

压电谐振对 LiTaO_3 热释电探测器高频性能的影响

方湖宝 张显炽 王旭昇

(西北电讯工程学院技术物理系)

摘要——基于一维传导模型和热力学理论, 对面电极悬空支撑型和带衬底型两种结构的 LiTaO_3 热释电探测器沿厚度方向压电谐振影响下的性能参数进行了讨论, 并用压电测量方法观察了谐振特性。理论计算结果表明: 在谐振频率附近探测器噪声明显增大, 但探测器的响应率和噪声等效功率分别增大两个数量级和减小一个数量级, 前置放大器在谐振频率附近的输入电阻取 $10^3 \sim 10^5 \Omega$ 即可达到满意的匹配效果。

一、引 言

近年来, 热释电探测器在高频方面的应用越来越广, 特别在脉冲激光探测^[1~3]、光外差技术^[4,5]和激光通讯^[6,7]等方面占有重要地位。由于热释电晶体同时又是压电晶体, 入射辐射的热冲击或电冲击将激发热释电晶体的机械振荡, 从而产生压电谐振。在晶体机械谐振频率附近, 探测器的热释电信号上迭加了压电谐振信号, 这就影响了探测器的宽带应用性能。悬空型热释电探测器在几百千赫受到横向振动模压电谐振的影响^[1,3,8]; 但若将热释电响应元粘固到衬底或支架上, 则可消除这种模式的谐振。然而在几十兆赫至几百兆赫范围内还存在厚度振动模压电谐振的影响, 这种影响能否消除, 它对响应特性的影响如何, 目前尚未见到有关报道。

虽然在宽带应用时压电谐振对探测器的性能是一种限制, 但在窄带应用(即以探测器压电谐振频率调制入射辐射)时, 压电谐振又是可以利用的。A. M. Glass^[9]曾对自由悬空型 LiTaO_3 探测器在横向振动模压电谐振影响下的性能进行了讨论, 使响应率在谐振频率附近比没有谐振时提高了一个数量级, 并指出噪声等效功率也有所降低。T. Ozeki^[10]把这种模式的 PZT 探测器耦合到超声参量放大器上, 使响应率得到 5dB 的增益。本文用一维热传导模型和热力学理论, 对面电极悬空支撑型和带衬底型两种结构的 LiTaO_3 热释电探测器在厚度方向压电谐振影响下的性能参数进行分析讨论, 得出热释电探测器在高频应用时的一些特性。

本文 1986 年 4 月 17 日收到。修改稿 1986 年 7 月 19 日收到。

二、理论模型

1. 热传导模型^[11]

悬空支撑型是将响应元薄片用环氧树脂粘固到四脚支架上,带衬底型则是把晶体薄片粘固到导热性能好的微晶玻璃板上。设入射辐射在晶体整个表面完全被吸收,因此仅沿厚度方向热扩散。忽略吸收层和电极镀层的温度分布,对带衬底型,可认为响应元晶体与衬底接触的表面仍保持环境温度。若入射辐射的变化部分取为 $W = W_0 \cdot e^{j\omega t}$, 则定态方程为

$$j\omega\mu C_p \cdot \Delta T_0(z) = K \frac{\partial^2 \Delta T_0(z)}{\partial z^2}, \quad (1)$$

边条件为

$$\left. \begin{aligned} A \cdot K \frac{\partial \Delta T_0}{\partial z} \Big|_l + g_r \cdot \Delta T_0|_l &= \eta W_0, \\ A \cdot K \frac{\partial \Delta T_0}{\partial z} \Big|_0 + g_r \Delta T_0|_0 &= 0; \end{aligned} \right\} \text{(悬空型)} \quad (2)$$

$$\left. \begin{aligned} A \cdot K \frac{\partial \Delta T_0}{\partial z} \Big|_l + g_r \Delta T_0|_l &= \eta W_0, \\ \Delta T_0|_0 &= 0. \end{aligned} \right\} \text{(带衬底型)} \quad (3)$$

式(1)、(2)、(3)中 μ 、 C_p 、 K 分别为 LiTaO_3 晶体的密度、比热和热导率, l 、 A 分别为响应元薄片的厚度和光敏面积, g_r 为表面辐射热导(对悬空型,假设上、下表面的辐射热导相同), η 为上表面的吸收系数。由式(1)求出晶体的温度变化为

$$\Delta T(z, t) = \Delta T_0 e^{j\omega t} = (D e^{\nu z} + B e^{-\nu z}) \cdot e^{j\omega t}, \quad (4)$$

其中

$$\nu = (1+j) \left(\frac{\omega \mu C_p}{2K} \right)^{1/2},$$

D 和 B 为待定系数,可由边条件定出。

2. 响应率方程

对厚度振动模式,以应变 x 、电位移矢量 D 、温升 ΔT 为独立变量较为方便,则应力 X 、电场强度 E 所满足的热力学方程为(参见附录)

$$\left. \begin{aligned} dX_i &= C_{ij}^{D,T} dx_j - h_{mi} dD_m - \lambda_i^{z,D} d\Delta T, \\ dE_m &= -h_{mj} dx_j + \beta_{mn}^{z,T} dD_n - q_m^{z,D} d\Delta T. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

式(5)中 $i, j=1\sim 5$, $m, n=1\sim 3$, $C_{ij}^{D,T}$ 为弹性刚度常数矩阵元, h_{mj} 为压电刚度常数矩阵元, $\lambda_i^{z,D}$ 为热应力常数矩阵元, $\beta_{mn}^{z,T}$ 为介质隔离率矩阵元, $q_m^{z,D}$ 为热电电压常数矩阵元。假定仅厚度方向产生应变,横向处于夹持状态,若不考虑边缘效应和漏泄电流,有 $D_1 = D_2 = 0$ 和 $\frac{\partial D_3}{\partial z} = 0$, 所以式(5)可简化为

$$dX_3 = C_{33}^{D,T} dx_3 - h_{33} dD_3 - \lambda_3^{z,D} d\Delta T, \quad (6a)$$

$$dE_3 = -h_{33} dx_3 + \beta_{33}^{z,T} dD_3 - q_3^{z,D} d\Delta T. \quad (6b)$$

设响应元振子某一质点元沿 z 方向的位移为 u , 则有

$$\mu \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial X_3}{\partial z}. \quad (7)$$

由 $x_3 = \frac{\partial u}{\partial z}$ 及式(6a), 式(7)可写成

$$\mu \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = C_{33}^{D,T} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \lambda_3^{\sigma,D} \frac{\partial \Delta T}{\partial z} \quad (8)$$

由于 ΔT 随时间的变化有 $e^{i\omega t}$ 形式, 故 u 和 D_3 随时间的变化应有类似形式, 即 $u = u_0 e^{i\omega t}$, $D_3 = D_{30} e^{i\omega t}$, 则有

$$-\mu \omega^2 u_0 = C_{33}^{D,T} \frac{\partial^2 u_0}{\partial z^2} - \lambda_3^{\sigma,D} \frac{\partial \Delta T_0}{\partial z} \quad (9)$$

边条件为 $X_3|_l = X_3|_0 = 0$ 。式(9)的解为

$$u_0 = A_1 \cos\left(\frac{\omega z}{v}\right) + A_2 \sin\left(\frac{\omega z}{v}\right) + u_T, \quad (10)$$

其中 u_T 是一特解, 为

$$u_T = \frac{\lambda_3^{\sigma,D} \cdot v}{\mu \omega^2 + C_{33}^{D,T} \cdot v^2} (D \cdot e^{vz} - B e^{-vz}) \quad (11)$$

式(10)中 A_1, A_2 为待定系数, 可由边条件定出; $v = \left(\frac{C_{33}^{D,T}}{\mu}\right)^{1/2}$ 是声波沿厚度方向的传播速度。由式(6)和 u 的表达式可得响应元振子的电压信号为

$$\begin{aligned} V = \int_0^l E_3 dz = l & \left\{ \beta_{33}^{\sigma,T} - \frac{h_{33}^2}{C_{33}^{D,T}} \cdot \frac{\tan\left(\frac{\omega l}{2v}\right)}{\left(\frac{\omega l}{2v}\right)} \right\} D_3 - l \cdot \left\{ q_3^{\sigma,D} \right. \\ & + \left[\left(\frac{h_{33} \cdot \lambda_3^{\sigma,D}}{C_{33}^{D,T}} \right) \cdot \frac{\Delta T_0(l) + \Delta T_0(0)}{2\Delta T_0} - \frac{h_{33}}{2\Delta T_0} \left(\frac{\partial u_T}{\partial z} \Big|_l + \frac{\partial u_T}{\partial z} \Big|_0 \right) \right] \\ & \left. \cdot \frac{\tan\left(\frac{\omega l}{2v}\right)}{\left(\frac{\omega l}{2v}\right)} + h_{33} \cdot \frac{u_T(l) - u_T(0)}{l\Delta T_0} \right\} \cdot \Delta \bar{T} \quad (12) \end{aligned}$$

将式(12)记为

$$V = l \beta_{33e} \cdot D_3 - l \cdot q_{3e} \cdot \Delta \bar{T}, \quad (13)$$

式中 $\Delta \bar{T}$ 为平均温升。式(12)中含有 $\tan\left(\frac{\omega l}{2v}\right)$ 项, 在理想情况下, 当 $\frac{\omega l}{2v} = \frac{(2n-1)}{2} \pi$ 时 ($n=1, 2, \dots$), V 将趋于无穷大, 即出现谐振现象。但实际的晶体材料有一定介电损耗和压电损耗, 介电参数和压电参数都表现为复数形式, 故实际上式(13)不会趋于无穷大, 而只能出现一些极值。为便于理解式(13)中各系数的物理意义, 用平均电场强度 \bar{E}_3 表示电压, 即 $l \cdot \bar{E}_3 = V$, 则可将式(13)改为

$$D_3 = \left(\frac{1}{\beta_{33e}} \right) \bar{E}_3 + \left(\frac{q_{3e}}{\beta_{33e}} \right) \Delta \bar{T}, \quad (14)$$

这里 $\frac{1}{\beta_{33e}}$ 为有效介电系数, 记为 ϵ_{33e} ; $\frac{q_{3e}}{\beta_{33e}}$ 为有效热释电系数, 记为 p_{3e} , 即

$$\epsilon_{33e} = \frac{1}{\beta_{33e}} = \frac{1}{\left\{ \beta_{33}^{\sigma,T} - \left(\frac{h_{33}^2}{C_{33}^{D,T}} \right) \cdot \frac{\tan\left(\frac{\omega l}{2v}\right)}{\left(\frac{\omega l}{2v}\right)} \right\}}, \quad (15)$$

$$p_{3e} = \frac{1}{\beta_{33e}} \left\{ q_3^{x,D} + \left[\left(\frac{h_{33} \lambda_3^{x,D}}{O_{33}^{D,T}} \right) \cdot \frac{\Delta T_0(l) + \Delta T_0(0)}{2\Delta \bar{T}_0} - \frac{h_{33}}{2\Delta \bar{T}_0} \left(\frac{\partial u_T}{\partial z} \Big|_l + \frac{\partial u_T}{\partial z} \Big|_0 \right) \right] \cdot \frac{\tan\left(\frac{\omega l}{2\nu}\right)}{\left(\frac{\omega l}{2\nu}\right) + h_{32} \frac{u_T(l) - u_T(0)}{l \cdot \Delta \bar{T}_0}} \right\} \quad (16)$$

当频率远低于压电谐振频率时,

$$\tan\left(\frac{\omega l}{2\nu}\right) / \left(\frac{\omega l}{2\nu}\right) \doteq 1,$$

此时有效介电系数简化为部分夹持介电系数:

$$\epsilon_{33}^{pc} = \frac{1}{\left(\beta_{33}^{x,T} - \frac{h_{33}^2}{O_{33}^{D,T}} \right)} \quad (15a)$$

p_{3e} 则为

$$p_{3e} = \epsilon_{33}^{pc} \left\{ \left(q_3^{x,D} + \frac{h_{33} \lambda_3^{x,D}}{O_{33}^{D,T}} \right) - \frac{h_{33} \lambda_3^{x,D}}{O_{33}^{D,T}} \left[1 - \frac{\Delta T_0(l) + \Delta T_0(0)}{2\Delta \bar{T}_0} \right] - \frac{h_{33}}{2\Delta \bar{T}_0} \left(\frac{\partial u_T}{\partial z} \Big|_l + \frac{\partial u_T}{\partial z} \Big|_0 \right) + \frac{h_{33}}{l \cdot \Delta \bar{T}_0} [u_T(l) - u_T(0)] \right\}, \quad (16a)$$

式中右端第一项为部分夹持热释电系数, 后三项则是由于温度的不均匀性引起的第三热释电系数。利用式(13)及其它关系式, 可导出响应率的表达式。响应元晶体的位移电流为

$$\dot{q} = \iint \frac{\partial D_3}{\partial t} dS = j\omega A D_{3e} \quad (17)$$

设前置放大器的输入阻抗为 Z_2 , 则有

$$Z_2 \cdot \dot{q} + V = 0 \quad (18)$$

由式(17)、(18)可得信号电压与平均温升的关系:

$$V = \frac{j\omega A p_{3e} \cdot \Delta \bar{T}}{\left(\frac{j\omega A \epsilon_{33e}}{l} + \frac{1}{Z_2} \right)} \quad (19)$$

令

$$Z_1 = \frac{l}{j\omega A \epsilon_{33e}}, \quad \frac{1}{Z} = \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2},$$

则可得

$$V = -j\omega A p_{3e} Z \Delta \bar{T} \quad (19a)$$

式中 Z_1 即响应元阻抗, Z 即总阻抗。由此得探测器的响应率方程为

$$R_V = \frac{|V|}{W_0} = \frac{\omega A}{l} \left| \frac{p_{3e} Z}{\nu} \left[\frac{D}{W_0} (e^{\nu l} - 1) + \frac{B}{W_0} (1 - e^{-\nu l}) \right] \right|, \quad (20)$$

式中 D 、 B 都与 W_0 成正比, 故 R_V 中将不含 W_0 。 R_V 表达式与传统表达式形式相同, 只是这里 p_{3e} 是有效参数, 与频率有关。

3. 噪声和噪声等效功率

在高频区, 热释电探测器的噪声通常由前置放大器的电压噪声和响应元的介电损耗噪声决定。为了突出压电谐振对器件性能的影响, 这里我们假定前置放大器的电压噪声小于介质损耗噪声, 由于温度噪声与响应率有关、电阻的热噪声与总阻抗有关, 故我们除给出介电损耗噪声外, 还给出了温度噪声和响应元负载电阻热噪声, 以便于比较。温度噪声为

$$\Delta V_{NT} = \frac{R_v \cdot 2T}{\beta} \sqrt{k_b \cdot G \cdot \Delta f}, \quad (21)$$

式中 Δf 为工作带宽, k_b 为玻耳兹曼常数, β 为晶体表面发射率, G 为辐射热导(对悬空支撑型为 $2g_r$, 对带衬底型为 g_r)。响应元负载电阻热噪声为

$$\Delta V_{NJ} = \sqrt{4k_b T \Delta f / R_g} \cdot |Z|, \quad (22)$$

式中 R_g 为响应元负载电阻。响应元晶体介电损耗热噪声为

$$\Delta V_{Nd} = \sqrt{4k_b T \Delta f \omega \epsilon'' A / l} \cdot |Z|, \quad (23)$$

式中 ϵ'' 为 ϵ_{33e} 的虚部, 由于 ϵ_{33e} 是有效参数, 故式(23)所表达的噪声不仅仅是介电损耗的贡献, 还包含了压电损耗的贡献。总噪声为

$$\Delta V_N = [(\Delta V_{NT})^2 + (\Delta V_{NJ})^2 + (\Delta V_{Nd})^2]^{1/2}, \quad (24)$$

由此得噪声等效功率

$$NEP = \Delta V_N / R_v. \quad (25)$$

三、实验与计算

1. 谐振特性的观察

我们利用压电测量方法观察了两种模型的 LiTaO_3 响应元的谐振特性, 图 1 是两支器件(每种模型一支)的谐振图。最大阻抗频率在一级近似下由 $\left(\frac{\omega l}{2v}\right) = \frac{\pi}{2}$ 给出, v 中的 C_{33}^D

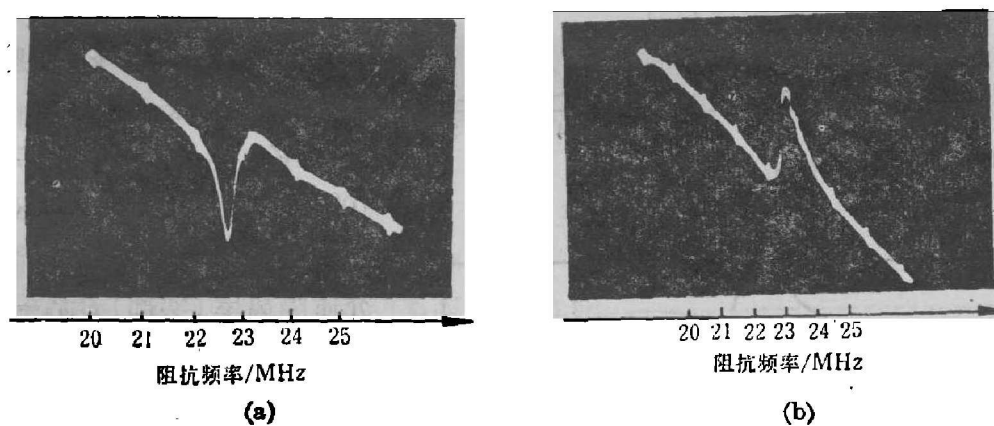


图 1 响应元谐振图

(a) LT2*(带衬底) (b) LT4*(悬空支撑)

Fig. 1 Resonance photograph of the detector.

表 1 响应元结构参数和共振特性

Table 1 Resonance properties and structural parameters of the detector.

| 器件编号 | 结 构 参 数 | | | 最大阻抗频率(MHz) | |
|------|---------|-----------|---------------------|-------------|-------|
| | 类 型 | 光敏面直径(mm) | 厚度(μm) | 观察值 | 理论值 |
| LT2* | 带衬底 | 1.5 | 133.8 | 22.80 | 23.07 |
| LT4* | 悬空支撑 | 1.5 | 138.7 | 22.75 | 23.06 |

是其实部, 由参考文献[12]给出。表1给出了响应元的结构参数以及谐振时最大阻抗频率的理论值与观察值的比较。由表1可看出理论值与观察值基本吻合, 这就间接证明了这两种模型的热释电探测器均存在厚度模压电谐振现象。

2. 材料参数的确定

介电参数和压电参数都应用复数表示, 但对响应率影响最大的只有 $C_{33}^{D,T}$ 。为了便于比较, 我们只取 $\beta_{33}^{e,T}$ 和 $C_{33}^{D,T}$ 为复数, 即

$$\left. \begin{aligned} \beta_{33}^{e,T} &= \beta' - j\beta'' \\ C_{33}^{D,T} &= C' - jC'' \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

对于 $\beta_{33}^{e,T}$, 取 $\beta''/\beta' = 10^{-2}$, 而 $C_{33}^{D,T}$ 的实部由参考文献[12]给出, 虚部则由下式确定:

$$C'' = C'/Q_m, \quad (27)$$

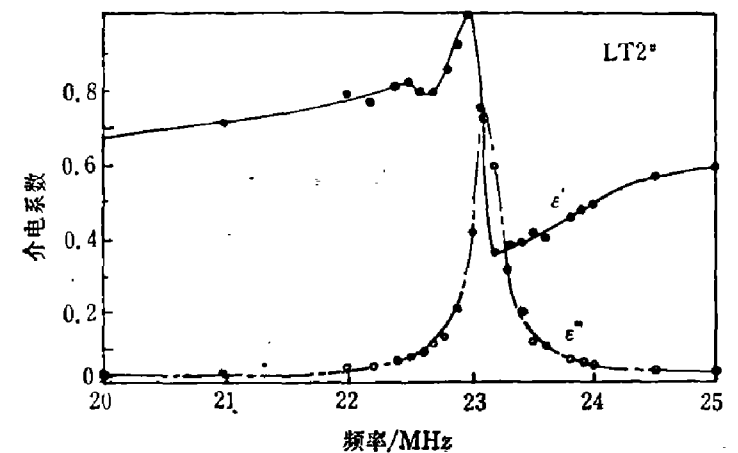
式中 Q_m 为机械品质因数, 它的一级近似由下式给出:

$$Q_m = \frac{f_m}{f_{+\frac{1}{2}} - f_{-\frac{1}{2}}}, \quad (28)$$

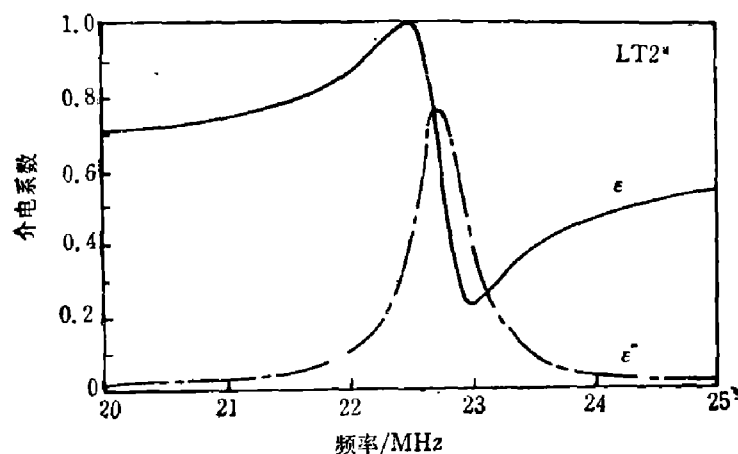
式中 f_m 为最大阻抗频率, $f_{+\frac{1}{2}}$ 和 $f_{-\frac{1}{2}}$ 分别为两个半功率点频率, 都可通过实验测定。LT2* 器件的 $Q_m = 45.32$, LT4* 器件的 $Q_m = 34.22$, 由此即可确定 C'' 。计算中使用的 LiTaO₃ 晶体的物理参数为^[12~14]: 密度 $\mu = 7.45 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, 比热 $C_p = 4.3 \times 10^2 \text{ J/kgK}$, 热导率 $K = 3.5 \text{ W/mK}$, 热膨胀常数 $\alpha_1^D = 15.32 \times 10^6 / \text{K}$, $\alpha_3^D = 5.72 \times 10^6 / \text{K}$, 热电电压常数 $q_3^{e,D} = -4.74 \times 10^5 \text{ V/m} \cdot \text{K}$, 介质隔离率(实部) $\beta_{33}^{e,T} = 2.6 \times 10^9 \text{ m/F}$, 弹性刚度常数(实部) $C_{33}^{D,T} = 2.84 \times 10^{11} \text{ N/m}^2$, 压电刚度常数 $h_{33} = 5.0 \times 10^9 \text{ N/C}$, 热应力常数 $\lambda_1^{e,D} = 4.75 \times 10^6 \text{ N/m}^2 \text{K}$, $\lambda_3^{e,D} = 4.08 \times 10^6 \text{ N/m}^2 \text{K}$ 。

3. 有效参数的比较

在后面的讨论中我们只列出了 LT2* 器件的计算结果。在 $10 \sim 10^6 \text{ Hz}$ 频率范围内对第三热释电系数进行了计算, 其最大值不超过 $10^{-8} \text{ C/m}^2 \text{K}$, 对沿厚度方向温度梯度引起的热释电效应完全可以忽略



(a)



(b)

图2 有效介电系数
(a) 测量值 (b) 理论值

Fig. 2 Curves of the effective dielectric constant.

不计。我们用高频 Q 表对响应元的介电系数进行了测量并与理论计算结果做了比较(参见

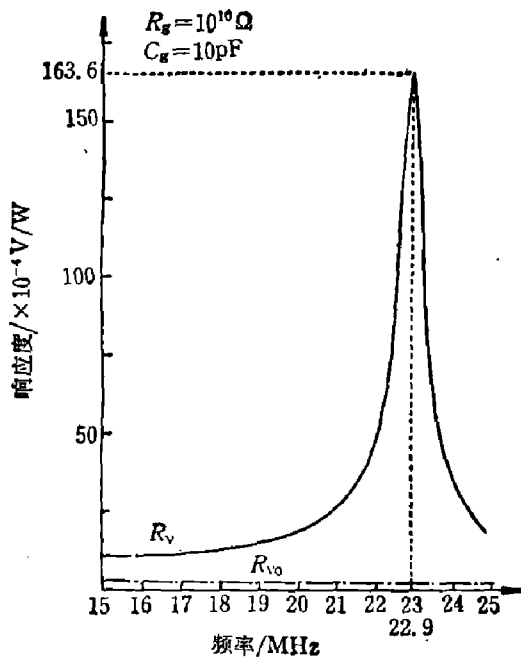


图3 响应率与频率的关系

Fig. 3 Responsivity vs frequency.

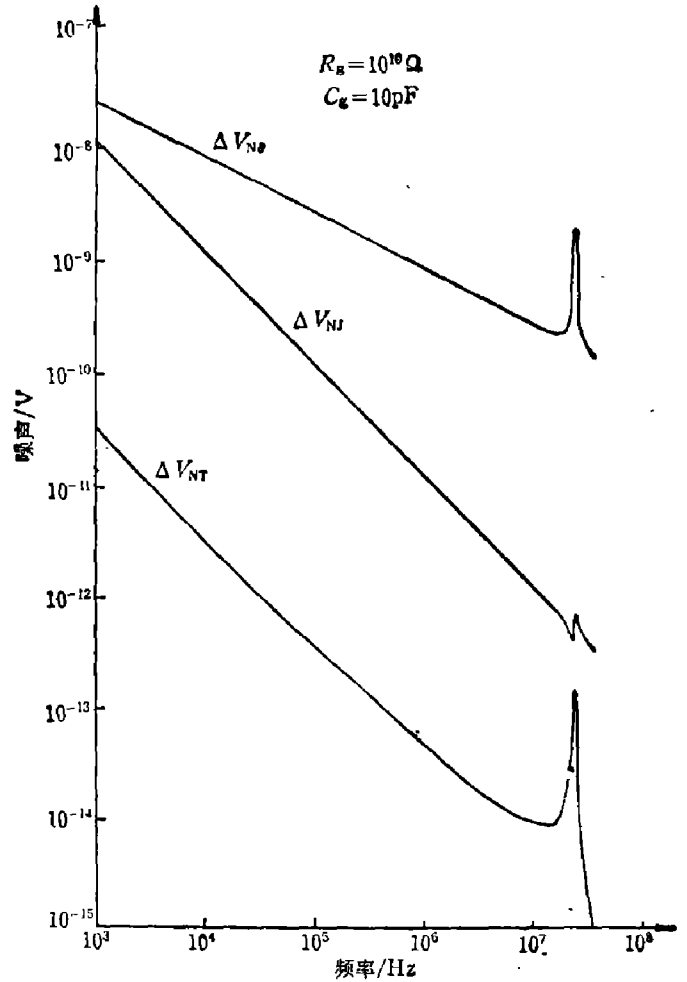


图4 噪声与频率的关系

Fig. 4 Noise vs frequency.

图2),两者吻合较好。由图2可看出介电损耗在谐振频率附近相当大,介电系数的虚部与实部有相同的数量级。

4. 探测器性能的计算

采用前面的参数,取 $\eta = \beta = 1$ 、 $\Delta f = 1\text{Hz}$, 计算响应率、噪声和噪声等效功率与频率的关系如图3~5所示,图中点划线为不考虑压电谐振的结果。图3表明响应率在谐振频率附近有一极大值,比不考虑压电谐振的结果大两个数量级。图4表明当频率大于 10^4Hz 时,介电损耗噪声占主导地位,且在谐振频率附近增加了一个数量级。图5表明噪声等效功率在谐振频率附近有一极小值,比不考虑压电谐振的结果小一个数量级。这说明在谐振频率附近探测器的性能提高了,因此具有窄带应用价值。

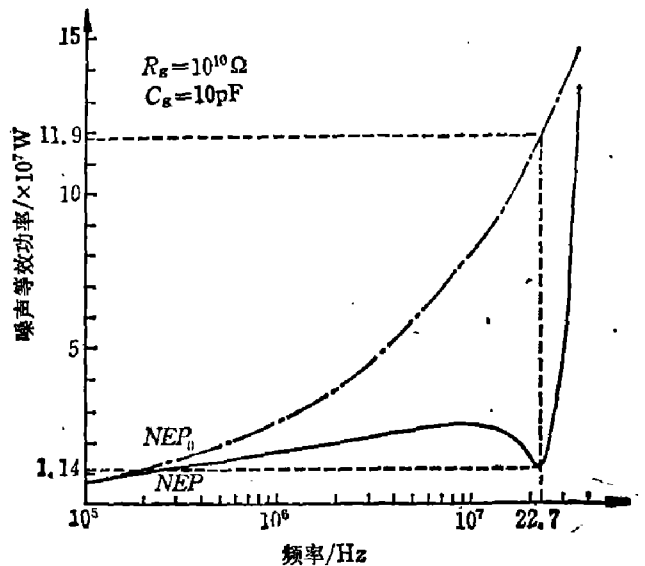


图5 噪声等效功率与频率的关系

Fig. 5 Noise equivalent power vs frequency.

由于响应元振子在谐振频率附近电阻较小,故对前置放大器输入电阻的匹配提出了新

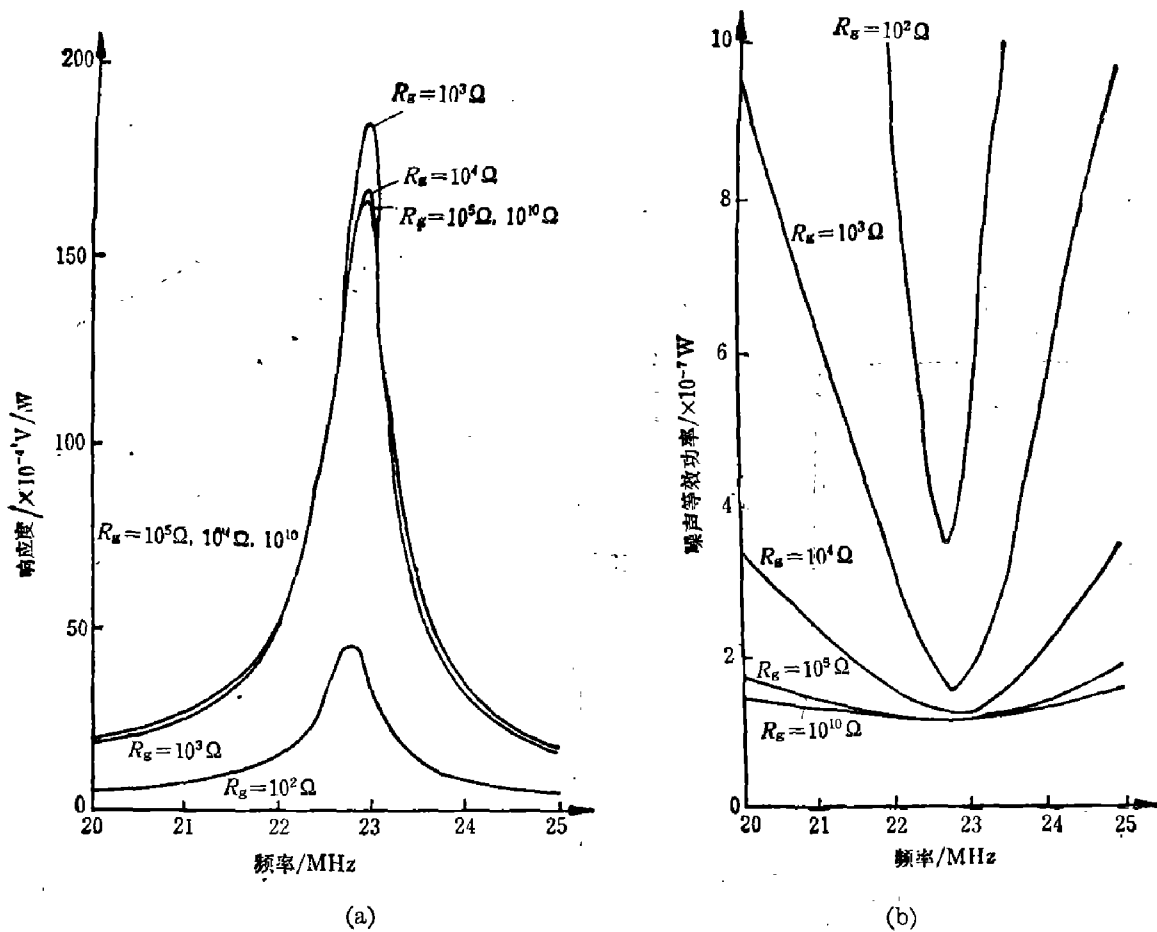


图6 不同 R_g 时的响应率和噪声等效功率

(a) 响应率, (b) 噪声等效功率

Fig. 6 Curves of responsivity (a) and noise equivalent power (b) for different R_g .

的要求。对 LT2* 器件在不同前置放大器输入电阻 R_g 下响应率和噪声等效功率的计算(参见图6)表明: 响应率 R_V 在 $R_g = 10^3 \Omega$ 时有最大值, 而噪声等效功率 NEP 在谐振频率附近 R_g 取 $10^4, 10^5, 10^{10} \Omega$ 时基本重合, 故在窄带应用时, R_g 取 $10^3 \sim 10^5 \Omega$ 就可达到满意的匹配效果。

四、结 论

1. 悬空支撑型和带衬底型两种结构的 LiTaO_3 探测器存在着厚度伸缩振动模压电谐振现象, 即使把响应元粘固在衬底上, 也不能(至少对微晶玻璃衬底)消除这种模式压电谐振的影响。所以, 只要机械谐振频率处于探测器工作频率之内, 就应考虑这种模式压电谐振的影响。

2. 在压电谐振频率附近, 噪声明显增大, 但响应率和噪声等效功率比不考虑压电谐振时分别大两个数量级和小一个数量级; 前置放大器的输入电阻取 $10^3 \sim 10^5 \Omega$ 即可达到满意的匹配效果。表明了热释电探测器在窄带应用时具有优越性, 这在光通讯中对某一信道的接收或用于参量放大、及压电材料参数的测量都有实际意义。

附录 压电与热释电参数之间的关系

最常用的压电、热释电热力学方程是以 $(X, E, \Delta T)$ 为独立变量的^[13]，经过适当改写即得到式(5)，其中的参数 $\lambda^{x,D}$ 和 $q^{x,D}$ 没有现成的数据可查，但我们能够建立它们与已知参数之间的关系式，一般的矩阵形式如下：

$$\left. \begin{aligned} \lambda^{x,D} &= C^{D,T} \cdot \alpha^D, \\ q^{x,D} &= \beta^{x,T} \cdot p^x - \beta^{x,T} d^T \lambda^{x,D}. \end{aligned} \right\}$$

式中 $\alpha^D = \alpha^E - d_i^T \beta^{x,T} p^x$ 。对我们所考虑的问题，具体参数如下：

$$\left. \begin{aligned} \lambda_3^{x,D} &= 2C_{13}^{D,T} \cdot \alpha_1^D + C_{33}^{D,T} \cdot \alpha_3^D, \\ q_3^{x,D} &= \beta_{33}^{x,T} \cdot p_3^x - \beta_{33}^{x,T} (2d_{31}^T \cdot \lambda_1^{x,D} + d_{33}^T \cdot \lambda_3^{x,D}), \end{aligned} \right\}$$

式中 $\alpha_1^D = \alpha_2^D = \alpha_1^E - d_{31}^T \cdot \beta_{33}^{x,T} \cdot p_3^x$ ， $\alpha_3^D = \alpha_3^E - d_{33}^T \cdot p_3^x \cdot \beta_{33}^{x,T}$ ， $\lambda_1^{x,D} = \alpha_1^D (C_{11}^{D,T} + C_{12}^{D,T}) + \alpha_3^D \cdot C_{13}^{D,T}$ 。其中的参数可以参看文献[12、14]

参 考 文 献

- [1] R. K. 威拉德森、A. C. 比尔编，《激光与红外》编辑组译，红外探测器，国防工业出版社，1973，p 252.
- [2] Roundy C. B. et al., *Appl. Phys. Lett.*, **21** (1972), 512.
- [3] Shimazu M. et al., *Jap. J. Appl. Phys.*, **6** (1967), 120.
- [4] Leiba E., *Compt. Rend.*, **t 268** (1969), 31.
- [5] Abrams R. L. et al., *Appl. Phys. Lett.*, **15** (1969), 251.
- [6] Leiba E. et al., *AGARD Conference proceedings N. 50, OTS.*, 1970, p 6.
- [7] 胡渝等，“采用热释电探测器的10 μ m近地大气通信系统”，第六届全国红外科学技术交流会，1984年10月，洛阳。
- [8] Cooper J., *J. Sci. Instr.*, **39** (1962), 467.
- [9] Glass A. M. et al., *J. Appl. Phys.*, **41** (1970), 4455.
- [10] Ozeki T. et al., *IEEE J. Quan. electron*, **QE 8** (1972), 289.
- [11] 陈继述，物理学报，**23** (1974), 429.
- [12] Warner A. W. et al., *J. Acous. Soc. Amer.*, **42** (1967), 1223.
- [13] Shu-Pan Wu, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED 27** (1980), 88.
- [14] Zook J. D. et al., *J. Appl. Phys.*, **49** (1978), 4904.

THE INFLUENCE OF PIEZOELECTRIC-RESONANCE ON THE PERFORMANCES OF PYROELECTRIC LiTaO_3 INFRARED DETECTORS

FANG HUBAO, ZHANG XIANZHI, WANG XUSHENG

(Department of Technical Physics, Northwest Telecommunication Engineering Institute)

ABSTRACT

The influence of thickness-mode piezoelectric-resonance on performances of pyroelectric LiTaO_3 infrared detectors is discussed by one-dimensional heat conduction and thermodynamic theories. The resonance is observed by means of piezoelectric measurement. The theoretical calculations show that the detector noise is apparently increased near the resonance frequency, but the responsivity increases by two orders of magnitude and the noise equivalent power decreases one order of magnitude. In order to match well with the detector, the coupling resistance of the preamplifier should be chosen from 10^3 to $10^5 \Omega$.