

文章编号: 1672-8785(2014)09-0001-05

论高工作温度碲镉汞红外探测器(上)

王忆锋 刘 萍

(昆明物理研究所, 云南昆明 650223)

摘 要: 与用其他材料制备的红外光子探测器相比, 碲镉汞红外探测器具有带隙灵活可调、量子效率较高以及 R_0A 接近理论值等优点。碲镉汞探测器的主要缺点是需要低温制冷, 以抑制引起噪声的热生自由载流子。期望碲镉汞探测器在具有高工作温度 (High Operating Temperature, HOT) 的同时而又无需牺牲性能。HOT 碲镉汞探测器的设计目标主要是抑制俄歇过程, 从而降低探测器噪声和低温制冷需求。从相关基本概念出发, 讨论了对 HOT 碲镉汞物理机制的理解以及近年来 HOT 碲镉汞技术的发展状况。

关键词: 高工作温度; 碲镉汞; 红外探测器; HOT 探测器

中图分类号: TN305 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3969/j.issn.1672-8785.2014.09.001

On the High Operating Temperature Mercury Cadmium Telluride Infrared Detector

WANG Yi-feng, LIU Ping

(Kunming Institute of Physics, Kunming 650223, China)

Abstract: Compared with the infrared photon detectors fabricated from other materials, the infrared detectors fabricated from mercury cadmium telluride (MCT) have several advantages of highly tunable bandgap, high quantum efficiency and R_0A approaching the theoretical limit. The main drawback of the MCT detectors is that they have need to use cryogenic cooling to suppress the thermal-induced free carriers resulting in noise. It is desirable that the MCT detectors can operate at high operating temperatures (HOT) without sacrificing their performance. The HOT/MCT detectors are designed mainly to suppress Auger processes so as to reduce noise and degrade cryogenic cooling requirement. Starting from related basic concepts, the understanding of the physical mechanism of HOT/MCT is discussed and the development of the HOT/MCT detection technology in recent years is presented.

Key words: high operating temperature; mercury cadmium telluride; infrared detector; HOT detector

0 引言

碲镉汞 ($\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, 以下简记为 MCT, 其中 x 为 Cd 的组分) 是一种用于制备红外探测器的工业标准材料^[1], 其器件至今已发展到第三代焦平面阵列。工作温度为 77 K 的 MCT 焦平面阵列通常用于高性能红外系统^[2]。但是理论及

实验研究结果均表明, 在比 77 K 高很多的温度下, 也可以获得背景限性能, 特别是在中波红外 (MWIR, $3 \sim 5 \mu\text{m}$) 波段^[3]。第三代 MCT 焦平面阵列要求工作温度显著高于现有水平, 其最终目标是工作在室温 (190 ~ 300 K 的温度称为近室温^[4]) 下, 同时性能等效于目前 77 K 下的指标^[5]。以

收稿日期: 2014-05-08

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

上目标推动了 HOT (High Operating Temperature [6,7] 或者 Higher Operating Temperature [8,9]) MCT 探测器的发展。pn 结是第三代 MCT 器件的主流结构。本文从相关基本概念出发,介绍基于 pn 结的 HOT/MCT 器件的发展动态。

1 工作温度变化对 MCT 禁带宽度等参数的影响

MCT 的禁带宽度 E_g 与组分 x 及温度 T 之间存在以下关系 [10]:

$$E_g(x, T) = -0.302 + 1.93x + 5.35 \times 10^{-4} \times (1 - 2x)T - 0.810x^2 + 0.832x^3 \quad (1)$$

式 (1) 是一个与温度 T 成线性、与组分 x 成三次方的方程。如果仅从计算角度来看,由于 T 项前有一个 10^{-4} 量级的系数,提高 MCT 的工作温度对 E_g 影响较弱,甚至可以忽略不计。事实上,我们至今尚未看到 HOT/MCT 器件的 E_g 有较大变化的表述。一旦焦平面阵列制作完成,唯一可以控制的变量就只有温度 T 了 [11]。反过来看,调节温度 T 显然要比调节 MCT 的组分容易一些,但实际上 E_g 是通过组分 x 而非温度 T 来进行调节的。这或许也能说明,在一定条件下,温度变化对 E_g 的影响可以忽略不计。

当 $x=1$ 时, $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 即为 CdTe , MCT 从三元化合物变为二元化合物。这时由式 (1) 可以算出 $E_g(1,0)=1.6500$ eV 和 $E_g(1,300)=1.4895$ eV。文献 [12] 给出的 CdTe/E_g 实验值为 $E_g(1,0)=1.605$ eV 和 $E_g(1,300)=1.505$ eV。 CdTe 是 E_g 最大的 MCT。利用这一性质即可将 CdTe 用于 MCT 的表面钝化 [8]。钝化也是 HOT/MCT 需要特别关注的一个问题 [13]。

另外,截止波长 λ_c 与禁带宽度 E_g 之间的关系为

$$\lambda_c = \frac{1.24}{E_g} \quad (\mu\text{m}) \quad (2)$$

由于温度 T 对 E_g 的影响可以忽略不计,截止波长 λ_c 也不会随工作温度的提高而发生变化。事实上,文献 [6] 指出, MCT 技术既可提供较高的工作温度,又无需牺牲所期望的截止波长。

MCT 属于带间直接跃迁的半导体。一般来说,对于直接允许跃迁的情况,吸收系数可以写为 [14]

$$\alpha(\omega) = Af(\hbar\omega)\sqrt{\hbar\omega - E_g} \quad (3)$$

式中, A 为系数; $\hbar$ 为约化普朗克常数; ω 为角频率; $f(\hbar\omega)$ 为一个关于 $\hbar\omega$ 的增函数。角频率 ω 与波长 λ 及光速 c 之间存在以下关系:

$$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda} \quad (4)$$

故吸收系数 $\alpha(\omega)$ 也是波长 λ 的函数。从式 (3) 中可以看出, $\alpha(\omega)$ 是 E_g 的函数,因此在一定的温度范围内,如果工作温度 T 的变化对 E_g 的影响可以忽略不计,那么温度 T 对吸收系数 α 的影响也可忽略不计。文献 [8] 对某种经过优化的 MCT 材料的吸收系数进行了计算。结果表明,吸收系数几乎与温度无关。进一步来讲,因为量子效率 η 是吸收系数 α 的函数,所以作为一种粗略的描述,可以认为 η 与 T 无关,即提高工作温度不会影响 MCT 探测器的量子效率。

2 载流子浓度的 MATLAB 计算

相关经验指出,不论一个孤立系统的初态如何复杂,经过足够长的时间后,它都将会达到一种状态,即该系统的各种宏观性质在长时间内不会发生任何变化。以上这种状态就称为热力学平衡态 [15] (以下简称为热平衡)。具体到半导体上来说,热平衡是指半导体在没有外界作用(如电压、电场、磁场、热场和光场等)下的状态,此时半导体材料的所有特性均与时间无关 [16]。

在热平衡状态下,半导体的导电性能取决于导带中“自由”电子以及价带中“自由”空穴的移动 [17]。这些电子和空穴可以输运电流,所以又称为(自由)载流子。单位体积内的载流子数量称为载流子浓度(单位为 cm^{-3})。将电子浓度记为 n ,并将空穴浓度记为 p 。

对于导带中能量为 E 的电子,其浓度 n 可按式 (5) 计算:

$$n = \dots = 4\pi \left(\frac{2m_e^*}{h^2} \right)^{3/2} \int_{E_c}^{\infty} (E - E_c)^{1/2}$$

$$\times \left[\exp \left(\frac{E - E_F}{k_B T} \right) + 1 \right]^{-1} dE \quad (5)$$

式中, m_e^* 为导带中电子的有效质量; h 为普朗克常数, $h = 6.625 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$; E_c 为导带底的能量; E_F 为费米能级; k_B 为玻尔兹曼常数, $k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$; T 为温度。

利用 MATLAB 的积分命令 `int()` 试一下即可看到, 式 (5) 是无解的。但是只要把积分号中的 1 去掉, 即

$$n = 4\pi \left(\frac{2m_e^*}{h^2} \right)^{3/2} \int_{E_c}^{\infty} (E - E_c)^{1/2} \times \left[\exp \left(\frac{E - E_F}{k_B T} \right) \right]^{-1} dE \quad (6)$$

再执行一次积分命令 `int()`, 就可以得到众所周知的结果:

$$n = 2 \left(\frac{2\pi m_e^* k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{E_c - E_F}{k_B T} \right) \quad (7)$$

当然这种处理在物理意义上是有说法的, 即对于导带中能量为 E 的电子, 可以认为 $E - E_F \gg k_B T$ 。这时费米分布可用玻尔兹曼分布近似代替^[18]。只是不妨试想一下, 如果载流子浓度无解, 何以构建半导体的理论计算基础? 如果式 (1) 有解, 那么还有必要用玻尔兹曼分布代替费米分布吗? 至于物理先贤们是如何想到这种处理方式的, 现在可能已经难以考究了。

类似地, 对于价带中能量为 E 的空穴, 其浓度 p 可按式 (8) 计算:

$$p = \dots = 4\pi \left(\frac{2m_h^*}{h^2} \right)^{3/2} \int_{-\infty}^{E_v} (E_v - E)^{1/2} \times \exp \left(\frac{E - E_F}{k_B T} \right) \left/ \left[\exp \left(\frac{E - E_F}{k_B T} \right) + 1 \right] \right. dE \quad (8)$$

式中, m_h^* 为价带中空穴的有效质量; E_v 为价带顶的能量。同样地, 利用 MATLAB 的积分命令 `int()` 无法得到式 (8) 的分析解。这时, 如果把积分项分母中的 $\exp[(E - E_F)/k_B T]$ 项去掉, 而只保留 1, 则有

$$p = 4\pi \left(\frac{2m_h^*}{h^2} \right)^{3/2} \int_{-\infty}^{E_v} (E_v - E)^{1/2} \exp \left(\frac{E - E_F}{k_B T} \right) dE \\ = 2 \left(\frac{2\pi m_h^* k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left(\frac{E_v - E_F}{k_B T} \right) \quad (9)$$

3 温度对本征载流子浓度的影响

基于量值的相对大小, 电子浓度 n 与空穴浓度 p 之间可能存在以下关系:

(1) $p > n$, 此类材料称为 p 型半导体, 此时空穴为多数载流子, 电子为少数载流子;

(2) $n > p$, 此类材料称为 n 型半导体, 此时电子为多数载流子, 空穴为少数载流子;

(3) $n = p$, 此类材料称为本征半导体, 其浓度称为本征载流子浓度, 记为 n_i , 并有^[16]

$$n = p = n_i = \sqrt{np} = 2 \left(\frac{2\pi k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \times (m_h^* m_e^*)^{3/4} \exp \left(-\frac{E_g}{2k_B T} \right) \quad (10)$$

或者从比例关系上来看, 则有

$$n_i \propto T^{3/2} \exp \left(-\frac{E_g}{2k_B T} \right) \quad (11)$$

从式 (11) 中可以看出, 本征载流子浓度 n_i 不仅与 $T^{3/2}$ 成正比, 而且还与 $\exp(-E_g/2k_B T)$ 成正比。相比之下, 这一指数项对 n_i 的影响更大^[19]。总体来看, 本征载流子浓度 n_i 是温度的强函数。随着温度的增加, 热生出了额外的电子-空穴对, 称为热生载流子^[16]。这是影响 HBT 器件的主要因素。

本征半导体的另一层含义是指材料非常纯净, 杂质的原子数量可以忽略不计^[20]。人们在技术层面上往往是把杂质被提纯至极低浓度 (例如 $<10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ^[17]) 的高纯半导体材料视为本征半导体。对于一种确定的半导体材料而言, 当掺杂浓度低于 $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 时, 可以认为 n_i 只是温度的函数^[21]。

热生载流子是一种由热场激励产生的非平衡载流子。由光场激励产生的非平衡载流子称为光生载流子。光生载流子的数量与能够满足能量条件的光子数目、材料对这些光子的吸收能力和量子效率及其寿命有关, 而不受 n_i 的限制^[21]。

4 掺杂半导体的载流子浓度计算

在热平衡条件下, 半导体处于电中性状态,

其净电荷密度为零^[16]。假设掺杂原子全部电离,则载流子浓度与掺杂浓度之间需要满足下述电中性关系^[20]:

$$p - n + N_D - N_A = 0 \quad (12)$$

式中, N_D 为单位体积内的施主(正电荷)总数;
 N_A 为单位体积内的受主(负电荷)总数。

另外,由式(10)可以得到:

$$np = n_i^2 \quad (13)$$

联立式(12)和式(13),可以得到一个一元二次方程^[20](一般为一元四次方程^[22])。

$$n^2 - n(N_D - N_A) - n_i^2 = 0 \quad (14)$$

其解为

$$n = \frac{N_D - N_A}{2} + \sqrt{\left(\frac{N_D - N_A}{2}\right)^2 + n_i^2} \quad (15)$$

$$p = \frac{n_i^2}{n} = \frac{N_A - N_D}{2} + \sqrt{\left(\frac{N_A - N_D}{2}\right)^2 + n_i^2} \quad (16)$$

5 由温度升高导致的掺杂半导体本征化

通过对本征半导体进行掺杂,可以得到 p 型半导体或 n 型半导体。至于掺杂浓度可以做到多低则有不同的说法。文献[23]指出, $3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 是典型的工业水平;文献[16]表示,要得到一个以 10^{14} 为量级的数值实际上是不可能的;文献[8]指出, 10^{15} cm^{-3} 左右的值是重复生产中可实现的最小受主浓度,人们已可常规生长出浓度值在 10^{14} cm^{-3} 低端范围内的 n 型 MCT。如果杂质浓度低到接近或者等于本征浓度的水平,那么就可构成本征层。其中, p 型本征层称为 π 层, n 型本征层称为 i 层^[17]。也有文献将 i 层记为 v 层^[24-27]。

我们注意到式(12)中同时出现了 N_D 和 N_A 两项。实际上,通过控制杂质数量可以使得 $N_D \gg N_A$ 或者 $N_A \gg N_D$ ^[20],即以 一种杂质为主。因此,对于 n 型半导体, $N_D - N_A \approx N_D \gg n_i$;

对于 p 型半导体, $N_A - N_D \approx N_A \gg n_i$ 。两者可以合写为 $|N_D - N_A| \gg n_i$ 。类似地,掺杂浓度 $< 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 可以写为 $|N_D - N_A| \approx 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ^[25]。反之,也可以由杂质浓度的相对大小来判断半导体材料的导电类型,即若 $N_A > N_D$,则为 p 型半导体;若 $N_A < N_D$,则为 n 型半导体^[20]。

一方面,实际掺杂浓度总是远远超过本征载流子浓度;另一方面,由式(10)可知,随着温度 T 的提高,本征载流子浓度 n_i 迅速增加;当温度升得足够高时, n_i 将会等于或者大于净掺杂浓度^[20],即会出现从 $|N_D - N_A| \gg n_i$ 到 $|N_D - N_A| \ll n_i$ 的转变。相应地,式(15)和式(16)中的平方根项可简化为 n_i ,并有 $n \approx p \approx n_i$ 。这种情况与未掺杂的本征半导体是类似的,称为掺杂半导体进入本征激发区^[28],或者被解读为“所有的半导体都成为了本征半导体”^[20],本文称之为“本征化”。由于近室温工作时会出现本征化,标准 pn 结光电二极管的噪声非常大^[29]。

本征化对轻掺杂半导体特别是 π 层或 v 层的影响较大。轻掺杂半导体中的杂质早在室温以下时就已经完全电离了^[21]。在室温附近,对于 n 型半导体,恒有 $n = N_D$;对于 p 型半导体,恒有 $p = N_A$ 。同时,轻掺杂意味着 $|N_D - N_A|$ 的量值较小,易被随温度迅速增加的 n_i 反超而形成本征化。要实现 HOT 工作,就必须设法将本征再变回非本征,即要调节载流子浓度。

6 pn 结的暗电流

式(15)和式(16)不论对于 p 型半导体还是对于 n 型半导体都是成立的。对于 pn 结来说,需要用到的是它们在热平衡状态下的少数载流子浓度。具体而言,对于 p 型半导体 ($N_A \gg N_D$),

$$n_{p,0} \approx \frac{n_i^2}{N_A} \quad (17)$$

式中, $n_{p,0}$ 为平衡少数载流子电子浓度,其下标中的“p”表示 p 型半导体,下标中的“0”表示热平衡状态。

对于 n 型半导体 ($N_D \gg N_A$),

$$p_{n,0} \approx \frac{n_i^2}{N_D} \quad (18)$$

式中, $p_{n,0}$ 为平衡少数载流子空穴浓度, 其下标中的“n”表示 n 型半导体。

通过 pn 结的总电流可由在空间电荷层两边边缘处相应的少数载流子电流成分相加而得到。这部分电流与场景光子数无关, 故又称为暗电流。在一般的 pn 结理论中, 暗电流又称为反向饱和电流。在反偏下, 有

$$I_d(V, T) = Aq \left(\frac{D_e}{L_e} n_{p,0} + \frac{D_h}{L_h} p_{n,0} \right) \left[\exp \left(\frac{qV}{k_B T} \right) - 1 \right] \quad (19)$$

式中, A 为 pn 结的面积; q 为电子电荷, $q = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$; V 为反偏电压 (取负值); D_e 为电子扩散系数; L_e 为电子扩散长度; D_h 为空穴扩散系数; L_h 为空穴扩散长度。对于硅 pn 结而言, 温度每升高 10°C , 理想反向饱和电流的大小就会增至原来的 4 倍^[16]。对于 MCT/pn 结, 人们似乎至今尚未归纳出类似规律。

引入式 (17) 和式 (18), $I_d(V, T)$ 又可写为^[20]

$$I_d(V, T) = Aq \left(\frac{D_e}{L_e N_A} + \frac{D_h}{L_h N_D} \right) \times \left[\exp \left(\frac{qV}{k_B T} \right) - 1 \right] \cdot n_i^2 \quad (20)$$

pn 结受到光子辐照后产生光电流, 并有

$$I_p(E_q) = Aq\eta E_q \quad (21)$$

式中, E_q 为光子辐照度; η 为量子效率。假设为差值探测, 有效信号等于暗电流与光电流之差, 即

$$I_s(V, T, E_q) = I_d(V, T) - I_p(E_q) \quad (22)$$

信噪比 (Signal-to-Noise Ratio, SNR) 的一般定义为

$$\text{SNR} = \frac{\text{信号量}}{\text{噪声量}} \quad (23)$$

SNR 是一个无量纲的数值, 因不同的任务要求而异。例如, 探测应用通常需要 $\text{SNR}=5 \sim 10$; 一旦目标被探测到, 智能跟踪系统就能跟踪 $\text{SNR} \approx 2$ 的目标, 而非智能跟踪系统则只能跟踪 $\text{SNR} \geq 10$ 的目标^[11]。较大的信噪比允许在现有的工作条件下改善探测/识别精度, 或者在不太苛刻的条件下 (例如较高的工作温度、系统抖动或者读出电路势阱受损增加) 提供相似性能^[30]。

根据式 (22) ~ 式 (23) 可得:

$$\text{SNR} = \left| \frac{I_s(V, T, E_q)}{I_d(V, T)} \right| = \dots = \kappa \cdot \frac{E_q}{n_i^2} - 1 \quad (24)$$

式中,

$$\kappa = \eta \left\{ \left(\frac{D_e}{L_e N_A} + \frac{D_h}{L_h N_D} \right) \left[\exp \left(\frac{qV}{k_B T} \right) - 1 \right] \right\}^{-1} \quad (25)$$

上述讨论是假设半导体区域为均匀掺杂而展开的。实际上, pn 结掺杂往往是一边轻 (用上标“-”表示轻掺杂)、一边重 (用上标“+”表示重掺杂), 于是就有 p^+n 结或 n^+p 结。重掺杂半导体中的少数载流子输运可以忽略不计^[21]。这一性质反映在式 (20) 中即有: (1) 对于 p^+n 结,

$$I_d(V, T) = Aq \frac{D_h}{L_h N_D} \left[\exp \left(\frac{qV}{k_B T} \right) - 1 \right] \cdot n_i^2 \quad (26)$$

(2) 对于 n^+p 结,

$$I_d(V, T) = Aq \frac{D_e}{L_e N_A} \left[\exp \left(\frac{qV}{k_B T} \right) - 1 \right] \cdot n_i^2 \quad (27)$$

相应地, 式 (25) 所示系数 κ 中可以略去重掺杂所对应的系数项。

一方面, 光生载流子是由场景光子产生的, 它们并不会随器件工作温度的提高而发生变化。另一方面, 工作温度升高后, 热生载流子数量增加, 这不仅是由半导体的基本性质所决定并必然会出现的, 而且也是无法或者难以控制的。其中, 可以控制的只能是热生载流子的流动方向及流动数量。从根本上来讲, 其控制方法只有两种: 一种是堵, 如引入阻挡结; 另一种是疏, 如在 p^+pn^+ 结构中再引入一个 n^+ 层作为导电结^[23]。

设想一个 MCT 器件, 先让其在低温下工作, 得到信噪比; 然后提高其工作温度, 让它变成 HOT/MCT 器件, 这时由于信号载流子数不变, 而热生载流子增加, 其信噪比必然会变小。信噪比不变甚至变大的情况显然与工程实际不符, 因为这将意味着高性能 MCT 器件无需使用低温制冷装置。文献 [13] 指出: “人们有可能根本无需采用制冷装置就能实现背景限性能”。对这一表述应在较大的量值尺度上来理解, 而从载流子数量的层面上来讲显然是难以成立的。

(未完待续)