

# InSb(PV) 红外探测器分谱量子效率 $\eta(\lambda)$ 的温度关系研究\*

张延焯 郭转运 张代红

(南开大学现代光学研究所)

宋庆熙

(南开大学电子系)

**摘要**——测量了 InSb(PV) 探测器在 4.2~77 K 低温下的光谱响应, 结果表明在 3.6~4.8  $\mu\text{m}$  波长范围内, 所测探测器的分谱量子效率  $\eta(\lambda)$  并非简单地随温度的下降而减小, 而是具有峰值特性, 峰值温度的大小与探测器的材料、结构、工艺、波长和背景条件有关。对这些结果的物理机制作了定性说明。

## 一、引 言

目前, 国外对单元 InSb(PV) 器件的结论是: 当工作温度降低到 77 K 以下时, 工作温度对 InSb(PV) 器件极限灵敏度的影响随波长而异。当  $\lambda < 2.5 \mu\text{m}$  时, 由于器件受热噪声限制, 降温有利于改善  $D^*$  值; 而  $\lambda > 2.5 \mu\text{m}$  时, 由于器件受背景噪声限制, 加之分谱量子效率下降, 故进一步降温是不利的<sup>[1~3]</sup>。对于零偏压电阻较低的 InSb(PV) 探测器, 其热噪声限的波长范围不同<sup>[4]</sup>, 上述结论不一定适用。本文报道对若干零偏压电阻较低的 InSb(PV) 器件在 4.2~77 K 低温条件下的分谱量子效率  $\eta(\lambda)$  的实验研究。这里所说的分谱量子效率是指入射到探测器灵敏面上的单色光子转换为短路输出信号电流的效率, 它与光子在器件表面的反射、进入器件后的吸收以及光生载流子在器件内部的输运过程有关。因此, 研究分谱量子效率的温度特性不仅有助于选择探测器的最佳工作温度, 也有益于改进其材料、结构和工艺设计。

## 二、实验装置及测量方法

图 1 是我们的测量装置示意图, 它与一般红外探测器测试系统的主要区别在于: InSb(PV) 探测器管芯装在一台小型致冷机的样品架上, 以得到 77~4.2 K 的工作温度, 温

本文 1986 年 9 月 11 日收到。最后修改稿 1987 年 8 月 10 日收到。

• 中国科学院科学基金资助课题

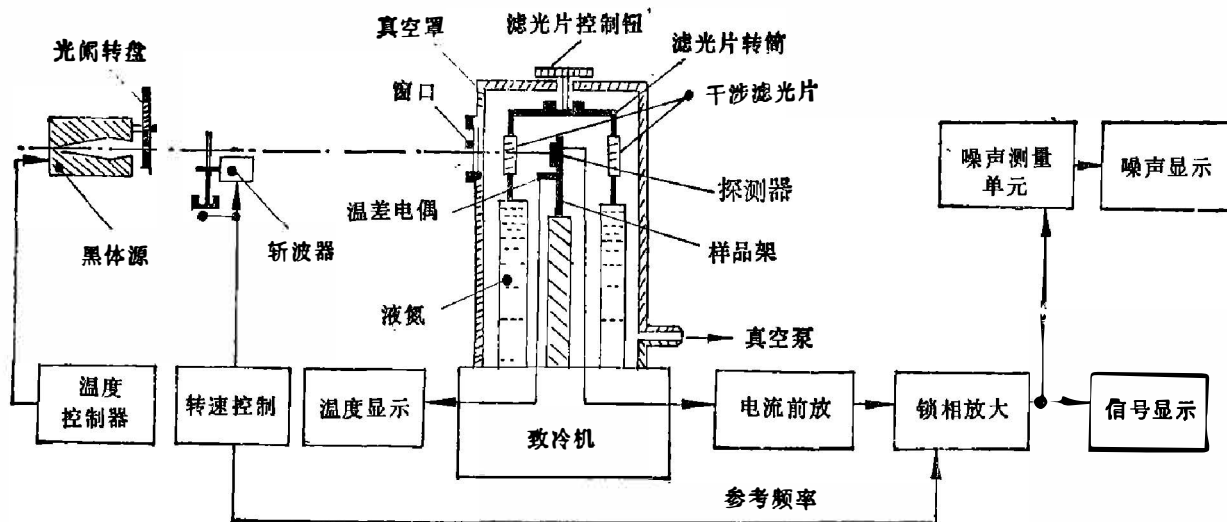


图 1 实验装置示意图

Fig. 1 Schematic diagram of the experimental arrangement.

度值通过装在样品架上的温差电偶随时监测。样品架的位置在滤光片转筒的中央，转筒上装有 5 片干涉滤光片和一个全通窗口，可通过真空罩外面的旋扭选择滤光片。表 1 列出所用干涉滤光片的中心波长及带宽，中心波长的位置选择 1~5 μm 大气窗口中无吸收的波长。为了减小背景辐射的影响，滤光片转筒的工作温度为 77 K。

表 1 干涉滤光片的数据表

Table 1 Data of the interference filters.

No.	1	2	3	4	5
$\lambda_0(\mu\text{m})$	4.8	4.06	3.2	2.2	1.7
$\Delta\lambda(\mu\text{m})$	0.45	0.32	0.25	0.23	0.19

由图 1 可知，黑体辐射源(50~1000 K 可调)通过光阑转盘上某一光阑孔、机械斩波器、白宝石窗口及干涉滤光片使相应波长间隔内的红外辐射到达探测器的灵敏面上，输出信号经电流前置放大器、锁相放大器进行测量，相应的噪声由 EG&G9505 锁相放大器及其附件 5049 噪声测量元件同时给出。应当指出，我们采用的 5002 电流前置放大器的输入阻抗不大于 1Ω，可将输入电流转换为电压输出，互阻增益为 10<sup>-6</sup> A/V。因此，我们测量的信号是斩波器频率下短路输出电流，其数值大小与器件阻抗基本无关(器件阻抗远大于 1Ω)。

在黑体温度不变(温度控制器精度优于 ±0.5°C)、斩波器频率不变、系统光学孔径不变的条件下，改变探测器工作温度，测量对应不同波长(由干涉滤光片选择)的探测器输出信号，即短路光电流

$$S(\lambda_i, T) = \eta(\lambda_i, T) \left[ \frac{q P(\lambda_i) \Delta\lambda_i}{\hbar c / \lambda_i} A \Omega \right], \quad (1)$$

式中  $\eta(\lambda_i, T)$  是探测器在工作温度为  $T$ 、波长为  $\lambda_i$  时的量子效率， $P(\lambda_i) \Delta\lambda_i \cdot A \Omega$  为第  $i$  个滤光片(中心波长为  $\lambda_i$ ，波长带宽为  $\Delta\lambda_i$ )选通后落到探测器灵敏面  $A$  上的辐射功率， $q$  为电子电荷， $\hbar$  为普郎克常数， $c$  为真空中的光速， $\Omega$  为黑体辐射源对探测器灵敏面中心所张的立体角。

在黑体温度恒定, 滤光片中心波长  $\lambda_i$  及带宽  $\Delta\lambda_i$  不变的条件下, 式(1)右边方括号为常数, 因此  $S(\lambda_i, T)$  正比于  $\eta(\lambda_i, T)$ , 反映了分谱量子效率随温度变化的函数关系。

### 三、测量结果及分析

由于在致冷机降温过程中温度变化较快, 样品架又有微小的振动, 不便进行信号测量。所以, 我们通常是在降温到 4.2 K 后, 关闭致冷机, 再进行测量, 随着探测器温度的缓慢回升, 测量某一温度下的信号输出。

我们对两种不同厂家的台面型 InSb(PV) 探测器管芯进行了测量, 图 2(a)、(b) 分别是不同波长辐射条件下输出信号随温度变化的曲线, 图中  $S(T)$  为没有干涉滤光片时测得的全通信号。两种管芯的实验测量皆在不同日期先后重复 4 次, 结果在误差范围内一致。由图 2(a)、(b) 可以得到不同温度下测得信号与 77 K 时相同波长的信号之比, 即

$$R(\lambda_i, T) = \frac{S(\lambda_i, T)}{S(\lambda_i, 77\text{ K})} = \frac{\eta(\lambda_i, T)}{\eta(\lambda_i, 77\text{ K})} \quad (2)$$

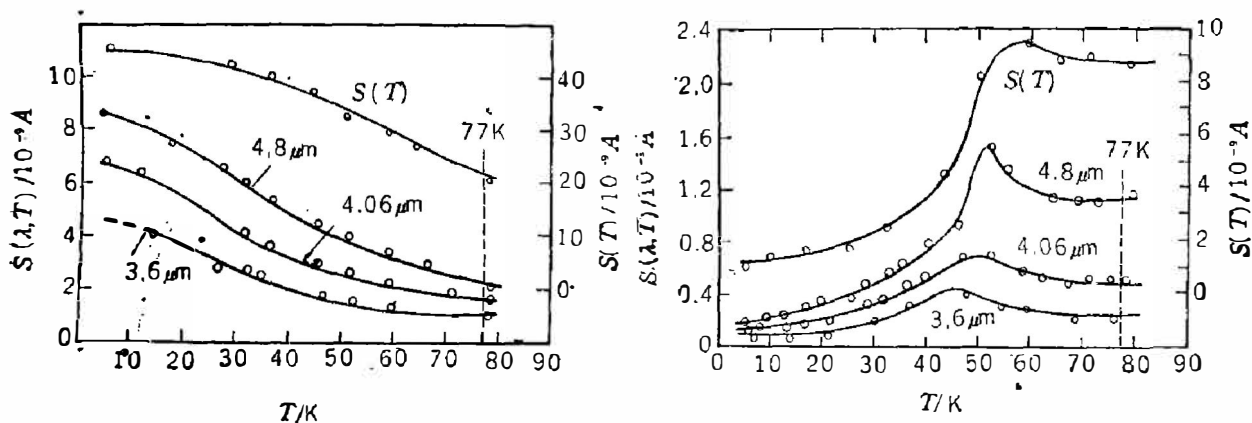


图 2 信号随探测器温度的变化

Fig. 2 The signal as a function of the detector temperature.

图 3(a)、(b) 为在 4.2 K、20 K 及 50 K 典型温度下的  $R(\lambda_i, T)$  曲线。显然, 图 2 和图 3 分别反映了分谱量子效率的温度特性和光谱特性。图 3 与 Jayce<sup>[3]</sup> 的测量结果一致, 但后者仅给出 4.2 K 时的信号比值  $R(\lambda_i, 4.2 \text{ K})$ , 没有作理论解释。

为了便于说明图 2 和图 3 实验曲线的物理机制, 我们将分谱量子效率  $\eta(\lambda, T)$  分解为内量子效率  $\xi$  和外量子效率  $\varphi$  两个因子, 即

$$\eta(\lambda, T) = \xi \cdot \varphi \quad (3)$$

其中, 外量子效率  $\varphi$  表示光子经器件表面的反射损失进入器件被吸收而产生电子空穴对的效率。而内量子效率  $\xi$  则表示光生载流子经扩散运动和复合损失而进入 PN 结耗尽区并在内场作用下转化为短路电流输出信号的效率。利用  $\varphi$  和  $\xi$  对温度和波长的依赖关系可定性说明图 2 和图 3 中的实验结果。

1. 图 3(a)、(b) 表明, 在从 77 K 降低工作温度时, 不同厂家的 InSb(PV) 器件分谱量子效率的温度特性也不同, 但其光谱特性却大体一致, 即在  $3.6 \sim 4.8 \mu\text{m}$  范围内, 量子效率随波长的增大而略有下降, 下降的快慢与器件温度有关, 温度降低, 下降增快。这一特性可

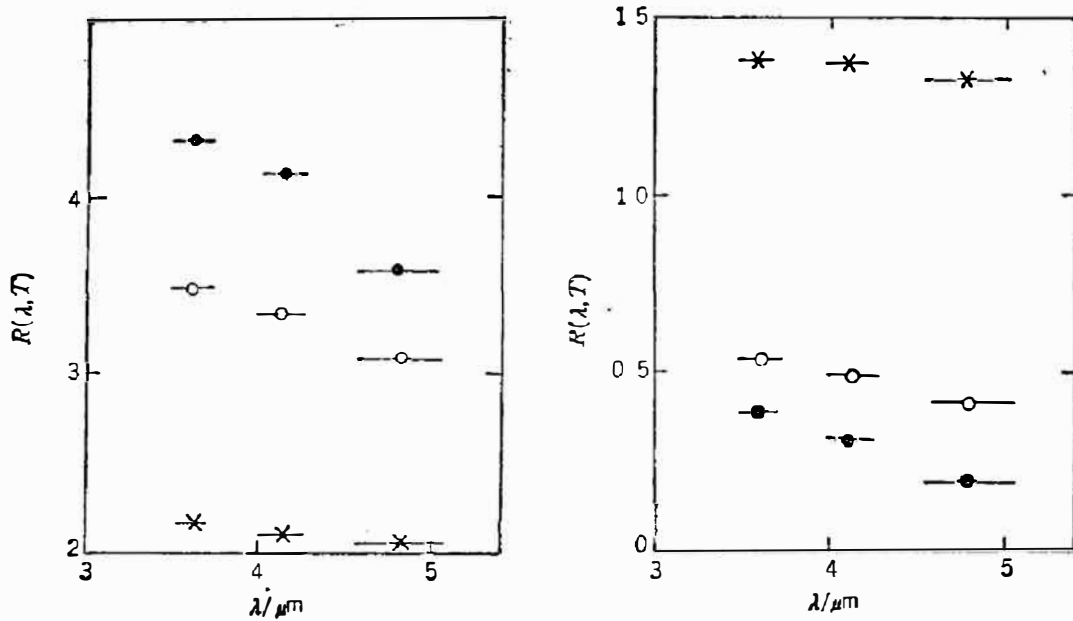


图3 不同温度下信号与77 K时信号之比值  $R(\lambda, T)$  (●为4.2 K, ○为20 K, ×为50 K, 水平横线段表示滤光片的波长带宽)

Fig. 3 The ratio  $R(\lambda, T)$  of the signal measured at different temperatures to that obtained at 77 K, ●: 4.2 K, ○: 20 K, ×: 50 K, the horizontal bars represent wavelength bandwidth of the filters.

由 InSb 材料的能隙宽度  $E_g$  随着温度下降而增大得到解释。根据 Littler 和 Seiler<sup>[5]</sup> 利用双光子共振霍尔效应测得 InSb  $E_g(T)$  的曲线可知, 能隙宽度  $E_g$  随温度的变化可用下面的经验公式来描述:

$$E_g(T) = 235.0 - \frac{0.6T^2}{500+T} \quad (\text{meV}), \quad (4)$$

式中  $T$  为 InSb 样品的绝对温度。考虑到 InSb 价带电子的光子元激发是直接跃迁<sup>[6]</sup>(动量变化  $\Delta K = 0$ ), 因此 InSb 本征吸收的吸收系数  $\alpha$  为

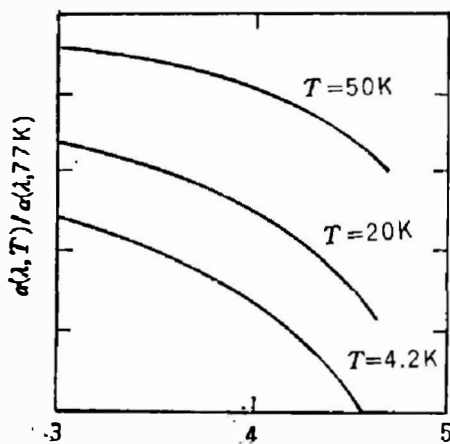


图4  $\alpha(\lambda, T)/\alpha(\lambda, 77\text{K})$  的计算值随波长的变化

Fig. 4 Calculated  $\alpha(\lambda, T)/\alpha(\lambda, 77\text{K})$  vs wavelength.

$$\alpha(\lambda, T) \propto \left[ \frac{\hbar c}{\lambda} - E_g(T) \right]^{1/2}, \quad (5)$$

式中  $\hbar c/\lambda$  是波长为  $\lambda$  的单色光子的能量, 取值为

$$\hbar c/\lambda = \frac{1239.85}{\lambda} \quad (\text{meV}). \quad (6)$$

将式(4)及(6)代入式(5)并与  $T=77\text{K}$  时的数值相除, 以消除比例常数, 可得  $T=4.2\text{K}$ 、 $20\text{K}$  及  $50\text{K}$  时  $\alpha(\lambda, T)/\alpha(\lambda, 77\text{K})$  的理论曲线, 参见图4。可以看出, 图4与图3的曲线在走向上是近似一致的。鉴于在  $3\sim 5\mu\text{m}$  波长范围内, 内量子效率  $\xi$  与波长基本无关, 因此可以认为分谱量子效率的光谱特性(图3)主要由 InSb 吸收系数的光谱特性决定。

2. 图2(a)、(b)给出不同厂家的 InSb(PV) 器件分谱量子效率的温度特征, 其中(a)管芯的表面未作纯化处

理, (b)管芯的表面经处理后加抗反膜, 两者都是台面型扩散结, 结深约  $10\mu\text{m}$ , 结前区为 P 型层。

分谱量子效率的温度特性比较复杂, 它主要决定于内量子效率  $\xi$  的温度特性, 同时也受外量子效率  $\varphi$  (包括吸收系数  $\alpha$ 、表面反射率  $r$  等) 温度特性的影响, 是多种因素的综合结果。影响内量子效率  $\xi$  温度特性的两个主要因素: 一是低温下(凝出范围)热平衡自由载流子浓度随温度的下降而减小, 从而使 PN 结的耗尽区加宽, Geist<sup>[7]</sup> 等人已经证实耗尽区加宽使光二极管的内量子效率增大, 当温度继续下降以至背景辐射对杂质原子的激发超过热激发时, 这一效应将逐渐消失; 二是温度下降时, 光生载流子的扩散长度发生变化, 引起内量子效率  $\xi$  的变化。用表面吸收的简单模型可以证明光伏探测器的内量子效率正比于  $\text{sech}(d/L)$ <sup>[8]</sup>, 这里  $d$  为结深,  $L$  为少数载流子的扩散长度, 它与迁移率  $\mu$  和载流子寿命  $\tau$  有关, 即

$$L = \sqrt{D\tau} = \sqrt{\frac{kT}{q} \mu\tau} \quad (7)$$

对结前区为 P 型的 InSb 器件, 式(7)中扩散系数  $D$ 、迁移率  $\mu$  及寿命  $\tau$  皆指电子而言, 式中  $k$  为玻尔兹曼常数,  $q$  为电子电荷,  $T$  为绝对温度。根据 Kruse<sup>[9]</sup> 报道的 InSb 迁移率的温度关系曲线, 在  $4.2\sim 100\text{K}$  温度范围, N 型和 P 型 InSb 中电子和空穴迁移率  $\mu$  都具有峰值, 峰值的大小和位置与掺杂浓度有关。而 Laff 和 Fan<sup>[10]</sup> 给出的 InSb 载流子寿命在同一温度范围内基本不变(或随温度降低略有增大), 因此, 扩散长度  $L$  也具有带峰值的温度特性(参见式(7)), 由此导出内量子效率  $\xi$  的温度特性。当然, 当结深  $d \ll L$  时,  $L$  的变化将不再影响  $\xi$ 。

如前所述, 外量子效率  $\varphi$  的温度特性主要由能隙宽度  $E_g$  随温度的变化而引起, 这一影响在靠近吸收边的长波端(如  $4.8\mu\text{m}$  附近)比较明显, 这也就是图 2 中  $4.8\mu\text{m}$  的曲线较其他曲线上升较慢(图 2(a))而下降较快(图 2(b))的原因。

综合上述, 我们可以定性地解释 InSb(PV)器件的分谱量子效率在温度从 77 K 下降时, 先增大, 随后增大减缓(如图 2(a))或转而减小(如图 2(b))的机制, 后一种差别与器件的材料、工艺和结构有关。例如, 图 2(b)所对应的器件表面有抗反膜, 由于材料折射率和膜厚随温度的变化, 可能使抗反射效果变差, 从而增加了一个使量子效率在降温时减小的因素。另外, 不同的结深、结厚也会影响温度特性。

## 四、结 论

实验证明, 从  $3.6\sim 4.8\mu\text{m}$  InSb(PV)器件分谱量子效率  $\eta(\lambda)$  在从 77 K 降到 4.2 K 时, 并非简单地减小, 而是具有峰值特性, 处于峰值时的温度与器件的材料、结构、工艺、工作波长和背景条件有关。这一结果对选择器件的最佳工作温度及改进特定工作温度的器件设计是有益的。

致谢——作者感谢天津光电技术研究所和华北光电所在提供 InSb 器件管芯方面所给予的合作。

## 参 考 文 献

- [1] Zhang Y. X. and Williamson F. O., *Appl. Opt.*, **21**(1982), 11: 2030.
- [2] Tebo A., *Laser Focus/Electro-Optics*, Apr., 1984, p.46.
- [3] Joyce R. R., *SPIE.*, **449**(1983), 50.
- [4] Zhang Y. X., *Infrared Phys.*, **25**(1985), 3: 579.
- [5] Littler C. L. and Seiler D. G., *Appl. Phys. Lett.*, **46**(1985), 10: 986.
- [6] 方俊鑫、陆栋编, 固体物理学(下册), 上海科技出版社出版1982, p. 103.
- [7] Geist J. et al., *Appl. Opt.*, **19**(1980), 22: 3795.
- [8] 陈继述等编, 红外探测器, 国防工业出版社出版, 1986, p.211.
- [9] Kruse P. W., *Semiconductors and Semimetals*, **5**(1970), 15.
- [10] Laff R. A. and Fan H. Y., *Phys. Rev.*, **121**(1961), 1: 53.

# AN INVESTIGATION ON THE TEMPERATURE DEPENDENCE OF SPECTRAL QUANTUM EFFICIENCY $\eta(\lambda)$ OF InSb(PV) INFRARED DETECTORS

ZHANG YANXIN, GUO ZHUANYUN, ZHANG DAIHONG  
(*Institute of Modern Optics, Nankai University*)

SONG QINGXI  
(*Department of Electronical Science, Nankai University*)

## ABSTRACT

The spectral responsivity of InSb(PV) detectors measured at temperatures from 4.2 K to 77 K is reported. It is shown that for the wavelength range from  $3.6\mu\text{m}$  to  $4.8\mu\text{m}$  the spectral quantum efficiency  $\eta(\lambda)$  of the detectors being measured does not simply decrease as the temperature decreases, but has a peak feature. The temperature for the peak is dependent on the material, structure and design of the detectors, also dependent on the wavelength and the background radiation conditions. The physical mechanism of the results is described qualitatively.