

# 光调制吸收测量 HgCdTe 载流子寿命 及其干涉效应

辛志君 李 焱 冯文清 俞国良

(昆明物理研究所)

**摘要**——用光调制红外吸收技术测量了  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $0.23 < x < 0.30$ ) 晶片样品的光生少数载流子寿命及其面分布, 观察到了干涉效应。实验采用楔形样品并加光阑的方法消除了干涉效应, 取得了满意的效果, 对干涉机理作出了解释。

## 一、前 言

$\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  材料的少数载流子寿命及其均匀性是鉴别材料优劣的重要参数, 也是直接影响探测器性能的重要参数。光调制红外吸收测量技术是测量少数载流子寿命的好方法。该项测量技术最早用于 Ge 等半导体材料的载流子寿命测量<sup>[1~3]</sup>。1981 年以后, 有人把这项技术用于 HgCdTe 材料的少数载流子寿命、Hg 的缺位浓度、深能级等方面的测量研究<sup>[4~9]</sup>。1983 年 Radford 等人<sup>[5]</sup>在用这项技术测量 HgCdTe 的光生少数载流子寿命时, 发现了复杂的干涉效应, 使测量结果全无意义。他们采用在样品表面镀抗反膜的方法消除干涉效应, 但这种方法对样品有损伤, 实用性不强。因此, 有必要寻求一种实用性强, 并能基本保留原技术优点的消除干涉效应的方法, 并尽可能从理论上对干涉效应作出满意的解释。

## 二、实 验 理 论

当光子能量小于禁带宽度的一束光照射在半导体样品表面时, 在一定的波长范围内, 样品内部将产生自由载流子吸收, 其吸收系数与载流子浓度成比例<sup>[10~12]</sup>, 我们称这束光为探针光束。当光子能量大于禁带宽度的一束光照射到半导体样品表面时, 样品内部产生非平衡载流子, 非平衡载流子浓度与该点的外加光子流密度及少数载流子寿命成比例, 我们称这束光为泵光束。如果同时把探针光束和泵光束加到半导体样品上, 泵光束激发的非平衡电子-空穴对就会对探针光束有一个附加吸收, 其吸收系数与非平衡载流子浓度成比例。由于

本文 1985 年 11 月 2 日收到, 最后修改稿 1986 年 11 月 10 日收到。

非平衡载流子稳定时的浓度与少数载流子寿命成比例,因此,通过测量附加吸收就可得到少数载流子寿命。光调制红外吸收测量技术就是基于这一原理设计的。

当一束相干光入射到抛光样品上,样品的透过率为<sup>[10,11]</sup>

$$T = \frac{I}{I_0} = \frac{(1-R)^2 e^{-\alpha d}}{1 + R^2 e^{-2\alpha d} - 2R e^{-\alpha d} \cos 2\delta}, \quad (1)$$

式中  $R$  为反射率,  $\alpha$  为吸收系数,  $\delta$  为相位因子,  $d$  为样品厚度。如果仅考虑一次透过(参见图 1), 透过率为

$$T = (1-R)^2 e^{-\alpha d}. \quad (2)$$

在一定的假设条件下<sup>[4,5]</sup>, 只要泵光束在样品上的光斑被透镜会聚成的像远大于探测器光敏面, 泵光束光子流密度  $Q_{pu}$  就与  $\Delta I/I$  成线性关系。于是, 通过解载流子的连续性方程, 就可得到相应情况下的  $\Delta I/I$  与载流子寿命  $\tau$  之间的关系:

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{-(1-R^2 e^{-2\alpha d})}{(1+R^2 e^{-2\alpha d} - 2R e^{-\alpha d} \cos 2\delta)} \sigma_B (1-R_{pu}) Q_{pu} \gamma \tau, \quad (3)$$

$$\frac{\Delta I}{I} = -\sigma_B (1-R_{pu}) Q_{pu} \gamma \tau. \quad (4)$$

式(3)、(4)中,  $\Delta I$  是非平衡载流子产生的附加吸收,  $I$  是透过样品的探针光束强度,  $\gamma$  为量子效率,  $\delta = 2\pi n d / \lambda$ ,  $R_{pu}$  为泵光束反射率。为了解决干涉相位因子  $\delta$  及指数  $e^{-\alpha d}$  给这项测量技术带来的困难, 我们进行了数学变换。由式(3)得

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{-T}{(T_{\min} \cdot T_{\max})^{1/2}} \sigma_B (1-R_{pu}) Q_{pu} \gamma \tau, \quad (5)$$

式中  $T_{\min}$  和  $T_{\max}$  分别表示由于干涉效应产生的探针光束透过率的极小值和极大值, 即  $\cos 2\delta = \pm 1$  时的  $T$  值。由式(5)可以看出, 式中不再显含  $\delta$  和  $e^{-\alpha d}$ , 而  $T$ 、 $T_{\min}$  及  $T_{\max}$  是可以测量的。因此, 通过式(5), 在存在干涉效应时, 也能测量少数载流子的寿命。然而, 当深能级电子跃迁辐射的光子对  $\Delta I$  的贡献不能忽略时, 干涉效应变得复杂了, 这时式(5)不再适用。

为了完全消除干涉效应给本实验技术造成的困难, 我们采用楔形样品来有效地消除干涉效应, 同时使得实验满足式(2)的条件。这样, 在式(4)中  $\Delta I/I$  与  $\tau$  成线性关系, 简化了测量技术, 基本保持了光调制红外吸收测量技术的优点。

由式(4)可知, 只要知道  $\sigma_B$ 、 $R_{pu}$ 、 $Q_{pu}$  和  $\gamma$ , 就可以由实验测出  $\Delta I$  和  $I$ , 算出  $\tau$ 。实验中, 我们采用理论公式计算泵光束反射率  $R_{pu}$ ; 泵光束光子流密度  $Q_{pu}$  由测量激光器的功率按高斯分布的情况算出;  $\gamma = 2$ <sup>[18]</sup>;  $\sigma_B = \sigma_n + (\sigma_{v1} + \sigma_{v2v1})$ , 由理论公式给出, 其中自由电子吸收截面  $\sigma_n$  和重空穴吸收截面  $\sigma_{v1}$  取经典近似公式<sup>[11]</sup>

$$\sigma_n = \frac{e^3 \lambda^{2.4}}{4\pi^2 c^3 n \epsilon_0} \left( \frac{1}{m_e^{*2} \mu_e} \right), \quad (6)$$

式中  $\epsilon_0$  为真空介电常数,  $\mu_e$  为电子迁移率,  $\lambda$  为波长,  $m_e^*$  为导带电子有效质量。我们按 Mroczkowski 等人<sup>[9]</sup>的结果取  $\sigma_n \propto \lambda^{2.4} (T=295 \text{ K})$ 。

$$\sigma_{v1} = \frac{e^3 \lambda^2}{4\pi^2 c^3 n \epsilon_0} \left( \frac{1}{m_{hh}^{*2} \mu_h} \right). \quad (7)$$

式(6)、(7)中括号外的因子, 除本实验用  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$  外, 其它均为常数。重空穴有效质量

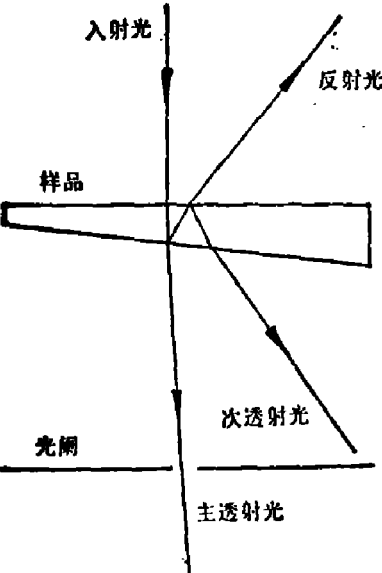


图 1 探针光束透过楔形样品  
Fig. 1 The probe beam transmits the cuneiform sample.

取  $m_{hh}^* = 0.5 m^{[4]}$ ; 电子有效质量按 Kane<sup>[15]</sup> 模型, 取一阶近似

$$m_e^* = 3E_g \hbar^2 / 4P^2. \quad (8)$$

式(8)中  $P$  是 Kane 动量矩阵元, 本文取  $P = 8.4E - 8 \text{ cm} \cdot \text{eV}^{[4]}$ 。在低温情况下, 式(6)、(7)对  $\sigma_{\text{H}}$  的贡献可忽略, 在室温附近,  $\sigma_{v1}$  的贡献也可以不考虑。价带间跃迁吸收截面  $\sigma_{v2v1}$  按 Kane<sup>[15]</sup> 模型用抛物线重空穴价带近似计算<sup>[9]</sup>:

$$\sigma_{v2v1} = \frac{4\alpha K^2 P^2}{3mE} \left( \frac{dE}{dK} \right)^{-1} a_2^2 \frac{\exp[E_{v1}(K)/K_B T]}{N_v}, \quad (9)$$

式中  $E = E_{v1}(K) - E_{v2}(K)$  为探针光束光子能量; 此处  $\alpha$  是精细结构常数,  $\alpha = 1/137$ ;  $n$  为折射率;  $N_v$  为价带有效态密度。

### 三、实验及结果分析

#### 1. 实验装置及样品制备

我们参照文献 [4]、[5] 制作的实验装置如图 2 所示。用  $0.6328 \mu\text{m}$  波长的 He-Ne 激光器作泵光束, 光斑直径  $0.014 \text{ cm}$ , 输出功率为  $2.24 \pm 0.04 \text{ mW}$ 。测量  $I_0$ 、 $I$  和  $\Delta I$  时用同一斩波器分别对  $\text{CO}_2$  和 He-Ne 激光束斩波。用  $10.6 \mu\text{m}$  波长的  $\text{CO}_2$  波导激光器作探针光束, 输出功率为  $75 \pm 8 \text{ mW}$ , 光斑直径为  $0.043 \text{ cm}$ 。用光阑遮挡次透射  $\text{CO}_2$  激光束, 以消除它与主透射光束在透镜像平面上发生的干涉, 光阑孔径  $1.78 \text{ mm}$ 。探测器的截止波长为  $12.3 \mu\text{m}$ , 光敏面面积为  $0.057 \text{ mm}^2$ 。

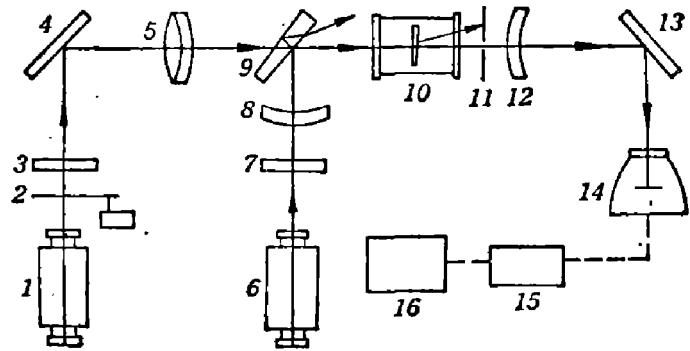


图 2 实验装置

1: He-Ne 激光器; 2: 斩波器; 3、7: 衰减片; 4、13: 反射镜; 5、8、12: 会聚透镜; 6:  $\text{CO}_2$  激光器; 9: 楔形半透半反镜; 10: 样品及样品杜瓦瓶; 11: 光阑; 14: 探测器; 15: 前置放大器; 16: 波分析仪

Fig. 2 The experimental set-up.

本实验使用的  $\text{HgCdTe}$  样品取自固态再结晶方法生长的晶体, 由我所材料室提供。样品在适当汞蒸气压下作退火处理, 经机械磨抛, 并在 3~5% 乙醇加溴腐蚀液中腐蚀, 最后厚度为  $1 \sim 0.5 \text{ mm}$ 。样品使用前分别用密度法确定体平均组份, 用扫描电镜确定表面层组分分布, 用范德堡法测量霍尔参数。杜瓦瓶窗口采用  $\text{ZnS}$  材料。

#### 2. 干涉效应的消除及寿命测量

我们把样品磨成楔形, 使探针光束光点沿样品宽度梯度方向扫描, 测量透过率  $T$ , 发现  $T$  出现大小等间隔的起伏,  $T = 0.32 \sim 0.8$ , 极大值与极小值之间的相位差  $2\Delta\delta = 4\pi \sim \Delta d / \pm \pi$ , 这表明通过样品的探针光束形成了等厚干涉, 然后加光阑遮去次透射光, 使之不能和主透射光在透镜的会聚作用下在探测器光敏面上形成干涉, 参见图 1 和图 2。对直径  $10 \text{ mm}$  的样品, 使厚度差  $\Delta d > 35 \mu\text{m}$  即可达到目的。实验中仅观察到  $T$  有小的无规律起伏 ( $T < 0.5$ ) 证明干涉已消除。图 3、4 示出对楔形样品 C8222-25 加光阑所测得的  $T$  及  $\tau$  在不同温度下的分布(图中:  $\frac{\text{寿命}(\mu\text{s})}{\text{透过率}}$ ), 图中  $T$  和  $\tau$  仍有小的起伏, 这是样品的电参数及组分不均匀造成的。

表 1 列出测得的几个样品的寿命及其它参数。

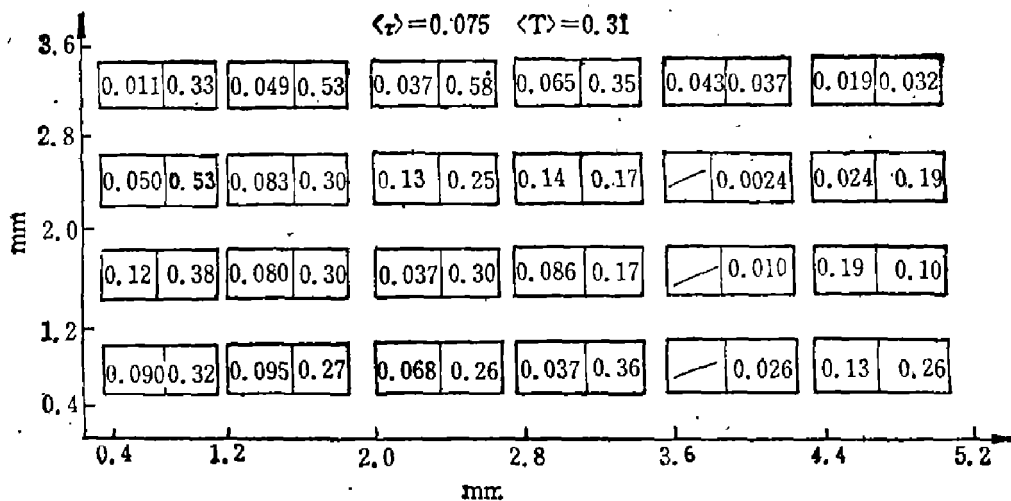


图3 在77 K时测得 $\tau$ 与 $T$ 的分布

Fig. 3 The distribution of lifetime and transmissivity measured at 77 K

(Legend: [lifetime ( $\mu$ s) | transmissivity])

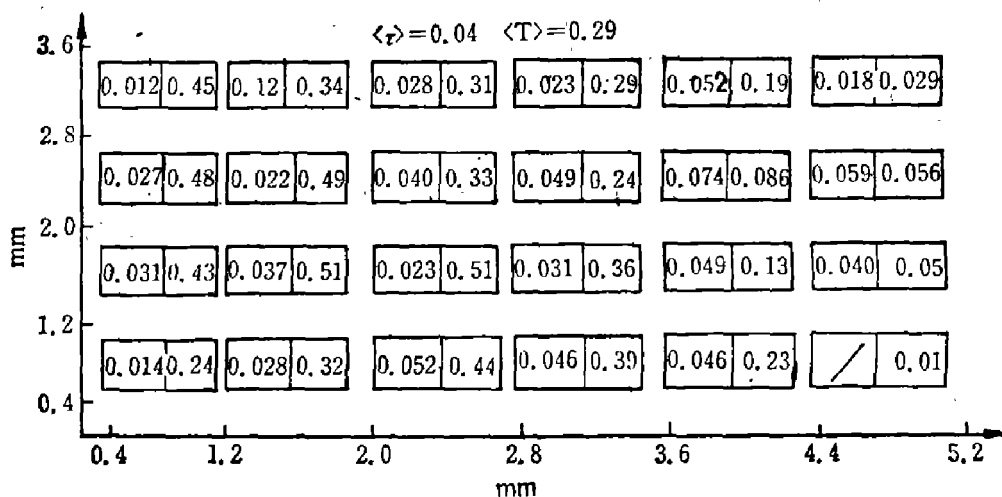


图4 在295 K时测得的 $\tau$ 与 $T$ 的分布

Fig. 4 The distribution of lifetime and transmissivity measured at 295K

(Legend: [lifetime ( $\mu$ s) | transmissivity])

表1 样品的寿命测量值及其它参数

Table 1 Measured values of lifetime and other parameters of the sample.

样品编号	C8222-25				C8230-10				C8209-27			
样品厚度( $\mu$ m)	$(735 \pm 1.5) + 27$				$(460 \pm 1.5) + 55$				$(1064 \pm 1) + 45$			
组分 $x$ 值	$0.258 \pm 0.030$				$0.273 \pm 0.023$				$0.258 \pm 0.020$			
导电类型	N				N				P			
温度(K)	77	195	295	348	77	195	295	348	77	195	295	348
寿命平均值( $\mu$ s)	0.075	0.11	0.04	0.026	0.023	0.049	$5.9E-3$	—	0.016	—	—	—
寿命变化范围( $\mu$ s)	0.19 0.019	0.25 $6.2E-3$	0.12 0.012	0.071 < $1E-4$	0.17 $5.2E-4$	0.014 $2.3E-3$	$1.8E-3$ < $1E-4$	—	$3.1E-2$ $3.14E-4$	—	—	—

## 四、对干涉效应的讨论

Radford 等人<sup>[5]</sup>发现, HgCdTe 样品随光照部位和温度的改变,  $\tau$  值有大幅度的正弦样变化, 变化幅度远大于干涉引起的透过率改变。他们试图用探针光束的干涉来解释, 认为可能是由于泵光束调制了折射率的实部或样品内存在附加界面层引起的, 但实验和理论依据都不足。样品镀 ZnSe 抗反膜后, 寿命正弦样变化现象消失了。Polla 等人<sup>[6]</sup>用单色仪作探针光束, 对  $x=0.238$ 、 $0.307$  的样品作了光谱分析, 也发现  $\Delta I/I$  有正负变化。他们认为这个变化是由于泵光束辐射引起浅受主能级上的电子数减少, 从而探针光束吸收减弱而引起的, 但这无助于说明  $\Delta I/I > 0$  的现象。在我们的实验中, 使光点扫描和使温度连续变化都未发现如此大幅度的寿命变化。根据 Radford<sup>[5]</sup> 的实验条件, 按 Polla<sup>[6]</sup> 用光调制吸收技术测量 HgCdTe 深能级的结果计算, Radford 所用样品 ( $x=0.220$ ) 近禁带中央施主深能级  $E_D \approx 0.8$  eV, 与他们使用的探针光束光子能量  $0.08$  eV 近似。在实验温度下, 该深能级上的空能态会对探针光束产生共振吸收<sup>[7,8]</sup>。定性分析表明, 价带上的电子吸收探针光束的光子会跃迁到这一深能级上, 如果这时再加泵光束照射, 价带上的部分电子就会吸收泵光束光子, 本征跃迁到导带, 同时在价带上留下较多的空能态。为了达到平衡, 深能级上被俘获的电子又会部分地重新跃迁到价带, 与空穴复合。复合过程中辐射的光子波长与探针光束波长相近, 斩波频率与泵光束相同, 能同时被探测器接收。这部分信号大于零, 叠加到非平衡载流子调制吸收信号  $\Delta I < 0$  上, 作为电信号读出。同时, 由于深能级上电子跃迁辐射基本上是单色光, 因此能够产生干涉(对于探针光束光子和深能级辐射发出的光子来说, 分别来自两个相互独立的光源, 它们之间不会产生干涉)。如果这两部分信号近似相等, 就会使测得的  $\Delta I/I$  (或  $\tau$ ) 发生较大幅度的振荡, 并交替出现正负寿命值。因此, 出现大的寿命振荡必须同时满足下列条件: (1) 有干涉效应存在; (2) 探针光束光子能量与样品深能级能量相等; (3) 深能级上的电子跃迁复合辐射光子流密度的贡献与  $\Delta I$  相近。

我们初步估算, 例如, 对  $\Delta I/I$  在  $-13E-3 \sim -4E-3$  之间, 深能级电子辐射光子贡献为  $8E-3$  (对  $I_0(1-R)$  的相对强度), 探测器得到信号则是两者之和, 在  $-5E-3 \sim 4E-3$  之间作正弦样变化。文献[5]的结果也说明了这一问题。文献[8]的结果说明深能级电子跃迁辐射光子流密度远大于调制探针光束光子流密度。由于该实验所用探针光束为非相干光, 因此不存在干涉问题, 不会出现  $\tau$  的正弦样变化。也就是说, 干涉效应消除后,  $\Delta I/I$  应表现为稳定值。但深能级电子跃迁辐射在满足共振吸收的条件下依然存在, 并把这部分信号叠加到  $\Delta I$  上去, 使测量的  $\tau$  值不准确。避免的办法是使所用探针光束光子能量不在深能级值附近, 并避开晶格等吸收。

我们使用的探针光束波长是  $10.6 \mu\text{m}$ ,  $x=0.23 \sim 0.30$ , 实验温度仅是几个固定的点。一般不会引起深能级共振吸收。室温附近, 对  $x=0.29$ , 有可能引起  $3E_D/4$  深能级的共振吸收, 但这个吸收较弱<sup>[8]</sup>, 电子跃迁辐射光子强度不满足与  $\Delta I$  近似的条件, 所以在我们的实验中未出现寿命的大幅度振荡变化。

## 五、结 论

由实验得出: 用相干光作为探针光束时, 平行平片样品存在干涉效应。这一效应如果解

释为探针光束的干涉,则无法说明  $\Delta I/I$  的大幅度变化和负寿命的出现,应考虑深能级上电子辐射复合所发出的光子对  $\Delta I$  的贡献及其干涉效应。消除干涉效应后,  $\tau$  的起伏变化是由于样品的电学参数不均匀造成的。把样品磨成楔形,并在它的后面加一光阑是消除干涉效应的有效而简便的方法。如果避开深能级的共振吸收,再作适当的数学处理,也能克服干涉效应给这种测试技术造成的困难。在满足其它实验条件的前提下,使泵光束在样品上的光斑经透镜所成的像远大于探测器光敏面,也能使泵光束的光子流密度与  $\Delta I/I$  成线性关系,从而在探针光束光斑不易聚焦得很小的情况下,提高测试的分辨率及灵敏度。

致谢——张景韶、朱惜辰在论文撰写过程中提出了建议,魏光仁、王云帮助设计了光学系统,并得到余菊仙、梁宏林及本所其它一些同志实验上的帮助,使实验得以如期进行,在此一并深表谢意。

### 参 考 文 献

- [1] Harrick. N. J., *J. Appl. Phys.*, **27** (1956), 12: 1439.
- [2] Afromowitz M. A. and DiDomenico M. Jr., *J. Appl. Phys.*, **42** (1971), 8: 3205.
- [3] Conway E. J., *J. Appl. Phys.*, **41** (1970), 4: 1689.
- [4] Mroczkowski J. A. et al., *Appl. Phys. Lett.*, **38** (1981), 4: 261.
- [5] Radford W. B. et al., *J. Vac. Sci. Technol.*, **A1** (1983), 3: 1700.
- [6] 凌仲庚、陆培德, *半导体学报*, **5** (1984), 2: 144.
- [7] Polla D. L. et al., *Appl. Phys. Lett.*, **43** (1983), 10: 941.
- [8] Polla D. L. et al., *Appl. Phys. Lett.*, **40** (1982), 4: 338.
- [9] Mroczkowski J. A. and Nelson D. A., *J. Appl. Phys.*, **54** (1983), 4: 2041.
- [10] Seeger K., *半导体物理学*, 徐东、钱建业译, 人民教育出版社, 1980, 443~467.
- [11] Moss T. S. et al., *Semiconductor Opto-Electronics*, Butter Worths, London, 1973, 1~43.
- [12] Casselman T. N. and Hanson G. L., *J. Vac. Sci. Technol.*, **A1** (1983), 3: 1683.
- [13] Scharonch P. and Szatkowski Jan., *J. Appl. Phys.*, **53** (1982), 8: 5710.
- [14] Swierkowski L. et al., *Solid State Commun.*, **27** (1978), 11: 1245.
- [15] Kane E. O., *J. Phys. Chem. Solid.*, **1** (1957), 249.

## THE MEASUREMENT OF CARRIER LIFETIME AND INTERFERENCE EFFECT IN HgCdTe USING OPTICAL MODULATION ABSORPTION

XIN ZHIJUN, LI CHI, FENG WENQING, YU GUOLIANG  
(Kunming Institute of Physics)

### ABSTRACT

Photogenerated minority-carrier lifetime and its planar distribution in HgCdTe alloy samples ( $0.23 < x < 0.30$ ) are measured by the optical modulation absorption. The interference effect is observed in the measurement. In order to eliminate this effect, the cuneiform samples are used and an aperture is added. The results are satisfactory. The mechanism of the interference phenomenon is explained.