

# Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te 的过热电子效应

陈永平\*\* 郑国珍 龚雅谦\*\*

郭少令 陈建湘 汤定元

(中国科学院上海技术物理研究所红外物理开放研究实验室, 上海, 200083)

**摘要**——研究了组分  $x=0.18\sim 0.50$  的 N-Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te 样品在 0.3~4.2 K 低温区和 0~7 T 磁场强度下的过热电子效应, 结果表明过热电子效应强烈依赖于样品的组份、电学参数以及材料的晶体质量.

**关键词**——过热电子效应, Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te, 输运特性.

## 1. 引 言

利用过热电子效应的 InSb 测辐射热计<sup>[1,2]</sup> 的响应波段在  $\sim 1$  mm, 噪声等效功率小于  $10^{-12}$  W/Hz, 响应时间为 0.2~0.3  $\mu$ s, 尽管响应时间已较通常的测辐射热计短得多, 但仍不能满足某些使用要求. 提高工作温度可以改善响应时间, 却使噪声等效功率明显增大. 寻找电子测辐射热计新材料的工作一直在进行, 几种其他材料(如 Ge、GaAs 等)都没有达到预期的效果. 由于改变碲镉汞混晶组分可以调节禁带宽度和电子有效质量, 有可能使响应率及响应时间都达到最佳值, 因而 HgCdTe 是研制快速电子测辐射热计的很有潜力的竞争材料. Kimmitt<sup>[3]</sup> 曾试验用 HgCdTe 制作高性能测辐射热计, 证明有可能做出响应率与 InSb 相同, 而响应速度比 InSb 快 10 倍的电子测辐射热计. Weber 和 Kulpa<sup>[4,5]</sup> 对  $x=0.33$  Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te 材料的过热电子效应的研究及用该材料做成的近毫米波光导探测器的测量结果也表明这种材料在远红外探测方面有着重要的应用前景.

为了探讨 Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te 晶体制作电子测辐射热计的潜力, 我们在较大组分范围 ( $x=0.18\sim 0.50$ ) 较低温度范围 ( $T=0.3\sim 4.2$  K) 以及强磁场 (0~7 T) 条件下研究了 Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te 混晶的过热电子效应.

## 2. 实 验 和 结 果

实验用的多数样品是用半熔法 (SR) 生长的, 少部分是用再结晶法 (DH) 和碲熔剂法

---

本文 1989 年 9 月 19 日收到, 修改稿 1989 年 12 月 2 日收到.

\* 国家自然科学基金资助课题.

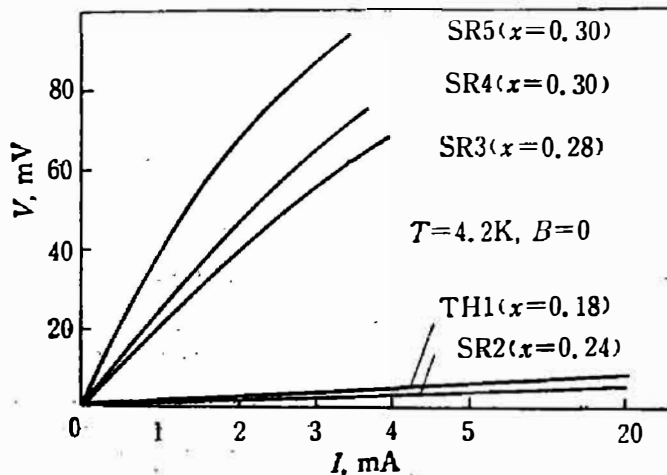
\*\* 中国科学院上海技术物理研究所, 上海, 200083.

(TH)生长的。样品经溴(5%)+乙醇(95%)溶液腐蚀,用In作欧姆接触,矩形样品尺寸约为 $8 \times 1 \times 0.6 \text{ mm}^3$ 。样品的组分分别用密度法、扫描电镜和光学透射法测得。

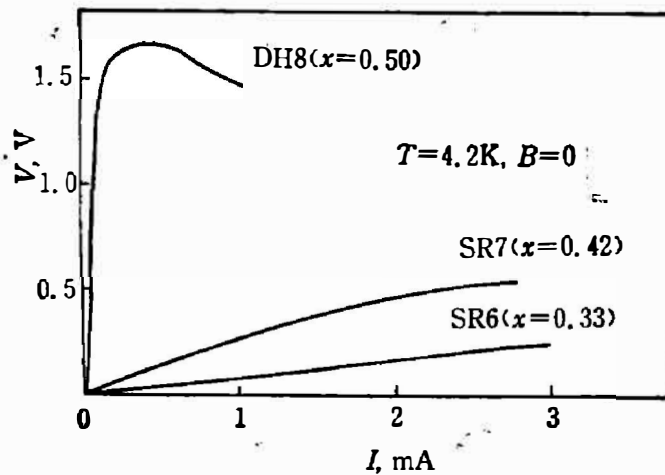
由于很难获得大组分电学性质均匀的样品,所以样品预测和挑选极为重要,我们在77~300 K温区内对样品进行了仔细的测试,挑选8个组份 $x=0.18 \sim 0.50$ 的样品供实验用,这些样品在77 K时的霍尔系数、电子迁移率和电子浓度列于表1。

表1 样品在77 K温度时的电学参数  
Table 1 Electric parameters of samples at 77 K

样品编号	$x$	$R(\text{cm}^3/\text{C})$	$\mu(\text{cm}^2 \cdot \text{V} \cdot \text{s})$	$n(\text{cm}^{-3})$
TH-1	0.18	$4.71 \times 10^8$	$2.44 \times 10^5$	$1.33 \times 10^{15}$
SR-2	0.24	$1.39 \times 10^8$	$7.36 \times 10^4$	$4.50 \times 10^{15}$
SR-3	0.28	$2.80 \times 10^4$	$8.58 \times 10^4$	$2.23 \times 10^{14}$
SR-4	0.30	$2.85 \times 10^4$	$7.41 \times 10^4$	$2.19 \times 10^{14}$
SR-5	0.30	$3.19 \times 10^4$	$5.23 \times 10^4$	$1.96 \times 10^{14}$
SR-6	0.33	$4.01 \times 10^4$	$5.03 \times 10^4$	$1.56 \times 10^{14}$
SR-7	0.42	$5.51 \times 10^4$	$2.17 \times 10^4$	$1.13 \times 10^{14}$
DH-8	0.50	$2.87 \times 10^4$	$1.01 \times 10^4$	$2.18 \times 10^{14}$



(a)  $x=0.18 \sim 0.30$



(b)  $x=0.33 \sim 0.50$

图1 零磁场下样品的I-V关系  
Fig. 1 I-V relations of samples at  $B=0$ .

实验分别在 He<sup>3</sup> 低温致冷系统和液氮低温装置中进行, 前者的最低温度可达 0.30 K, 超导磁体场强为 7 T, 采用稳态电场方法测量了不同温度和磁场下样品的  $I-V$  曲线, 测得电流因样品的组分、温度和磁场而异. 在实验过程中, 样品的晶格温度保持不变.

图 1(a) 和 (b) 给出了不同组份的样品在 4.2 K 零磁场下的  $I-V$  曲线. 图 1 表明小组份样品 ( $x=0.18, x=0.24$ ) 在电流直到 20 mA 范围内,  $I-V$  关系都遵守欧姆定律, 没有出现过热电子效应. 当组份  $x \geq 0.28$  时, 在电场足够大时  $I-V$  的变化偏离欧姆定律, 电导  $\sigma$  随电场  $E$  的增加而增加. 大组分样品 ( $x=0.50$ ) 的  $I-V$  特性与其它样品不同, 当电场较大时  $I-V$  曲线突然下降,  $\sigma$  随电场  $E$  迅速增加, 并出现负微分电导.

图 2~4 是 3 个样品在不同温度和磁场下的  $\sigma-E$  特性曲线. 表 2 列出了样品在  $T=4.2$  K、 $B=0$  和  $B=1.1$  T 时的临界电场  $E_c$  值和过热电子系数  $\beta$  值, 以及 Weber 等人的实验结果和 InSb 数据.

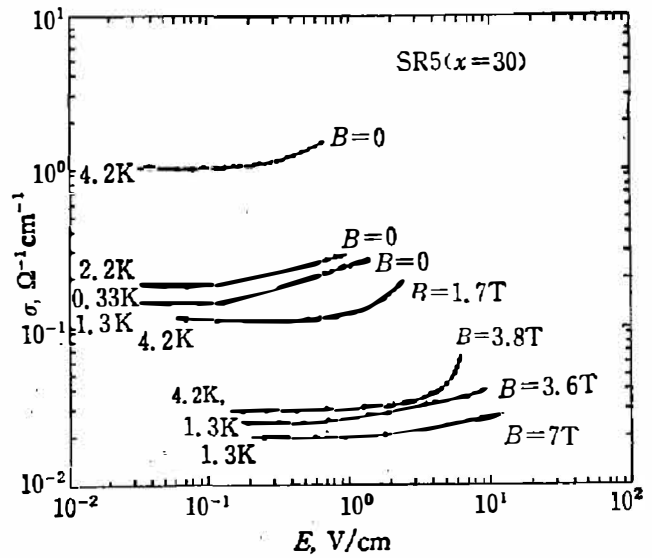


图 2 样品 SR-5( $x=0.30$ ) 在不同磁场强度下的  $\sigma-E$  关系

Fig. 2  $\sigma-E$  relations of sample SR-5( $x=0.30$ ) under different magnetic fields.

表 2 样品的临界电场  $E_c$  和过热电子系数  $\beta$

Table 2 Critical electric field  $E_c$  and hot electron coefficient  $\beta$  of sample.

样品编号	$x$	$E_c(B=0)$ (V/cm)	$\beta(B=0)$ (cm <sup>2</sup> /V <sup>2</sup> )	$\beta(B=1.1T)$ (cm <sup>2</sup> /V <sup>2</sup> )
TH 1	0.18	—	—	—
SR 2	0.24	—	—	—
SR 3	0.28	$1.4 \times 10^{-1}$	$7.1 \times 10^{-1}$	—
SR 4	0.30	$2.1 \times 10^{-1}$	$3.4 \times 10^{-1}$	$7.8 \times 10^{-2}$
SR 5	0.30	$8.0 \times 10^{-2}$	$1.3 \times 10^0$	$1.1 \times 10^{-1}$
SR 6	0.33	$5.3 \times 10^{-1}$	$3.2 \times 10^{-1}$	$7.0 \times 10^{-2}$
SR 7	0.42	$3.5 \times 10^{-1}$	$4.4 \times 10^{-1}$	—
DH 8	0.50	—	$2.4 \times 10^{-2}$	—
HgCdTe(1)*	0.20	—	—	—
HgCdTe(2)*	0.35	—	$3.7 \times 10^0$	—
HgCdTe(3)*	0.33	—	$2.0 \times 10^{-1}$	—
InSb*	—	—	$3.0 \times 10^1$	—

\* Weber 等人的实验结果

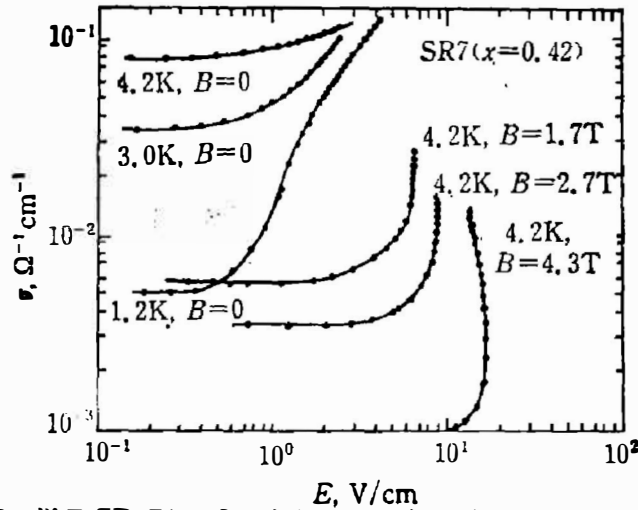


图 3 样品 SR-7( $x=0.42$ )在不同温度和磁场强度下的  $\sigma$ - $E$  关系

Fig. 3  $\sigma$ - $E$  relations of sample SR-7 ( $x=0.42$ ) at different temperatures and magnetic fields.

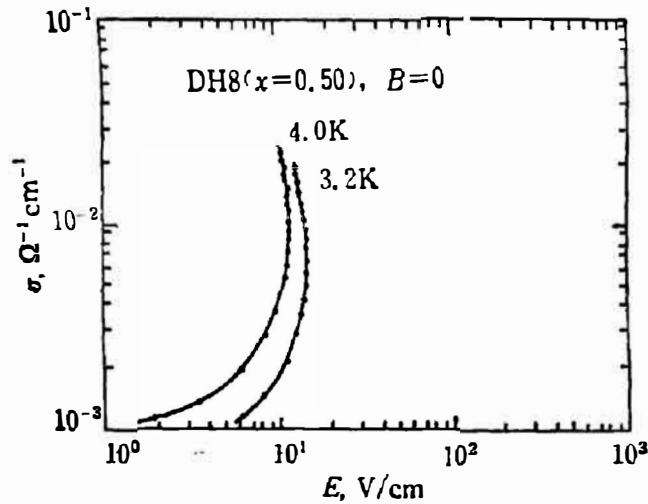


图 4 样品 DH-8( $x=0.50$ )的零磁场下的  $\sigma$ - $E$  关系

Fig. 4  $\sigma$ - $E$  relations of sample DH-8( $x=0.50$ ) at  $B=0$ .

### 3. 分析和讨论

#### 3.1 过热电子效应与材料组份密切相关

碲镉汞材料的过热电子效应与材料的组份有密切关系, 图 1 表明在组份较小( $x \leq 0.28$ )的样品中没有观察到非线性  $I$ - $V$  特性, 这可以由不同组份材料的电子迁移率随温度的变化关系来解释.

按照过热电子效应的理论, 电导  $\sigma$  随外加电场  $E$  的变化可以表示为

$$\sigma = \sigma_0(1 + \beta E^2 + \gamma E^4 + \dots). \tag{1}$$

在电场不太强时, 电导与外加电场的平方成正比. 系数  $\beta$  为过热电子系数, 它的大小反映了过热电子效应的强弱. 微观上  $\beta$  的大小直接取决于电子的迁移率特性和能量弛豫过程, 即

$$\beta = \frac{\tau_e \theta \mu_0 \left[ \frac{d \ln \mu(T_e)}{d \ln T_e} \right] \Big|_{T_e=T_0}}{\frac{3}{2} kT_0}, \tag{2}$$

其中  $\tau_e$  为电子的能量弛豫时间,  $T_e$  为电子的有效温度,  $T_0$  为晶格温度. 小组份样品的电子有效质量很小, 电子迁移率很高, 但在 4.2 K 温度附近迁移率基本上不随温度变化 [ $d\mu(T)/dT$ ]  $\approx 0$ . 因此, 即使在强电场下电子有效温度有所提高, 但由于迁移率不变而观察不到过热电子效应. 而大组份样品则不同, 虽然相应的迁移率值相对较小, 但在 4.2 K 附近迁移率随温度的变化却很大, 因而能够观察到过热电子效应. 过热电子效应并不随组份的增大而单调增强(参看表 2), 这是因为组份增大时电子有效质量也随之增大, 导致声子散射增强, 从而减弱了过热电子效应. 由此, 我们认为有可能存在一种使 Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te 过热电子效应最强的组份. 我们实验得到该组份为  $x=0.30$ , 要精确测量该值实际上有一定困难, 因为过热电子效应受到其它诸多因素的限制, 这将在后文讨论.

### 3.2 温度和磁场对过热电子输运性质的影响

#### 3.2.1 4.2 K 温度下磁场对过热电子效应的影响

实验结果表明, 在温度保持为 4.2 K 时, 磁场的存在对过热电子效应有很大影响. 但由于小组份样品和大组份样品电学参数的差异, 磁场的这种影响对不同组份的样品是不同的. 对组份不太高的样品, 其非本征载流子浓度很高, 电子波函数交迭严重. 当磁场还不足以引起样品发生相变或磁冻出时, 磁场将主要影响电子的能量弛豫过程. 较强的横向磁场使电子的平均自由程减小, 能量弛豫时间  $\tau_e$  变小, 电子能量不易积累, 致使  $E_c$  增大,  $\beta$  减小, 正如表 2 所示. 在我们的实验中, 样品 SR-5( $x=0.30$ ) 和样品 SR-6( $x=0.33$ ) 在磁场直到 3.8 T 时, 电导  $\sigma$  都按式(1)随外加电场  $E$  变化, 只是出现过热电子效应的阈值电场  $E_c$  随着磁场的增大而增大. 大组份的样品由于禁带较宽, 非本征载流子浓度较小, 电子波函数的交迭不象小组份样品那么严重, 强磁场有可能引起样品磁冻出. 按照 Y. K. A 理论<sup>[6]</sup>, 强磁场可以使施主原子的玻尔电离能增大, 从而使杂质能级从导带分离出来成为束缚能级. 随着磁场愈强, 束缚能级愈深, 磁冻出将会引起材料过热电子输运特性发生变化. 在强磁场下, 一部分电子将处于束缚能级上. 当束缚能级上的电子从外加电场获得足够能量时, 这些电子将激发到导带, 使样品的电导迅速增大. 这已在 InSb 材料的研究中得到证实.

我们在实验中观察到相似的行为(参看如图 4), 只是 Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te 材料所对应的磁场更强. 样品 SR-7( $x=0.42$ ) 在强电场下  $\sigma$  迅速增大, 很可能是样品磁冻出的结果. 磁场越强, 使  $\sigma$  迅速增大的临界电场越大, 所对应的电子束缚能级越低. 在  $B=4.3$  T 时, 由于大量电子处在束缚能级上, 强电场把电子从束缚能级激发到导带上时, 样品出现了负微分电导. 我们注意到: 在低温下, 对于更大组份的样品 ( $x \geq 0.50$ ), 即使不加磁场也观察到了冻出和负微分电导. 用类氢模型可以估计出电子波函数交迭的临界杂质浓度  $N_{dc}$ , 在  $x=0.20$  时, 得到  $N_{dc} \approx 6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ;  $x=0.42$  时,  $N_{dc} \approx 6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ;  $x=0.50$  时,  $N_{dc} \approx 4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . 对目前得到的较纯小组份 Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te 晶体, 其非本征载流子浓度一般都在  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  范围, 因此, 即使在液 He 温度以下, 小组份样品的电子都处于导带. 而大组份样品的临界杂质浓度较大, 非本征载流子浓度一般比较小, 所以大组份材料有可能存在杂质能级, 本实验可以说是一个验证.

以上讨论表明, 同 InSb 材料一样, Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te 材料也有两种不同的远红外光电导机制: 一是小组份材料按照式(1)的过热电子效应, 二是大组份材料基于冻出效应的杂质光电导. 在用 Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te 材料制作电子测热辐射计时, 应该根据不同的应用选择适当的组份

和适当的磁场及温度条件。

### 3.2.2 1.3 K 温度附近的 $I-V$ 特性

当温度低到 1.3 K 附近时, 我们发现样品的过热电子输运性质与 4.2 K 时有明显不同。这时  $\sigma$  不再按照式(1)随  $E$  变化, 而是与  $E$  成正比关系。同时  $\sigma$  与  $E$  的这种正比关系只与温度有关。当温度  $T=0.3\text{K}$ 、 $B=0$  时,  $\sigma$  与  $E$  也成正比, 此时  $I-V$  曲线与  $T=1.3\text{K}$ 、 $B=0$  时的  $I-V$  曲线非常接近, 这表明在 1.3 K 温度以下, 样品的电导已趋于饱和, 强磁场的存在仅使  $\sigma$  减小, 而没有改变  $\sigma$  与  $E$  的线性变化关系, 因此它既不是磁冻出现象, 也不大可能是由于相变引起的。J. P. Stadler 曾报道过这种反常的过热电子性质, 认为可能与样品的表面效应有关<sup>[8]</sup>, 该结论还有待于进一步实验验证。

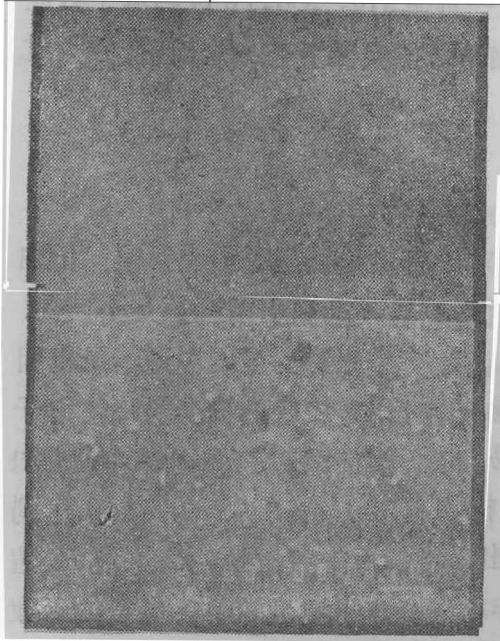


图5 样品 SR-4 和 SR-5 电子背散射图象

Fig. 5 Photo of electron back scattering of samples.

### 3.3 样品质量对过热电子效应的影响

实验发现: 组份相同、在 77 K 温区电学参数非常接近的两个样品, 在 4.2 K 温度下的过热电子系数却相差很大(参见表 1), Weber 等人认为这可能是样品的不同补偿度引起的。我们对上述样品作了电子探针背散射分析, 如图 5, 由照片可清楚地看到, 样品 SR-4 表面附近的结构缺陷比样品 SR-5 多得多。我们认为: 大量结构缺陷的存在, 使电子可以通过位错散射或无序散射增大电子的能量损失率, 从而严重影响过热电子系数, 为了获得较强的过热电子效应, 需要细致地选择和制作样品。

## 4. 结 论

在我们的实验中:

1. 当组分  $x \geq 0.28$  时, 能明显地观察到过热电子效应, 其过热电子系数比 InSb 小一个数量级。
2. 在  $x \geq 0.42$  的样品中出现冻出效应和负微分电导, 使样品电导随电场的增强陡然增大, 而外加磁场使  $\beta$  值减小近一个数量级。
3. 在  $T < 1.3\text{K}$  温区内, 呈现了反常的过热电子输运特性, 表面效应可能是造成此现象的原因。
4. 过热电子效应与样品的质量密切相关。组分相同、电学参数很接近的两个样品的过热电子系数相差好几倍, 由背散射形貌相分析认为是结构缺陷导致了  $\beta$  值减小。

总之,  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  作为候选的电子测辐射热计材料, 前题是要获取能够重复的、优质均匀的晶体材料, 特别是大组分材料, 这在目前还有一定的困难, 同时还要精心选择其组分值, 以便在特定应用中使响应率和响应时间都达到最佳值。

致谢——作者感谢沈杰、刘激鸣、李捍东提供了不同组分的样品。

## 参 考 文 献

- [1] Putley E. H., *Proc. Phys. Soc.*, **73** (1959), 280.  
[2] Putley E. H., *Phys. Status Solidi.*, **6** (1964), 571.  
[3] Kimmitt M. F., *9th. Int. Conf on IR & MM Waves*, Takarazvka, 1984, p. 57.  
[4] Weber B. A. and Kulpa S. M., *Int. J. IR & MM Waves*, **3** (1982), 235.  
[5] Weber B. A. and Kulpa S. M., *J. Appl. Phys.*, **19** (1980), 345.  
[6] Yafet Y., Keyes R. W. and Adams E. N., *J. Phys. Chem. Solid.*, **1** (1956), 137.  
[7] Scott W., *J. Appl. Phys.*, **43** (1972), 1055.  
[8] Stadler J. P. et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **18** (1985), 2377.

HOT ELECTRON EFFECT IN Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te\*

CHEN YONGPING\*\*, ZHENG GUOZHEN, GONG YAQIAN\*\*,

GUO SHAOLING, CHEN JIANXIANG, TANG DINGYUAN

(Laboratory for Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics,  
Academia Sinica, 200083, Shanghai, China)

## ABSTRACT

The hot electron effect in a number of N-type Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te samples with different compositions ( $x=0.18\sim 0.50$ ) is investigated at low temperatures 0.3~4.2 K and under magnetic fields 0~7 T. Nonlinear  $I-V$  relations are observed. The experiment results denote that the hot electron effect strongly depends on the composition, the electron concentration, mobility and even the crystal quality of the samples.

---

\* Project supported by the Chinese National Natural Sciences Fund.

\*\* Shanghai Institute of Technical Physics, 200083, Shanghai, China.