

光伏型碲镉汞探测器在波段内连续激光辐照下的两种不同过饱和现象的产生机理*

江天¹⁾²⁾ 程湘爱^{1)2)†} 许中杰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11月12日收到; 2013年2月28日收到修改稿)

利用连续波段内激光对两批光伏型碲镉汞探测器进行了激光辐照实验, 发现了两种不同的过饱和现象. 实验表明, 光伏型碲镉汞探测器在强光辐照下都会出现开路电压随光强增强而减小的过饱和现象, 明晰了PV型探测器在强光辐照下的一般规律性现象和由探测器个体差异导致的特殊现象. 从等效电路模型出发, 剖析了两种过饱和现象的发生条件, 建立了数值计算的理论模型, 对两种过饱和现象进行了数值模拟, 计算结果与实验结果符合得较好. 研究表明, 光伏型碲镉汞探测器在波段内强光辐照下引起的过饱和现象有两种产生机理, 一种是热效应引起的暗电流增大机理; 另一种是探测器材料中缺陷引起的漏电流增大机理.

关键词: 波段内连续激光, 光伏型碲镉汞探测器, 过饱和现象

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

DOI: 10.7498/aps.62.097303

1 引言

碲镉汞 ($\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$) 材料禁带宽度随组分 x 连续变化, 可以覆盖整个红外波段, 是制备红外探测器的重要材料. 光电探测器一般工作在线性响应状态, 其输出的信号与光强成正比, 当入射到探测器光敏面上的光强大于探测器的饱和阈值后, 探测器进入非线性响应状态, 非线性响应状态一般包括两个现象: 饱和现象和过饱和现象^[1,2]. 所谓饱和现象, 即探测器的输出信号不再随光强的增大而线性增大, 而是趋向于一个稳定值, 该值称为饱和阈值. 所谓过饱和现象, 即入射光强足够强后, 探测器输出信号不随光强的增大而增大, 反而减小的现象. 高性能红外探测器灵敏度高, 极易受到强光的干扰, 研究强光辐照下红外探测器的响应规律在制备高性能抗干扰探测器方面有重要价值.

早在上世纪七八十年代, 国外就开展了大量这方面的研究, 国内于上世纪九十年代也逐渐进入该

领域^[3-19]. 由于机理研究存在一定的难度, 各课题组主要进行了实验现象的观测, “双耳”现象是光伏(PV)型探测器在连续激光辐照下的典型过饱和现象之一, 受到广泛的重视. 2010年, 文献报道了“双耳”现象可能是载流子温度的快速和明显变化所致, 认为载流子和晶格体系处于非热平衡状态^[17]. 由于连续激光辐照时, 很难达到满足辐照过程中载流子和晶格非等温的条件. 2012年, 研究人员基于解析表达式, 对由温度引起的过饱和现象进行了研究, 提出温升导致的过饱和现象是主要由温度对pn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(双耳现象)是由光强和温度共同决定^[1]. PV型探测器在波段内激光辐照下的非线性响应机理经过了近十年的研究, 其产生机理仍然不清楚, 主要包括实验和理论两大方面的原因. 在实验方面, 实验现象规律性不强, 如“混沌”现象^[9,10], 自2003年报道后, 其他研究机构都没有观测到该现象; 在器件选择上, 主要是购买国内产品, 国外器件在强光辐照下是否存在与国内器件相同的现象, 还

* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 1030110), 湖南省研究生科研创新项目(批准号: CX2011B035)和国防科学技术大学优秀研究生创新资助重点资助项目(批准号: B110705)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: xiang.ai.cheng@126.com

未见报道; 以往报道 PV 型 HgCdTe 探测器实验结果, 实验结果包含个体器件的特殊性, 并不能代表 PV 型 HgCdTe 探测器在强光辐照下的非线性响应的一般规律. 在理论方面, 模拟时主要认为实际使用的器件为理性器件, 忽略了实验中使用的探测器可能存在加工过程中导致的缺陷和器件中存在的个体差异, 这些缺陷对探测器的输出信号, 特别是对器件在强光辐照下的性能有很大影响, 但原有理论模拟忽略了这些问题; 即使针对某个器件进行模拟, 以往理论模拟对器件特殊的物理结构对其输出信号的影响也没有详细考虑.

综上所述, 由于实验上没有区分器件个体的特殊现象和一般规律性现象, 理论上将实际器件完全理想化, 导致了 PV 型探测器以往的理论模拟只能解释实验中特定的某几个现象, PV 型探测器在波段内连续激光辐照下的非线性响应机理还有待进一步研究.

2 实验现象

探测器的结构如图 1 所示, 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, 芯片直径 1 mm, 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紫铜块上, 整个探测器封装在液氮制冷的杜瓦瓶内, 工作温度约为 77 K. 铜块上安装了测温电阻, 以实时监测激光辐照过程中器件的温度变化. 激光器输出的中心波长为 $3.8 \mu\text{m}$, 光斑直径为 6 mm, 远大于探测器的光敏元尺寸, 杜瓦瓶被抽真空, 对流散热和热辐射可忽略, 可以按照一维热传导问题处理. 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. 探测器的光谱响应曲线如图 2 所示, 中心波长为 $3.8 \mu\text{m}$ 属于波段内激光.

研究强光辐照下 PV 型 HgCdTe 探测器的响应规律, 在实验上首先必须保证探测器样品的数量, 本文所使用的两批探测器都是由上海技术物理研究所提供, 我们分别对两批次, 共 20 个 PV 型探测器进行了波段内激光辐照实验, 发现了两种明显不同的过饱和现象. 为了便于说明假设探测器 1 和探测器 2 分别代表产生两种不同过饱和现象的

探测器.

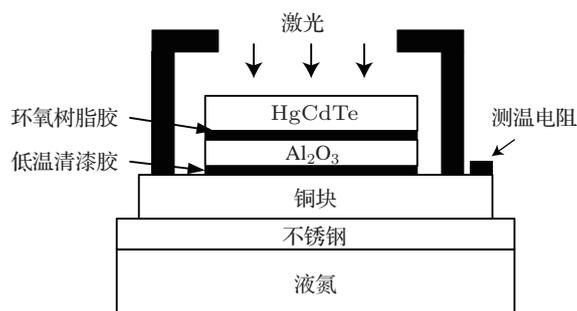


图 1 光伏型 HgCdTe 探测器结构装置示意图

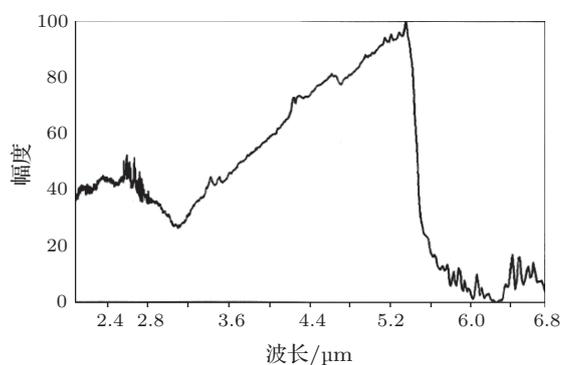


图 2 PV 型 HgCdTe 探测器的光谱响应曲线

图 3 为探测器 1 在不同功率密度波段内激光辐照下的典型过饱和现象. 激光辐照时间约为 1.5 s, 对应于图 3 中的 0.5—2 s. 为区分图 3 中开路电压信号和温度信号, 在开路电压和温度信号曲线上每隔六百个采样点 (0.6 s) 分别标记一个空心圆圈和三角形. 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 3(a) 为探测器开路电压典型的线性响应曲线, 图 3(b), (c) 和 (d) 为开路电压典型的非线性响应曲线. 其中图 3(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”. 由 3(c) 可知, 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 3(d) 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, 如图 3(a) 和 (d) 所示.

图 4 为探测器 2 在不同功率密度波段内激光辐照下的典型过饱和现象. 为区分图 4(a) 中开路电

压信号和温度信号,在开路电压和温度信号曲线上每隔一千个采样点(1 s)分别标记一个空心圆圈和三角形.在图4(a)中3—5 s对应着激光的辐照时间,当入射激光功率密度达到 25 W/cm^2 时,探测器2输出的开路电压信号也出现随入射光强增大而减小的过饱和现象——“单耳”现象,并且激光辐照过程中,铜块出现明显的温升.当入射激光功率密度达到 95 W/cm^2 时,在激光辐照过程中,电压信号减小得更加明显.

探测器1在激光辐照前就有一定的电压值,主要原因是探测器1未安装冷屏,环境红外辐射造成激光辐照前探测器就有一定的初始信号;探测器2在激光辐照前开路电压信号基本为0,主要是安装

了冷屏,如图1所示,大大减小了环境红外辐射对探测器的影响.

为了排除初始开路电压是造成两个探测器输出信号不相同的原因利用组合激光辐照的方法,人为地为探测器2制造一个初始背景,约为 80 mV ,再利用 70 W/cm^2 的波段内激光辐照探测器,实验结果如图5所示.制造背景的激光始终辐照在探测器2的光敏面上,功率密度为 2 mW/cm^2 , 70 W/cm^2 的干扰激光的辐照时间对应图5中3—5 s的时间段,由图5可知,在有初始背景的情况下,探测器2在强光的辐照下的响应电压信号仍然为“单耳”现象,说明初始背景电压不是产生“单、双耳”现象的原因.

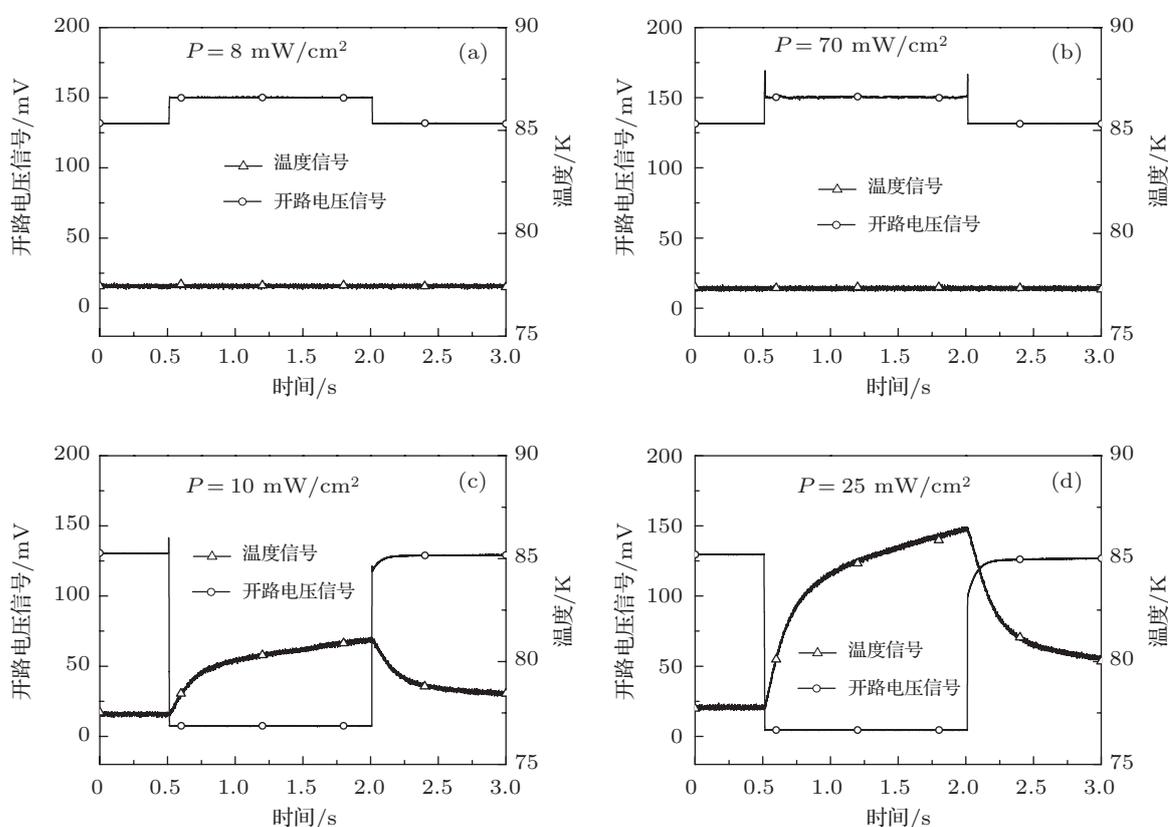


图3 探测器1在不同功率密度波段内激光辐照下的典型过饱和现象

3 两种过饱和现象的对比分析

两个探测器为不同批次的探测器,但组分、掺杂和响应光谱等参数都相同.对比图3(b)和图4(b)可知,虽然两个探测器都会出现过饱和现象,但特征完全不同,主要表现在:1)探测器1相对探测器2进入过饱和状态所需的辐照激光功率密度低三个数量级;2)探测器1和探测器2的材料禁带

宽度相同,所以开路电压的最大值应该相同(约等于 200 mV);3)激光辐照过程中,探测器1的开路电压信号保持在一个稳定值(150 mV),但探测器2的开路电压信号在激光辐照过程中逐渐减小;4)在激光停止辐照的瞬间,探测器1的开路电压信号突然增大后迅速减小,出现“后耳”现象,而探测器2没有该现象,值得注意的是探测器“前耳”和“后耳”的

幅值和响应时间基本一致; 5) 探测器 2 出现过饱和现象时探测器总是伴随着明显的升温.

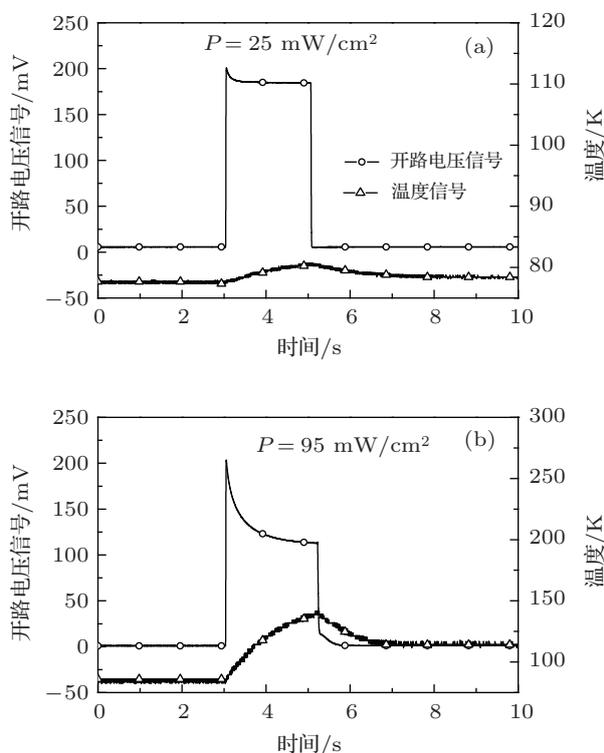


图 4 探测器 2 在不同功率密度波段内激光辐照下的典型过饱和现象

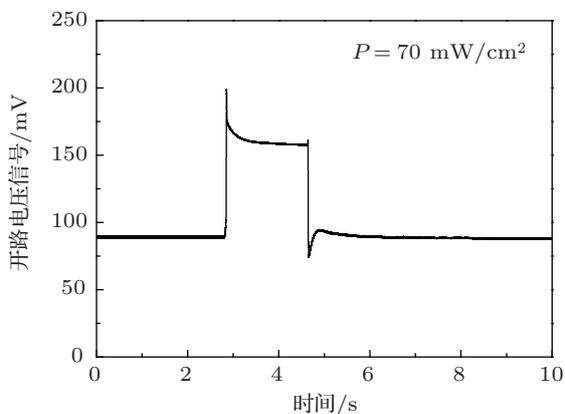


图 5 背景为 80 mV 时, 探测器在 70 W/cm² 波段内激光辐照下的开路电压响应曲线

对图 3(b) 进一步分析发现, “双耳” 现象的“前耳” 和“后耳” 的幅值基本相同. 如果激光辐照过程中探测器 1 升温, 那么停止辐照的时刻探测器的温度会高于开始辐照时的温度, 所以“后耳” 的幅值应该小于“前耳” 的幅值, 但实验结果表明, 在 70 mW/cm² 激光辐照时, 探测器的“前耳” 和“后耳” 幅值基本相同, 因此可以推断探测器基本没有升温. 另一方面, 通过简单的计算, 即将辐照时间为 100 ms 且功率密度为 70 mW/cm² 激光能量全部被探测器芯片吸收, 计算结果表明探测器温升小于 1 K. 通过以上分析可知, 探测器 1 出现的“双耳” 现象不是由于温度效应导致的.

4 PV 型探测器在连续激光辐照下的等效物理模型

PV 型探测器可以用 pn 结二极管 D、恒流源 I_{ph} 、体电阻 R 、PV 型探测器的电极等引起的串联电阻 R_s 和并联电阻 R_{sh} 组成的电路表示, 如图 6 所示, 该电路为 PV 型探测器的等效电路, 其中 I_{ph} 为光生电流, I_d 为流过二极管的电流, I_{sh} 为流过并联电阻的电流, I 为 PV 型探测器输出的电流信号, V 为 PV 型探测器输出的电压信号.

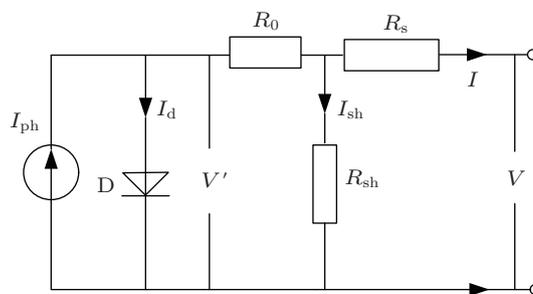


图 6 PV 型探测器的等效电路

由图 6 可知, 实际 PV 型探测器输出的电流 I 为

$$I = I_{ph} - I_d - I_{sh}, \tag{1}$$

$$I_d = I_0 \left[\exp \left(q \frac{V + IR_s + \frac{R_s + R_{sh}}{R_{sh}} R_0 I + \frac{R_0}{R_{sh}} V}{Ak_B T} \right) - 1 \right], \tag{2}$$

$$I_{sh} = \frac{R_s I + V}{R_{sh}}, \tag{3}$$

其中, I_0 为二极管的反向饱和电流, k_B 为玻尔兹曼常数, T 为探测器的温度, q 为电子电荷, A 为二极管品质因子. 将 (2) 和 (3) 式代入 (1) 式可以得到 PV 型探测器输出电流信号 I 与输出电压信号 V 的关系式:

$$I_0 \left[\exp \left(q \frac{V + IR_s + \frac{R_s + R_{sh}}{R_0} R_0 I + \frac{R_0}{R_{sh}} V}{Ak_B T} \right) - 1 \right] + \frac{R_s I + V}{R_{sh}} + I - I_{ph} = 0. \quad (4)$$

对于理想的 PV 型探测器, 并联电阻 R_{sh} 远大于 R_s 和 R_0 , 所以实验测量的开路电压信号 V_{oc} 信号近似等于 pn 结两端的电压:

$$V' = (1 + R_0/R_{sh})V_{oc} \approx V_{oc}. \quad (5)$$

所以对于理想的 PV 型探测器, 可以通过直接计算 pn 结两端的电压 V' , 近似得到 V_{oc} .

对于短路的情况, 相当于图 6 中的 $V = 0$ 的情况, V' 近似等于 $(R + R_s)I_{sc}$ 其中 I_{sc} 为短路电流所以 (4) 式可以简化为

$$I_0 \left[\exp \left(q \frac{(R_s + R_0)I_{sc}}{Ak_B T} \right) - 1 \right] + I_{sc} - I_{ph} = 0. \quad (6)$$

由 (6) 式解得短路电流 I_{sc} 与光生电流 I_{ph} 的关系近似为对数关系, 而光生电流与入射激光功率密度成正比, 在不考虑温度效应的前提下, 短路电流 I_{sc} 应该随入射激光功率密度的增大而增大.

为了进一步研究两个国产探测器存在的差异, 对探测器 1 和探测器 2 分别测量了不同入射光强下的 I - V 曲线, 通过 I - V 曲线, 可以直接获得另一个描述 PV 型探测器的物理量, 即短路电流 I_{sc} . 通过测量不同辐照光强下探测器 1 和探测器 2 的 I - V 曲线, 得到了两个探测器在不同光强下的短路电流值, 即探测器短路电流随光功率密度的变化规律, 如图 7 所示. 由图 7 可知, 两个探测器的短路电流随激光功率密度的变化规律大不相同, 探测器 1 的 I_{sc} 先随光强的增大而增大, 当激光功率密度大于 1 W/cm^2 时, 探测器 1 的 I_{sc} 随激光功率密度的增大而减小; 探测器 2 的 I_{sc} 随激光功率密度的增大而增大最后趋于饱和, I_{sc} 随激光功率密度的变化关系近似为对数关系.

由以上分析可知, 理想的 PV 型探测器的短路电流 I_{sc} 随激光功率密度 P 的变化关系应该近似为对数关系, 探测器 2 的实验结果符合这一特征所以探测器 2 可以作为理想的 PV 型探测器进行处理,

模拟探测器 2 的过饱和现象时, 可以直接通过求解含温度的漂移 - 扩散方程组精确得到二极管两端的电压 V' , 由 (5) 式可知, 对于理想的 PV 型探测器, 测量得到的开路电压信号 V_{oc} 就近似等于 V' .

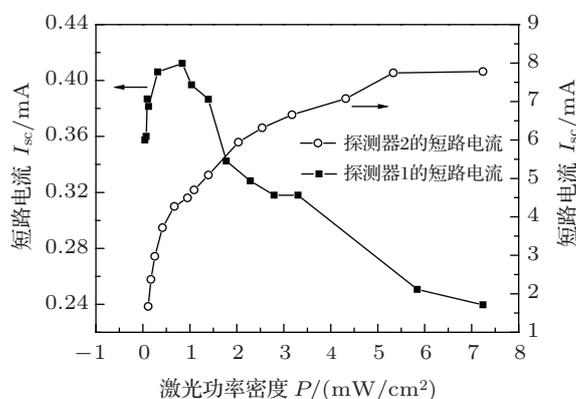


图 7 国产探测器 1 和 2 的短路电流随激光功率密度的变化关系

对于探测器 1, 其短路电流在入射激光功率密度大于 1 W/cm^2 时, 随激光功率密度的增大而减小, 说明图 6 中的并联电阻阻值已经不够大, 流过并联电阻的漏电流不能被忽略, 说明并联电阻随着入射激光功率密度的增大而减小, 从而导致探测器短路电流减小. 假设探测器 1 的并联电阻 R_{sh} 具有光敏特性, 即随着入射光的功率密度的增大阻值减小. 和上海技术物理研究所的相关技术人员讨论, 认为造成并联电阻 R_{sh} 随光强增大而减小的原因可能是因为在制备过程中光电探测器存在缺陷导致的. 漏电流一般认为是与探测器表面条件, 例如表面粗糙度、表面电导率等相关. 因此, 在器件的研制过程中, 必须采用良好的表面处理方法, 当激光辐照过程中, 在弱光下表现不明显的缺陷将导致探测器光敏面表面电导率的变化, 从而导致整个器件的漏电流增大. 对于半导体材料, 其阻值与入射光功率密度的关系由以下公式决定:

$$R_{sh} = \frac{a}{b + cP} \quad (\text{单位为 } \Omega), \quad (7)$$

其中 P 为入射光功率密度, a , b 和 c 分别为与器件材料有关的参数. 对于由测量得到开路电压 V_{oc} 随光功率密度的变化规律拟合的最好的一组参数为: $a = 11000$, $b = 5$, $c = 25R_s$ 和 R 分别取 10Ω 和 500Ω 为了验证参数选取的合理性, 利用以上参数联合求解 (4) 和 (7) 式就可以计算得到不同光功率密度下探测器的开路电压值 (此时的光功率密度不足以引起探测器明显升温), 图 8 为开路电压的计算值与测量值.

由图 8 可知, 开路电压信号的计算值和实验测量值符合得较好, 说明了探测器 1 在未温升前开路电压信号减小的原因是 PV 型探测器的等效模型中并联电阻 R_{sh} 在入射光功率密度高到一定程度后随入射光功率密度的增大迅速减小, 使得整个探测器漏电流迅速增大, 从而导致开路电压和短路电流都随光功率密度的增大而减小, 这个阶段热效应并不明显, 因此将此时过饱和现象的产生原因归结为强光导致的探测器漏电流增大效应. 该机理就是国产探测器 1 在激光辐照下产生“双耳”现象的原因. 随着入射激光功率密度的继续增大, 探测器 1 的过饱和现象从“双耳”现象过渡到“单耳”现象, 如图 4(c) 所示. “单耳”现象的“前耳”幅值明显小于“双耳”现象的幅值, 并且激光停止辐照的瞬间, 开路电压信号先迅速上升到 115 mV 左右, 然后缓慢恢复到初始背景值, “后耳”消失, 这明显是探测器热恢复的过程当继续增大入射激光的功率密度, 探测器 1 的过饱和现象从“单耳”现象逐渐过渡到“零压输出”现象, 即“前耳”消失, 并且激光停止辐照的瞬间, 探测器 1 的热恢复过程更加的明显, 如图 4(d) 所示.

由以上分析可知, 在发生“双耳”现象后继续增大入射激光的功率密度, 探测器的热效应逐渐表现出来, “前耳”、“后耳”幅值的减小并最终消失与激光停止辐照时探测器 1 明显的热恢复过程都是探测器由于激光辐照导致的热效应的特征现象, 说明探测器 1 在出现“双耳”现象后继续增大入射激光的功率密度, 就必须考虑温度对探测器的影响.

5 数值计算的基本方程

5.1 探测器 1 数值计算的基本方程

由以上分析可知, 探测器 1 的过饱和现象有两个阶段探测器未温升前的“双耳”现象是由于强光导致探测器漏电流增大所致, 随着入射激光功率密度的继续增大, 热效应也逐渐表现出来, 所以探测器 1 的基本方程包括激光辐照对漏电流的影响和考虑热效应的热传导方程为

$$I_0 \left[\exp \left(q \frac{V + IR_s + \frac{R_s + R_{sh}}{R_{sh}} R_0 I + \frac{R_0}{R_{sh}} V}{Ak_B T} \right) - 1 \right] + \frac{R_s I + V}{R_{sh}} + I - I_{ph} = 0,$$

$$I_0 = qn_i^2 \left(\sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \frac{1}{N'_A} + \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \frac{1}{N'_D} \right), \quad (8)$$

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

式中, D_n 和 D_p 分别电子的扩散系数和空穴的扩散系数; N'_A 和 N'_D 分别是净受主浓度和净施主浓度; τ_n 和 τ_p 分别电子和空穴的寿命; 下表 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, 其中除 Al_2O_3 层吸收系数不为零外, 其余各层都认为吸收系数为零; r 为反射率; $P(t)$ 为激光的功率密度. 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. 热传导方程的基本计算参数如表 1 所示.

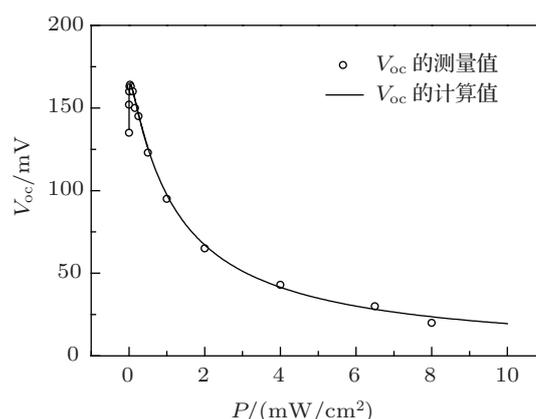


图 8 开路电压 V_{oc} 随激光功率密度 P 的变化规律

表 1 HgCdTe 探测器分层结构的相关参数^[17]

材料	热容/ $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$	热导/ $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$	厚度/ μm
HgCdTe	156	0.2	400
树脂胶层	1530	0.2	1.5
Al_2O_3	753	34	270
清漆胶层	1530	0.2	10
铜块	385	386	3400

5.2 激光辐照过程中探测器的温升

通过测量国产探测器 2 的 $I-V$ 曲线, 并结合等效模型分析探测器 2 短路电流随激光功率密度变化的规律可知, 探测器 2 的工作特性与理想 PV 型探测器接近, 即在强光辐照下探测器 2 的等效并联电阻 R_{sh} 的阻值远大于等效体电阻 R_0 和等效串联

电阻 R_s 的阻值. 由 (5) 式可知, 对于探测器 2 而言, 实验上测量的开路电压信号 V_{oc} 约等于等效电路中二极管两端的电压 V' . 通过漂移扩散模型求解, 在考虑探测器 2 在激光辐照下的热效应, 探测器 2 数值计算的方程包括漂移 - 扩散方程组和热传导方程组为

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{1}{q} \nabla \cdot J_n - R + G, \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= -\frac{1}{q} \nabla \cdot J_p - R + G, \\ \nabla \cdot (-\varepsilon \nabla \psi) &= q(N_D - n + p), \\ c_j \rho_j \frac{\partial T_j}{\partial t} &= \nabla \cdot (k_j \nabla T_j) \\ &\quad + \alpha_j (1 - r) P(t) \exp(-\alpha_j x), \end{aligned} \quad (9)$$

其中, 参数选择如表 1 所示, $J_{n(p)}$ 为电子 (空穴) 的电流密度, R 为复合率, G 为产生率, ψ 为电势, ε 为

介电常数. 电子 (空穴) 的电流密度方程为

$$\begin{aligned} J_n &= -q\mu_n(T)n\nabla\varphi + qD_n(T)\nabla n, \\ J_p &= -q\mu_p(T)p\nabla\varphi - qD_p(T)\nabla p, \end{aligned} \quad (10)$$

其中, $D_{n(p)}(T)$ 为电子 (空穴) 的扩散系数. 模型考虑的最基本的复合为 Shockley-Read-Hall 型复合, 表达式为

$$R = \frac{np - n_i^2(T)}{\tau_p(n + n_i(T)) + \tau_n(p + n_i(T))}, \quad (11)$$

其中, $\tau_{n(p)}$ 为电子 (空穴) 的寿命. 半导体材料对波段内激光的吸收机理主要是带间跃迁吸收, 假设入射激光的频率为 ν , 功率密度为 $P(t)$, 光子激发电子 - 空穴对的量子效率为 η , 探测器前表面的反射率为 r , 材料的吸收系数为 α , 则光生载流子的产生率为 [12,9]

$$G(x, t) = \alpha\eta(1 - r)P(t)\exp(-\alpha x)/h\nu, \quad (12)$$

表 2 HgCdTe 材料相关参数取值 [17]

参数	取值
电子迁移率/cm ² ·V ⁻¹ ·s ⁻¹	2.8 × 10 ⁹ T
空穴迁移率/cm ² ·V ⁻¹ ·s ⁻¹	0.0765 × 2.8 × 10 ⁹ T
禁带宽度/eV	-0.295 + 1.87x - 0.28x ² + (6 - 14x + 3x ²)10 - 4T + 0.35x ⁴
本征载流子浓度/cm ⁻³	(1 + 3.25k _B T/E _g)9.56 × 10 ¹⁴ E _g ^{1.5} T ^{1.5} [1 + 1.9E _g ^{3/4} exp(E _g /2k _B T)] ⁻¹
载流子寿命/s	10 ⁻⁷

其中, T 为温度, x 为材料组分, E_g 为材料禁带宽度, k_B 为玻尔兹曼常数.

6 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 (5) 式和表 1 中的相关参数计算了 HgCdTe 芯片上的温度变化. 将计算得到的温度代入 (4) 式, 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.

针对探测器 1, 利用基本方程组 (8), 计算时快门的响应时间为 30 ms. 数值计算得到了不同功率密度激光辐照下探测器 1 的过饱和现象和探测器的温度变化情况, 如图 9 和图 10 所示. 将实验结果图 9 与数值计算结果图 3 对比发现, 实验结果与数值计算结果符合得较好.

图 10 为计算得到的不同激光功率密度激光辐照下探测器 1 的温度变化情况, 由图 10 和图 9(b) 可知, 在数值计算得到的探测器 1 在 70 mW/cm² 激光辐照下的过饱和现象中没有考虑温升效应当继续增大入射激光的功率密度, 在激光辐照过程中探测器 1 的温度逐渐升高, 导致“前耳”和“后耳”逐渐消失, 这个过程热效应为主导机理.

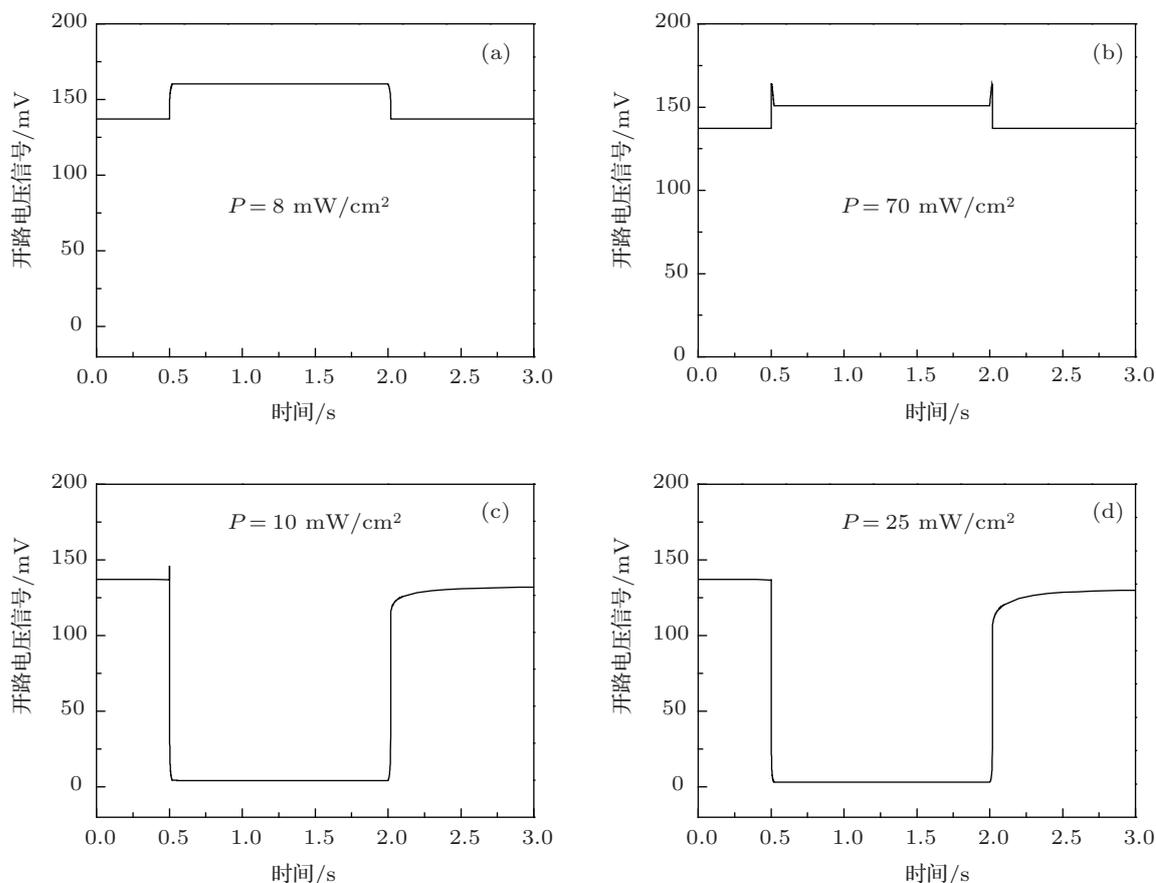


图9 探测器1在波段内激光辐照下的典型过饱和现象数值计算结果

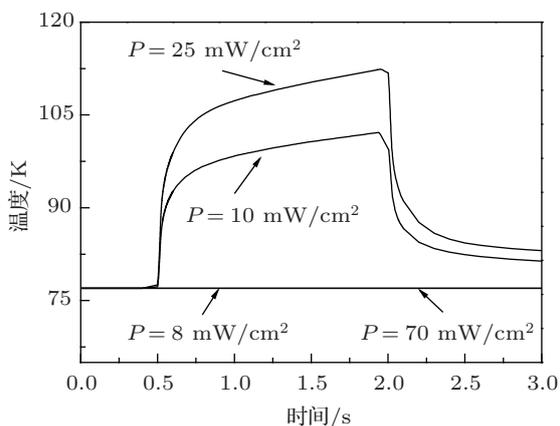


图10 激光辐照过程中HgCdTe芯片的温度计算曲线

图11为探测器2过饱和过程的数值计算结果. 在图11中利用在实战中每隔一千的数据点加一个空心圆环和空心三角形来区分电压信号和温度信号的计算值.

图11(a)和(b)模拟的是图4的实验结果, 图

11(c)模拟的是图4的实验结果. 对比实验数据和计算结果可看出, 开路电压信号计算结果与实验结果符合得较好, 但计算得到的是芯片温度要高于实际测量的温度, 这是因为图4中测量的温度是铜基座的温度, 由于激光的主要能量被探测器芯片吸收, 铜块与液氮制冷装置连接, 所以铜块温度要比探测器芯片温度低20至30 K. 数值计算结果与实验数据相符合, 说明物理模型的正确性, 在整个模型中, 主要是在传统的漂移-扩散模型中考虑温度效应, 所以对于探测器2而言, 产生过饱和现象的主要机理为强光辐照导致的热效应.

通过以上数值模拟发现, 导致PV型探测器在强光下产生过饱和现象主要有两种机理, 一种是探测器材料中缺陷引起的漏电流增大效应, 另一种是热效应. 对于探测器1而言, 其过饱和过程包括两个阶段, 探测器材料中缺陷引起的漏电流增大效应是引起“双耳”现象的主要机理. 随着入射激光功

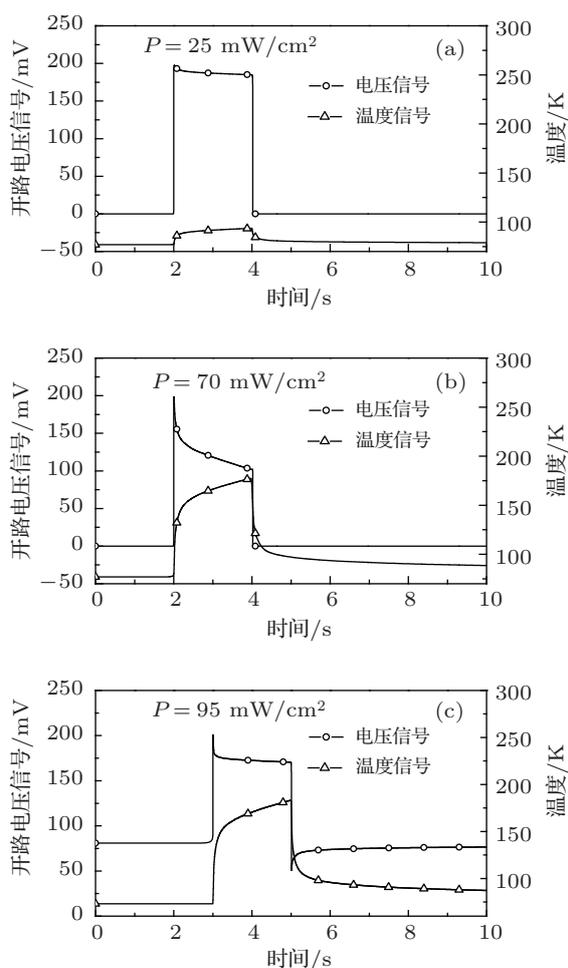


图 11 探测器 2 在波段内激光辐照下的典型过饱和现象数值计算结果

率密度的增大, 热效应是引起“单耳”和“零压输出”现象的主要机理, 对于探测器 2 而言, 产生过饱和现象的主要机理为热效应。

7 结论

本文从实验、理论分析和数值模拟的角度系统地研究了 PV 型探测器在波段内连续激光辐照下非线性响应的物理机理. 在实验上发现了两种典型的过饱和现象, 对两种过饱和现象进行了对比分析, 并从等效电路模型出发, 明晰了两种过饱和现象的发生条件, 建立了数值计算的理论模型, 对两种过饱和现象进行了数值模拟, 计算结果与实验相符合, 进而揭示了两种过饱和现象的产生机理. 在探测器尚未温升前产生过饱和现象的主要机理为探测器材料中缺陷引起的漏电流增大机理, 即等效电路模型中并联电阻在光强强到一定程度后具有光导特性, 阻值迅速减小, 漏电流增大, 导致开路电压和短路电流减小, 开路电压的输出值与光强成一一对应的关系, 与激光的辐照时间无关. 以“双耳”现象为典型代表热效应引起的过饱和现象, 主要机理为热效应引起的暗电流增大机理, 具体表现为温升使得本征载流子浓度增大从而导致探测器暗电流的增大. 在探测器温升过程中, pn 结势垒会减小, 但不是过饱和现象的主导机理。

- Jiang T, Cheng X A, Zheng X, Xu Z J, Jiang H M, Lu Q S 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 137302 (in Chinese) [江天, 程湘爱, 郑鑫, 江厚满, 陆启生 2012 物理学报 **61** 137302]
- Zheng X, Jiang T, Cheng X A, Jiang H M, Lu Q S 2012 *Acta phys. Sin.* **61** 047302 (in Chinese) [郑鑫, 江天, 程湘爱, 江厚满, 陆启生 2012 物理学报 **61** 047302]
- Kuanr A V, Bansal S K, Srivatava G P 1996 *Opt. and Laser Technol.* **28** 345
- Jiang T, Cheng X A, Li L, Jiang H M, Lu Q S 2011 *Optics and Spectroscopy* **111** 162
- Wysoki B T, Marciniak M A 2008 *Infrared Phys. Technol.* **51** 137
- Jiang T, Cheng X A, Zheng X, Jiang H M, Lu Q S 2011 *Semicond. Sci. Technol.* **26** 115004
- 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]
- Jiang T, Zheng X, Cheng X A, Xu Z J, Jiang H M, Lu Q S 2012 *Semicond. Sci. Technol.* **27** 015020
- Li X Q, Cheng X A, Wang R 2003 *China J. Letter.* **30** 1070 (in Chinese) [李修乾, 程湘爱, 王睿 2003 中国激光 **28** 1070]
- 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]
- 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]
- Ma L Q, Lu Q S, Du S J 2004 *China J. Letter.* **31** 342 (in Chinese) [马丽芹, 陆启生, 杜少军 2004 中国激光 **31** 342]
- 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]
- Li L, Lu Q S, Jiang H M, Cheng X A 2007 *Acts. Opt. Sin.* **27** 85 (in Chinese) [李莉, 陆启生, 江厚满, 程湘爱 2007 光学学报 **27** 85]
- Li L, Lu Q S 2008 *Acts. Opt. Sin.* **28** 1953 (in Chinese) [李莉, 陆启生 2008 光学学报 **28** 1953]
- Jiang T, Zheng X, Cheng X A, Xu Z J, Jiang H M, Lu Q S 2012 *J. Infrared Millim. Waves* **31** 216 (in Chinese) [江天, 郑鑫, 程湘爱, 许中杰, 江厚满, 陆启生 2012 红外与毫米波学报 **31** 216]
- 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]
- 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]
- Lu Q S, Jiang Z P, Liu Z J 1991 *Semicond. Sci. Technol.* **6** 1039
- Liu E K, Zhu B S, Luo J S 2009 *T. Semiconductor physics* (Beijing: 子束 **15** 40)

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]
[21] 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]
[22] Shen X C 2002 *The Spectrum and Optical Properties of Semiconductor* (Beijing: Science 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]

Generation mechanism of two different over-saturation phenomena of photovoltaic HgCdTe detectors irradiated by CW band-in laser*

Jiang Tian¹⁾²⁾ Cheng Xiang-Ai^{1)2)†} Xu Zhong-Jie¹⁾ 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 12 November 2012; revised manuscript received 28 February 2013)

Abstract

We have studied two batches of photovoltaic HgCdTe detectors irradiated by CW band-in laser, and discovered, two different over-saturation phenomena. It is shown that the over-saturation phenomenon associated with the open-circle voltage signals which decreases with increasing light intensity is of universal existence in the PV HgCdTe detectors irradiated by intense light. The regular and special phenomena of PV HgCdTe detectors under intense light radiation are definite and obvious. The generation conditions for the two typical over-saturation phenomena are analyzed in terms of the equivalent circuit model. These two kinds of over-saturation phenomena have been numerically simulated. Numerical results are in good agreement with experimental data. It is found that the two generation mechanisms of the over-saturation phenomena of PV detector under irradiation of the above-band gap laser do exist. One is the increasing dark current due to thermal effect, and the other is the leak current due to the bugs in the detector material.

Keywords: CW band-in laser, HgCdTe detector, photovoltaic over-saturation phenomenon

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

DOI: 10.7498/aps.62.097303

* Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 1030110), the Hunan Provincial Innovation Foundation for Postgraduate (Grant No. CX2011B035), and the NUDT Innovation Foundation for Postgraduate (Grant No. B110705).

† Corresponding author. E-mail: xiang_ai_cheng@126.com