

# 近室温光伏 (Hg,Cd) Te 探测器 温差电流的研究

叶玉堂 胡渝 裘明信

(成都电讯工程学院)

**摘要**——本文研究近室温光伏 (Hg, Cd) Te 探测器测试回路中的温差电流。研究表明, 干冰温度下, 温差电流往往比短路电流大得多。因而, 在借助  $V-I$  曲线分析近室温光伏 (Hg, Cd) Te 探测器参数时, 务须考虑温差电流的影响。

## 一、问题的提出

在研究光伏 (Hg, Cd) Te 探测器的近室温特性时, 我们曾采用低温器件的测试方法<sup>[1]</sup>, 分别测得了器件在液氮温度下和干冰温度下的  $V-I$  曲线。结果发现, 近室温时,  $V-I$  曲线呈反常特性的器件相对数量要比 77 K 时多得多, 而且有的器件 (如编号 79D44-19 器件) 在液氮温度时  $V-I$  曲线正常, 短路光电流取负值; 可是在干冰温度时短路光电流取正值, 伏安曲线则呈现反常特性 (图 1)。由此提出了光伏碲镉汞器件在近室温时的反常机理的课题。本

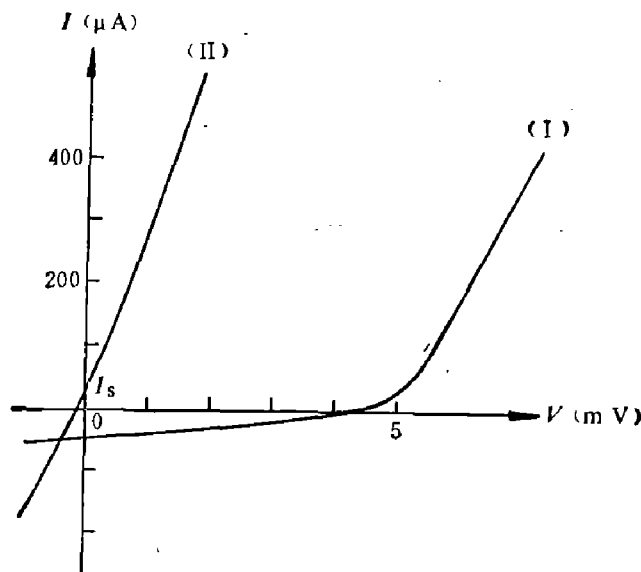


图 1 79D44-19 器件的伏-安曲线  
I—液氮温度; II—干冰温度

文的初步研究证明,近室温光伏(Hg, Cd)Te 探测器  $V-I$  曲线呈现反常特性的一个重要原因,是测试回路中存在温差电流。

## 二、实验证明

由于我们关心的是近室温器件  $V-I$  曲线反常的特殊机理,因此首先着重研究 77 K 时  $V-I$  曲线正常、而干冰温度时  $V-I$  曲线反常的编号为 79D44-19 的器件。

将图 1 曲线 II 的短路电流  $I_s$  看成是器件的短路光电流  $I_{sp}$  与其他电流机构引入的电流  $I_0$  之和:

$$I_s = I_{sp} + I_0. \quad (1)$$

通过实验研究了 79D44-19 器件  $I_{sp}$  的方向、数值以及引入  $I_0$  的机理。实验装置基本上就是低温光伏(Hg, Cd)Te 探测器短路光电流的测试装置(图 2),主要利用了该装置中与探测器相联的检流计  $G$ 。

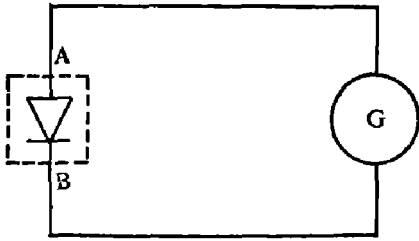


图 2 实验装置示意图

### 1. $I_{sp}$ 的方向

实验时将黑体移近图 2 所示的探测器。让黑体先具背景温度  $T_1$ , 再具温度  $T_2$ , 并测量相应的短路电流  $I_{s1}$ 、 $I_{s2}$ 。

下面先证明: 如果  $T_2 > T_1$ , 则  $I_s$  的变量  $\Delta I_s = I_{s2} - I_{s1}$  与  $I_{sp}$  有相同的取值符号。

探测器的短路光电流可以写成

$$I_{sp} = \pm q\eta J A. \quad (2)$$

由此可得

$$\Delta I_{sp} = \pm q\eta A \Delta J, \quad (3)$$

式中  $q$  是电子电荷量;  $\eta$  是量子效率;  $J$  是单位时间内探测器单位光敏面积所接收到的能够激发电子空穴对的光子数;  $A$  是探测器光敏面积。

等式右端符号由器件  $p-n$  结的结构形式决定: 光照面为  $n$  型半导体的器件取“-”号; 光照面为  $p$  型半导体的器件取“+”号。

对于  $\Delta J$ , 可以只考虑由黑体引入的光子流密度, 这是因为由其他背景引入的光子流对  $\Delta J$  无贡献。

由玻色-爱因斯坦统计, 当黑体温度为  $T_1$ 、 $T_2$  时, 能激发电子-空穴对的光子数分别为

$$J_1 = a \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\nu^2}{\exp\left(\frac{h\nu}{KT_1}\right) - 1} d\nu, \quad (4)$$

$$J_2 = a \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\nu^2}{\exp\left(\frac{h\nu}{KT_2}\right) - 1} d\nu, \quad (5)$$

式中  $\nu$  是光波频率;  $a$  是与  $T$  无关的常数;  $\nu_0 = E_g/h$ ;  $E_g$  是材料的禁带宽度;  $h$  是普朗克常数。

由式(4)和(5)容易看出, 当  $T_2 > T_1$  时, 有

$$\Delta J = J_2 - J_1 > 0. \quad (6)$$

由式(3)和(6),  $I_{sp}$  与  $\Delta I_{sp}$  取值符号相同。如果温度变化时,  $I_0$  基本不变, 则

$$\Delta I_s = \Delta I_{sp}, \quad (7)$$

于是  $I_{sp}$  与  $\Delta I_s$  有相同的取值符号。

因此, 根据黑体由  $T_1$  升至  $T_2$  时  $I_s$  的变化方向, 就可以确定  $I_{sp}$  的方向。

实验结果: 当  $T_2 > T_1$  时, 有  $\Delta I_s = I_{s2} - I_{s1} < 0$ 。

由此可以断定, 器件的光电流仍然是取负值。换言之, 器件在干冰温度时光电流的方向是正常的, 与 77 K 时光电流的方向相同。

## 2. $I_{sp}$ 的数值

了解  $I_{sp}$  的大小可进而求取由其他电流机构引入的电流  $I_0$ 。实验时改变背景温度, 测定器件在不同背景温度时相应的短路电流  $I_s$ , 由此可以推算出  $I_{sp}$  与  $I_0$  之值。

先使背景具室温  $T_1 = 300$  K, 此时测得

$$I_{s1} = 35 \mu\text{A}, \quad (8)$$

再使背景温度降至 77 K, 测得  $I_{s3} = 37 \mu\text{A}$ 。 (9)

由式(7),  $\Delta I_{sp} = I_{sp3} - I_{sp1} = 2 \mu\text{A}$ , (10)

而  $I_{sp1} = R_{I1}\omega_1$ , (11)

$$I_{sp3} = R_{I3}\omega_3, \quad (12)$$

式中  $R_{I1}$ 、 $R_{I3}$  分别是器件对于  $T_1$  背景辐射和  $T_3$  背景辐射的电流响应率;  $\omega_1$ 、 $\omega_3$  分别是背景温度为  $T_1$ 、 $T_3$  时对探测器的相应辐射功率。

根据斯忒藩-玻尔兹曼定律, 可以得到

$$\frac{\omega_1}{\omega_3} \doteq \left(\frac{T_1}{T_3}\right)^4 = \left(\frac{300}{77}\right)^4. \quad (13)$$

由式(11)~式(13),

$$\frac{I_{sp1}}{I_{sp3}} \doteq \left(\frac{300}{77}\right)^4 \gg 1,$$

即  $I_{sp1} \gg I_{sp3}$ 。 (14)

最后, 由式(2)、(9)、(10)、(14), 得到

$$I_{sp1} = 2 \mu\text{A}, \quad (15)$$

$$I_0 = 33 \mu\text{A}. \quad (16)$$

显然, 对于 79D44-19 器件,  $I_0 \gg I_{sp}$ 。 (17)

## 3. 温差电流的存在

我们要证明式(1)中的  $I_0$  是由探测器 A、B 间的温差电势  $\varepsilon_{AB}$  引入的温差电流。

实验时, 先后将 A、B 的温度  $T_A$ 、 $T_B$  由室温  $T_1 = 300$  K 降至干冰温度  $T_g$ , 并分别测定相应状态流经检流计 G 的电流。实验过程中, 探测器以干冰致冷, 可以认为 p-n 结附近某个面  $M_0$  的温度籍定为干冰温度  $T_g$  (见图 3)。

实验结果如下: 当  $T_A = T_B = 300$  K 时,  $I_S = 35 \mu\text{A}$ ; 当  $T_A = 300$  K,  $T_B = T_g$  时,  $I_{SA} = 385 \mu\text{A}$ ; 当  $T_B = 300$  K,  $T_A = T_g$  时,  $I_{SB} = -350 \mu\text{A}$ 。  $I_S$  表示  $T_A$ 、 $T_B$  都是 300 K 时流经 G 的电流,  $I_{SA}$ 、 $I_{SB}$  分别表示  $T_B = T_g$  和  $T_A = T_g$  时的相应电流。

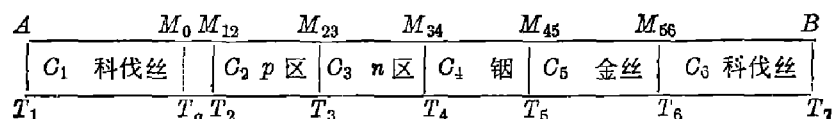


图 3 温差电路中探测器部分一维展开图

显然,在此实验过程中,无论  $T_A=T_g$  还是  $T_B=T_g$ ,除  $AM_0$  或  $BM_0$  间温度场发生变化外,探测器不发生任何其他变化。可测得的电流却增大一个数量级,电流的方向又因  $A$ 、 $B$  温度的变化而异,这一实验事实清楚地表明,  $I_0$  就是由  $A$ 、 $B$  两端的温差电势引入的温差电流。当  $T_A=T_B=300\text{K}$  时,  $A$ 、 $M_0$  间及  $B$ 、 $M_0$  间都有较高的温差电势,相应的温差电流约为  $I_{SA}$  和  $I_{SB}$ ,此时测得的电流约为  $I_{SA}$  与  $I_{SB}$  之和,即  $I_g \approx I_{SA} + I_{SB} = 35\mu\text{A}$ ; 当  $T_A=300\text{K}$ 、 $T_B=T_g$  时,随着时间的延伸,  $B$ 、 $M_0$  间的温度场趋于均匀,于是  $B$ 、 $M_0$  间的温差电势变为零,相应的温差电流也就变为零,这时测得的电流为  $I_{SA} = 385\mu\text{A}$ 。同理,当  $T_B=300\text{K}$  时,  $A$ 、 $M_0$  间的温差电势及相应的温差电流为零,此时测得的电流便为  $I_{SB} = -350\mu\text{A}$ 。

后来,我们又用编号为 80D1-4 等的五只器件(在于冰温度  $V-I$  曲线正常),进行了同样的实验。结果表明,测试回路中同样存在温差电流,其数值也同样比短路光电流大得多,与 79D44-19 器件不同之处仅在于温差电流的方向相反,正好与光电流的方向相同。这正是这批器件的  $V-I$  曲线正常、而 79D44-19 器件的  $V-I$  曲线反常的根本原因所在。

### 三、温差电流与温度的关系

上述实验证明,在于冰温度时测试回路中的温差电流比短路光电流大得多,因而导致  $V-I$  曲线的反常。但同一器件在  $77\text{K}$  时的  $V-I$  曲线却又正常,这意味着温差电流小于光电流。由此可以断定,同一器件在于冰温度下的温差电流比  $77\text{K}$  时大得多。

我们认为,工作温度提高后器件的温差电流大幅度增加主要有二方面的原因:一是由于器件的  $p-n$  结电阻降低,二是由于器件两端点  $A$ 、 $B$  间的温差电势增大。

器件的  $p-n$  结电阻是容易测定的。从 79D44-19 器件测得零偏压电阻在  $77\text{K}$  时为  $150\Omega$ ,在于冰温度时仅  $6\Omega$ 。

温差电势的实验测定较为困难。这里从理论上估计当工作温度提高时器件两端温差电势变化的趋势。

图 3 示意地给出温差电路中  $A$ 、 $B$  两端点之间部分。图中以  $O_i$  ( $i=1\sim 6$ ) 表示电路中不同材料的各别部分;  $M_{i+1}$  表示  $O_i$  与  $O_{i+1}$  的界面,其温度分别为  $T_{i+1}$ ;  $A$ 、 $B$  端面的温度分别为  $T_1$ 、 $T_7$ ;  $M_0$  是  $p-n$  结附近温度恒定在于冰温度  $T_g$  的某平面。我们不考虑导体或半导体的横向温差,即简化为一维问题来处理。

设  $O_i$  的绝对塞贝克系数为  $S_i$ ;  $O_i$  在温度  $T$  的绝对贝尔蒂系数为  $\pi_{iT}$ ;  $M_{i+1}$  的贝尔蒂系数为  $\pi_{i+1} = \pi_{i+1} - \pi_i$ ;  $O_i$  的绝对汤姆逊系数为  $\tau_{iT}$ 。  $A$ 、 $B$  间的温差电势可写为

$$\varepsilon_{AB} = \sum_{i=1}^5 \pi_{i+1} + \sum_{i=1}^6 \int_{T_i}^{T_{i+1}} \tau_{iT} dT \quad (18)$$

无论是金属导体还是半导体,贝尔蒂电势都比汤姆逊电势大得多,因而  $\varepsilon_{AB}$  的变化趋势将主要决定于式(18)中的  $\sum_{i=1}^5 \pi_{i+1}$ 。于是,我们也就只讨论  $\sum_{i=1}^5 \pi_{i+1}$  的变化。

金属导体的绝对塞贝克系数为<sup>[2]</sup>

$$S_i = -\frac{\pi^2 K^2 T}{q E_{Fi}} \quad (i=1, 4, 5, 6), \quad (19)$$

式中  $E_{Fi}$  是  $O_i$  的费密能级,  $T$  变化时其值不变。于是,  $O_i$  在  $T_i$ 、 $T_{i+1}$  时的贝尔蒂系数为<sup>[3]</sup>

$$\pi_{iT_i} = -\frac{\pi^2 K^2 T_i^2}{q E_{F_i}}, \quad (i=1, 4, 5, 6) \quad (20)$$

$$\pi_{iT_{i+1}} = -\frac{\pi^2 K^2 T_{i+1}^2}{q E_{F_i}} \circ \quad (21)$$

这样, 两金属界面  $M_{45}$ 、 $M_{56}$  的贝尔蒂电势为

$$\pi_{i+1} = -\frac{\pi^2 K^2}{q} \left[ \frac{1}{E_{F_{i+1}}} - \frac{1}{E_{F_i}} \right] T_{i+1}^2 \quad (i=4, 5) \circ \quad (22)$$

又据半导体理论, 可以写出

$$S_2 = +\frac{K}{q} \left( 2 - \ln \frac{p}{N_+} \right), \quad (23)$$

$$S_3 = -\frac{K}{q} \left( 2 - \ln \frac{n}{N_-} \right), \quad (24)$$

式中  $p$  是满带的空穴密度;  $N_+$  是满带的有效能级密度;  $n$  是导带的电子密度;  $N_-$  是导带的有效能级密度。

由式(23)、(24),  $M_{23}$  的贝尔蒂电势为

$$\pi_{23} = -\frac{KT_3}{q} \left( 4 - \ln \frac{np}{N_- N_+} \right), \quad (25)$$

略去  $S_1$ 、 $S_4$  对  $\pi_{12}$ 、 $\pi_{34}$  的贡献, 近似地有

$$\pi_{12} = \frac{KT_2}{q} \left( 2 - \ln \frac{p}{N_+} \right), \quad (26)$$

$$\pi_{34} = \frac{KT_4}{q} \left( 2 - \ln \frac{n}{N_-} \right) \circ \quad (27)$$

由式(22)、(25)、(26)、(27)容易证明, 当器件的工作温度从 77 K 变为 194.6 K 时, 式(18)中  $\pi_{i+1}$  都将增大。由此不难理解,  $\varepsilon_{AB}$  将朝数值增大的方向变化。

随着工作温度的提高, 器件两端  $A$ 、 $B$  间的温差电势增加, 其零偏压电阻则大幅度地降低, 自然导致温差电流的大幅度增加。

#### 四、温差电流与参数分析

借助  $V-I$  曲线对光伏(Hg, Cd)Te 探测器进行参数分析, 是判别器件性能优劣的一种重要手段。然而, 已有的一整套低温器件的试测方法和分析理论, 对于近室温器件并不完全适用, 必须作相应的修正。

修正的关键在于排除温差电流  $I_0$  对短路光电流  $I_{sp}$  的影响。这是因为在进行参数分析时, 背景量子效率  $\eta_r$ 、反映电流机构的因子  $\beta$ 、峰值探测率  $D_r^*$  等重要参数都与  $I_{sp}$  密切相关。如前所述, 近室温器件的  $I_0$  往往比  $I_{sp}$  大得多。如果沿用低温器件的测试方法和分析理论, 仍然认为  $I_0 + I_{sp} \doteq I_{sp}$ , 就会引出错误的结果。以量子效率  $\eta_r$  为例, 就可能发生  $\eta_r > 1$  的情况。顺便指出, 参考文献 [1] 等曾提到

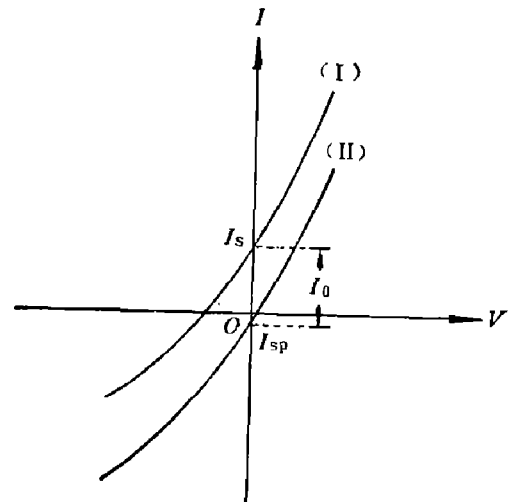


图4 伏-安曲线与温差电流

77 K 光伏 (Hg, Cd) Te 探测器有  $\eta_r > 1$  的现象。我们认为这也可能与温差电流的影响有关。

至于近室温器件  $V-I$  曲线测定及参数分析的具体方法, 我们认为可以这样进行: 先用低温器件的测试方法测出器件未排除  $I_0$  影响的  $V-I$  曲线(如图 4 曲线 I), 然后精心测定  $I_0$ , 并将曲线 I 沿  $I$  轴方向移动  $(-I_0)$ , 得曲线 II。此即排除  $I_0$  影响之后得到的  $V-I$  曲线, 借此进行参数分析, 就可以沿用低温器件的分析理论。

## 五、结 论

近室温光伏 (Hg, Cd) Te 探测器两端存在温差电势。如果沿用低温器件的测试方法, 测试回路中往往存在数值远大于短路光电流的温差电流。

当器件工作温度从 77 K 升至 194.6 K 时, 温差电流会大幅度增加, 其原因是  $p-n$  结零偏压电阻降低及温差电势增加。

由于温差电流的存在及影响, 在借助  $V-I$  曲线对近室温光伏 (Hg, Cd) Te 器件进行参数分析时, 对测试方法和分析理论应作相应的修正。

致谢——本文的实验工作是在昆明物理研究所完成的, 特此向该所杨亚文、顾伯奇、王玉琴、曾光丽、陈淑英等同志致以谢意。

## 参 考 文 献

- [1] 曾光丽, 红外技术, (1980), 2:63.
- [2] 黄昆、谢希德, 半导体物理学, 科学出版社, 1958, 175.
- [3] Cadoff I. B., Miller E., *Thermoelectric Materials and Devices*, New York: Reinhold Publ. Corp., 1960, 7.

# STUDY OF THERMOELECTRIC CURRENT OF NEAR-ROOM-TEMPERATURE PHOTOVOLTAIC (Hg, Cd) Te DETECTORS

Ye Yutang, Hu Yu, Qiu Mingxin  
(Chengdu Institute of Telecommunication Engineering)

## ABSTRACT

The thermoelectric current in the test circuit for near-room-temperature photovoltaic (Hg, Cd)Te detectors is discussed. The result shows that the thermoelectric current is usually much greater than the short-circuit photocurrent at the dry-ice temperature, so the influence of the thermoelectric current must be considered when the parameters of the near-room-temperature photovoltaic (Hg, Cd)Te detectors are analysed by means of  $V-I$  relation.