

光伏碲镉汞探测器在波段内连续激光辐照下的非线性响应机理研究*

江天¹⁾²⁾ 程湘爱^{1)2)†} 郑鑫¹⁾ 许中杰¹⁾ 江厚满¹⁾ 陆启生¹⁾

1) (国防科学技术大学, 光电科学与工程学院, 长沙 410073)

2) (光电信息控制和安全技术重点实验室, 三河 065201)

(2012年2月27日收到; 2012年4月16日收到修改稿)

利用波段内连续激光, 辐照禁带宽度为 0.33 eV 的中波光伏碲镉汞探测器. 实验结果表明, 随着辐照激光光强的逐渐增大, 探测器从线性响应过渡为非线性响应. 当探测器进入非线性状态, 探测器的开路电压随激光光强的增大而减小, 且在激光开启辐照时开路电压信号迅速下跳, 在激光停止辐照时开路电压信号迅速上跳. 通过考虑激光辐照下探测器的温度场分布以及温度对 p-n 结内建电场的影响, 结合考虑机械快门在开启和关闭时对激光光强变化的影响, 建立了光伏探测器在波段内连续激光辐照下的解析模型, 模型计算结果与实验结果吻合得较好. 研究表明, 激光辐照过程中的非线性响应, 主要由温度对 p-n 结内建电场的影响决定, 激光开启和关闭时的开路电压的幅值是由光强和温度共同决定.

关键词: 波段内连续激光, 光伏碲镉汞探测器, 非线性响应, 过饱和现象

PACS: 73.40.Lq, 73.50.Lw, 73.50.Pz

1 引言

半导体器件对光子的吸收和响应机制一直是半导体技术领域的重点基础研究工作. 近年来, 随着激光技术的迅猛发展, 使得半导体器件在强光辐照下的响应机理成为国内外研究的热点问题^[1-10]. 半导体光电探测器在激光辐照下的效应研究不仅可以揭示激光辐照半导体器件的响应规律, 还可以提供有关半导体电子能带结构、束缚和自由载流子行为特征等物理性质. 这些研究成果在改善探测器的性能方面发挥着重要作用.

碲镉汞 ($\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$) 探测器可以通过改变材料组分 x 的配比来改变探测器的光谱响应. 这种探测器具有高探测率和高响应度的特点, 是一种极其重要的红外探测器, 所以 HgCdTe 探测器在强光辐照下的非线性响应问题倍受人们的重视. 目前, 在强光辐照光伏 HgCdTe 探测器方面已开展了一定

的工作, 但大多集中在对探测器破坏阈值的测量和非线性响应现象的观测, 对实验中出现的非线性响应现象大多限于定性描述和猜测性解释^[11-15]. 目前已报道的强光辐照光伏 HgCdTe 的非线性现象有混沌、“零压”输出和“双耳”现象. 所谓“零压”输出, 是指强光辐照过程中探测器输出电压基本为零的现象; 所谓“双耳现象”, 是指激光开启辐照瞬间输出信号迅速下跳和激光停止辐照瞬间输出信号迅速上跳的现象^[16-18]. 传统的漂移扩散模型只能描述弱光辐照时的线性响应现象, 对于强光辐照下的非线性响应不能给出合理的解释, 因此揭示强光与光电探测器相互作用机理, 具有重要的理论价值和现实意义.

2 实验现象

本文所使用的光伏 HgCdTe 探测器是由上海

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号:1030110) 资助的课题.

† E-mail: xiang.ai.cheng@126.com

技术物理研究所提供, 探测器的结构示意图如图 1 所示. 器件的光敏元直径为 2.5 mm, 激光均匀垂直辐照在探测器的光敏面上, 电极位于探测器芯片的两端, 芯片用环氧树脂胶粘于 Al_2O_3 基底上, Al_2O_3 用低温清漆胶固定在铝块上, 铝块用螺丝固定在铜块上, 整个探测器封装在液氮制冷的杜瓦瓶内, 探测器的工作温度约为 77 K, 在紫铜块上安装有测温电阻, 可以实时监测激光辐照过程中紫铜的温度变化情况. 探测器芯片的结构如图 2 所示, 芯片 n 型层厚度为 1 μm , p 型层厚度为 400 μm . 探测器的工作波段为 3—4.7 μm , 如图 3 所示.

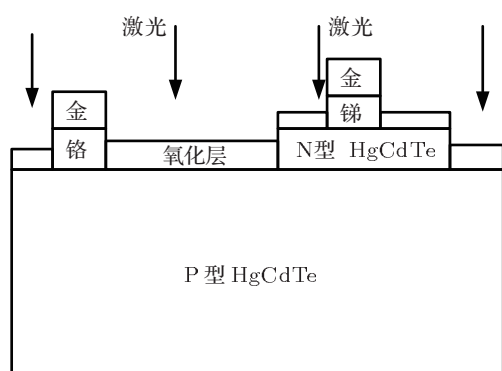


图 1 HgCdTe 芯片结构示意图

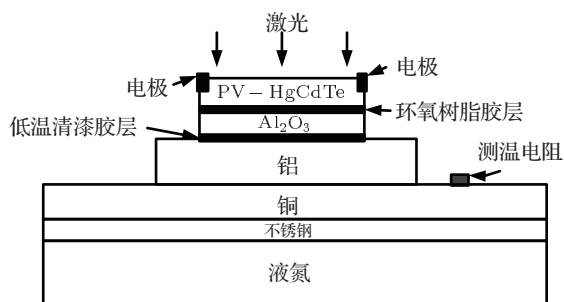


图 2 光伏 HgCdTe 探测器的结构示意图

激光器为氧化氟 (DF) 激光器输出波长为 3.8 μm , 光斑直径为 6 mm, 最大输出功率为 100 W, 可通过调节激光器的反应气体比例和衰减片数量改变激光辐照到探测器上的功率. 实验中探测器采用开路模式, 示波器直接采集探测器的开路电压信号, 实验装置如图 3 所示.

图 5 为 HgCdTe 探测器在不同功率密度 DF 激光辐照下的电压响应曲线, 辐照时间约为 1.5 s, 对应于图 5 中的 0.5—2 s. 探测器对入射光强的响应分为线性响应和非线性响应, 在线性响应阶段, 探测器输出开路电压幅值随光强等比例增大; 在

非线性响应阶段, 开路电压随光强的增大而减小. 图 5(a) 为探测器开路电压典型的线性响应曲线, 图 5(b)、(c) 和 (d) 为开路电压典型的非线性响应曲线. 其中图 5(b) 为“双耳”现象, 主要特征为在激光开启的瞬间和关闭的瞬间开路电压剧烈的变化, 我们称开光时的“耳朵”为“前耳”, 关光时的为“后耳”. 非线性响应除电压减小的特点外, “双耳”现象为重要的研究对象. 通过大量实验发现, “双耳”响应时间与机械快门的响应时间同一个数量级, 为毫秒量级; “前耳”的最大值总是大于“后耳”的最大值, 且“双耳”的幅值随入射激光的光强增大而减小直至消失. 图 5(c) 为“单耳”现象典型图像, 在激光辐照过程中, 输出电压几乎降为零, 且“前耳”的幅值明显减小, “后耳”消失. 图 5(d) 也是“零压”输出典型图像, 特点为“前耳”和“后耳”全部消失, 此时探测器对强光的响应方向与弱光的响应方向相反, 且在激光停止辐照的十几毫秒时间段, 开路电压回弹到约为 100 mV 的幅值, 然后缓缓增大, 最终恢复到初始背景幅值 (130 mV), 这是典型的热恢复过程, 如图 5(d) 所示.

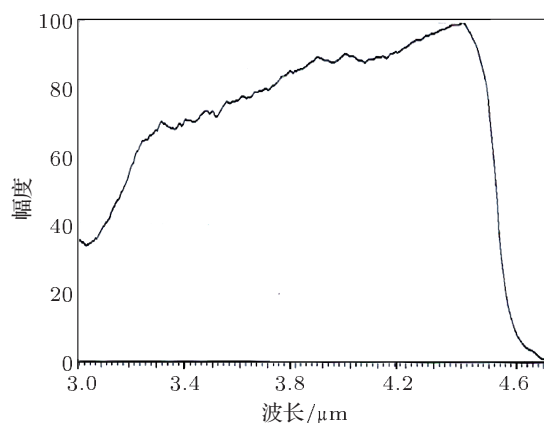


图 3 探测器的响应波段

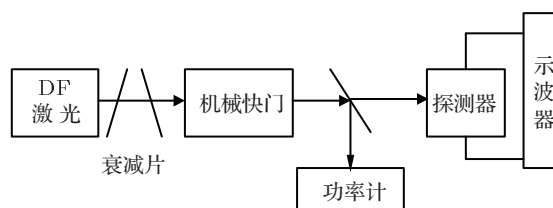


图 4 实验装置示意图

图 6 为激光辐照过程中测温电阻测得的探测器紫铜块的温度变化, 由图 6 可知, 当探测器处于线性响应状态时, 紫铜块没有升温; 当激光功率密

度增至 0.9 W/cm^2 , 紫铜块在激光辐照过程中开始升温, “双耳现象” 出现, 如图 5(b) 所示; 当激光增值 10 W/cm^2 时, 探测器的紫铜基底开始明显升温, 由于紫铜块主要起制冷芯片的作用, 芯片吸收激光能量升温后, 向铜块传热, 图 6 表明制冷铜块已经升温, 说明探测器的芯片必然已经升温, 激光停止

辐照后, 后耳消失出现 “单耳现象”, 并且停止照射后出现明显的热恢复过程, 如图 5(c) 所示; 继续增大光强至 25 W/cm^2 时, “前耳” 和 “后耳” 消失, 出现典型的 “零压输出” 图像, 并且热恢复过程更加明显, 如图 5(d) 所示.

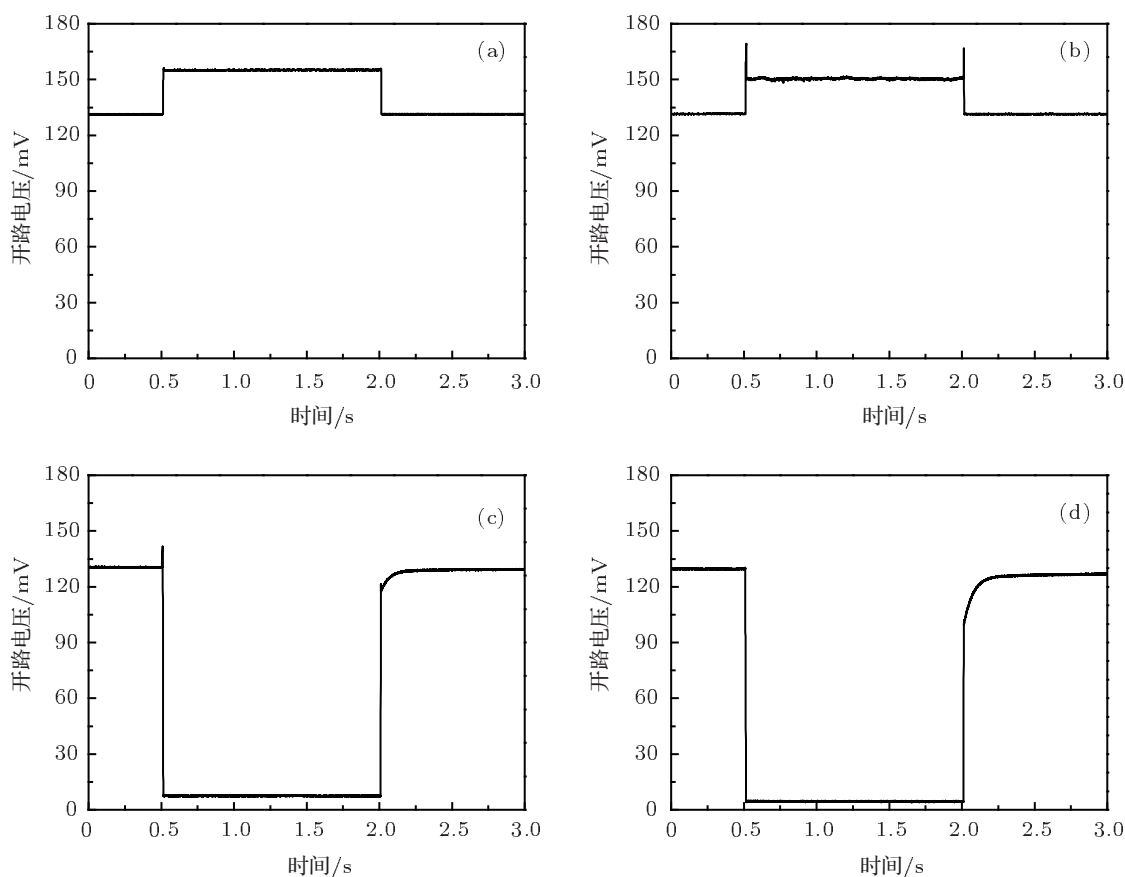


图 5 HgCdTe 探测器在不同功率密度 $3.8 \mu\text{m}$ 激光辐照下的开路电压响应曲线 (a) 入射激光功率密度 $P = 10 \text{ mW/cm}^2$; (b) $P = 0.9 \text{ W/cm}^2$; (c) $P = 10 \text{ W/cm}^2$; (d) $P = 25 \text{ W/cm}^2$

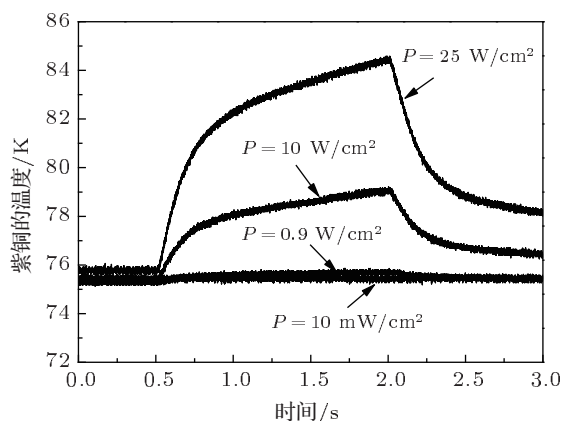


图 6 $3.8 \mu\text{m}$ 激光辐照下探测器的铜块的温度变化曲线

3 物理模型

3.1 数值模型的基本方程

半导体器件对不同波段、不同功率密度激光的响应是由半导体材料对激光的吸收决定的, 半导体的光吸收有本征吸收、杂质吸收、自由载流子吸收、晶格吸收、激子吸收和多光子吸收等多种吸收机制. 由于 DF 激光的单光子能量大于中波 HgCdTe 材料的禁带宽度, HgCdTe 探测器对激光的响应以本征吸收为主. 光电探测器一般工作在低于器件饱和阈值的光强下, 此时探测器工作在线性状态, 输出电信号与入射激光功率密度成线性正比增大; 当入射激光功率密度大于饱和阈值后, 激

光能量一部分转化为有用的信号,一部分则转化为热能,使得器件的升温,此时探测器工作在非线性状态.

光伏器件是通过 PN 结分离电子 - 空穴对而产生电信号,PN 结分离电子空穴对的能力是有限的,当探测器处于非线性响应时,PN 结已经达到了分离电子 - 空穴对能力的上限,即已经饱和,所以虽然激光光斑尺寸大于光敏面的尺寸,PN 结以外区域产生的载流子浓度的变化对 PN 结的开路电压的影响可以忽略.

激光加热材料一般表现为两种热效应,一是晶格热效应,认为这种情况载流子和晶格等温;一是热载流子效应,即材料价带中的电子吸收激光能量跃迁到要与导带低能量的能级上,产生温度高于晶格温度的热载流子.热载流子的延迟过程往往伴随着晶格的温升,即电子弛豫至导带底,同时能量转变成晶格的振动能.由于热载流子的带内弛豫时间很短,一般在 10^{-10} 到 10^{-12} s 量级,所以在连续激光辐照问题计算中不考虑热载流子效应,认为晶格和载流子等温.由于半导体材料的各种属性对温度极其敏感,如材料的禁带宽度、载流子的迁移率、材料对激光的吸收系数等参数都会随着温度变化

而变化,因此探测器进入非线性响应区后,其输出信号为光效应和热效应耦合作用的结果.

在未达到永久性破坏探测器的强激光辐照下,光伏探测器的开路电压信号主要由三部分组成:一是光生电动势,二是温差电动势,三是 Dember 电动势^[19]. HgCdTe 探测器的芯片是以 N 型材料为受光面,约为 $1\ \mu\text{m}$,P 型材料为约为 $400\ \mu\text{m}$, $3.8\ \mu\text{m}$ 激光的光子能量大于材料的禁带宽度,当光子入射到 PN 结表面时,光子在半导体表面及体内激发大量的光生电子 - 空穴对,同时激光强度因材料的吸收而不断衰减,因此沿着光照方向光生载流子存在密度梯度.由于表面势垒很高的界面绝缘层的阻挡,光生载流子必然向内部扩散.当扩散到 PN 结边界时,由于势垒区存在较强的内建电场,光生载流子受该场的作用,空穴被拉向 P 区,而电子被拉向 N 区.势垒区内的光生载流子也被内建电场所分离,因此在 N 区边界积累非平衡电子,在 P 区边界将积累非平衡空穴,产生一个与平衡 PN 结内建电场反向的光生电场,这样就在 P 区和 N 区之间建立了与 PN 结势垒 V_{pn} 反向的电动势 V_0 ,称为光生电动势,解析表达式为^[20]:

$$V_0 = \frac{k_B T}{q} \ln \left[\frac{A + \sqrt{\frac{k_B T \mu_p}{q \tau_p} \frac{N_i^2}{N_D + N_i}}}{A \frac{N_i^2}{(N_D + N_i)(N_A + N_i)} + \sqrt{\frac{k_B T \mu_p}{q \tau_p} \frac{N_i^2}{N_D + N_i}}} \right], \quad (1)$$

其中, $A = (\alpha \eta / h \nu)(1 - r) \sqrt{D_n \tau_n P}$; D_n 为电子的扩散系数; τ_n , τ_p 分别为电子和空穴的平均复合寿命; k_B 为 Boltzmann 常数; h 为 Planck 常数; q 为电子电荷量; ν 为激光频率; α 为材料对激光的吸收系数; r 为探测器光敏面的反射率; T 为芯片的温度; η 为量子效率; N_D , N_A 分别为材料施主和受主杂质浓度; P 为入射激光功率密度.

当强光辐照下,还必须考虑由于探测器前后表面温度差产生的温差电动势 V_T . 对于 P 区远比 N 区厚得多的半导体材料,温差电动势主要由 P 型层决定,这个效应理解为空穴从高温端向低温端扩散,扩散使得高温端形成负空间电荷,低温端形成正空间电荷,当强激光辐照下,P 区前表面的温度高于后表面,温差电动势 V_T 的方向如图 7 所示,与 V_{pn} 方向相反.非简并 P 型半导体的温差电动势大小可表

示为^[21]:

$$V_T = \frac{k_B}{q} \left(\ln \frac{N_v}{p} + 2 \right) \Delta T, \quad (2)$$

式中 $N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_p k_B T}{h^2} \right)^{3/2}$ 为导带的等效态密度, m_p 为空穴有效质量, p 为空穴浓度; ΔT 为探测器芯片前后表面的温度差.

Dember 电动势 (V_D) 由于半导体材料吸收光子后产生的电子、空穴在扩散和漂移过程中速度不相等而造成的.由于光生电子的扩散速度高于光生空穴的扩散速度,如果辐照光很强,导致 PN 结势垒区内的电场较弱,如果不考虑 PN 结的作用,那么空穴的移动跟不上电子的扩散,空穴与电子会拉开距离,形成 Dember 电动势.对于受光面为 N 型,基底为非简并 P 型半导体,Dember 电动势与与温差电

动势方向相反, 解析表达式为:

$$V_D = I_L \frac{k_B T}{q} \frac{\mu_n - \mu_p}{n\mu_n + p\mu_p} \left(\sqrt{\frac{D}{\tau}} + S \right)^{-1}, \quad (3)$$

其中, I_L 为光电流密度, μ_n, μ_p 分别为电子和空穴的迁移率, D 为扩散系数, S 为复合速度.

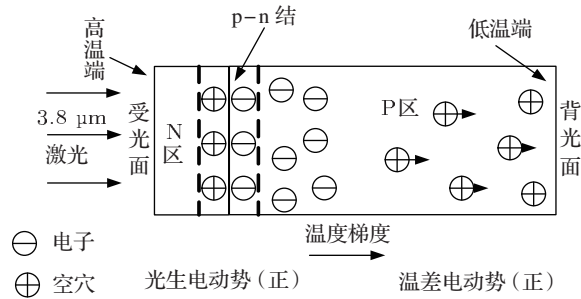


图7 波段内激光辐照时芯片内部电荷分布图

因此, 波段内激光辐照下的光伏 HgCdTe 探测器的开路电压幅值为:

$$V_{oc} = V_0 + V_T - V_D, \quad (4)$$

激光均匀辐照在探测器芯片上, 如图 1 所示. 建立二维热传导模型, 对应的二维热传导方程为:

$$c_j \rho_j \frac{\partial T_j}{\partial t} = \nabla \cdot (k_j \nabla T_j) + \alpha_j (1-r) P(t) \exp(-\alpha_j x), \quad (5)$$

式中: 下标 j 分别对应 HgCdTe 芯片、环氧树脂胶层、 Al_2O_3 层、清漆胶层和 Cu 块层; c_j, ρ_j, k_j 分别为各层的定容比热容, 质量密度和热导率; T_j 为各层温度; α_j 为各层的吸收系数; $P(t)$ 为激光的功率密度. 公式 (5) 考虑了由于热传导导致的各层能量的变化, 以及光吸收等因素引起的各层温度变化. 实验中通过机械快门来控制激光辐照时间, 由于快门速度的限制, 加载在模型中探测器表面的激光强度并不是一个标准的矩形方波而是梯形波, 设机械快门开启和关闭的响应时间为 100 ms.

3.2 计算参数与晶格温度的关系

探测器的输出信号是由芯片材料的自由载流子浓度、迁移率及寿命等参数决定, 这些参数直接或间接的与晶格的温度有关. 材料对激光能量的吸收系数, 非平衡载流子的复合以及探测器多层结构之间的热传导都会使晶格温度发生变化. Hg_{0.7}Cd_{0.3}Te 中的主要复合机制为经复合中心

的 SHR 复合, 复合率为 [22]:

$$R_{SHR} = \frac{np - N_i^2}{\tau_n (n + N_i) + \tau_p (p + N_i)} \quad (6)$$

式中电子和空穴的复合寿命 (τ_n, τ_p) 在低温下基本与温度无关, 高温下正比与 $\exp(-E_g/k_B T)$. 复合对晶格温升的贡献为 $E_g \cdot R_{SHR}$. 波段内激光产生的热载流子弛豫能量为 $(E_{opt} - E_g) \cdot G$, 其中 E_{opt} 为单光子能量, G 为产生率.

晶格温度对材料的参数也会产生影响. 其中本征载流子浓度 N_i 、波段内激光的吸收系数 α 和载流子迁移率分别 [23] 为:

$$N_i = (1 + 3.25k_B T/E_g) \times 9.56 \times 10^{14} \times E_g^{3/2} T^{3/2} \times \left[1 + 1.9 \times E_g^{3/2} \exp(E_g/2k_B T) \right]^{-1}, \quad (7)$$

$$\mu_n = 2.84 \times 10^9 \times T^{-2.02}, \quad (8)$$

$$\mu_p = 0.07652.84 \times 10^9 \times T^{-2.02}, \quad (9)$$

$$\alpha = [-65 + 1.88T + (8594 - 10.31T) \times 0.3] \times \exp \left[(-1 + 0.083T + (21 - 0.13T)0.3) (E_{opt} - E_g) \right], \quad (10)$$

表1 HgCdTe 探测器分层结构的相关参数 [17]

材料	热容/J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹	热导/W·m ⁻¹ ·K ⁻¹	厚度/μm
HgCdTe	156	0.2	400
树脂胶层	1530	0.2	1.5
Al ₂ O ₃	753	34	270
清漆胶层	1530	0.2	10
铝块	897	280	4000
铜块	385	386	34000

3.3 激光辐照过程中探测器的温升

当辐照激光功率密度 $P = 25 \text{ W/cm}^2$, 辐照时间为 1.5 s 时, 考虑探测器多层结构后计算得到的探测器不同层的分度分布情况, 如图 8 所示. 25 W/cm² 激光辐照过程中, HgCdTe 芯片前表面和铜块的温升情况计算结果如图 9 所示. 可以看出, HgCdTe 芯片前表面温度要高于铜块的温度, 这是由与 HgCdTe 材料对激光强吸收造成的. 为了验证计算的正确性, 将相同激光功率密度辐照下, 测温电阻测得的铜块温度与计算得到的铜块温度进行对比, 如图 9 所示, 由于计算选取的都是材料的典型参数和测温实验本身的误差, 结算结果和实验没有完全重合, 但变化趋势和温度变化范围是一致的, 说明计算结果在一定误差范围内是可靠的.

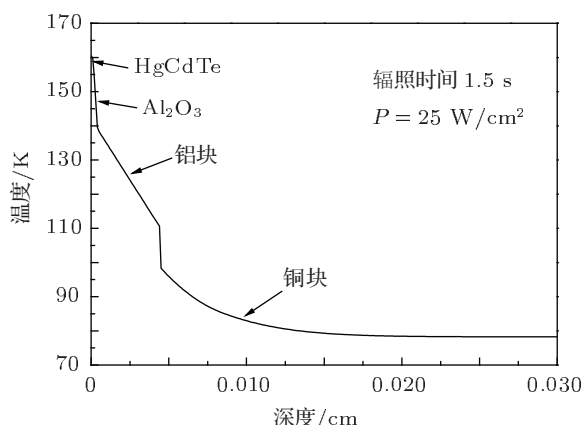


图8 激光辐照下探测器分层结构的温度分布

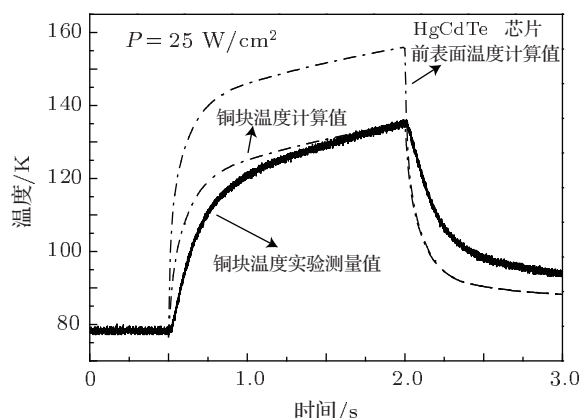


图9 计算得到的HgCdTe芯片前表面和铜块温度与实验测量的铜块温度

4 计算结果和讨论

入射激光能量较低时,探测器的温度效应不明显,此时探测器输出开路电压的随着入射激光的增大而增大,探测器工作在线性响应状态;当入射激光能量达到探测器的饱和阈值时,输出电压达到一个最大值,此时探测器工作在饱和状态;当入射激光能量大于探测器的饱和阈值后,温度效应必须考虑,此时探测器工作在过饱和状态.考虑探测器的多层结果对探测器内部温度场分布的影响,依据公

式(5)和表1中的相关参数计算了HgCdTe芯片上的温度变化.将计算得到的温度带入公式(4),得到不同功率密度的激光辐照过程中探测器输出信号,如图10所示.

为了更好的解释“零压”输出现象,计算了开路电压与温度的关系,如图11所示,从图中可看出,开路电压随温升单调下降,当温升超过80 K以后,探测器的开路电压输出接近零,“零压”输出现象产生的主要原因是温度升高使PN结势垒下降,内建电场减弱,PN丧失分离电子空穴对的能力.

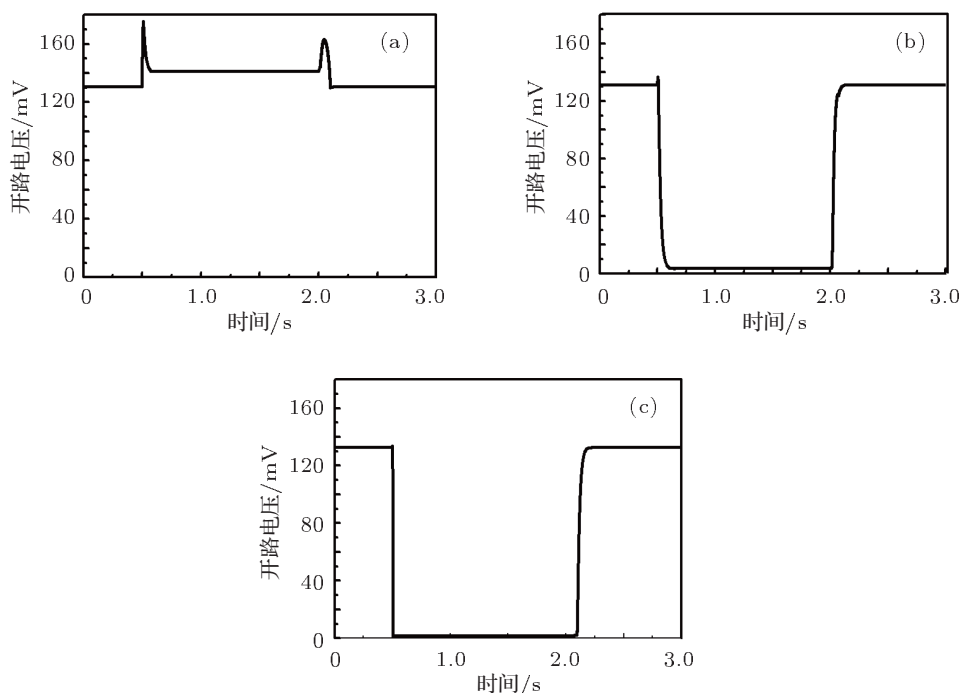


图10 HgCdTe探测器在不同功率密度3.8 μm激光辐照下的开路电压响应曲线的计算值 (a)入射激光功率密度 $P = 2 \text{ W/cm}^2$; (b) $P = 15 \text{ W/cm}^2$; (c) $P = 40 \text{ W/cm}^2$

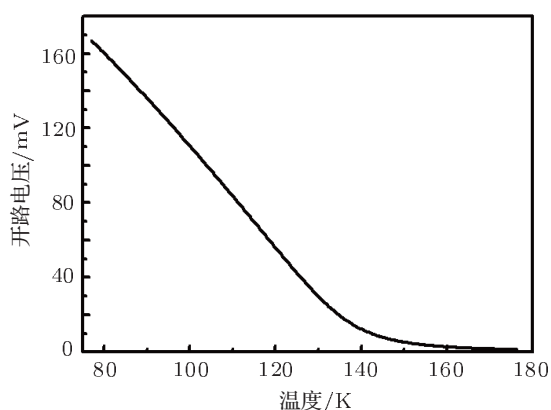


图 11 探测器开路电压随温度的变化规律

快门开启的过程, 入射到探测器光敏面上的激光能量会经历由弱变强最终达到稳定的过程, 伴随着光强的增强, 探测器的温度也会从初始温度经历一个升温到最终稳定的过程. 当激光能量大于探测器的饱和阈值, 在快门还未完全张开时, 探测器已开始有明显的升温, 此时探测器的输出信号由于温度的升高而减小, 当温度升到最大值时, 输出信号降到最小值, 从而在激光开启的时, 形成一个先增大后减小的信号, 即“前耳”, 如图 5(b) 和图 10(a) 所示. 继续增大辐照激光能量, 在机械快门开启的时间范围内, 温升会更加剧烈, 导致前耳的幅值减小, 并最终消失, 如图 5(c), (d) 和图 10(b), (c) 所示.

快门关闭的过程, 入射激光能量将经历从由强变弱直至消失的过程. 伴随着光强的变化, 探测器温度将经历一个迅速降温的过程, 由图 5 可知, 当激光停止辐照后探测器温度将经历两个明显的降温过程, 前 50 ms 左右因为两个胶层的热瓶颈作用, 芯片温度会迅速降到一个温度值, 然后探测器整体再以一个 s 量级的速度降温, 最终温度恢复到初始温度. 停止辐照的瞬间, 由于快门的限制, 光强的变

化也为 ms 量级. 如果在激光辐照过程中探测器温升不是很高, 在快门关闭的过程中, 探测器会在几十 ms 内下降到一个较低的温度, 由于快门未全部关闭, 所以还有一定辐照激光能量, 由图 11 可知, 探测器输出电压必然会因为温度的降低而迅速增大一个最大值, 当快门关闭后探测器的输出电压将因为激光辐照产生的光伏信号的消失, 降低到一个极小值, 如果则是探测器已经恢复到初始温度, 则这个极小值将等与激光辐照前的环境辐射导致的背景值, 如果探测器温度还没降回初始值, 则这个极小值要小于初始背景值, 伴随着探测器的继续降温, 这个极小值将缓慢增大并最终恢复到初始背景值, 这就是“后耳”产生的原因, 如图 5(b) 所示. 如果入射激光功率密度过大, 激光辐照过程中探测器的温升过高, 在激光停止辐照的后的 100 ms, 芯片温度不能降回背景电压所对应的温度范围, 探测器的输出电压将不能回弹到高于背景的背景电压幅值, 快门完全关闭后, 探测器输出电压将从这个状态经历一个缓慢的降温过程, “后耳”消失, 如图 5(d) 所示.

5 结论

本文主要研究了光伏 HgCdTe 探测器在波段内激光辐照下的非线性响应现象的产生机理. 详细的分析了光伏探测器在强光辐照下的开路电压组成, 并考虑探测器多层结构对探测器温度场分布的影响, 建立了连续波段外激光辐照光伏型探测器的物理模型, 模型计算结果与实验现象吻合的较好. 研究表明, “零压”输出现象由温升导致光伏器件 PN 结势垒降低, 内建电场减弱, 从而丧失分离能力所致; “双耳”现象的产生原因是光伏效应和热效应相互耦合的结果.

- [1] Zhang Z, Cheng X A, Wang R, Jiang T, Qiu D D, Jiang Z F 2011 *Optics and Lasers in Engineering* **49** 292
- [2] Sun K, Huang L J, Cheng X A, Jiang H M 2011 *Opt. Express* **19** 23901
- [3] Kuanr A V, Bansal S K, Srivataava G P 1996 *Opt. and Laser Technol.* **28** 345
- [4] Jiang T, Cheng X A, Li L, Jiang H M, Lu Q S 2011 *Optics and Spectroscopy* **111** 162
- [5] Wysoki B T, Marciniak M A 2008 *Infrared Phys. Technol.* **51** 137
- [6] Jiang T, Cheng X A, Zheng X, Jiang H M, Lu Q S 2011 *Semicond.*

Sci. Technol. **26** 115004

- [7] Jiang T, Cheng X A, Jiang H M, Lu Q S 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 107305 (in Chinese) [江天, 程湘爱, 江厚满, 陆启生 2011 物理学报 **60** 107305]
- [8] Jiang T, Zheng X, Cheng X A, Xu Z J, Jiang H M, Lu Q S 2012 *Semicond. Sci. Technol.* **27** 015020
- [9] Li X Q, Cheng X A, Wang R, 2003 *Chinese Journal of Lasers* **30** 1070 (in Chinese) [李修乾, 程湘爱, 王睿 2003 中国激光 **28** 1070]
- [10] Li X Q, Cheng X A, Wang R 2003 *High Power Laser and Partial*

- Beams* **15** 40 (in Chinese) [李修乾, 程湘爱, 王睿 2003 强激光与粒子束 **15** 40]
- [11] Zhu L, Yang W G, Xu L L, Chen D A, Wang W, Cui Y P 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 569 (in Chinese) [朱利, 杨文革, 徐玲玲, 徐安定, 王文, 崔一平 2007 物理学报 **56** 569]
- [12] Wang R, Si L, Lu Q S 2003 *Laser & Infrared.* **33** 335 (in Chinese) [王睿, 司磊, 陆启生 2003 激光与红外 **33** 335]
- [13] Ma L Q, Lu Q S, Du S J 2004 *Chinese Journal of Lasers* **31** 342 (in Chinese) [马丽芹, 陆启生, 杜少军 2004 中国激光 **31** 342]
- [14] Ma L Q, Lu Q S, 2006 *High Power Laser and Partial Beams* **18** 201 (in Chinese) [马丽芹, 陆启生 2006 强激光与粒子束 **18** 201]
- [15] Li L, Lu Q S, Jiang H M, Cheng X A 2007 *Acta Opt. Sin.* **27** 85 (in Chinese) [李莉, 陆启生, 江厚满, 程湘爱 2007 光学学报 **27** 85]
- [16] Li L, Lu Q S 2008 *Acta Opt. Sin.* **28** 1953 (in Chinese) [李莉, 陆启生 2008 光学学报 **28** 1953]
- [17] He Y X, Jiang H M 2008 *High Power Laser and Particle Beams* **20** 1233 (in Chinese) [贺元兴, 江厚满 2008 强激光与粒子束 **20** 1233]
- [18] He Y X, Jiang H M 2010 *High Power Laser and Particle Beams* **22** 2829 (in Chinese) [贺元兴, 江厚满 2010 强激光与粒子束 **22** 2829]
- [19] Sun C W, Lu Q S, Fan W X, Li W F, Guan J L, Guan C W 2002 *Effect of Laser Irradiation* (Beijing: Publishing House of National Defence Industry) (in Chinese) p349 [孙承伟, 陆启生, 范正修, 李成福, 关吉利, 关崇文 2002 激光辐照效应 (北京: 国防工业出版社) 第 349 页]
- [20] Lu Q S, Jiang Z P, Liu Z J 1991 *Semicond. Sci. Technol.* **6** 1039
- [21] Liu E K, Zhu B S, Luo J S 2009 *Semiconductor Physics* (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) p245 (in Chinese) [刘恩科, 朱秉升, 罗晋生 2009 半导体物理学 (北京: 电子工业出版社) 第 245 页]
- [22] Shen X C 2002 *The Spectrum and Optical Properties of Semiconductor* (Beijing: Scientific Press) p156 (in Chinese) [沈学础 2002 半导体光谱和光学性质 (北京: 科学出版社) 第 156 页]
- [23] Chu J H 2005 *Narrow-bandgap Semiconductor Physics* (Beijing: Scientific Press) (in Chinese) p369 [褚君浩 2005 窄禁带半导体物理学 (北京: 科学出版社) 第 369 页]

Investigation of the nonlinear response mechanism of photovoltaic HgCdTe detector irradiated by CW band-in laser*

Jiang Tian¹⁾²⁾ Cheng Xiang-Ai^{1)2)†} Zheng Xin¹⁾ Xu Zhong-Jie¹⁾
Jiang Hou-Man¹⁾ Lu Qi-Sheng¹⁾

1) (College of Optoelectric Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

2) (Science and Technology on Electro-Optical Information Security Control Laboratory, Sanhe 065201, China)

(Received 27 February 2012; revised manuscript received 16 April 2012)

Abstract

The medium wave HgCdTe photovoltaic detector (band gap ~ 0.33 eV) is irradiated by a CW band-in laser. The experimental results are shown that the detector enter into nonlinear response state as the incidence laser power increase. When the detector entered into nonlinear response state, the open circle voltage (V_{oc}) signal decreased with the laser power. The V_{oc} signal rapidly decreased when the laser turned on and the V_{oc} signal rapidly increased when the laser turned off. The effect of laser induced temperature field and temperature dependence built-in field of pn junction were considered. The laser power variation of laser turn on and turn off were also considered. The analytical model of photovoltaic detector irradiated by above-band gap CW laser was built up. The calculation results agree well with the experiment results. It is shown that the temperature dependence built-in field of pn junction is the main mechanism induced the nonlinear response. The magnitude of V_{oc} signals with laser turn on and turn off is decided by light intensity and temperature.

Keywords: CW band-in laser, photovoltaic detector, nonlinear response, the over-saturation phenomenon

PACS: 73.40.Lq, 73.50.Lw, 73.50.Pz

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 1030110).

† E-mail: xiang_ai_cheng@126.com