触层、顶部发射层、 N 个周期的本征层和发射层、底部本征层、底部金属电极、底部接触层、底部缓冲层和衬底. 其中从顶部发射层到底部本征层这部分我们称之为探测器腔体. 当一束光入射到探测器光学窗口之后,会在探测器内部产生光生载流子,探测器对光生载流子的收集涉及到三个步骤: 首先光在重掺杂的发射层中被吸收产生自由载流子,然后自由载流子被

输运到发射层和本征层之间的界面附近,最后载流子在电场的作用下越过界面势垒被收集形成电流. 因此,探测器的量子效率 η 应该是光吸收率 A 、内光发射率 V_b 以及势垒收集率 η_c 三部分的乘积,即 $\eta = A\eta_b\eta_c$. $\eta_b = \exp(-d_e/L_z)$, 其中 d_e 为发射层厚度, L_z 为非弹性散射的平均自由程,一般取 $200 \sim 300 \text{ \AA}$ ^[10]. $\eta_c = \exp(-x_m/L_s)$, $x_m = (q/16\pi \epsilon_0 \cdot \epsilon_s F)^{1/2}$, $F = V_b/d_i$ 是本征区的电场, V_b 是偏压, q 是电子电量, ϵ_0 为真空介电常数, ϵ_s 是低频介电常数. 计算量子效率时,偏压 V_b 取 20 mV. d_i 是本征层的厚度, L_s 为载流子在本征区的扩散长度,计算中取 276 \AA ^[11]. 于是量子效率 $\eta = A \exp(-d_e/L_z) \exp(-x_m/L_s)$. 响应率 $R = q\eta\lambda/hc$, 探测率 $D^* = A_D^{1/2} R/I_i$, I_i 为总的噪声电流, h 是普朗克常数. 对于 HIWIP 探测器,总的噪声电流 $I_i = [2q(I_b + I_d)]^{1/2}$ 主要受到背景光电流 $I_b = q\eta Q_b A_D$ 和暗电流 I_d 的影响^[12]. 我们假定入射光的场角 (FOV) 为 180° , 则背景光子数通量 $Q_b = \int \pi L_B(\lambda) \delta(\lambda) d\lambda$, 其中 $L_B(\lambda)$ 是光子幅度, $\delta(\lambda)$ 是吸收谱线型^[13], λ 是探测器的探测波长, $A_D = 1 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ 是探测器的面积.

为了计算多层膜系中的光吸收,采用菲涅尔系

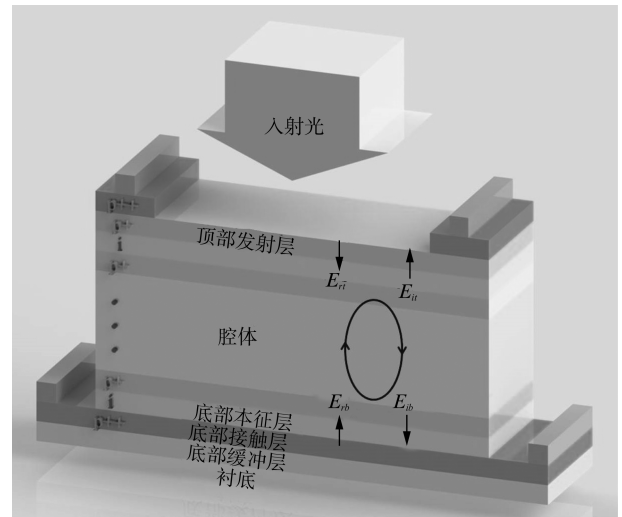


图 1 p-GaAs HIWIP 探测器结构示意图. p^{++} 、 p^+ 和 i 分别表示接触层、发射层和本征层,顶部开有光学窗口. E_{ri} 、 E_{ri} 、 E_{ib} 和 E_{ib} 分别表示顶部反射镜和底部反射镜的入射、入射电场矢量

Fig. 1 The schematic structure of p-GaAs HIWIP THz detector. p^{++} , p^+ , and i denote the contact layer, emitter layer, and intrinsic layer, respectively. The optical window is opened on the top. E_{ri} , E_{ri} , E_{ib} and E_{ib} are the internal incident and reflective electric field vector at the top mirror and bottom mirror

数矩阵法,每层介质的复折射率 $\tilde{n} = [\varepsilon_{\infty} (1 - \omega_p^2 / (\omega^2 + i\omega_0\omega)) + \omega_{TO}^2 (\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}) / (\omega_{TO}^2 - \omega^2 - i\gamma_p\omega)]^{1/2}$, 其中 $\omega = 2\pi c/\lambda$ 是入射光的频率. $\omega_p = (N_d q^2 / \varepsilon_0 \varepsilon_s m^*)^{1/2}$ 为等离子激元的频率, N_d 是掺杂浓度, m^* 是 p-GaAs 中载流子的有效质量. $\omega_0 = 1/\tau$, τ 是自由载流子的弛豫时间. ε_{∞} 是高频介电常数, $\gamma_p = 0.25 \times 10^{-3} q/h$ 是阻尼常数, ω_{TO} 是横光学声子的圆频率, 考虑温度 T 的影响后, $\varepsilon_s = 12.4(1 + 1.2 \times 10^{-4} T)$, $\varepsilon_{\infty} = 10.60(1 + 9 \times 10^{-5} T)$, $\omega_{TO} = 33.81(1 - 5.5 \times 10^{-5} T) q/h$ [14].

为了保证良好的欧姆接触,顶部接触层和底部接触层的掺杂浓度取为 $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. 在优化探测器结构参数时,假定工作温度是液氦温度 4.2 K,偏压是 20 mV,探测的是 4 THz 的入射光. 下面,首先从提高量子效率为出发点来优化探测器的腔体结构参数: 周期数 N , 发射层掺杂浓度 N_d , 发射层和本征层的厚度 d_e 、 d_i .

从量子效率的表达式中不难看出,提高 HIWIP 腔体内的光吸收率 A 是提高量子效率最有效的方法. 提高光吸收率 A 的方法有两种: 一是增加掺杂的发射层的数目,二是增加发射层的吸收系数 α [7]. 之前的研究表明,适当增加周期数 N 能够有效提高量子效率,但是 N 受到碰撞离子化条件的约束,并不是越大越好. 根据计算,必须小于 21 [11], 故本文计算中取 $N = 20$. 为了获得较高的吸收系数,发射层的掺杂浓度 N_d 应较高. 但是 N_d 并不能过高,过高的掺杂浓度会使器件的界面截断性变差,而且暗电流也会增大,势必会严重影响探测器的性能. 因此,在选择 N_d 时,必须同时考虑其与暗电流的关系. 在无光照的情况下,探测器中的电子有可能会通过热激发或者隧穿效应越过势垒,根据电子能量的不同,可能有三种暗电流成分: 热发射暗电流 (I_{TE})、热场发射暗电流 (I_{TFE}) 和场发射暗电流 (I_{FE}). I_{TE} 的计算可以利用理查森-杜什曼方程, I_{TFE} 和 I_{FE} 可以利用隧穿理论来计算 [12].

图 2 给出了偏压 $V_b = 20 \text{ mV}$ 、 $T = 4.2 \text{ K}$ 情况下,暗电流随着掺杂浓度的变化曲线. I_{TFE} 远大于其他两种暗电流,总的暗电流 I_{SUM} 基本等于热场发射电流 I_{TFE} . 当 $N_d = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 时,暗电流 I_{SUM} 还比较小,之后开始迅速增大,因此 N_d 取 $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 较为合适,此时对应的截止波长 ($\lambda_c \sim 100 \text{ } \mu\text{m}$) 恰好包含 4 THz 波段.

发射层的厚度 d_e 和本征层厚度 d_i 分别会影响

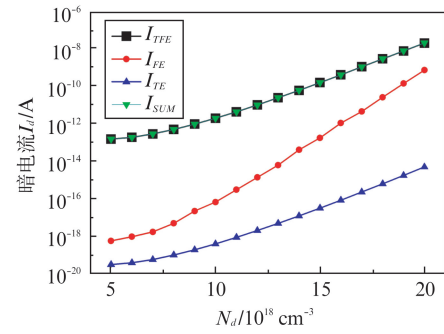


图 2 $V_b = 20 \text{ mV}$ 、 $T = 4.2 \text{ K}$ 时,探测器腔体中三种暗电流与掺杂浓度 N_d 的关系. 绿线表示总的暗电流
Fig. 2 The dependence of the three compositions of dark current on the doping concentration with bias voltage $V_b = 20 \text{ mV}$ and temperature $T = 4.2 \text{ K}$. The green line is the total dark current

内光发射率 η_b 以及势垒收集率 η_c , 从而影响量子效率. 图 3 表示的是量子效率 η 与 d_e 、 d_i 的关系. 当 d_i 一定时, η 总是随着 d_e 的增大,先增大后减小. 这是因为当发射层的厚度增加时,虽然吸收率 A 增加了,但是内光发射率 $\eta_b = \exp(-d_e/L_z)$ 反而会下降. 同时我们还注意到,当 d_e 一定时, η 随着 d_i 的增大上下起伏,这是因为 d_i 会影响光场分布,另外 d_i 的增大还会严重影响势垒收集率,因而会影响量子效率. 从图中可知,当 $d_e = 20 \text{ nm}$, $d_i = 233 \text{ nm}$ 时,量子效率达到最大值 6.3%. 至此,我们完成了探测器腔体结构的优化: 周期数 $N = 20$, $N_d = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $d_e = 20 \text{ nm}$, $d_i = 233 \text{ nm}$.

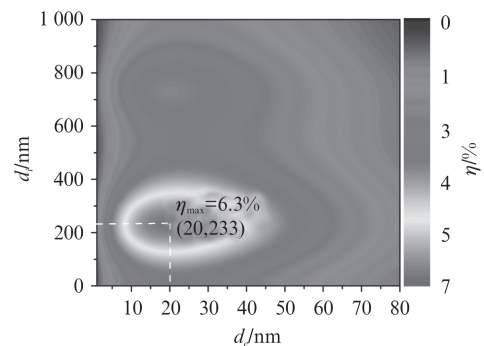


图 3 4 THz 条件下,量子效率随发射层的厚度 d_e 和本征层的厚度 d_i 的变化关系
Fig. 3 The dependence of the quantum efficiency on the thicknesses of the undoped and doped GaAs layers in the cavity under 4 THz

2 谐振腔

通过腔体结构的优化,腔体内的吸收率达到

35%,量子效率仅为6.3%。为了详细了解器件中各部分的光吸收情况,需要分析探测器中的能流分布图,如图4中的红色曲线所示。假定光线从探测器光学窗口垂直入射,则有80%的能量进入探测器,经过100 nm厚的顶部发射层时有10%被消耗,接着经过20周期的发射层和本征层以及底部本征层后,还剩下45%的能量。此后,这些能量进入到对光电流没有贡献的底部接触层,并有26%的能量透射出探测器。不难看出,只有35%的能量被探测器腔体吸收,其余的65%都对光电流没有贡献,因而探测器量子效率并不高。

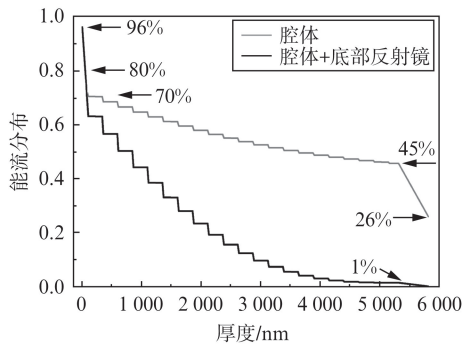


图4 探测器内部从上到下各层的能流分布情况,0 nm 的位置代表空气与探测器界面。绿线是加了底部金层反射镜后的能流分布,红线是未加底部反射镜时的能流分布

Fig.4 The energy flux distribution in different layers of the detector from top to bottom. The location at 0 nm denotes the interface between the air and the detector. The green and red lines show energy flux distribution of device with and without bottom gold mirror, respectively

为了进一步提高量子效率,可以在探测器的上下设计一对相互匹配的反射镜,让能量在腔体内形成谐振,多次经过腔体的发射层而被多次吸收,从而有效的提高量子效率。在设计反射镜之前,先定义反射镜的振幅反射率和相位。定义顶部反射镜的振幅反射率 $r_t = |E_{rt}/E_{it}|$, 相位 $\varphi_t = \arg(E_{rt}/E_{it})$, 底部反射镜的振幅反射率 $r_b = |E_{rb}/E_{ib}|$, 相位 $\varphi_b = \arg(E_{rb}/E_{ib})$ 。其中 E_{rt} 、 E_{it} 、 E_{rb} 和 E_{ib} 是图1中顶部和底部反射镜表面上的电场。

从上文可知,多达26%的能量透射出探测器,底部反射镜的作用在于把这些能量尽可能多的反射回探测器腔体内。那么,底部反射镜的振幅反射率应该尽可能高。M. M. Zheng 等已经研究过 GaAs 和金层作为底部反射镜对提高探测器量子效率的作用,研究表明,金因其高的反射率 (>99%) 而具有

很好的效果^[7]。这种结构同样也适用于本文所设计的探测器。因此,在图1中底部接触层之下加上一层本征 GaAs 和一层金层 (GaAs 在上,金层在下),与底部接触层一起构成底部反射镜。此时顶部发射层和空气形成的自然界面相当于顶部反射镜(称之为自然界面镜),与底部反射镜构成了谐振腔。

图5给出了量子效率 η 与底部反射镜中本征层厚度 d_{ib} 、金层厚度 d_{gb} 的关系。当 d_{ib} 一定时,量子效率 η 先随着 d_{gb} 的增大而迅速增大, $d_{gb} > 75$ nm 后就几乎不变,这是因为金的穿透深度很小。而当 d_{gb} 一定时, η 随着 d_{ib} 的增大而小幅减小,因为 d_{ib} 会小幅影响光场分布。由图可知 $d_{ib} = 0$ nm, $d_{gb} > 75$ nm 时量子效率 η 达到最大值 ~17%,为不加底部反射镜的2.7倍。另外,从图中还可以看到,当 d_{gb} 一定时,量子效率对 d_{ib} 不敏感。因此,只需在器件制备完成之后,在本征 GaAs 衬底背面镀上金层即可。制备工艺简单,器件性能却得到很大提高。加上底部金层反射镜之后,探测器腔体内能流的分布情况,如图4中绿线所示。此时,探测器腔体内的吸收高达95%,只有4%的能量被反射和1%能量消耗在底部接触层中,导致了量子效率的大幅提高。

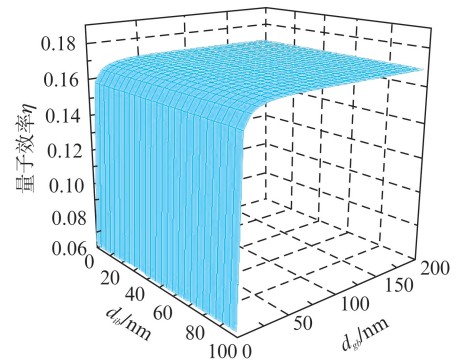


图5 腔体结构优化后,探测器的量子效率和底部反射镜的本征层厚度 d_{ib} 和金层厚度 d_{gb} 的关系

Fig.5 The dependence of the quantum efficiency on the thicknesses of the undoped GaAs layer and Gold layer in the bottom mirror after the optimization of the cavity

底部反射镜对能量的利用率已经高达95%,那么顶部反射镜的设计是否能够进一步提高量子效率?为此,我们计算了顶部反射镜对量子效率的影响。根据菲涅尔系数矩阵法,在不考虑具体的顶部反射镜材料和结构的情况下,可以把任意复杂结构的顶部反射镜等效为振幅反射率为 r_t 、相位为 φ_t 的单层界面。图6是探测器的量子效率与顶部反射镜的

r_t 和 φ_t 的关系图. 从图中可以知道, 当顶部反射镜的相位 $\varphi_t = -0.1\pi$ 时, 量子效率总是取得极大值. 并且当顶部反射镜的振幅反射率 $r_t = 82\%$ 时取得极限值 26% (此时, 对应腔体内的吸收率 $\sim 99\%$). 也就是说, 对于优化后的 p-GaAs HIWIP 探测器而言, 通过施加一对匹配的反射镜来构造谐振腔这种设计, 所能获得的极限量子效率为 26% . 我们称 $\varphi_t = -0.1\pi, r_t = 82\%$ 的界面为顶部理想反射界面.

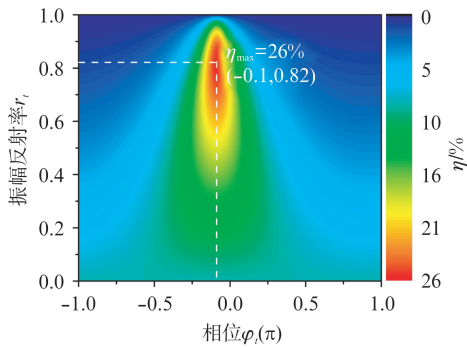


图6 加了顶部理想反射界面后, 探测器的量子效率随顶部反射镜的振幅反射率 r_t 和相位 φ_t 的变化关系

Fig. 6 The dependence of the quantum efficiency on the reflectivity r_t and phase shift φ_t with an ideal top reflection interface

3 性能研究

针对优化好的谐振腔增强的 p-GaAs HIWIP 探测器, 进一步研究了各项性能. 由于暗电流的大小是衡量器件性能的一个重要指标, 因此, 了解优化好的 p-GaAs HIWIP 探测器的暗电流特性很有必要. 图 7 给出了 $T = 4.2$ K 下, 暗电流 I_d 和偏压 V_b 的关系. 偏压不仅会影响探测器能带结构, 而且会影响载流子的漂移速度, 所以当偏压 V_b 增大时, 总的暗电流 I_{SUM} 增大. 当器件工作在很低的温度下, 并且偏压较小的情况下, 暗电流以热场发射暗电流 I_{TFE} 为主. 随着 V_b 逐渐增大, I_{FE} 会迅速增大, 并在 $V_b = 61$ mV 时超过 I_{TFE} 成为影响暗电流的主要因素. 因此, 对于 $N_d = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 的器件, 若电压超过 61 mV, 暗电流将对电压的变化很敏感.

图 8 则给出了 $V_b = 20$ mV 时, 暗电流 I_d 和温度 T 的关系. 从图中可以看出, 在偏压不太大的情况下, 温度 T 对热场发射暗电流 I_{TE} 影响最大, 热场发射暗电流 I_{TFE} 次之, 而场发射暗电流 I_{FE} 几乎不随温度改变. 温度一旦超过 18 K, 热发射电流将超过热场发射暗电流, 成为影响暗电流的主要因素. 图 8 中的

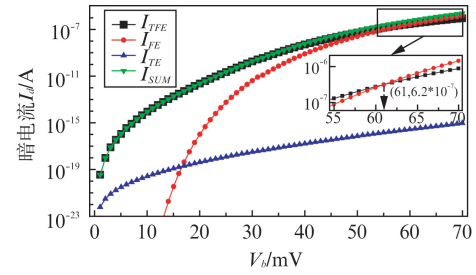


图7 4.2 K 下, 三种暗电流和偏压 V_b 的关系. 插图是 55 mV ~ 70 mV 时, 热场发射暗电流 I_{TFE} 和场发射暗电流 I_{FE} 的变化曲线的局部放大

Fig. 7 The dependence of the three compositions of dark current on bias voltage with $T = 4.2$ K. Shown in the inset is the partly magnified I_{TFE} and I_{FE}

插图给出了温度在 4 K 到 12 K 之间时探测器的暗电流 I_d 和背景光电流 I_b . 当温度高于 8 K 暗电流 I_d 将超过背景光电流 I_b 并迅速增大, 这说明只有当温度低于 8 K 时, 探测器才工作于背景光电流限制模式, 即探测器的 T_{blip} 为 8 K.

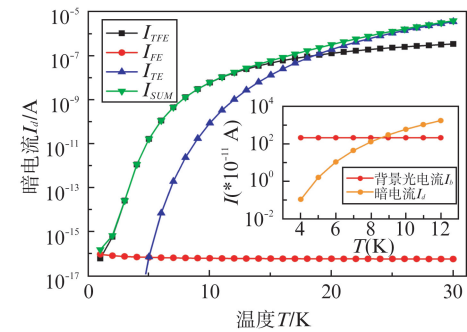


图8 20 mV 下, 三种暗电流和温度 T 的关系. 插图是 4 ~ 12 K 时, 暗电流 I_d 和背景光电流 I_b 随温度的变化曲线. 两者在 8 K 附近相等

Fig. 8 The dependence of the three compositions of dark current on bias voltage with $V_b = 20$ mV. Shown in the inset is the temperature dependence of dark current and background photocurrent, which equals to each other at 8 K

响应率和探测率是表征探测器性能的最重要的两个参数. 图 9 表示 $T = 4.2$ K 时, 优化后的 p-GaAs HIWIP 探测器的探测率 D^* 以及响应率 R 随偏压 V_b 的变化曲线. (a)、(b) 分别表示加了自然界面镜和顶部理想反射界面时的情况. V_b 较小时, D^* 比较小, 这是由于小偏压下探测器的量子效率、响应率 R 较小 (如插图所示). 当 V_b 增大到一定数值后, 探测率又会因为噪声电流 I_n 的增大而减小. V_b 在 28 mV 左右时, 对于两种不同的顶部反射镜情况, 探测器分别达到最大探测率 $3.9 \times 10^{10} \text{ cm Hz}^{1/2}/\text{W}$ 和 $4.9 \times$

$10^{10} \text{ cm Hz}^{1/2}/\text{W}$. 当 V_b 超过 35 mV 后, 由于噪声电流 I_n 迅速增大, D^* 急剧降低, 探测器性能显著恶化. 因此, 为保证足够高的探测率 D^* , 探测器的最佳工作偏压应该 10 ~ 40 mV.

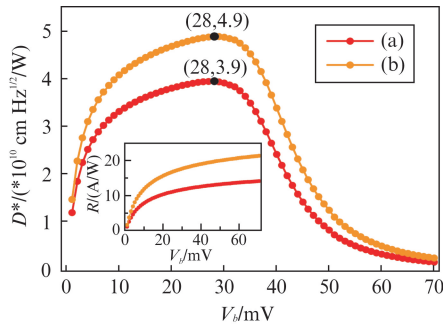


图 9 4.2 K 下, 探测器的响应率和探测率和偏压的关系. (a)、(b) 分别表示理想反射界面和顶部自然界面镜的情况

Fig. 9 The dependence of responsivity and detectivity of detectors on bias voltage with $T = 4.2 \text{ K}$. (a) and (b) correspond to the cases of native interface top mirror and ideal top reflection interface, respectively

图 10 是 $V_b = 20 \text{ mV}$ 时, 自然界面镜和顶部理想反射界面情况下, 探测率 D^* 随温度 T 的变化曲线. 插图是对应的响应率 R 和温度的关系, 在所给的温度区间内, R 几乎不变. 而温度对探测器暗电流的显著影响已由图 8 给出, 所以温度主要通过影响噪声电流来影响探测率. 从图中可以看出, 当温度超过 8 K 时, 探测器的 D^* 开始迅速降低. 所以, 探测器的最佳工作温度应该在 8 K 以下, 探测率分别为 $3.8 \times 10^{10} \text{ cm Hz}^{1/2}/\text{W}$ 和 $4.7 \times 10^{10} \text{ cm Hz}^{1/2}/\text{W}$.

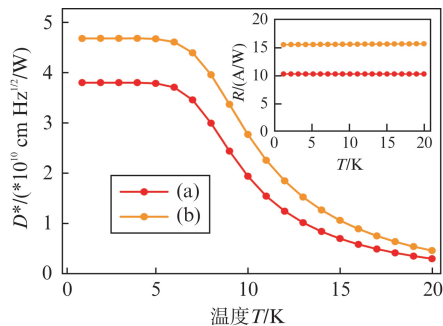


图 10 20 mV 下, 探测器的响应率、探测率和温度的关系. (a)、(b) 分别表示自然界面镜和顶部理想反射界面优化的情况

Fig. 10 The dependence of responsivity and detectivity of detectors on temperature with $V_b = 20 \text{ mV}$. (a) and (b) correspond to the cases of native interface top mirror and ideal top reflection interface, respectively

图 11 给出了 $T = 4.2 \text{ K}$ 、 $V_b = 20 \text{ mV}$ 时, 探测器对光谱的响应. (a)、(b) 分别表示加了自然界面镜和顶部理想反射界面时的情况. 从图中可以看到, D^* 曲线的变化规律和 R 曲线基本一致, 探测器对光谱的峰值响应都在 4 THz 附近. 所设计的器件峰值探测率为 $4.1 \times 10^{10} \text{ cm Hz}^{1/2}/\text{W}$, 要优于 W. Z. Shen 等人得到的结果^[5-6]. 而对于 4 THz 的 p-GaAs HIWIP 探测器而言, 通过施加一堆匹配的反射镜来构造谐振腔这种设计, 所能获得的极限探测率和响应率分别为 $5.7 \times 10^{10} \text{ cm Hz}^{1/2}/\text{W}$ 、 25.9 A/W .

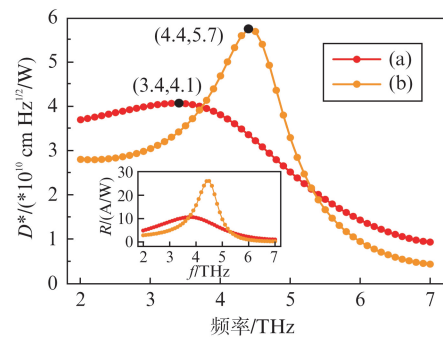


图 11 4.2 K、20 mV 条件下, 探测器的响应率、探测率和频率的关系. (a)、(b) 分别表示自然界面镜和顶部理想反射界面优化的情况

Fig. 11 The dependence of responsivity and detectivity of detectors on spectral frequency with $T = 4.2 \text{ K}$ and $V_b = 20 \text{ mV}$. (a) and (b) correspond to the cases of native interface top mirror and ideal top reflection interface, respectively

4 结论

通过优化谐振器增强的 p-GaAs HIWIP 探测器的材料和结构参数, 使量子效率提高到了 17%, 为施加底部反射镜之前的 2.7 倍. 这种通过施加一堆匹配的反射镜来构造谐振腔的设计, 所能获得的极限量子效率为 26%. 优化后的谐振器增强的 p-GaAs HIWIP 探测器 $T_{bilp} = 8 \text{ K}$, 最佳工作偏压在 10 ~ 40 mV, 所能获得的极限探测器和响应率分别为 $5.7 \times 10^{10} \text{ cm Hz}^{1/2}/\text{W}$ 、 25.9 A/W . 而设计的探测器的探测率 ($4.1 \times 10^{10} \text{ cm Hz}^{1/2}/\text{W}$) 与极限探测率非常接近.

References

- [1] YAO Jian-Quan. Introduction of THz-wave and its applications [J]. *Journal of Chongqing University of Posts and Telecommunications (Natural Science)* (姚建铨. 太赫兹技术及其应用. 重庆邮电大学学报(自然科学版)), 2010, 22 (6): 703 - 707.

- [2] WEI Hua. The prospects for THz detection techniques development [J]. *Infrared Technology* (魏华. 太赫兹探测技术发展展望. 红外技术), 2010, **32**(4): 231–234.
- [3] CAO Jun-Cheng. Semiconductor terahertz sources, detectors and applications[M]. Beijing: Science Press (曹俊诚. 半导体太赫兹源、探测器与应用. 北京: 科学出版社), 2012: 5–7.
- [4] YANG Guang-Kun, YUAN Bin, XIE Dong-Yan, *et al.* Analysis on the use of THz technology in the military application [J]. *Laser & Infrared* (杨光鲲, 袁斌, 谢东彦等. 太赫兹技术在军事领域的应用. 激光与红外), 2011, **41**(4): 376–380.
- [5] SHEN Wen-Zhong. Novel Homo Junction Far-infrared Detectors [J]. *J. Infrared Millim. Waves* (沈文忠. 新型同质结构远红外探测器. 红外与毫米波学报), 2000, **19**(3): 161–168.
- [6] Perera A G U, Yuan H X, Gamage S K, *et al.* GaAs multi-layer $p^+ - i$ homo junction far-infrared detectors [J]. *J. Appl. Phys.*, 1997, **81**(7): 3316–3319.
- [7] SHEN Wen-Zhong, Perera A G U Francombe, M H, *et al.* Effect of emitter layer concentration on the performance of GaAs p-i homo junction far-infrared detectors: a comparison of theory and experiment [J]. *IEEE Trans. Electron Devices*, 1998, **45**(8): 1671–1677.
- [8] ZHENG Mei-Mei, ZHANG Yue-Heng, SHEN Wen-Zhong. Performance optimization of resonant cavity enhanced n-GaAs homo junction far-infrared detectors: A theoretical study [J]. *J. Appl. Phys.*, 2009, **105**(8): 4515–4520.
- [9] DENG Guo-Gui, ZHANG Yue-Heng, SHEN Wen-Zhong. Design of a top mirror for the n-GaAs homo junction far-infrared/terahertz detectors [J]. *J. Appl. Phys.*, 2010, **108**(7): 4509–4513.
- [10] A G U Perera, H X Yuan, M H Francombe. Homo junction internal photoemission far-infrared detectors: Photoreponse performance analysis [J]. *J. Appl. Phys.*, 1995, **77**(2): 915–924.
- [11] SHEN Wen-Zhong, A G U Perera, LIU Hui-Chun, *et al.* Bias effects in high performance GaAs homo junction far-infrared detectors [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1997, **71**(18): 2677–2679.
- [12] Yuan H X, Perera A G U, Dark current analysis of Si homo junction interfacial work function internal photoemission far-infrared detectors [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1995, **66**(17): 2262–2264.
- [13] Harald Schneider, LIU Hui-Chun. Quantum well Infrared photodetectors: Physics and Applications[M]. New York: Springer Publishing Company, 2007, 71–72.
- [14] Blakemore J S. Semiconducting and other major properties of gallium arsenide [J]. *J. Appl. Phys.*, 1982, **53**(R123).

(上接 13 页)

References

- [1] John G. E, Mitral V, Gerald S. B, *et al.* High Power Diode Laser Arrays [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1992, **28**(4): 952–965.
- [2] Treusch H G, Ovtchinnikov A, He X, *et al.* High-brightness semiconductor laser sources for materials processing: stacking, beam shaping, and bars [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2000, **6**(4): 601–614.
- [3] Ziegler M, Tomm J W, Elsaesser T, *et al.* Real-time thermal imaging of catastrophic optical damage in red-emitting high-power diode lasers [J]. *Applied Physics Letters*, 2008, **92**(10): 103514.
- [4] Qiao Y B, Feng S W, Xiong C, *et al.* Spatial hole burning degradation of AlGaAs/GaAs laser diodes. *Applied Physics Letters*, 2011, **99**(10): 103506.
- [5] Bull S, Tomm J W, Larkins E C. Identification of degradation mechanisms in high-power laser bars using by-emitter degradation studies [J]. *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, 2008, **19**(1): s145–s149.
- [6] Tomm J W, Ziegler M, Oudart M, *et al.* Gradual degradation of GaAs-based quantum well lasers, creation of defects, and generation of compressive strain [J]. *physica status solidi (a)*, 2009, **206**(8): 1912–1915.
- [7] Rinner F, Rogg J, Kelemen M T, *et al.* Facet temperature reduction by a current blocking layer at the front facets of high-power InGaAs/AlGaAs lasers [J]. *Journal of applied physics*, 2003, **93**(3): 1848–1850.
- [8] Hempel M, Tomm J W, Hennig P, *et al.* Emission properties of diode laser bars during pulsed high-power operation [J]. *Semiconductor Science and Technology*, 2011, **26**(9): 092001.
- [9] Liu X, Hu M H, Caneau C G, *et al.* Thermal management strategies for high power semiconductor pump lasers [J]. *IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies*, 2006, **29**(2): 268–276.
- [10] Fukuda M. Reliability and degradation of semiconductor lasers and LEDs[M]. Boston: Artech House, 1991.
- [11] Laikhtman B, Gourevitch A, Westerfeld D, *et al.* Thermal resistance and optimal fill factor of a high power diode laser bar [J]. *Semiconductor science and technology*, 2005, **20**(10): 1087–1095.
- [12] Amuzvi C K, Bull S, Tomm J W, *et al.* The impact of temperature and strain-induced band gap variations on current competition and emitter power in laser bars [J]. *Applied Physics Letters*, 2011, **98**(24): 241108.
- [13] Qiao Y, Feng S, Xiong C, *et al.* The thermal properties of AlGaAs/GaAs laser diode bars analyzed by the transient thermal technique [J]. *Solid-State Electronics*, 2013, **79**: 192–195.
- [14] Li J, Feng S, Zhang G, *et al.* Thermal analysis of high power laser diodes with multiple emitters [J]. *Infrared and Laser Engineering* (李静婉, 冯士维, 张光沉, 等. 多发光区大功率激光器的热特性分析. 红外与激光工程), 2012, **41**(8): 2027–2032.
- [15] Martín-Martín A, Avella M, Iñiguez M P, *et al.* Thermomechanical model for the plastic deformation in high power laser diodes during operation [J]. *Journal of Applied Physics*, 2009, **106**(7): 073105.
- [16] Ziegler M, Weik F, Tomm J W, *et al.* Transient thermal properties of high-power diode laser bars [J]. *Applied physics letters*, 2006, **89**(26): 263506.