

热释电探测器的横向热导纳

文 忠 民

(国防科技大学应用物理系)

摘要——就实际应用的标准器件模型及其工作条件,用有限元法分析了热释电探测器的横向温度涨落分布,细致地计算了响应元在其边界上的横向热导纳,结果表明热导纳的实部与频率的 $\frac{1}{n}$ 次方成正比 ($n=2.4\sim 3.3$)。

一、引 言

为了提高探测率,近年来热释电探测器多用悬空自由支撑的薄膜型结构,即在薄晶片的当中制作涂黑的电极充当红外辐射响应元,再把晶片的边缘固定在绝热支架上,响应元与环境间的横向热交换是通过支撑它的晶片以热扩散的形式出现。热释电器件常用于 10 Hz 左右的工作频率,相应的热扩散长度大致与响应元的横向尺寸接近,因此,横向温度梯度不可忽略,横向热扩散涨落所导致的温度噪声已成为器件的主要噪声之一。

文献[1]根据热释电探测器热扩散现象,由基本原理导出了温度噪声的表达式,同时,对参考文献[2]所引用的热导纳这一物理量,赋予了新的含义。本文将论述横向热导纳计算中的若干问题,并给出计算结果。另外,热释电探测器多半是在方形晶片上做成圆形响应元,显然,横向温度场通常呈二维空间分布,用解析法一般是把晶片的外边界近似地处理成圆形,从而化为一维热分布问题。本文用有限元方法,细致地分析了器件的横向二维热扩散,在曲线边界上得到较满意的数值逼近解。

二、横向热导纳及其计算方法

严格地说,热释电探测器的温度噪声是由响应元空间平均温度涨落的变化所产生的,而响应元空间平均温度涨落又与边界处的扩散热流涨落和涨落源的热流有关,因此,把器件的横向热导纳定义为流过响应元边界的扩散流涨落 $J(f)$ 与响应元空间平均温度涨落 $\Delta\bar{T}(f)$ 之比^[1]:

$$\mathcal{A}_L = \frac{J(f)}{\Delta\bar{T}(f)} = \frac{1}{\Delta\bar{T}(f)} \oint_{L_s} dg \nabla[\Delta T(f)] \cdot dl, \quad (1)$$

式中 f 、 d 、 g 和 l_1 分别表示傅立叶变换频率、器件的厚度、热导率和响应元边界。应该注意到,当器件的工作模式(如信号的获取方式)确定之后,横向热导纳完全由器件的材料参数和横向尺寸决定。但在实际计算时,往往是模拟一定的工作状态、假设某种分布的涨落源来进行的。因而,仅仅根据边界处的涨落源热流还不足以确定影响热导纳的两个因素。

本文假设在响应元的空间一点有温度涨落 ΔT 是由于该点存在一涨落源 ΔH 所引起。由所服从的热传导方程,可导出它们的傅立叶频谱分量满足下式:

$$g \left[\frac{\partial^2 \Delta T(f)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Delta T(f)}{\partial y^2} \right] - j2\pi f C_v \Delta T(f) + \Delta H(f) = 0, \quad (2)$$

式中 C_v 是器件的体积热容。这里,根据器件实际工作时响应元吸热的情况,选取响应元各点有均匀的涨落源。在支撑响应元的晶片外边界上,温度涨落需遵从线性化的自然边界条件:

$$-g \frac{\partial \Delta T(f)}{\partial n} \Big|_{l_1} = 4\eta_2 \sigma T_0^3 \Delta T_{l_1} \quad (3)$$

式(3)中 l_2 、 η_2 、 n 、 σ 和 T_0 分别表示晶片的外边界、吸收率、法向长度、玻耳兹曼-斯忒藩常数和环境温度涨落。

当器件的参数给出后,温度涨落在横向面上的分布由式(2)、(3)确定,下一步是求解偏微分方程的问题。应注意到,正弦调制目标辐射时,器件表面的温升分布 T 所满足的稳态热传导方程与式(2)、(3)的形式相同^[3,5],那么,满足方程的函数也应完全一样。所以,为简明起见,下面将求解温度分布来代替求解其涨落。

三、横向热导纳的有限元法分析

响应元边界通常是圆形的,要计算通过边界的热流,必须在边界曲线上以及附近位置给出良好的温度数值逼近值。用有限差分法是难以做到的,而用有限元法却非常适宜。有限元法把偏微分方程及其边值问题变换成泛函的极值问题求解。应用有限元法的关键是能否找到相应的泛函,根据欧拉方程和边界条件,可导出与式(2)、(3)相对应的泛函^[3,4]:

$$\begin{aligned} J[T(x, y)] &= \iint_D \left[\frac{2}{g} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \frac{g}{2} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 + \frac{1}{2} j2\pi f C_v T^2 - HT \right] dx dy + \\ &+ \oint_{l_1} 2\eta_2 \sigma T_0^3 T^2 dl. \end{aligned} \quad (4)$$

式(4)的积分区域 D 为整个晶片横面。

借助于现代电子计算机的有限元法,将式(4)的泛函作变分计算,但不是复杂地求解整个 D ,而一般是把它分成若干个小三角形单元,里

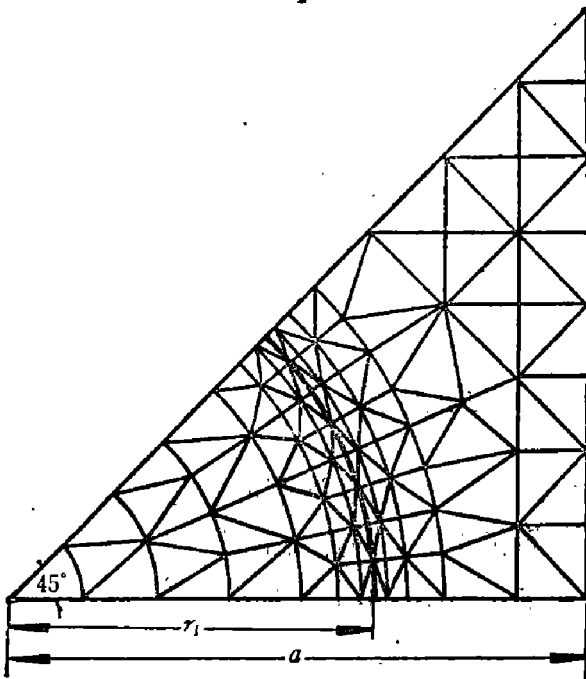


图1 求解区及其单元剖分

Fig. 1 The plane of solving region divided into finite elements.

面构置随位置线性变化的温度插值函数。于是，整个区域的泛函为各个小三角单元的总和，泛函的极值问题转化为多元函数的极值问题。由式(4)和线性插值方式导出各三角单元的矩阵元素表达式，形成总的复数矩阵，再求解复函数的线性方程组，将全部过程编制成 FORTRAN 语言程序，由电子计算机完成。

由于器件材料均匀，加之横向几何模型的对称性，温度的分布也同样具有对称性。因此，为节省计算机内存单元和缩短运行时间，只需求解 $\frac{1}{8}D$ 区域的温度值即可。图 1 是 $\frac{1}{8}D$ 区的三角单元剖分图，图纸尺寸与器件实际大小之比为 200:1。在响应元的边界上，均用三角单元的边线逼近，节点尽落于边界上，并使边界附近的三角单元划分加密，且保持对称，充分发挥有限元法的优点，以达到高精度。离散后的温度值经线性组合得到各点的温度，因此，响应元空间平均温度也可以用三角单元各节点上的温度来表示，即

$$\bar{T} = \frac{1}{3A} \sum_e [T_i^{(e)} + T_j^{(e)} + T_k^{(e)}] S^{(e)}, \quad (5)$$

式中 $T_i^{(e)}$ 、 $T_j^{(e)}$ 、 $T_k^{(e)}$ 和 $S^{(e)}$ 分别为第 e 个单元的三个节点上的温度和单元面积， A 是响应元的面积。对照式(1)，离散后的横向热导纳由下式给出：

$$\mathcal{A}_L = -\frac{8gd}{\Delta T} \sum_i \frac{\Delta T_{ni}}{\Delta n_i} \Delta l_i, \quad (6)$$

式中 ΔT_{ni} 、 Δn_i 和 Δl_i 分别为响应元边界法向温度增量、法向长度增量和切向长度增量。

四、计算结果和结论

本计算采用热释电探测器的标准参数 TGS 为 $g=7 \times 10^{-3} \text{J} \cdot \text{cm}^{-1} \text{K}^{-1} \text{s}^{-1}$ 、 $C_0=2.5 \text{J} \cdot \text{cm}^{-3} \text{K}^{-1}$ ； LiTaO_3 为 $g=3.5 \times 10^{-2} \text{J} \cdot \text{cm}^{-1} \text{K}^{-1} \text{s}^{-1}$ 、 $C_0=3.5 \text{Jcm}^{-3} \text{K}^{-1}$ 。响应元直径、晶片边长、厚度和环境温度分别取值为 $2r_1=0.1 \text{cm}$ 、 $2a=0.16 \text{cm}$ 和 $T_0=300 \text{K}$ 。图 2 是根据器件对角线上温度涨落的计算结果绘制的分布曲线，可以看出，对常用的工作频率 $f=10 \text{Hz}$ ，响应元内温度涨落按某种复杂函数分布，边界上梯度变化激烈。计算过程中还注意到，就傅立叶谱中的同一频率，TGS 材料在响应元边界处的热扩散涨落流增大，但响应元平均温度涨落也有更大的对应量。调节涨落源 $H(f)$ 的相对强度（不改变其分布），温度涨落和扩散流涨落同时变化，但是，它们的比值即横向热导纳并不随之改变。因而，在此方面横向热导纳反映了响应元及其边界本身的物理特性。表 1 列出了横向热导纳的计算结果。热导纳的实部 $\text{Re}[\mathcal{A}_L]$ 即为热导，由大量实验可知，它与涨落源有相同的频谱分布。图 3 是热导的频谱。

由本文的计算结果，可以得出以下几点结论：

1. 对于通常方形晶片上支撑圆形响应元的器件模型，横向温度涨落呈二维分布。在常用工作频率下，标准器件的尺寸，并不一定满足横向尺寸远大于热扩散长度，因此，有必要用适当的方法（本文用有限元法）对器件的横向热导纳进行比较细致的分析。

2. 标准器件的横向热导纳的计算结果由表 1 给出。超低频时，横向热导纳随频率升高而迅速增大；当 $f > 10 \text{Hz}$ 后（相当于器件尺寸大于热扩散长度），横向热导纳的实部与频率有近似关系：

$$\operatorname{Re}[A_L] \propto f^{\frac{1}{n}} \quad (n=2.4 \sim 3.3)。$$

3. 横向热导纳不会随涨落热源的强弱改变, 说明它是表征器件热扩散特性的物理参数。上述计算表明, 热导纳的计算结果与涨落噪声的等效模型有关, 因此, 选择更为切合实际的模型仍然是有意义的。

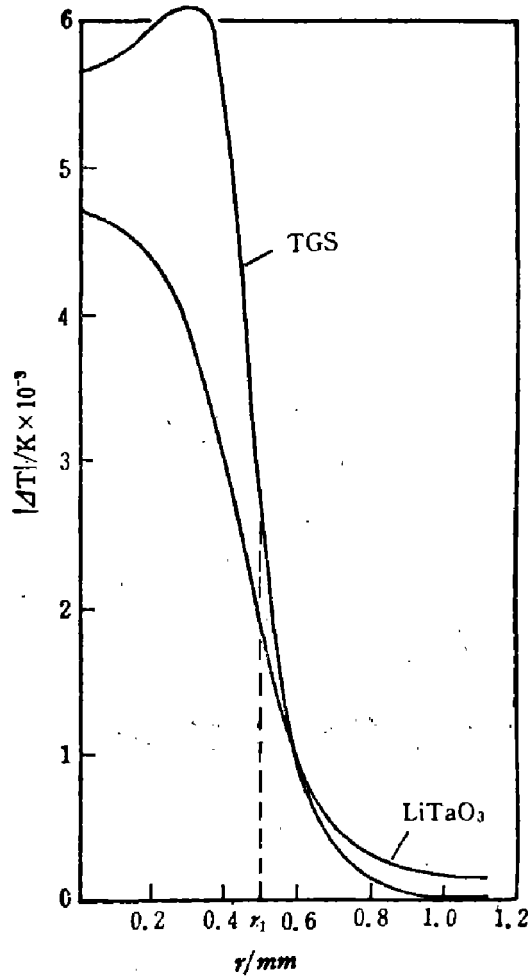


图 2 温度涨落分布

Fig. 2 The temperature fluctuation distribution.

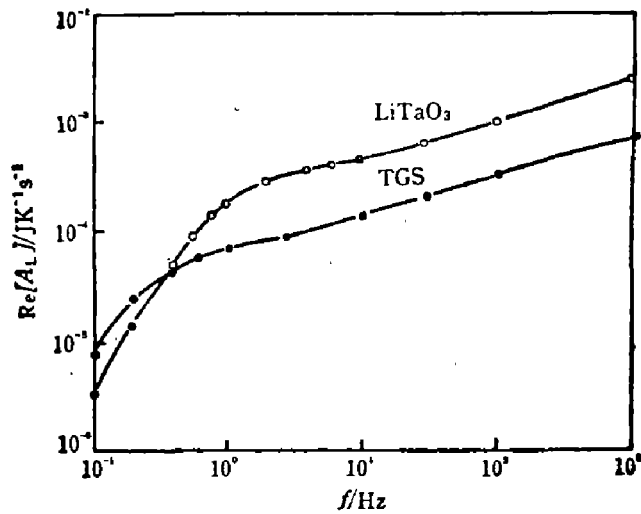


图 3 热导的频谱规律

Fig. 3 Frequency spectrum of the thermal conductance.

表1 横向热导纳的计算值

Table 1 The calculations of lateral thermal admittance.

f	$\mathcal{A}_L (\mu\text{JK}^{-1}\text{s}^{-1})$	
	TGS	LiTaO ₃
10 ⁻¹	8.360+j25.00	3.597+j38.91
10 ⁰	70.16+j39.56	181.7+j208.2
10 ¹	141.4+j97.92	447.2+j270.0
10 ²	367.8+j213.3	1075+j725.9
10 ³	744.6+j139.9	2744+j1192

参 考 文 献

- [1] 陈祖培, 中国科学, 20(1981), 11:1329.
- [2] Logan R. M, *Infrared physics*, 13(1973), 2:91.
- [3] Zienkiewicz O. C., *The Finite Element Method in Engineering Science*, Mc GRAW-Hill, 1971.
- [4] 文忠民等, 红外技术, 8(1986), 1:42~46.

LATERAL THERMAL ADMITTANCE
OF PYROELECTRIC DETECTORS

WEN ZHONGMIN

(Department of Applied Physics, Changsha Institute of Technology)

ABSTRACT

The lateral temperature fluctuation distribution is analysed. The lateral thermal admittance of electrode area is carefully calculated by finite element method with the standard model of pyroelectric detectors, which is widely used in practice. The calculations indicate that the real part of lateral thermal admittance is proportional to the $\frac{1}{n}$ -th ($n=2.4\sim 3.3$) power of frequency.