

文章编号: 1672-8785(2012)08-0001-08

论碲镉汞光电二极管的暗电流 (上)

王忆锋 毛京湘 刘黎明 王丹琳

(昆明物理研究所, 云南昆明 650223)

摘 要: 对于工作在 $1 \sim 30 \mu\text{m}$ 波段的各种红外光电探测器来说, 碲镉汞 (Mercury Cadmium Telluride, MCT) 已经成为最重要的一种半导体材料。为了获得最优的性能, MCT 探测器的暗电流必须降至最小。主要根据近年来的部分英文文献, 从基本概念入手, 介绍了有关 MCT 光电二极管暗电流研究的发展情况, 并讨论了对于 MCT 光电二极管暗电流有关问题的理解和体会。

关键词: 碲镉汞; 光电二极管; 红外探测器; 暗电流

中图分类号: TN305 **文献标识码:** A **DOI:** 10.3969/j.issn.1672-8785.2012.08.001

On the Dark Current in Mercury Cadmium Telluride Photodiodes

WANG Yi-feng, MAO Jing-xiang, LIU Li-ming, WANG Dan-lin

(Kunming Institute of Physics, Kunming 650223, China)

Abstract: For various infrared photoelectric detectors operating in the wavelength region from $1 \mu\text{m}$ to $30 \mu\text{m}$, mercury cadmium telluride (MCT) has become the most important semiconductor material. To obtain the best performance, the dark current in the MCT detectors must be minimized. By summarizing and analyzing the related references published in recent years, the progress of the research on MCT dark current is presented and the understanding and comprehension of the dark current in MCT photodiodes are discussed.

Key words: mercury cadmium telluride; photodiode; infrared detector; dark current

0 引言

光电探测的基本问题是如何把从目标接收到的光子信号转换为电 (子) 信号并有效地将其提取出来。碲镉汞 ($\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, 以下简记为 MCT, 其中 x 为材料组分) 器件是当今主流的红外光电探测器, 其工作波段涵盖短波^[1-4]、中波^[3-8]、长波^[9-16]和甚长波^[14-18]等各个红外波段。暗电流的大小和均匀性会直接影响 MCT 器件的性能。本文主要根据近年来的部分英文

文献, 从基本概念入手, 介绍有关 MCT 光电二极管暗电流研究的发展情况, 并讨论对于 MCT 光电二极管暗电流有关问题的理解和体会。

1 光子的发射与接收

任何具有非零温度的物体都有一定的热辐射即光子产生, 只是其数量大小有所不同罢了。光子以物体为球心, 向整个球空间发射出去。红外光电探测的基本问题是, 在与目标相距 L 处摆放一个探测器时, 如何将落在探测器光敏面

收稿日期: 2012-04-22

作者简介: 王忆锋 (1963-), 男, 湖南零陵人, 工学士, 高级工程师, 主要从事器件仿真研究。

E-mail: wangyifeng63@sina.com

(或光敏元) 上的光子信号转化为可以读出的电(子)信号, 如图 1 所示。

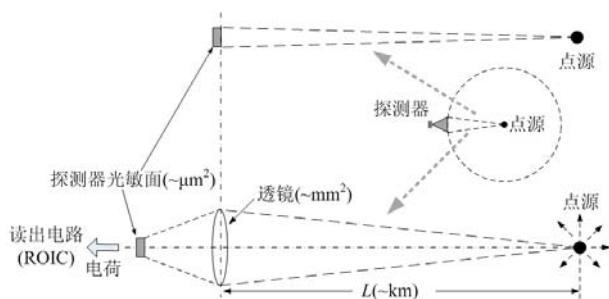


图 1 透镜将点源辐射光子数从 ($\sim$ 个 $\cdot$ $\text{mm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) 映射到 ($\sim$ 个 $\cdot$ $\mu\text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)

由于在 $1 \mu\text{m}^2$ 面积上落入的光子数与 1mm^2 面积上落入的光子数之间存在数量级上的差异, 因此一般通过引入一个光学系统来实现对光子数的聚集。光学系统可以等效为一个薄透镜。于是光子首先投射到透镜 ($\sim \text{mm}^2$) 上, 然后再会聚到探测器的光敏面 ($\sim \mu\text{m}^2$) 上, 从而将点源辐射光子数从 ($\sim$ 个 $\cdot$ $\text{mm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) 映射到 ($\sim$ 个 $\cdot$ $\mu\text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)^[19], 如图 1 和图 2^[20] 所示。

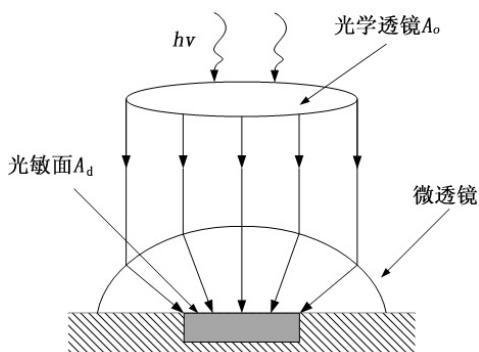


图 2 光电探测系统的光学透镜与微透镜

探测器芯片上除了光敏面外, 还有部分非敏感区, 如制作过程中形成的芯片间距、芯片边缘的附属电路等, 这部分区域又被称为“死区 (Dead Space)”。落在死区上的光子由于不起作用而被浪费。光敏面与整个探测器面积之比被称为填充因子^[21]。为了提高光子数的利用率, 自然有一个想法, 就是借助某种具有会聚作用的结构, 把本来将会落在死区上的光子引入到

光敏面上, 这就是微透镜, 如图 2 所示。其中, A_0 为光学透镜的面积, A_d 为光敏面的面积。

在常规光电二极管的设计中, 暗电流与结面积的平方成正比。因此, 从暗电流控制的角度来说, 希望光敏面小; 但是从提高量子效率的角度来看, 又希望光敏面大, 这两点无疑是矛盾的。利用微透镜将入射辐射聚集到光敏面上^[22]可以解决这一矛盾。

2 光子数的计算

一般而言, 只要是在比源本身尺度大 30 倍以上的距离上进行观测, 即可把辐射源视为点源^[23]。据此看来, 对于军用光电探测系统来说, 目标的点源性显然是满足条件的。我们进一步假设目标点源是各向同性的, 于是根据式 (1) 即可将辐射功率转换为辐强度^[24]:

$$I_b(\lambda) = \frac{W_b(\lambda)}{4\pi} \quad (\text{W} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}) \quad (1)$$

式中, sr 为球面度。辐射功率的计算方法可参见文献^[24]。最简单的一种情况是将目标视为一个温度为 T_b 、辐射面积为 A_b 的黑体, 它在波长 λ 处的辐射功率可按式 (2) 计算:

$$M_b(\lambda) = A_b M_b(\lambda, T_b) \quad (2)$$

式中, $M_b(\lambda, T_b)$ 为光谱辐出度, 可按照普朗克辐射公式计算, 即

$$M_b(\lambda, T_b) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/k_B \lambda T_b) - 1} \quad (\text{W} \cdot \text{m}^{-3}) \quad (3)$$

式中, $h (= 6.625 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s})$ 为普朗克常数, $c (= 2.998 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1})$ 为真空中的光速, $k_B (= 1.381 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1})$ 为玻耳兹曼常数。

如图 1 所示, 设探测器光敏面积为 A_d , 则落在 A_d 上的辐射功率为

$$W_d(\lambda) = I_b(\lambda) \frac{A_d}{L^2} = \frac{M_b(\lambda)}{4\pi L^2} A_d \quad (\text{W} \cdot \text{m}^{-1}) \quad (4)$$

式 (4) 实际上等效于以目标辐射源为球心、以 L 为半径作一球面, 将目标光谱辐出度均匀分布到球面上, 此时单位球面面积上的光谱辐出度乘以 A_d 即为探测器接收到的目标光谱辐射功率。

光谱辐出度与光子辐出度 (即光子数) 之间存在以下关系:

$$M_{p,b}(\lambda, T_b) = \frac{\lambda}{hc} M_b(\lambda, T_b) \quad (\text{个} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}) \quad (5)$$

于是探测器接收到的光子数为

$$N_{d,p}(\lambda) = \frac{M_{p,b}(\lambda, T_b)}{4\pi R^2} A_d \quad (\text{个} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}) \quad (6)$$

黑体在 $\lambda_1 \sim \lambda_2$ 波段内辐出的光子数为

$$\begin{aligned} & \tilde{M}_{p,b}(\Delta\lambda, T_b) \\ &= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\lambda}{hc} M_b(\lambda, T_b) d\lambda \quad (\text{个} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (7) \end{aligned}$$

如果已知 $\tilde{M}_{p,b}$ 的数值, 要求出其对应的温度, 那么式 (7) 就变成了一个积分方程的求解问题。一个较为简易的方法是利用 MATLAB 的 quad8() 数值积分命令。在合适的温度范围内作几次数值积分后, 大体上即可逼近满足方程的温度值。空间应用一般属于低背景^[1,2,9]。例如, 文献 [25] 提及高、低两个背景光子数, 一个是 $\tilde{M}_{p,b} = 10^{18}$ (个

$\cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$), 另一个是 $\tilde{M}_{p,b} = 10^{12}$ (个 $\cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)。可以求出这两个值所对应的背景温度如下: 在 $3 \sim 5 \mu\text{m}$ 波段, $T \approx 493 \text{ K}$; 在 $8 \sim 12 \mu\text{m}$ 波段, $T \approx 334 \text{ K}$ 。当然这只是数值计算意义上的解。

3 落到探测器光敏面上的光子数的分类

焦平面阵列 (Focal Plane Array, FPA) 器件可以看成由一系列单元探测器构成的矩阵, 如图 3 所示。整个焦平面阵列所对应的立体角被称为系统视场, 一个探测元所覆盖的范围被称为瞬时视场。显然视场越大, 观察视野越宽, 相应地也要求 MCT 晶片具有大的尺寸。与 MCT 晶格匹配的 CdZnTe 是具有最好质量的 MCT 衬底。人们可以获得 $6\text{cm} \times 4\text{cm}$ 大小的 CdZnTe 衬底, 但是其成本较高^[20]。文献 [3] 报道, 在直径为 6 in 的 Si 衬底上制备的 MCT 器件, 与在 CdZnTe 衬底上制备的 MCT 器件一样, 具有非常低的暗电流。

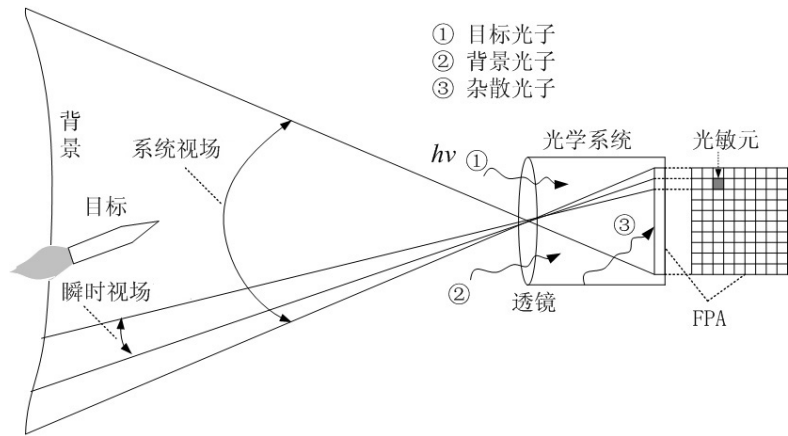


图 3 落在光敏元上的光子来自于目标、背景及光学系统内部的杂散辐射

落在光敏面上的光子可以分为三类, 即目标产生的光子 N_t 、背景产生的光子 N_b 以及系统结构内部杂散辐射产生的光子 N_d 。对于一个单元探测器来说, 总的光子数可以分为以下三种情况:

(1) 只看到目标, 这时总的光子数 N_{total} 为

$$N_{total} = N_t + N_d \quad (8)$$

(2) 只看到背景, 这时总的光子数 N_{total} 为

$$N_{total} = N_b + N_d \quad (9)$$

(3) 同时看到目标和背景, 这时总的光子数 N_{total} 为

$$N_{total} = N_t + N_b + N_d \quad (10)$$

显然, (1) 和 (2) 是两种最简单的情况。假定 N_d

是一致的,这时只要对两个光敏元的信号进行对比,一经成像即可看出差异,从而实现探测。在这三项光子数中,对于探测一方来说,可以控制的光子数只有 N_d 一项,它属于热产生。只要有温度,就有 N_d ;同时温度越低,光子数越少。为了实现高性能,必须尽可能将热产生抑制到最低的水平,这一点可以通过探测器的制冷来实现^[20]。文献[1]报道,密封和制冷可以使 $\lambda_c = 2.25\mu\text{m}/\text{MCT}$ 的暗电流降为原来的 $1/25$ 。

落在光敏面上的这些光子能否转换为电流取决于半导体材料的带隙 E_g ;而有多少光子可以转换为电流,则取决于量子效率 η 。

4 关于光电流

将光子经过光电转换后产生的电流称为光(生)电流,记为 $i_g(\lambda)$ 。英文文献中将其称为 photo-generated current^[24] 或者 photocurrent^[22,26]。假设每一个光子均可产生,而且最多产生一个电荷,则光电流的最大值为

$$i_{g,max}(\lambda) = qN_{d,p}(\lambda) \quad (\text{A} \cdot \text{m}^{-1}) \quad (11)$$

式中, q 为电子电荷量 ($=1.6 \times 10^{-19}$ 库伦)。式(11)即为光生电流的理论极限值。

实际上不可能每一个光子均可产生一个电荷。描述这一特点的参数就是量子效率 $\eta(\lambda)$,于是实际产生的光电流为

$$i_g(\lambda) = q\eta(\lambda)N_{d,p}(\lambda) \quad (\text{A} \cdot \text{m}^{-1}) \quad (12)$$

式中, η 为量子效率,其定义为光生载流子数与光子数之比。若反射系数 τ 可以忽略不计,则有^[20]

$$\eta(\lambda) = 1 - \exp(-\alpha d) \quad (13)$$

式中, d 为材料厚度。

一般情况下,在一个做好的器件中, pn 结材料和接触电极总有一定的电阻。用 R_s 表示这种等效串联电阻,如图 4 所示。 R_s 将会使二极管的 IV 特性发生改变。在小电流的情况下,串联电阻上的压降为 IR_s 。与耗尽区的压降 V_J 相比,这完全可以忽略不计,并有 $V_J = V_A$,即为

理想二极管的情况。当电流足够大,以至于 IR_s 可以与 V 相比较的时候,耗尽区上的压降将减为

$$V_J = V - IR_s \quad (14)$$

这相当于是消耗掉了部分偏压。因此,在考虑串联电阻 R_s 时,为了获得与理想二极管相同的电流,实际器件需要更大的偏压^[27-28]。

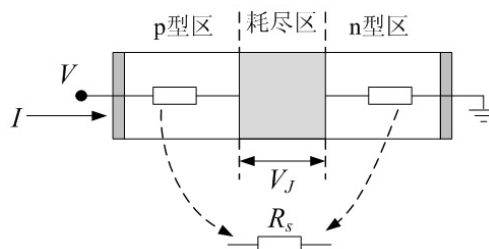


图 4 pn 结串联电阻

如式(13)所示,量子效率与偏压是无关的。但是文献[29]报道,由于串联电阻的存在,在零偏工作点附近或者峰值动态电阻附近(这是倾向于选择的工作点),表观(apparent)光响应率可能有所降低。提高反偏可以补偿这种降低现象,但是这仅对某些反偏有效;此外,动态电阻由于隧穿电流而减小,导致表观光响应降低。由于这种表现,在绘制量子效率与反偏电压之间的关系曲线时,在所测量的量子效率数据中会出现一个峰值,从而与一般印象中的量子效率与偏压无关的概念形成了对比。文献[4]介绍了对于 $n^+-on-p/\text{SWIR}/\text{MCT}$ 光电二极管的光电流对于偏压的依赖性的实验数据,并用扫出(sweep-out)理论进行了解释。当注入光子数较高时,观察到饱和前光电流与反偏电压线性相关;为了恢复光电流对于辐照的线性响应关系,需要具有较大的反偏。常规的光电流模型不能解释这种实验结果。作为高浓度的光生电子和空穴在耗尽区中的空间分布使得内建电场被部分抵消的一个结果,这种与偏压的相关性被归于光生载流子的复合,而不是它们被扫出耗尽区。文献[30]指出光响应及暗电流与刻蚀坑密度(EPD)有关,所测量的 EPD 值在 $10^5 \sim 10^7 \text{ cm}^{-2}$ 之间;对于带隙较宽的 MCT,其光响应受 EPD 的影响很弱,而暗电流则会受 EPD 的强烈影响。

$i_g(\lambda)$ 与 $W_d(\lambda)$ 之比被称为电流响应率, 记为 R_i , 并有

$$R_i(\lambda) = \frac{i_g(\lambda)}{W_d(\lambda)} \quad (\text{A} \cdot \text{W}^{-1}) \quad (15)$$

将光生电流 $i_g(\lambda)$ 与器件总体积中的光生载流子的总电荷量之比定义为光电导增益 $g(\lambda)$ ^[31], 并有

$$g(\lambda) = \frac{i_g(\lambda)}{qN_{d,p}(\lambda)} \quad (16)$$

综合上述有关各式, 式 (15) 可以改写为

$$R_i(\lambda) = \frac{q}{hc} \lambda \eta(\lambda) g(\lambda) \quad (17)$$

5 光子在 MCT 中的透入距离

假定光学系统的透镜没有滤光功能, 则波长在 $0 \sim \infty$ 范围内的光子都有可能落到探测器的光敏面上。如图 5 所示, 这些光子中的一部分被反射, 另一部分在半导体内传输。如果光子能量大于带隙宽度 E_g , 那么光子即被吸收 (这种吸收被称为本征吸收)。下面只讨论能够跃过带隙 E_g 的光子。

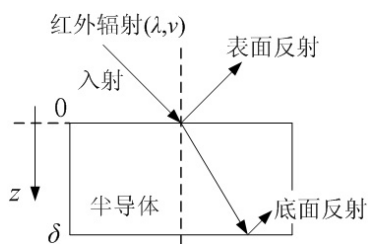


图 5 辐射在半导体内外的传输

单色光通过半导体材料后的强度减弱可以表示为^[27]

$$I = I_0 \exp(-\alpha z) \quad (18)$$

式中, I_0 为 $z=0$ 处的辐强度; α 为吸收系数, 可以定义为^[32]

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda} \quad (19)$$

式中, k 为消光系数。基于式 (18) 可以写出

$$z = -\frac{1}{\alpha} \ln \left(\frac{I}{I_0} \right) \quad (20)$$

从式 (18) 和式 (19) 中可以看出, 吸收系数 α 与波长 λ 成反比; 波长越大, 吸收系数越小, 透入距离越远。注意到 $1/\alpha$ 有长度的量纲, 它表示光在材料中的平均穿透深度^[27]。

截止波长 λ_c 与禁带宽度 E_g 之间的关系为

$$\lambda_c = \frac{1.24}{E_g} \quad (\mu\text{m}) \quad (21)$$

当 λ 降低到 λ_c 以下时, α 迅速增加, 导致光的吸收越来越接近半导体表面^[27]。MCT 的 α 值在 $10^3 \sim 10^4 \text{ cm}^{-1}$ 之间^[24]。根据式 (20), 利用 MATLAB 可以算出 $z = 10 \mu\text{m}$ 对应于 $\alpha = 10^4 \text{ cm}^{-1}$, 此时有 $I = 4.54 \times 10^{-5} I_0$; 当 $\alpha = 10^3 \text{ cm}^{-1}$ 时, 若达到这一量值, 需要 $z = 100 \mu\text{m}$, 表明红外辐射在 MCT 材料中的最大穿透深度约为 $100 \mu\text{m}$ 。这时辐强度 (可能还有光子数) 已大体上衰减为零。这一点的实际意义就是材料厚度合适即可。但是若要回答多厚才算合适这一问题, 则需要引入探测率这一概念来进行分析。

6 关于探测率

假设光电流的电流增益与噪声电流的电流增益是相同的, 则由于产生与复合过程形成的电流噪声可由式 (22) 给出:

$$i_n^2(\lambda) = 2(G + R)A_d \delta \Delta f q^2 g^2(\lambda) \quad (22)$$

式中, G 和 R 分别为产生率与复合率, Δf 为频率带宽, δ 为探测器材料的厚度。

探测率 $D^*(\lambda)$ 可由式 (23) 给出:

$$D^*(\lambda) = \frac{R_i(\lambda) \sqrt{A_0 \Delta f}}{i_n(\lambda)} \quad (23)$$

由式 (17)、式 (22) 和式 (23) 可以写出:

$$D^*(\lambda) = \frac{\lambda}{hc} \sqrt{\frac{A_0}{A_d}} \frac{\eta(\lambda)}{\sqrt{2(G + R)\delta}} \quad (24)$$

对于给定的波长和工作温度, 通过使 $\frac{\eta(\lambda)}{\sqrt{2(G + R)\delta}}$ 最大, 即面 (sheet) 光学产生与面热产生 - 复合的平方根之比最大, 可以使 D^* 性能达到最高。这意味着必须使用较薄的器件来获得高量子效率。对于给定的波长和工作温度, 通过减小以

$(G + R)\delta$ 表征出来的总的产生 - 复合, 可以使性能得到优化。

假设 $A_o/A_d = 1$, 将式 (7) 代入式 (24), 可以写出:

$$D^*(\lambda) = \frac{\lambda}{hc\sqrt{2(G+R)}}f(\delta) \quad (25)$$

其中

$$f(\delta) = \frac{1 - \exp(-\alpha\delta)}{\sqrt{\delta}} \quad (26)$$

利用 MATLAB 先求出 $f(\delta)$ 的一阶导数, 再令一阶导数等于零, 即可求出当 $\delta = 1.2564/\alpha$ 时, 函数 $f(\delta)$ 具有最大值 $(0.6382\sqrt{\alpha})$ 。此时有 $\eta = 0.7153$, 以及

$$D^*(\lambda) = \dots = 0.4513 \frac{\lambda}{hc} \sqrt{\frac{\alpha}{G+R}} \quad (27)$$

$\delta = 1.2564/\alpha$ 是最优厚度^[20,22]。一般让厚度略大于吸收系数的倒数即 $1/\alpha$ ^[26]。为了获得充分吸收, MCT 材料厚度一般为 $6 \sim 10 \mu\text{m}$ ^[22]。文献 [33] 介绍了用一种半分析模型对 MWIR/MCT/突变异质结光电二极管所做的仿真结果, 得到 $D^* \approx 4.7 \times 10^{10} \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ ^[33]。

7 光子数以及光生载流子数在半导体内的衰减过程

从信号处理的角度来看, 光电探测的过程就是光电信号不断衰减的过程, 在达到探测器之前表现为光子数的衰减。例如, 半导体材料表面的反射就是一次重要衰减, 如图 5 所示。MCT 的反射损失量约为 30 %^[34]。一般需要采用合适的镀膜来降低反射的影响^[32]。在所选择的波段内, 通过采用合适的抗反射膜 (增透膜), 几乎可以消除反射损失^[34]。光子进入半导体材料后, 量子效率 $\eta(\lambda)$ 又引入了一次重要衰减, 此后光生载流子就取代光子成为了信号的载体。换言之, 如果以半导体表面为界, 那么在表面之上是光子数的衰减问题, 在表面之下就变成了光生载流子数的衰减问题。文献 [35] 报道, 在 100 mV 反偏下, 没有增透膜的器件的量子效率 $> 60\%$, 有增透膜的器件的量子效率 $> 70\%$ 。

在本征吸收中, 价带中的电子被激发跃入导带。此时不只是在导带中产生了一个电子, 价带中也会同时产生一个空穴, 从而形成电子 - 空穴对 (光生载流子)。因为光子的吸收和电子 - 空穴对的产生之间具有一一对应的关系, 所以光生载流子的产生率也可以表示为依赖于 $\exp(-\alpha z)$ 的关系, 如图 5 所示。在光的产生过程中, 产生的电子和空穴数量相等, 故有^[27]

$$\left. \frac{\partial n}{\partial t} \right|_{\text{light}} = \left. \frac{\partial p}{\partial t} \right|_{\text{light}} = G_L(z, \lambda) \quad (28)$$

由分析可得

$$G_L(z, \lambda) = G_{L,0} \exp(-\alpha z) \quad (29)$$

式中, $G_{L,0}$ 为 $z = 0$ 处的光产生率。从计算的角度来说, 从这里开始再往后就进入了载流子输运方程的求解环节。

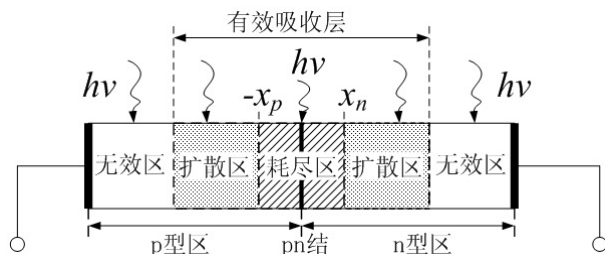


图 6 垂直 pn 结的有效吸收区由耗尽区和扩散区构成

在理想情况下, 光生载流子应该全部被输送到读出电路, 但是受实际器件中各种因素的影响, 光生载流子数总是或多或少会有所降低。从光电流的角度去看, pn 结中光子到光生载流子之间的转换可以分为下述几种情况:

- (1) 在耗尽区内形成的光生载流子直接被耗尽区电场扫到 pn 结的另一边, 贡献为光电流。
- (2) 在图 6 所示的无效区内形成的光生载流子对光电流没有贡献。
- (3) 光生载流子的扩散方向具有一定的随机性。即使光子落在扩散区, 但如果产生的光生载流子往无效区运动, 那么它们对光电流也没有贡献。
- (4) 扩散区发生的复合使光生载流子数减少。当 λ 降低到 λ_c 以下时, α 迅速增加, 因此光子的吸收越来越接近半导体表面, 最终导致大部分光生载流子在 pn 结靠近表面的一侧产生。

相应地, 在靠近表面处的光生载流子复合也会变大, 因此在扩散到耗尽区之前就有很多光生载流子被复合掉了^[27]。

(5) 一般说来, 图 6 所示的扩散区不超过一个扩散长度。在此区域内产生的光生载流子如果是往耗尽区运动, 那么它们可在足够长的存在时间内扩散到耗尽区^[27], 并被耗尽区电场扫到 pn 结的另一边, 贡献为光电流。

对于所有类型的载流子输运, 不管是漂移、扩散、间接或直接热复合、间接或直接产生, 还是其他类型的载流子输运, 它们都会使载流子浓度随时间而发生改变。因此, 可以把所有类型载流子输运的总效果看成是相同的, 即单位时间内载流子浓度的总变化 ($\partial n/\partial t$ 或 $\partial p/\partial t$) 等于与电子的 $\partial n/\partial t$ 相关的各个过程或与空穴的 $\partial p/\partial t$ 相关的各个过程的总和。这个关系就是连续性方程:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial n}{\partial t}\bigg|_{\text{drift}} + \frac{\partial n}{\partial t}\bigg|_{\text{diff}} + \frac{\partial n}{\partial t}\bigg|_{\text{thermal}} + \frac{\partial n}{\partial t}\bigg|_{\text{otherprocess}} \quad (30)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t}\bigg|_{\text{drift}} + \frac{\partial p}{\partial t}\bigg|_{\text{diff}} + \frac{\partial p}{\partial t}\bigg|_{\text{thermal}} + \frac{\partial p}{\partial t}\bigg|_{\text{otherprocess}} \quad (31)$$

具体到光生载流子来说, 对于 p 型半导体中的光生电子浓度 Δn_p , 有

$$\frac{\partial \Delta n_p}{\partial t} = D_e \frac{\partial^2 \Delta n_p}{\partial x^2} - \frac{\Delta n_p}{\tau_e} + G_L \quad (32)$$

式中, D_e 为电子扩散系数, τ_e 为电子寿命。光生载流子的寿命是指其在复合前存在的平均时间。p 型 MCT 的寿命与掺杂浓度的线性倒数相关; 在 p 型材料中, 若 Hg 空位被受主 (比如 Cu、Ag、Na 或 Au 等) 杂质替代, 则寿命一般较好 (可以提高一个数量级以上)^[20]。

对于 n 型半导体中的光生空穴浓度 Δp_n 来说, 有

$$\frac{\partial \Delta p_n}{\partial t} = D_h \frac{\partial^2 \Delta p_n}{\partial x^2} - \frac{\Delta p_n}{\tau_h} + G_L \quad (33)$$

式中, D_h 为空穴扩散系数, τ_h 为空穴寿命。

不妨反过来想一下, 若要由光生载流子浓度得到电流, 则应该有怎样的量纲组合呢?

(1) 电流的量纲为 A, 电流密度的量纲为 $A \cdot \text{cm}^{-2}$, 电流密度乘以 (横截) 面积就得到电流;

(2) 载流子浓度的量纲为 cm^{-3} , 电荷的量纲为 C ($=A \cdot s$), 扩散系数的量纲为 $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ 。它们与电流密度之间存在以下关系: 电流密度 ($A \cdot \text{cm}^{-2}$) = 电荷 ($A \cdot s$) $\times$ 扩散系数 ($\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$) $\times$ $[\text{cm}^{-4}] = (A \cdot s) \times (\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}) \times [\text{cm}^{-3}/\text{cm}]$ 。也就是说, 若要求出电流密度, 则必须构造出一个量纲为 cm^{-4} 的项。该项可以通过对光生载流子浓度 Δn_p 或 Δp_n 求一阶导数来实现。而一阶导数项刚好是式 (32) 或式 (33) 中没有出现的, 因此只有先求出原函数, 才能求一阶导数。确定边界条件^[27]后, 用 MATLAB 就容易求解整个过程了。

在稳态 ($\partial \Delta n_p / \partial t = 0$) 以及没有光生载流子 ($G_L = 0$, 即没有入射辐射, 入射光子数为零) 的条件下, 将耗尽区两边 ($x = -x_p$ 和 $x = x_n$, 如图 6 所示) 的电流密度值相加后再乘以面积 A_d , 就可以得到总电流 (该值即为暗电流):

$$I_{\text{dark}}(V, T) = i_0 \left[\exp\left(\frac{V}{V_T}\right) - 1 \right] \quad (34)$$

$$I_0 = qA_d \left(\frac{D_h p_n}{L_h} + \frac{D_e n_p}{L_e} \right) \quad (35)$$

$$V_T = \frac{k_B T}{q} \quad (36)$$

式中, I_0 为饱和电流, 又称扩散电流^[22]; V_T 为热电压; L_h 为空穴扩散长度; p_n 为 n 型区的空穴浓度; L_e 为电子扩散长度; n_p 为 p 型区的电子浓度。

光电二极管受到辐照后产生的电流被称为辐照电流^[26]。它与暗电流、光电流之间存在以下关系 (表达式中略去波长 λ)^[24]:

$$I(V, T) = I_{\text{dark}}(V, T) - i_g \quad (37)$$

式中, V 为器件工作时所加的偏置电压 (有正偏、零偏和反偏之分); T 为器件的工作温度。给定温度 T , 根据理论模型或者测试数据可以画出一条 IV 特性曲线。进一步的分析结果表明, 暗电流除了与偏压 V 和温度 T 有关之外, 还与

截止波长 λ_c 有关。暗电流会随着 λ_c 的增加呈指数上升^[36]。

辐照电流 $I(V, T)$ 形成后被送往读出电路。该值越大, 读出越容易。由于光电流基本上是一个定值, 故要求暗电流尽可能小。在空间应用中, 探测距离处在数千公里的量级上。此时, 落到探测器上的光子数很少, 相应地要求暗电流极低, 为此可在探测器的读出电路中增加一个源跟随器^[2]。文献中所报道的暗电流数值在大约 10^{-7} A^[37] 到 6.5×10^{-12} A^[33] 不等。

8 暗电流的等效电路模型

式 (37) 给出了理想情况下辐照电流的最大值。由于 MCT 器件具有带隙窄等特点, 要获得理想的二极管特性是困难的^[20], 即实际情况要小于此值。从计算的角度来看, 由于光电流 i_g 基本上是一个定值, 故只有暗电流 $i_{dark}(V, T)$ 变大, $I(V, T)$ 才能变小。从电路的角度来看, 就是还要引入一个或几个并联电阻, 如图 7 所示。

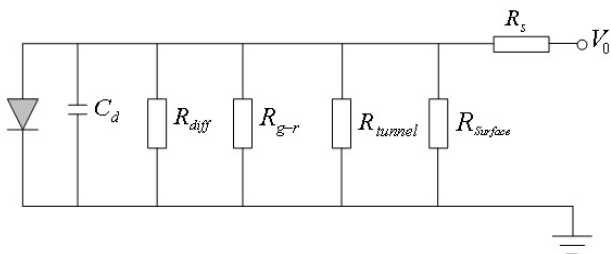


图 7 包括了各种电流成分的 MCT 光电二极管的等效电路^[24]

图 7 所示为 MCT 光电二极管的等效电路^[24]。它由一个理想二极管和一个电容、一个扩散电流电阻 R_{diff} 、一个产生-复合电流电阻 R_{g-r} 、一个隧穿电流电阻 R_{tunnel} 和一个表面漏电流电阻 $R_{surface}$ 构成, 其中四个电阻是并联在

一起的。另外还有一个串联电阻 R_s 。暗电流是通过四个并联电阻的电流之和, 即

$$I_{dark} = I_{diff} \left[\exp \left(\frac{V - I_{dark} R_s}{V_T} \right) - 1 \right] + I_{g-r} \left[\exp \left(\frac{V - I_{dark} R_s}{\beta_d V_T} \right) - 1 \right] + \frac{V - I_{dark} R_s}{R_{surface}} + I_{tunnel} \quad (38)$$

式中, I_{diff} 为扩散电流, I_{g-r} 为产生-复合电流, I_{tunnel} 为隧穿电流。对于扩散电流占主导地位的情况, 系数 $\beta_d \approx 1$; 当产生-复合电流在载流子输运中起主要作用时, $\beta_d = 2$ 。若把扩散电流与复合电流两项合在一起, 则有

$$I_{dark} = I_s \left[\exp \left(\frac{V - I_{dark} R_s}{\beta_d V_T} \right) - 1 \right] + \frac{V - I_{dark} R_s}{R_{surface}} + I_{tunnel} \quad (39)$$

式 (38) 被称为双指数模型, 而式 (23)、式 (17) 和式 (39) 则被称为单指数模型。

在分析光电二极管的 IV 特性时, 一般假定在某一特定的偏压区域内, 只有一种机制起主导作用。但是这种分析方法并不总是有效的^[26]。有一种较好的处理方法是, 在一定的偏压及温度范围内, 根据实验数据, 对各种电流成分之和进行数据拟合^[26,38]。其数学计算基础是最小二乘法理论, 人们可以使用 MATLAB 提供的 lsqcurvefit() 最小二乘法拟合函数进行求解, 也可以根据有关公式通过自编程序进行计算。文献 [39] 介绍了一种利用自动递归非线性拟合程序构建 IV 模型的方法。文献 [13] 分析了在一个较宽的温度和波长范围内, Hg 空位掺杂和非本征掺杂对于暗电流 IV 特性的影响情况。

(未完待续)

文章编号: 1672-8785(2012)09-0006-08

论碲镉汞光电二极管的暗电流 (下)

王忆锋 毛京湘 刘黎明 王丹琳

(昆明物理研究所, 云南昆明 650223)

摘 要: 对于工作在 $1 \sim 30 \mu\text{m}$ 波段的各种红外光电探测器来说, 碲镉汞 (Mercury Cadmium Telluride, MCT) 已经成为最重要的一种半导体材料。为了获得最优的性能, MCT 探测器的暗电流必须降至最小。主要根据近年来的部分英文文献, 从基本概念入手, 介绍了有关 MCT 光电二极管暗电流研究的发展情况, 并讨论了对于 MCT 光电二极管暗电流有关问题的理解和体会。

关键词: 碲镉汞; 光电二极管; 红外探测器; 暗电流

中图分类号: TN305 **文献标识码:** A **DOI:** 10.3969/j.issn.1672-8785.2012.09.002

On the Dark Current in Mercury Cadmium Telluride Photodiodes (II)

WANG Yi-feng, MAO Jing-xiang, LIU Li-ming, WANG Dan-lin

(Kunming Institute of Physics, Kunming 650223, China)

Abstract: For various infrared photoelectric detectors operating in the wavelength region from $1 \mu\text{m}$ to $30 \mu\text{m}$, mercury cadmium telluride (MCT) has become the most important semiconductor material. To obtain the best performance, the dark current in the MCT detectors must be minimized. By summarizing and analyzing the related references published in recent years, the progress of the research on MCT dark current is presented and the understanding and comprehension of the dark current in MCT photodiodes are discussed.

Key words: mercury cadmium telluride; photodiode; infrared detector; dark current

9 关于动态电阻

注意到电压与电流之比具有电阻量纲, 在式 (37) 中对电压 V 求偏导数, 则

$$\frac{I(V, T)}{V} \Rightarrow \frac{\partial I(V, T)}{\partial V} = \frac{1}{R(V, T)} \quad (40)$$

式中, R 被称为动态电阻^[5-6, 8, 12, 15, 29, 37, 46, 55-59]。因为偏压 V 可在一定范围内变化, 所以 R 值也是变化的。这可能就是为什么人们将其称为动态电阻的原因。相对说来, 一般意义上的电阻是

固定的或者静态的。与 IV 曲线的情况相类似, 根据式 (40) 可以画出相应的 RV 曲线^[12, 46, 60]。

文献 [56-57] 介绍了一种 RV 曲线分析方法。各种暗电流的贡献成分, 例如扩散、产生-复合、陷阱辅助隧穿、带间隧穿、雪崩放大以及欧姆接触电流等, 如果存在的话, 均可根据这种方法被分离出来。文献 [5] 在计算动态电阻时, 除了考虑扩散、产生-复合以及陷阱辅助隧穿之外, 还引入了 Poole-Frenkel 和声子陷阱辅助的隧穿效应。

收稿日期: 2012-04-22

作者简介: 王忆锋 (1963-), 男, 湖南零陵人, 工学士, 高级工程师, 主要从事器件仿真研究。

E-mail: wangyifeng63@sina.com

文献 [58] 介绍了一种用于理解动态电阻变化的分析方法, 其中将动态电阻作为反偏电压的一个函数。该方法可以根据 RV 曲线的最大值位置所在点来估算贡献于陷阱辅助隧穿电流的陷阱密度, 并且具有较好的吻合性。文献 [60] 介绍了一种在 MCT 光电二极管仿真计算中引入载流子简并性以及导带非抛物性的简单方法。他们通过比较 RV 曲线评价了其对于暗电流的影响。结果表明, 如果忽略载流子简并性和导带非抛物性, 仿真中将会引入较大的误差, 特别是对于重掺杂的 MCT 器件。

文献 [15,12,46] 介绍了一种从 RV 测量曲线中提取器件参数的数据处理方法。他们所用 RV 曲线的物理模型包括扩散、产生-复合、陷阱辅助隧穿和带间隧穿引入的暗电流, 另外还包括了串联电阻。从 RV 测量曲线中可以提取出 n 型区中的掺杂浓度、耗尽区中的有效寿命和串联电阻 R_s 等六个参数。低温下提取出来的电流参数表明, 隧穿效应有显著的贡献。当反偏大于 50 mV 时, 隧穿是主要的漏电流机制。当温度较高 (一般高于 120 K) 时, 由 Hg 空位导入的受主陷阱倾向于转变为施主型, 而在 40 ~ 60 K 时则保持稳定。由离子注入引入的陷阱在 60 ~ 90 K 之间保持稳定, 而在温度较高时则可能倾向于电离。但是对于由离子注入引入的陷阱来说, 较低的工作温度可能会引发冻出效应。拟合置信度分析结果表明, 当一种类型的暗电流机制在暗电流中占主导地位时, 一个参数的误差可能会被放大, 甚至可能会在较大的反偏下被无限放大。因此应该确定每一个拟合参数在 RV 曲线中具有最大影响的不同偏压区域。已有结果表明, 在小电压范围内或者仅在工作温度下构建的动态电阻模型不足以确定穿过 MCT/pn 结的载流子输运机制, 所以应该在较宽的偏压范围内或者在不同温度下对 IV 特征进行详细的理论研究。文献 [8] 利用栅控二极管结构研究了表面漏电流对于 MWIR/MCT 光电二极管动态电阻的贡献。

10 关于零偏电阻

零偏下的动态电阻称为零偏电阻, 记为 R_0 , 并有

$$\frac{1}{R_0} = R_0^{-1} = \left. \frac{\partial I(V, T)}{\partial V} \right|_{V=0} \quad (41)$$

从数学的角度来看, 当偏压固定后, R_0 就仅是工作温度 T 的函数了, 即 $R_0(T)$ 。相应地, 可以画出零偏电阻与温度之间的 $R_0 T$ 曲线。文献 [5] 报道, 他们在实验上观察到低温下的 R_0 与 n-on-p 结的周长而非面积成比例, 这意味着表面效应占主导地位; 当 MCT 材料层的位错密度为 10^6 cm^{-2} 时, $R_0 T$ 曲线的拟合具有最佳效果。文献 [52] 指出, 根据 R_0 对温度的依赖性测量不足以确定穿过 MCT 结的载流子输运机制, 仍需要在各种温度下进行详细的 IV 特性测量。文献 [51] 指出, 在正偏及小反偏的情况下, R_0 的大小是由隧穿-复合过程决定的。

光电二极管经常用到的一个性能指标是 $R_0 A$ 积, 即简单地用式 (41) 得到的 R_0 乘以结面积 A 。由于电流密度 $J = I/A$, 故有

$$\frac{1}{R_0 A} = (R_0 A)^{-1} = \left. \frac{dJ(V, T)}{dV} \right|_{V=0} \quad (42)$$

式 (42) 表明, $R_0 A$ 不依赖于结区面积, 它常被用作一个优值因子来评价器件的性能 [5-8,13,17,32-33,43,51-52,61-63]。文献中报道的有关数值有 $R_0 A(80 \text{ K}) = 4.6 \times 10^7 \Omega \cdot \text{cm}^2$ [6,61]、 $R_0 = 10^6 \Omega$ [37]、 $R_0 A(180 \text{ K}, 500 \times 500 \mu\text{m}^2) = 63 \Omega \cdot \text{cm}^2$ [7]、 $R_0 A(180 \text{ K}, 30 \times 30 \mu\text{m}^2) = 14 \Omega \cdot \text{cm}^2$ [7]、 $R_0 A = 11.3 \Omega \cdot \text{cm}^2$ [33] 和 $R_0 A > 10 \Omega \cdot \text{cm}^2$ [63] 等。文献 [43] 报道, 用 MCT($x = 0.28$)/MCT($x = 0.225$) 制备的 p-on-n 异质结光电二极管, 在 60 K 下是扩散限的, 而且其 $R_0 A$ 积在较宽的截止波长内接近理论限。文献 [13] 解释了在一个较宽的温度和波长范围内, 汞空位掺杂和非本征掺杂对于 $R_0 A$ 积的影响情况。文献 [7] 根据周长/面积对于 $R_0 A$ 的依赖性以及少数载流子扩散长度的测量结果, 提出了一个简单的分析表达式以计算体内、侧向及表面效应的贡献。为了使探测器具有

较高的 R_0A 值, 仅需使用 pn 结的一侧来采集光电流, 而对于另外一侧原则上可以用带隙较宽的材料制成, 以使扩散电流的贡献减至最小^[20]。

从理论上讲, 光电二极管的工作点可以取在 IV 特征曲线的任意位置上 (文献 [26] 第 53 页)。由于热负载 $H = I^2 R_L$ (R_L 为负载电阻), 若工作在正偏条件下, 显然热负载会趋向于变大, 这一点不利于制冷型系统。零偏下, 热负载最小, $1/f$ 噪声为零^[26], 光电二极管一般工作在零偏下^[26,59]。但是零偏所对应的光电流可能不是最大的。此时最好是从零偏往反偏方向稍微移一点 (略微反偏, 或简称为小反偏), 因此光电二极管的工作点往往选择在小反偏。这样既可使光电流达到最大化, 又可使热负载及噪声大小处在可控范围之内。总之, 人们倾向于选择在零偏附近或者峰值动态电阻附近的偏压^[29]。

文献 [62] 通过分析 MCT 光电二极管的噪声、暗电流和 R_0A 积对于温度的依赖性, 研究了位错对于 $1/f$ 噪声的贡献情况。结果表明, 不论是 n-on-p 构型还是 p-on-n 构型, 对于平面结来说, 位错对于 $1/f$ 噪声的贡献可以用 $i_n = 1 \times 10^{-2} I_{sh}$ 来描述; 对于台面结来说, 位错对于 $1/f$ 噪声的贡献可以用 $i_n = 6 \times 10^{-4} I_{sh}$ 来描述, 其中 I_{sh} 为通过光电二极管基底层位错传导的电流。他们提出了一个用物理模型理解位错从而使 $1/f$ 噪声得以提高的机理, 该机理是将位错的作用等效于分流电阻的。

11 光伏器件结构对暗电流的影响

光伏器件的核心是 pn 结。根据入射辐射与 pn 结的相对方向, pn 结有平面结与垂直结之分。若是平面结, 则有基于 n 型材料的 p-on-n 结构^[14,30,35,40-43] 和基于 p 型材料的 n-on-p 结构^[4-6,12-13,15,40,44-46]。其特点是上面的材料层较薄, 称为帽层 (cap layer); 下面的材料层较厚, 称为基底层 (base layer)^[26], 如图 6 所示。低温及 SWIR 器件要求的基底层掺杂浓度较低, 这时 n 型基底器件可获得较好的性能^[26]。例如, 在 77 K 下, n 型基底器件在 $2 \sim 20 \mu\text{m}$ 内都是有优势

的^[26]。文献 [40] 介绍了一种可用于描述 n-on-p 或 p-on-n 结构的 MCT 器件性能模型。1995 年之前, p-on-n 光电二极管所受关注甚少^[26]。由于在 n 型基底材料上掺杂的浓度较低且可控, p-on-n 材料相对来说易于生长。时至 1999 年, 大多数美国公司均使用 p-on-n 异质结^[47]。近年来, 一个趋势则是从空位掺杂 n-on-p 结构向非本征掺杂 p-on-n 结构发展^[48]。例如, 为改进以工作温度及信噪比表征的系统的性能, 法国 Sofradir 公司研发了一种新式 p-on-n/MCT 技术^[41]。

p 型材料可以用空位掺杂或非本征掺杂获得。在空位掺杂 MCT 材料上制备 n-on-p 结构是一种标准工艺^[44]。Hg 空位经常是热扩散电流为主导的根源所在。在同质结器件中, 使用非本征掺杂是减小热电流的有效途径之一^[20]。对于同质结技术来说, 一个重要目标是实现低载流子浓度 ($< 5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$); 但是有些证据表明, 非常低的载流子浓度可能会导致不稳定。有的厂家使用钢来作回掺杂 (back-dope), 以将浓度控制在 $(3 \sim 5) \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ 左右^[20]。

与空位掺杂相比, 利用非本征掺杂方法获得 p 型 MCT 材料可以显著降低暗电流^[36]。文献 [49] 报道, 为了实现足够低的暗电流, 他们研发和制备了具有各种截止波长的非本征 p 型掺杂 MCT 材料; 与标准的本征 MCT 材料相比, 这种材料可以使暗电流降低一个数量级左右。文献 [50] 报道, 用非本征掺杂方法制备 256×256 元器件 ($\lambda_c \sim 14 \mu\text{m}$, $T = 55 \text{ K}$) 时, 其暗电流密度约为 $1 \text{ pA} \cdot \mu\text{m}^{-2}$ 。文献 [44] 报道, 非本征掺杂可以使暗电流大约降低为原来的 $1/15$ 。

12 暗电流的起源

光电二极管的暗电流来自于扩散区、耗尽区以及表面, 如图 8 和表 1 所示。它们可以分为两大类^[26]: 第一类是在扩散区和耗尽区内产生的电流, 包括在 p 区和 n 区的扩散电流、在耗尽区形成的产生-复合电流、能带之间的直接隧穿电流、陷阱之间以及陷阱与能带之间的间接隧穿电流、反常的雪崩电流和跨过耗尽区的欧姆

漏电流; 第二类是表面漏电流, 包括来自表面态的表面产生电流、由电场导入的表面耗尽区中的产生电流、表面附近的隧穿电流、欧姆或非欧姆接触的分流漏电流以及在电场形成的表面区域中由雪崩放大产生的电流。

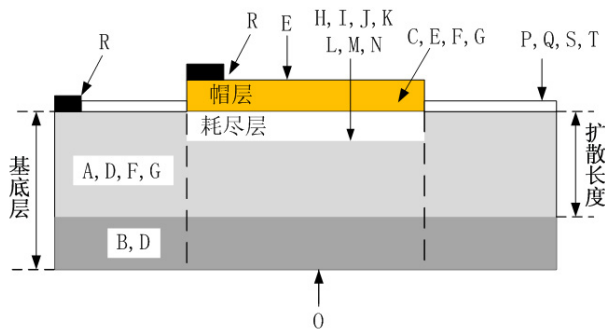


图 8 光电二极管的暗电流起源 (其中各字母所代表的含义见表 1)

总的看来, 暗电流的起源较多, 其不同条件下的影响及研究结论也不一样。由于 MCT 中的电子有效质量非常小, 可以出现从价带中满态到导带中具有同样能量的空态之间的直接带间

隧穿。目前常用的方法是在 pn 结的 n 型区一侧使用低掺杂, 以将带间隧穿降至最小。另外, 耗尽区中的杂质或缺陷起着中间态的作用。在此基础上, 通过间接跃迁也可以实现隧穿 (低温下 MCT/pn 结出现的隧穿即为这种类型^[26])。隧穿电流随着所加偏压的增加、掺杂浓度的提高或者带隙的减小而上升得非常快^[20], 它是高性能 LWIR/MCT 器件的一个潜在的限制性因素^[26], 特别是在低温工作且热产生电流很小的情况下。总的说来, 隧穿电流对于带隙及有效掺杂浓度具有极强的依赖性。隧穿电流随电场呈现指数变化。与扩散电流和耗尽区产生-复合电流相比, 它对于温度的依赖性相对较弱^[26]。

文献 [42] 介绍的一个结果表明, 在 p^+-n /MCT 光电二极管中, TAT 隧穿和带间隧穿对于暗电流的贡献可以忽略不计。文献 [51] 指出, 在正偏及小反偏的情况下, 隧穿-复合过程是决定暗电流的主要机制。文献 [52] 报道, 当温

表 1 光电二极管暗电流的起源与解决措施^[26]

暗电流起源	解决措施
A 在基底层 $1/\alpha$ 厚的区域内出现的俄歇产生	对于平衡态器件来说, 这是基本的限制因素
B 来自基底层 $1/\alpha$ 厚的区域外的扩散	减薄基底层
C 帽层中的俄歇产生	减薄帽层, 使用重掺杂 n^+ 层, 使用宽带隙帽层
D 基底层中非基本机制的产生	优化掺杂, 提高材料质量
E 帽层中非基本机制的产生	优化掺杂, 提高材料质量, 使用宽带隙帽层
F 位错	降低位错密度
G 沉积物	提高材料质量
H 耗尽区中的产生复合	优化掺杂, 提高材料质量
I 带间隧穿	降低掺杂
J 陷阱辅助隧穿	提高材料质量
K 雪崩电流	降低掺杂, 引入异质结
L 由位错产生的漏电流	降低位错密度
M 由沉积物产生的漏电流	提高材料质量
N 电场增强的产生复合	降低掺杂
O 来自表面态的产生	改善钝化, 使用异质结钝化
P 由反型层产生的分流电流	改善钝化, 优化受主掺杂
Q $1/f$ 噪声	改善钝化, 使用异质结钝化
R 表面区域的电场中的雪崩放大	改善钝化, 优化受主掺杂
S 表面附近导入的隧穿	改善钝化, 优化受主掺杂
T 接触区域产生	改善接触

度大于 90 K 时,反偏电流由扩散载流子输运机制主导;当温度低于 90 K 时,反偏电流由带间隧穿主导。在测量的整个偏压及温度范围内,没有明显的证据表明发现有产生-复合电流。文献 [5] 报道,低温下光电二极管的 IV 特性表明隧穿效应的贡献显著,说明当反偏大于 30 mV 时,隧穿是主要的漏电流机制。文献 [53] 报道,快速退火可以显著减小反向隧穿电流。

禁带中的载流子陷阱会大量俘获光生载流子,从而削弱光生电流。文献 [14] 研究了 77 K 下限制 LWIR 和 VLWIR 光电二极管性能的各种因素。他们考虑了所有的产生-复合机制,包括陷阱辅助隧穿、Shockley-Read-Hall (SRH)、俄歇和辐射过程等。在各种截止波长及可实现的材料参数条件下,通过数值计算提取出每一种产生-复合机制的贡献,确定它们对于暗电流产生机制作用的相对大小。结果表明,对灵敏度影响较大的陷阱能级依赖于截止波长(对于 LWIR ($\lambda_c \approx 10 \mu\text{m}$)/MCT, 约为 $0.7E_g$; 通常认为最有影响的产生-复合能级为 $0.5E_g$)。对于 $\lambda_c > 11 \mu\text{m}$ 的情况,当陷阱浓度低于 $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 时,与陷阱辅助隧穿相关的 $1/f$ 噪声是主要的器件噪声,即使是在小反偏下也是如此。对于 MCT 材料来说,低于此量级的陷阱浓度罕有报道,说明为了实现所期望的成像性能,需要几乎没有陷阱的材料。

文献 [54] 介绍了一种反偏光电二极管的 $1/f$ 噪声模型,其基本概念是电荷在钝化层界面上隧穿进入半导体界面态。电荷调制结两侧的半导体表面电荷层的宽度,导致耗尽区中的净差异以及半导体单位体积中扩散电流产生率的差异使来自于这些体积中的暗电流发生起伏。将与表面电荷起伏相关的 $1/f$ 谱转化为暗电流中的一个 $1/f$ 谱。文献 [55] 研究了作为温度、偏压和暗电流的函数的 MCT 光电二极管 $1/f$ 噪声。他们发现, $1/f$ 噪声、表面产生电流以及漏电流具有相同的温度依赖性。

一般说来,针对各项电流成分都可以写出一个与其物理机理相对应的或繁或简的数学模

型。这反映到电路模型中就是加上一个相应的分流电阻。在实际处理中则是抓住主要矛盾,选择少数几项有较大影响的因素,并且忽略其余项的影响。例如,对受限于高 R_0A 乘积的高性能光电二极管而言,电流贡献主要是由耗尽区外的扩散电流、耗尽区内的产生-复合电流以及通过耗尽区的隧穿电流等三项构成的^[26]。文献 [55] 报道,在一个较宽的偏压和温度范围内,暗电流可以用三个电流项来表示,即扩散电流、陷阱辅助隧穿电流和带间隧穿电流。但是,不管如何选取,扩散电流总归是必须要包括在内的一个电流项。

13 关于表面漏电流

表面效应对于光伏器件性能有着重要作用^[26]。对于一个实际的 pn 结,特别是在低温下工作的 pn 结来说,会出现一个与表面相关的暗电流项。激光束诱导电流 (LBIC) 方法是研究漏电流的一种有力工具^[64-65]。

为了使表面对于化学及热导入的变化保持稳定,以及控制表面复合、漏电流和相关噪声,实际器件要作表面钝化。钝化会引入表面固定电荷,构成积累层或耗尽层。文献 [66] 研究了钝化对于 MCT 器件暗电流的影响。文献 [16] 计算了 n^+p /LWIR/MCT 光电二极管的表面漏电流,其中假定表面漏电流是由于累积的 p 型表面层和相邻的 n^+ 区之间的带间隧穿所致。他们给出了钝化层固定电荷密度对于 IV 特性影响的表达式。文献 [67] 介绍了氢化对 MCT 器件暗电流的影响。

耗尽区宽度会随着反偏电压的增加而展宽^[28]。由于 MCT 材料厚度一般为 $6 \sim 10 \mu\text{m}$ ^[22],对于 MCT/pn 结来说,耗尽区很容易与表面相重合。当耗尽区与表面交接时,由于高密度界面态的存在,产生效应经常得到加强。如果表面钝化不能被优化到在 pn 结处给出一个平带势能,那么这种情况会进一步加重、恶化。另一方面,当扩散长度大于材料厚度时,如果表面复合速率大于扩散速率,那么表面和接触将会起到一种类似于额外扩散电流源的作用^[20]。用于处理这些问题的解决方案包括确保合适的钝化表面和在

金属接触前面利用一个高掺杂区或宽带隙区作为一个少数载流子势垒。

在 pn 结与表面交接的一侧材料中加宽带隙的过程被称为异质钝化 (heteropassivation)。使用 CdTe 薄膜和配合低温退火可以实现这一点, 这是器件厂商最常使用的钝化工艺^[20]。文献[5]介绍了突变结形式的 CdTe/MCT 钝化异质界面对于 n-on-p/MWIR/MCT 器件产生 - 复合及暗电流的影响。低温下的 IV 特性表明有来自于隧穿的显著贡献。当反偏大于 30 mV 时, 这是主要的漏电流机制, 并且是由终止于 CdTe/MCT 突变界面的结的所在区域引起的。他们提出一种二维模型来研究 CdTe/MCT 附近结区域的暗电流机制, 其中考虑了位错对于产生 - 复合过程的影响。计算结果表明, 在 CdTe/MCT 界面的结区域内, 电场强度的最大值约在 10^5 V/cm 中间的量级。这一区域中高强度局域电场的存在降低了带隙陷阱能级的电离能, 由此提高了 SRH 产生 - 复合过程的效率。

文献[68]报道, 用电子束蒸发方法在 MCT 器件上覆盖 2500 Å 厚的 ZnS 膜, 可使零偏附近的漏电流变得非常小 (在 37 fA ~ 1.1 pA 之间变化), 相应的电阻率在 $2.2 \times 10^{12} \sim 1.0 \times 10^{13} \Omega \cdot \text{cm}$ 之间变化。零偏附近的典型漏电流密度小于 $3 \times 10^{-9} \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ 。这些 ZnS 膜在低电场强度下呈现欧姆导电特性; 在中等电场强度下是欧姆导电效应和 Frenkel-Poole (FP) 效应的结合; 在高电场强度下是 FP 导电。为了进一步改善 ZnS 膜的钝化性能, 当电场大于 $0.25 \text{ MV} \cdot \text{cm}^{-1}$ 时, 需要减弱 FP 导电效应。

14 结束语

关于 MCT 暗电流的研究一直颇受人们关注, 近年来围绕 MCT 暗电流抑制技术也形成了一批专利^[69-77]。MCT 暗电流涉及众多因素。从某种意义上可以说它是器件性能的综合反映, 但又是一个事后的测试结果。如何将其中各种电流成分较为准确地提取出来, 涉及到对物理机理的理解和把握。从计算的角度来说, 一旦有

了光电二极管相关电学性能的测试数据, 通过基于合适的数学模型作数据拟合, 便可求出其中各相关电流项的大小, 并可细化追溯到制备流程中的各个相关工艺步骤。但是到了这一层次, 器件经过一系列制备工艺后已经固定成形, 实际上已经没有多少时机可供对各相关电流项实现调控, 此时只能将有关分析结果反馈到下一轮流片上。

暗电流本来对于单元探测器而言的。当众多的单元探测器拼在一起构成焦平面阵列器件以后, 均匀性的问题也随之产生了。我们设想有两个探测器, 一个看目标, 另一个看背景。如果它们的暗电流不一样, 那么其输出的光电流信号将会产生失真。所以暗电流不仅要尽可能小, 而且还要尽量小得一致, 即满足均匀性。当然不仅暗电流要均匀, 量子效率也要均匀, 否则同样会产生信号失真。当均匀性不能满足要求时, 在信号经过读出集成电路之后, 还要对其进行非均匀性校正处理。

参考文献

- [1] Smith R M, Bonati M, Guzman D. VIRGO-2K 2.25- μm HgCdTe Dark Current [C]. *SPIE*, 2004, **5499**: 119-130.
- [2] Gravrand O, Mollard L, Boulade O, et al. Ultra Low Dark Current CdHgTe FPAs in the SWIR Range at CEA and Sofradir [C]. *SPIE*, 2011, **8176**: 81761H.
- [3] Bangs J, Langell M, Reddy M, et al. Large Format High-operability SWIR and MWIR Focal Plane Array Performance and Capabilities [C]. *SPIE*, 2011, **8012**: 801234.
- [4] Cao G, Gong H, Qiu H, et al. Bias-dependent Photocurrent of HgCdTe Photodiodes[J]. *Journal of Applied Physics*, 2005, **98**(6): 064504.
- [5] Jozwikowska A, Jozwikowski K, Antoszewski J, et al. Generation-recombination Effects on Dark Currents in CdTe-passivated Midwave Infrared HgCdTe Photodiodes [J]. *Journal of Applied Physics*, 2005, **98**(17): 014504.
- [6] Rais M H, Musca C A, Antoszewski J, et al. Characterisation of Dark Current in Novel $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ Mid-wavelength Infrared Photovoltaic Detectors Based on n-on-p Junctions Formed by Plasma-induced Type Conversion [J]. *Journal of Crystal Growth*, **214/215**: 1106-1110.
- [7] McLevige W V, Williams G M, DeWames R E, et al. Variable-area Diode Data Analysis of Surface and

- Bulk Effects in MWIR HgCdTe/CdTe/sapphire Photodetectors [J]. *Semiconductor Science and Technology*, 1993, **8**(6S): 946–952.
- [8] Gopal V, Westerhout R J, Faraone L. Surface Leakage Current Contribution to the Dynamic Resistance and 1/f Noise in Mid-wave Mercury Cadmium Telluride Infrared Photodiodes [J]. *Infrared Physics & Technology*, 2008, **51**(6): 532–536.
- [9] Bacon C M, McMurtry C W, Pipher J L, et al. Effect of Dislocations on Dark Current in LWIR HgCdTe Photodiodes [C]. *SPIE*, 2010, **7742**: 77421U.
- [10] Wijewarnasuriya P S, Brill G, Chen Y, et al. Pronounced Auger Suppression in Long Wavelength HgCdTe Devices Grown by Molecular Beam Epitaxy [C]. *SPIE*, 2007, **6542**: 65420G.
- [11] Bacon C, Pipher J L, Forrest W J, et al. Diode Characterization of Rockwell LWIR HgCdTe Detector Arrays [C]. *SPIE*, 2003, **4850**: 927–923.
- [12] Hu W D, Chen X S, Yin F, et al. Analysis of Temperature Dependence of Dark Current Mechanisms for Long-wavelength HgCdTe Photovoltaic Infrared Detectors [J]. *Journal of Applied Physics*, 2009, **105**(4): 104502.
- [13] Jówikowski K, Kopytko M, Rogalski A, et al. Enhanced Numerical Analysis of Current-voltage Characteristics of Long Wavelength Infrared n-on-p HgCdTe Photodiodes [J]. *Journal of Applied Physics*, 2010, **108**(2): 07419.
- [14] Kocer H, Arslan Y, Besikci C. Numerical Analysis of Long Wavelength Infrared HgCdTe Photodiodes [J]. *Infrared Physics & Technology*, 2012, **55**(17): 49–55.
- [15] Quan Z J, Li Z F, Hu W D, et al. Parameter Determination from Resistance-voltage Curve for Long-wavelength HgCdTe Photodiode [J]. *Journal of Applied Physics*, 2006, **100**(1): 084504.
- [16] Bhan R J, Koul S K, Basu P K. Analysis of the Ideality Factor in Surface Leaky HgCdTe Photodiodes for the Long-wavelength Infrared Region [J]. *Semiconductor Science and Technology*, 1997, **12**(4): 448–454.
- [17] Wenus J, Rutkowski J, Rogalski A. Surface Leakage Current in HgCdTe Photodiodes [C]. *SPIE*, 2002, **4650**: 250–258.
- [18] Tobin S P. Thermal Cycling-induced Changes in Excess Dark Current in Very Long-wavelength HgCdTe Photodiodes at Low Temperature [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2006, **35**(6): 1411–1416.
- [19] 王忆锋, 余连杰, 陈洁, 等. 基于探测距离的军用红外探测器分类 [J]. *红外*, 2011, **32**(2): 34–38.
- [20] Henini M, Razeghi M. Handbook of Infrared Detection Technologies [M]. UK Oxford: Elsevier Science Ltd, 2002.
- [21] Schlessinger M, Chan W S. Design Requirements for Large-scale Focal Planes [C]. *SPIE*, 1981, **282**: 2–14.
- [22] Capper P, Garland J W. Mercury Cadmium Telluride: Growth, Properties and Applications [M]. London: John Wiley & Sons, Ltd, 2011.
- [23] 吴宗凡, 柳美琳, 张绍举, 等著. *红外与微光技术* [M]. 北京: 国防工业出版社, 1998.
- [24] Dereniak E L, Boreman G D. Infrared Detectors and Systems [M]. New York: John Wiley & Sons, Inc, 1996.
- [25] Cockrum C A. HgCdTe Material Properties and Their Influence on IR FPA Performance [C]. *SPIE*, 1996, **2685**: 2–15.
- [26] Rogalski A. Infrared Photon Detectors [M]. Bellingham: SPIE Optical Engineering Press, 1995.
- [27] Robert F P 著. 黄如, 王漪, 王金延, 等译. 韩汝琦校. *半导体器件基础* [M]. 北京: 电子工业出版社, 2004.
- [28] Donald A N 著. 赵毅强, 姚素英, 解晓东, 等译. *半导体物理与器件 (第三版)* [M]. 北京: 电子工业出版社, 2005.
- [29] Saxena R S, Bhan R K, Sareen L, et al. Bias Dependence of Photo-response in HgCdTe Photodiodes Due to Series Resistance [J]. *Infrared Physics & Technology*, 2011, **54**(18): 108–113.
- [30] Parodos T, Fitzgerald E A, Caster A, et al. Effect of Dislocations on VLWIR HgCdTe Photodiodes [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2007, **36**(8): 1068–1076.
- [31] 犬石嘉雄, 滨川圭弘, 白藤纯嗣著. 张志杰, 郝小林, 雷京贵, 等译. 周绍康校. *半导体物理* [M]. 北京: 科学出版社, 1986.
- [32] 褚君浩. *窄禁带半导体物理学* [M]. 北京: 科学出版社, 2005.
- [33] Saxena P K, Chakrabarti P. Computer Modeling of MWIR Single Heterojunction Photodetector Based on Mercury Cadmium Telluride [J]. *Infrared Physics & Technology*, 2009, **52**(5): 196–203.
- [34] Willardson R K, Beer A C. Semiconductors and Semimetals (Vol.18): Mercury Cadmium Telluride [M]. New York: Academic Press, 1981.
- [35] D'Souza A I, Dawson L C, Staller C O, et al. VLWIR HgCdTe Photovoltaic Detectors Performance [C]. *SPIE*, 2000, **4028**: 343–352.
- [36] Mahlein K M, Bauer A, Bitterlich H, et al. Next Generation IR Sensor Technology for Space Applications at AIM [C]. *SPIE*, 2008, **7106**: 416–425.
- [37] Saxena P K. Modeling and Simulation of HgCdTe Based p^+-n-n^+ LWIR Photodetector [J]. *Infrared Physics & Technology*, 2011, **54**(17): 25–33.

- [38] Hopkins F K, Boyd J T. Dark Current Analysis of InSb Photodiodes [J]. *Infrared Physics*, 1984, **24**: 391–395.
- [39] Gilmore A S, Bangs J, Gerrish A. I-V Modeling of Current Limiting Mechanisms in HgCdTe FPA Detectors [C]. *SPIE*, 2004, **5563**: 46–54.
- [40] Richwine R, Balcerak R, Freyvogel K, et al. A HgCdTe Detector/FPA/sensor Model for Evaluation of VLWIR to SWIR Sensors with an Assessment of SWIR Sensors for Strategic and Tactical Missions [C]. *SPIE*, 2006, **6294**: 62940E.
- [41] Terrier B, Delannoy A, Chorier P, et al. LWIR and VLWIR Detectors Development at SOFRADIR for Space Applications [C]. *SPIE*, 2010, **7826**: 382–393.
- [42] Gopal V, Singh S K, Mehra R M. Excess Dark Currents in HgCdTe p^+-n Junction Diodes [J]. *Semiconductor Science and Technology*, 2001, **16**(5): 372–376.
- [43] Bahir G, Garber V, Rosenfeld D. Planar p-on-n HgCdTe Heterostructure Infrared Photodiodes [J]. *Applied Physics Letters*, 2001, **78**(4): 1331.
- [44] Wollrab R, Bauer A, Bitterlich H, et al. Planar n-on-p HgCdTe FPAs for LWIR and VLWIR Applications [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2011, **40**(8): 1618–1623.
- [45] Vasilyev V V, Predein A V. Influence of Graded p-P Heterojunction Potential Barrier on Characteristics of Three-dimensional HgCdTe Photodiode [C]. *SPIE*, 2005, **5834**: 83–91.
- [46] Hu W, Chen X, Ye Z, et al. Accurate Simulation of Temperature-Dependent Dark Current in HgCdTe Infrared Detectors Assisted by Analytical Modeling [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2010, **39**(2): 981–985.
- [47] Tidrow M Z, Beck W A, Clark W W, et al. Device Physics and Focal Plane Applications of QWIP and MCT [J]. *Opto-Electronic Review*, 1999, **7**(4): 283–296.
- [48] Destefanis G, Tribolet P, Vuillermet M, et al. MCT IR detectors in France [C]. *SPIE*, 2011, **8012**: 801235.
- [49] Gravrand O, Borniol E D, Bisotto S, et al. From LWIR to VLWIR FPAs Made with HgCdTe at Defir [C]. *SPIE*, 2006, **6361**: 328–337.
- [50] Ziegler J, Eich D, Hanna S, et al. Recent Results of Two-dimensional LW- and VLW-HgCdTe IR FPAs at AIM [C]. *SPIE*, 2010, **7660**: 766038.
- [51] Sarusi G, Zemel A, Sher A, et al. Forward Tunneling Current in HgCdTe Photodiodes [J]. *Journal of Applied Physics*, 1994, **76**(2): 4420.
- [52] Zemel A, Lukomsky I, Weiss E. Mechanism of Carrier Transport across the Junction of Narrow Band-gap Planar n-p HgCdTe Photodiodes Grown by Liquid-phase Epitaxy [J]. *Journal of Applied Physics*, 2005, **98**(5): 054574.
- [53] Park S M, Kim J M, Lee H C, et al. Suppression of Reverse Bias Tunneling Current in HgCdTe Photodiodes Formed by Rapid Thermal Diffusion [C]. *SPIE*, 1997, **3061**: 78–83.
- [54] Kinch M A, Wan C F, Schaake H, et al. Universal 1/f Noise Model for Reverse Biased Diodes [J]. *Applied Physics Letters*, 2009, **94**(22): 193508.
- [55] Juang F S, Su Y K, Chang S M, et al. Analysis of the Dark Current of Focal-plane-array $Hg_{1-x}Cd_xTe$ Diode [J]. *Materials Chemistry and Physics*, 2000, **64**(18): 131–136.
- [56] Gopal V, Singh S K, Mehra R M. Analysis of Dark Current Contributions in Mercury Cadmium Telluride Junction Diodes [J]. *Infrared Physics & Technology*, 2002, **43**(6): 317–326.
- [57] Gopal V, Gupta S, Bhan R K, et al. Modeling of Dark Characteristics of Mercury Cadmium Telluride n^+-p Junctions [J]. *Infrared Physics & Technology*, 2003, **44**(18): 143–152.
- [58] Singh S K, Gopal V, Bhan R K, et al. An Analysis of the Dynamic Resistance Variation as a Function of Reverse Bias Voltage in a HgCdTe Diode [J]. *Semiconductor Science and Technology*, 2000, **15**(2): 752–755.
- [59] Willardson R K, Beer A C. Semiconductors and Semimetals (Vol.18): Mercury Cadmium Telluride [M]. New York: Academic Press, 1981.
- [60] Quan Z J, Chen G B, Sun L Z, et al. Effects of Carrier Degeneracy and Conduction Band Non-parabolicity on the Simulation of HgCdTe Photovoltaic Devices [J]. *Infrared Physics & Technology*, 2007, **50**(17): 1–8.
- [61] Rais M H, Musca C A, Dell J M, et al. HgCdTe Photovoltaic Detectors Fabricated Using a New Junction Formation Technology [J]. *Microelectronics Journal*, 2000, **31**(2): 545–551.
- [62] Gopal V, Gupta S. Contribution of Dislocations to 1/f Noise in Mercury Cadmium Telluride Infrared Photovoltaic Detectors [J]. *Infrared Physics & Technology*, 2006, **48**(17): 59–66.
- [63] Gumenjuk-Sichevskaya J V, Sizov F F. Currents in Narrow-gap Photodiodes [J]. *Semiconductor Science and Technology*, 1999, **14**(11): 1124–1131.
- [64] Yin F, Hu W D, Zhang B, et al. Simulation of Laser Beam Induced Current for HgCdTe Photodiodes with Leakage Current [J]. *Optical and Quantum Electronics*, 2009, **41**(11/13): 805–810.

(下转第 45 页)

从表 2 中可以看出, 与其它的 SVM 方法相比, 本文提出的 DCSVM 方法具有更高的分类准确率。在标准 SVM 方法中, 分类超平面未考虑训练样本中潜在的基线漂移。 ν -SVC 方法通过引入新参数 ν 来控制支持向量的数目和误差。LS-SVM 方法将不等式约束变为等式约束, 通过求解线性方程组来提高运算速度。TSVM 算法在未标记样本较多时可能会起到一定的作用。总的说来, 这些变形的 SVM 算法都没有从本质上引入谱图漂移的先验信息。将谱图去除基线漂移之后, 再进行 SVM 分类, 其分类效果相对于标准 SVM 得到了一定的改进, 但仍稍差于 DCSVM。

3 结论

本文通过将类不变性这个先验信息融入到 SVM 算法的目标函数中, 提出了一种基于漂移先验信息的 SVM 红外光谱定性分析算法, 并详细讨论了波段选择、参数 γ 以及各种分类方法对分类准确率的影响情况。实验结果表明, 与 SVM 算法及其各种变形算法相比, 本文提出的 DCSVM 算法具有更好的推广性能。

参考文献

- [1] Vapnik V N. Statistical Learning Theory [M]. New York: Wiley, 1998.
- [2] Vapnik V N. An Overview of Statistical Learning Theory [J]. *IEEE Transactions on Neural Networks*, 1999, **10**(5): 988–999.
- [3] Scholkopf B, Simard P, Smola A. Prior Knowledge in Support Vector Kernels [C]. *Advances in Neural Information Processing Systems*, 1998: 640–646.
- [4] Scholkopf B, Tsuda K, Vert J P. Kernel Methods in Computational Biology [M]. Boston: The MIT Press, 2004.
- [5] Scholkopf B, Burges C, Vapnik V. Incorporating Invariances in Support Vector Learning Machines [C]. *Conf on Artificial Neural Networks*, 1996: 47–52.
- [6] Scholkopf B, Smola A J, Williamson R C, et al. New Support Vector Algorithms [J]. *Neural Computation*, 2000, **12**(5): 1207–1245.
- [7] Wu D, Bennett K P, Cristianini N, et al. Large Margin Trees for Induction and Transduction [C]. *ICML*, 1999: 474–483.
- [8] Suykens J, Vandewalle J. Least Squares Support Vector Machines Classifiers [J]. *Neural Processing Letters*, 1999, **9**(3): 293–300.
- [9] 王立, 王立, 王立. 具有几何增强: US, 5593902 [P]. 1997-01-14.
- [10] Dreiske P D, Turner A M, Forehand D I. Geometric Enhancement of Photodiodes for Low Dark Current Operation: US, 5665998 [P]. 1997-09-09.
- [11] Klipstein P. A Unipolar Semiconductor Photodetector with Suppressed Dark Current and Method for Producing the Same: EP, 2249400 [P]. 2010-11-23.
- [12] Jurgen M. Dark Current Reduction for Large Area Photodiodes: WO, 10009462 [P]. 2010-01-21.
- [13] Pradip M, Beck J D, Skokan M R. A Radiation Detector Having a Bandgap Engineered Absorber: EP, 2284895 [P]. 2011-02-10.
- [14] Klipstein P. Depletion-less Photodiode with Suppressed Dark Current and Method for Producing the Same: WO, 05004243 [P]. 2005-01-13.
- [15] Maimon S. Reduced Dark Current Photodetector: WO, 07107973 [P]. 2010-03-30.
- [16] Velicu S, Grein C, Rafol S B. Photodetector with Dark Current Reduction: US, 07820971 [P]. 2010-10-26.
- [17] Redfern D A, Fang W, Ito K, et al. Investigation of Laser Beam-induced Current Techniques for Heterojunction Photodiode Characterization [J]. *Journal of Applied Physics*, 2005, **98**(19): 043501.
- [18] Sun T, Li Y, Chen X, et al. The Dark Current Mechanism of HgCdTe Photovoltaic Detector Passivated by Different Structure [C]. *SPIE*, 2005, **5640**: 26–33.
- [19] Qiao H, Hu W, Ye Z, et al. Influence of Hydrogenation on the Dark Current Mechanism of HgCdTe Photovoltaic Detectors [J]. *Journal of Semiconductors*, 2010, **31**(19): 036003.
- [20] Bhan R K, Srivastava V, Saxena R S, et al. Improved High Resistivity ZnS Films on HgCdTe for Passivation of Infrared Devices [J]. *Infrared Physics & Technology*, 2010, **53**(5): 404–409.
- [21] Radford W A. Photovoltaic Detector with Integrated Dark Current Offset Correction: US, 5663564 [P]. 1997-09-02.
- [22] Dreiske P D, Turner A M, Forehand D I. Method of Making Photodiodes for Low Dark Current Operation Having Geometric Enhancement: US, 5593902 [P]. 1997-01-14.

(上接第 13 页)