

热释电探测器的响应率分析

陈祖培

(中国科学院上海技术物理研究所)

摘要——本文引进有效热导纳概念,改进了计算响应率的集总参数方法,使之获得接近热扩散方法的计算精度,从而简化了热释电探测器响应率的计算。本文还给出了对 LiTaO₃ 和 LATGS 两种热释电探测器的计算结果并给出了 LiTaO₃ 探测器实验结果。理论值与实验值符合得很好。

一、引言

响应率是各种红外探测器的重要性能参数,它不仅与所用的材料有关,而且与其结构有关。对响应率进行数学分析是改进探测器的设计所必不可少的。由于热释电探测器响应率的频率特性比较复杂,为了改进频谱响应,对响应率进行分析显得更为重要。

初期的热释电探测器理论是以测热辐射计(或称热敏电阻红外探测器)理论中已采用的理想热模型为基础建立的。根据这一模型,响应元是一个温度均匀体,热容量 C 和热导 G 均为与频率无关的常数。这时响应率可以用表征响应元热状态和电学状态的集总参数来表示^[1,2]。

$$\mathcal{R}_i = \left(\frac{\eta \mathcal{P}}{c_v d} \right) \frac{\omega \tau_T}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_T^2}}, \quad (1)$$

$$\mathcal{R}_v = \frac{\eta \mathcal{P}}{c_v d} \left(\frac{\omega \tau_T}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_T^2}} \right) \frac{R}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_e^2}}, \quad (2)$$

式中 \mathcal{R}_i 和 \mathcal{R}_v 分别代表电流响应率和电压响应率, η 为响应元吸收的入射辐射功率与入射到光敏面内的总辐射功率之比, d 为响应元厚度, \mathcal{P} 为热释电系数, c_v 为体积比热, ω 为角频率, R 为响应元阻抗实部, $\tau_T = C/G$ 为热时间常数, $\tau_e = RC$ 为电时间常数, C 为响应元的电容。

由于入射辐射在响应元内的吸收通常是不均匀的,而响应元内各部分的热量传递是一个热扩散过程,响应元内存在温度梯度,因而理想热模型只是一种近似,或数学上的抽象。一般说来,式(1)和式(2)只是在某些特殊情况下才能使用。近期的热释电探测器理论分析已考虑到响应元及其与环境间热扩散过程,用一维或二维热扩散方程来计算响应率^[3~5]。热扩散方法(或称热扩散模型)得出的响应率通常没有理想热模型那样物理意义清晰的介

本文 1982 年 8 月 11 日收到。

介, 而是热导率、比热、介电常数和介质损耗角正切等分布参数的隐函数。因而理想热模型得出的响应率公式至今仍然被用于估计各种热释电探测器的响应率^[8]。

本文通过定义一个有效热导纳, 利用响应元热扩散方程及相应边界条件推导出用热导、热容等集总参数表示的响应率公式。不仅物理意义清晰, 而且可精确计算实际热释电探测器的响应率。

二、响应率及有效热导纳

热释电探测器的响应元是用具有自发极化的热释电晶片制成的。入射辐射引起响应元温度变化, 并产生热释电电流, 从而将入射辐射转变为电信号。电信号可以以电压或电流的形式从响应元垂直于自发极化的表面上的金属电极上取出。

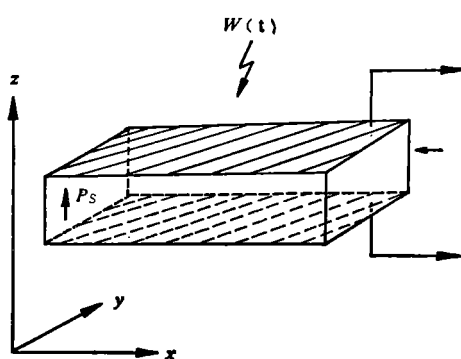


图1 响应元示意图

对于图1所示的响应元, 入射辐射在响应元内各点产生的温度变化及由此产生的热释电电流一般是不均匀的。然而我们不难证明(见附录), 响应元总热释电电流仍然可按热释电效应的集总参数公式进行计算, 这时温度增量可以用平均温度增量代替。

$$i_s(t) = A_e \mathcal{P} \frac{d\overline{\Delta T}(t)}{dt}, \quad (3)$$

其中 A_e 为响应元两信号电极在垂直于 P_s 的平面内投影的交迭面积。

平均温升 $\Delta T(t)$ 可以由响应元的温度分布求得。响应元的热扩散方程为

$$c_v \frac{\partial}{\partial t} \Delta T(x, y, z, t) = g \nabla^2 \Delta T(x, y, z, t) + \nabla \cdot \mathbf{J}(x, y, z, t), \quad (4)$$

其中 g 为热导率, \mathbf{J} 为热流源函数。对 $\Delta T(x, y, z, t)$ 和 $\mathbf{J}(x, y, z, t)$ 进行傅里叶变换可得

$$j\omega c_v \Delta T(x, y, z, \omega) = g \nabla^2 \Delta T(x, y, z, \omega) + \nabla \cdot \mathbf{J}(x, y, z, \omega). \quad (5)$$

对上式求空间平均可得

$$j\omega c_v V \overline{\Delta T}(\omega) = g \oint_V \nabla \Delta T(x, y, z, \omega) \cdot d\mathbf{S} + \eta W(\omega), \quad (6)$$

其中 $d\mathbf{S}$ 为面积元, $|d\mathbf{S}| = dx dy$, $W(\omega) = \eta^{-1} \oint_V \mathbf{J}(x, y, z, \omega) \cdot d\mathbf{S}$ 为响应元吸收的总功率。

计算温度噪声时定义过一个热导纳^[7], 本文采用类似方法定义一个有效热导纳:

$$\mathcal{A} = G + jY = -[\overline{\Delta T}(\omega)]^{-1} g \oint_V \nabla \Delta T(x, y, z, \omega) \cdot d\mathbf{S}, \quad (7)$$

其中 G 为热导, Y 为热纳, 分别为 \mathcal{A} 的实部和虚部。由式(6)和式(7)可得

$$j\omega C_T \overline{\Delta T}(\omega) + G \overline{\Delta T}(\omega) = \eta W(\omega), \quad (8)$$

其中 $C_T = \omega^{-1} Y + c_v V$ 为热容量, G 和 C 均与频率有关。由上式可求得 $|\overline{\Delta T}(\omega)|$ 为

$$|\overline{\Delta T}(\omega)| = \frac{\eta \tau W(\omega)}{C_T \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \left(\frac{\tau_0}{\tau} \right), \quad (9)$$

$$\tau = (\omega^{-1} Y + c_v V) / G, \quad (10)$$

$$\tau_0 = c_v V / G_0 \quad (11)$$

其中 τ 为热时间常数, τ_0 为相应于理想热模型的热时间常数。可见, 式(9)与理想热模型的结论不同, 增加了一个系数 τ_0/τ 项。式(3)经傅里叶变换后可得

$$|i_s(\omega)| = A_e \mathcal{P} \omega |\overline{\Delta T}(\omega)| \quad (12)$$

由此可得电流响应率为

$$\mathcal{R}_i = \frac{A_e}{A} \mathcal{R}_0 F \frac{\omega \tau_0}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_0^2}} \quad (13)$$

$$F = \sqrt{\frac{1 + \omega^2 \tau_0^2}{1 + \omega^2 \tau^2}} \quad (14)$$

$$\mathcal{R}_0 = \frac{\eta \mathcal{P}}{c_v d} \quad (15)$$

其中 A 为光敏面积, 对于面电极响应元(电极位于光敏面正面和背面), $A = A_e$, 由于 $\tau_0 \ll \tau$, $F \ll 1$ 。显然理想热模型的响应率公式(1)偏高一个因子 F^{-1} 。 F^{-1} 在低频下可以很大。因而经修正的式(13)才是普遍适用的。但计算 τ 值和 τ_0 值时必须事先求得 G 和 Y , 这仍然必须由热扩散方法确定。当然亦可以由实验确定。下面分析热释电探测器最通用的悬空自支撑结构。

高性能热释电探测器必须采用具有良好热绝缘的响应元。最常用的设计方法是将热释电晶片通过边缘部分固定在支架上, 中间部分悬空并密封于真空中。光敏面位于悬空部分的中心。这就是所谓悬空自支撑结构。这种响应元主要通过薄片平面内的横向(或称侧向)热传导与环境热交换。对于光敏面呈圆形, 并且光敏面直径比热扩散长度大得多的标准情形, 热导纳已有参考文献[6]进行过推导。然而, 由于该文把横向热导纳定义为流过边界总热流与边界处温升之比, 与本文的定义不同(本文定义为流过边界总热流与平均温升之比)。由于边界处温升低于平均温升, 因而[6]定义的热导纳偏高。由[6]得出的温度分布不难求得偏高的系数为 2。因此, 横向热导纳为

$$\mathcal{A}_L = \pi d (A g c_v f)^{1/2} (1 + j), \quad (16)$$

$$G_L = Y_L = \pi d (A g c_v f)^{1/2}. \quad (17)$$

式(15)中 \mathcal{R}_0 代表较高频率时的电流响应率, 它与频率无关。电流响应率的频率特性可用归一化电流响应率来表示。归一化电流响应率为

$$\mathcal{R}_i / \mathcal{R}_0 = \frac{F \omega \tau_0}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_0^2}} \quad (18)$$

图 2 是对于 LATGS 和 LiTaO₃ 两种材料算得的归一化电流响应率频谱。下实线和点线代表由 LiTaO₃ 根据式(13)和式(1)计算的结果, 上实线和虚线分别代表由 LATGS 材料根据式(13)和式(1)计算的结果。计算时采用表 1 所列材料和器件结构参数。

由图 2 可知, LiTaO₃ 材料热导率较大, 当频率下降到 100 Hz 以下时电流响应率已明显降低, 而 LATGS 材料热导率较小, 频率下降到 20 Hz 以下才有明显下降。在 10 Hz 以下的低频时, 本文的计算结果比理想热模型的结果低得多。在高频时 $\mathcal{R}_i / \mathcal{R}_0$ 与频率无关, 在超

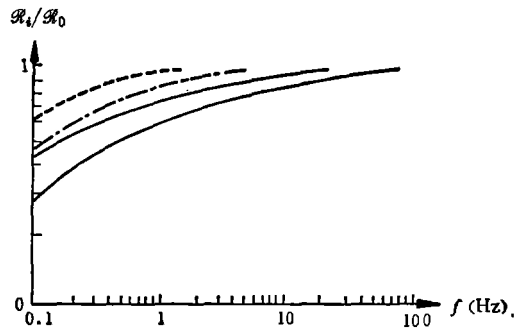


图 2 归一化响应率

表1 器件结构及材料参数

材料	$g(\text{Jcm}^{-1}\text{k}^{-1}\text{s}^{-1})$	$c_v(\text{Jcm}^{-3}\text{k}^{-1})$	$d(\mu\text{m})$	$A(\text{mm}^2)$	η
LiTaO ₃	3.5×10^{-2}	3.5	10	0.875	0.8
LATGS	0.7×10^{-2}	2.5	10	0.875	0.8

低频时,具有相同的频率特性,即 R_i/R_0 与 f 成正比。但是在 $1 \sim 100 \text{ Hz}$ 范围内, R_i/R_0 近乎与 $f^{1/2}$ 成正比。这意味着热释电探测器使用时的频率补偿不能采用通常的高频与低频提升方法。

三、实验结果及其分析

为了验证上述理论计算结果,我们对 LiTaO₃ 悬空型热释电探测器进行了响应率频谱

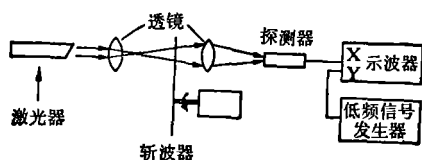


图3 响应频谱实验装置

分析。响应元薄片厚度为 $10 \mu\text{m}$ 左右,光敏面为 $\phi 1 \text{ mm}$,表面为金属膜吸收层 ($300 \Omega/\text{cm}^2$) 兼上电极,响应元四周用内径为 $\phi 3.5 \text{ mm}$ 的瓷环固定。响应元封入金属管壳并抽真空后立即进行响应率测量。

响应率频谱测量是利用图3所示装置进行的。

其中光源采用氦氖激光器,斩波器采用从 $0.01 \sim 10000 \text{ Hz}$ 连续可调的 9479 型斩波器,频率通过低频信号发生器产生的监视信号与待测信号在示波器上形成李萨如图形确定,斩波器齿宽与激光束直径之比为 $1:15$,以保证正弦调制条件得以满足。经斩波器变为正弦调制波的激光束由透镜会聚于光敏面,会聚光束在光敏面平面内投影等于光敏面。这样的实验条件与上节理论计算模型相符合。

探测器输出信号用示波器测量其峰峰值。SBR-1 型示波器直流输入在低频到音频区有较平坦的频谱响应,不用阻抗变换器时输入电阻为 $930 \text{ K}\Omega$ 。由于光敏面为 $\phi 1 \text{ mm}$ 的探测器,其电容不大于 100 PF ,电时间常数小于 $100 \mu\text{s}$,因而对于频率低于 1 KHz 的响应率频谱测量,可以忽略电容的影响,这时电压响应率为

$$R_v = R_i r, \quad (19)$$

其中 r 为示波器输入电阻。由上式可知 R_v 的归一化数值与 R_i 的归一化数值相等,测得 R_v 的相对变化可以得出 R_i 的相对变化关系。图4给出了实验测试结果。显然,实验值十分接近虚线所示的计算值。实验值略为偏高是因为上述计算忽略了空气对流的贡献。实际上由于管壳内容物质及管壁的放气,即使是刚从真空系统内取出,亦难免残余气体的存在。残余气体引起的热损耗对热导纳的贡献,使总热导随频率而变的效应减弱,热导纳也有所增加。

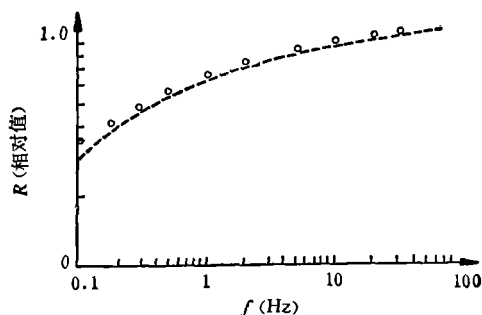


图4 LiTaO₃ 热释电探测器的归一化响应率(实验值)

四、结 论

本文引进有效热导纳, 将计算响应率的热扩散方程方法归结为集总参数方法中热导纳的计算, 这不仅保持了热扩散方程方法的精确性, 亦体现了集总参数方法所具有的物理概念清晰的特点。本文得出受横向热导限制时电流响应率与 $f^{1/2}$ 成正比, 而不是与 f 成正比的结论。实验结果支持上述理论。这一结果对于热释电探测器用于低频探测时的频率补偿是很有意义的。

致谢——本文实验样品系本所器件工艺组帮助制作, 马继富同志参加了测试, 作者在此一并致谢。

附 录

响应元内元体积 $dx dy dz$ 可以看成是一个温度均匀物体, 产生的热释电元电流为

$$di(x, y, z, t) = \mathcal{P} \frac{dT(x, y, z, t)}{dt} dx dy. \quad (\text{A1})$$

上式对 x 和 y 积分可得垂直于 z 轴的热释电薄层产生的热释电电流:

$$Ai(z, t) = \int_{A_s} \mathcal{P} \frac{dT(x, y, z, t)}{dt} dx dy. \quad (\text{A2})$$

对 $\Delta T(z, t)$ 和 $T(x, y, z, t)$ 进行傅里叶变换可得

$$Ai(z, \omega) = j\mathcal{P}\omega \int T(x, y, z, \omega) dx dy. \quad (\text{A3})$$

忽略阻抗实部的分流作用, 上述热释电薄层二端电压为

$$dV(z, \omega) = Ai(z, \omega) \cdot \frac{1}{j\omega C_s}, \quad (\text{A4})$$

其中 C_s 为薄层电容, $C_s = \frac{\epsilon\epsilon_0 A_s}{dz}$ 。因而有

$$dV(z, \omega) = \frac{\mathcal{P}}{\epsilon\epsilon_0 A_s} dz \int_{A_s} T(x, y, z) dx dy. \quad (\text{A5})$$

将上式对 z 求积分可得响应元开路电压为

$$V(\omega) = \frac{\mathcal{P}d}{\epsilon\epsilon_0} \bar{T}(\omega). \quad (\text{A6})$$

由响应元电容 $C_d = \epsilon\epsilon_0 A_s/d$ 可求得热释电电流为

$$i(\omega) = jA_s \mathcal{P}\omega \bar{T}(\omega). \quad (\text{A7})$$

因此有

$$i(t) = A_s \mathcal{P} \frac{d\bar{T}(t)}{dt}. \quad (\text{A8})$$

上式中 $\bar{T}(t) = \frac{1}{A_s d} \int_V T(x, y, z) dx dy dz$ 为平均温度。 $\bar{T}(\omega)$ 为其傅里叶分量。如果响应元吸收入射辐射后由温度 T_0 升高到 $T_0 + \Delta T$, 则有 $\bar{T}(t) = \bar{T}_0 + \Delta\bar{T}$ 。式(8)可改写为

$$i(t) = A_s \mathcal{P} \frac{d\Delta\bar{T}(t)}{dt}. \quad (\text{A9})$$

参 考 文 献

- [1] Copper, J., *Rev. Sci. Instrum.*, **33**(1962), 92.
- [2] Putley, E. H., *Semiconductors and Semimetals*, N.Y.: Academic Press, Vol. 5 1970, 259.

- [3] Holeman, B. R., *Infrared Physics*, **12**(1972), 125.
- [4] Van der Ziel, A., *J. Appl. Phys.*, **44**(1973), 516.
- [5] 陈继述, *物理学报*, **23**(1974), 429.
- [6] Logan, R. M., *Infrared Physics*, **15**(1973), 51.
- [7] 陈祖培, *中国科学*, **20**(1981), 1329.
- [8] Putley, E. H., *Infrared Physics*, **20**(1980), 139.

ANALYSIS OF RESPONSIVITY OF PYROELECTRIC DETECTORS

CHEN ZUPEI

(Shanghai Institute of Technical Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

The lumped parameter method for calculating the responsivity is improved by introducing the concept of the effective thermal admittance. By the improved method, the calculation accuracy can approach to that by the thermal diffusion method, thus simplifying the calculation of the responsivity of the pyroelectric detectors. The calculated values for the LiTaO_3 and the LATGS detectors and the measured ones for the LiTaO_3 detector are presented. The theoretical results are in good agreement with the experimental ones.