

热释电探测器中噪声源的理论分析

陈祖培

(中国科学院上海技术物理研究所)

摘要——本文分析了热释电探测器中的噪声源及其对探测器性能的限制作用。推导了一个修正的约翰森-尼奎斯关系式,使之适合于计算介质损耗噪声。本文得出如下结论: 1) 小电容响应元热释电探测器中, FET 产生的介质损耗噪声是主要的噪声源; 2) 悬于真空中的自由支撑热释电探测器中有一个使 NEP 达极小值的最佳工作频率。

一、引言

热释电探测器利用响应元吸收入射辐射后的温度变化,产生热释电电流或电压,并以此探测红外辐射,在理想情况下,探测器中仅仅存在由入射辐射涨落和响应元热辐射涨落引起的温度噪声。实际的热释电探测器中,除辐射引起热损耗以外,还存在热传导或对流引起的热损耗,它们亦会引进温度噪声。而且温度变化转变为电输出的过程中还会引进由材料介质损耗及负载电阻引进的热噪声。为了把信号放大到可以测量或应用的大小,热释电探测器必须匹配一个低噪声前置放大器。目前大多数热释电探测器均受到前置放大器噪声的限制,其性能比温度噪声和响应元噪声限制所能达到的指标低得多,因而通常把前置放大器的噪声作为探测器噪声的一部分加以考虑。对于热释电响应元-前置放大器组合件探测器的噪声分析已有过很多讨论^[1,2]。根据以往所做的分析,探测器的噪声可以分解成下述互不相关的噪声源: 1) 响应元的温度涨落噪声; 2) 响应元的介质损耗噪声; 3) 响应元负载电阻的热噪声; 4) 前置放大器输入级 FET 的栅流涨落噪声(即散粒噪声); 5) FET 的噪声等效电压源。本文的目的是给出精确计算响应元温度涨落噪声和介质损耗噪声的方法,讨论栅极电容介质损耗噪声^[3]对于热释电探测器的影响(这一噪声源在以往的噪声理论中被忽视,我们近年来在 FET 中观察到这个噪声源)。本文最后以典型的 LATGS 悬空自支撑热释电探测器为例,计算了各噪声源的相对贡献及其噪声等效功率的影响。

二、噪声源及其理论分析

热释电响应元-前置放大器组合件探测器的噪声用折合到前置放大器输入端的总噪声电压或输入回路总噪声电流来表示。由于响应元在电路中相当于一个电流输出型有源电容

本文 1982 年 7 月 17 日收到。

符号表

符号	物理量名称	单位	符号	物理量名称	单位
ρ	热释电系数	C/cm ² ·k	Z	总阻抗	Ω
c_v	体积比热	J/cm ³ ·k	i_n	总噪声电流	A
ϵ	介电常数	—	R_s	电流响应率	A/W
g	热导率	W/cm ² ·k	$\tau_T=C/G$	热时间常数	s
$\tan \delta$	介质损耗角正切	—	f	频率	Hz
M_D	探测率优值因子	c·cm/J	$\omega=2\pi f$	角频率	Hz
M_s	电流响应率优值因子	c·cm/J	i_n	总噪声电流	A
A	光敏面积	cm ²	NEP	总的等效噪声功率	W/Hz ^{1/2}
d	响应元厚度	cm	NEP _T	温度噪声限制时等效噪声功率	W/Hz ^{1/2}
η	响应元吸收率	—	NEP _{rT}	辐射噪声限制时等效噪声功率	W/Hz ^{1/2}
C_d	响应元电容	F	NEP _{LT}	横向热导限制时等效噪声功率	W/Hz ^{1/2}
$\tan \delta_a$	响应元介质损耗角正切	—	NEP _{da}	响应元介质损耗限制时等效噪声功率	W/Hz ^{1/2}
\mathcal{A}	响应元热导纳	W/K	NEP _{dg}	场效应管介质损耗噪声限制时等效噪声功率	W/Hz ^{1/2}
G	热导	W/K	NEP _L	负载电阻限制时等效噪声功率	W/Hz ^{1/2}
G_r	辐射热导	W/K	NEP _I	散粒噪声限制时等效噪声功率	W/Hz ^{1/2}
G_L	横向热导	W/K	F	归一化电流响应率	—
Y_L	横向热纳	W/K	D^*	探测率	cmHz ^{1/2} /W
i_{nsd}	响应元介质损耗噪声电流	A	k	玻尔兹曼常数	J/K
i_{nT}	温度噪声	A	σ	斯忒藩常数	W/cm ² K ⁴
C_g	场效应管栅电容	F	$W(t)$	入射到探测器光敏面内辐射功率	W
$\tan \delta_g$	栅电容介质损耗角正切	—	F	响应元涨落热流源函数	W/cm ³
i_{n0}	场效应管等效噪声电流源	A	J	入射辐射热流源函数	W/cm ³
e_{n0}	场效应管等效噪声电压源	A	L	电感	H
g_m	跨导	Ω	$e_n(f)$	噪声电压频谱密度	V/Hz ^{1/2}
R_g	栅极偏置电阻	Ω	$i_n(f)$	噪声电流频谱密度	A/Hz ^{1/2}
r_s	源极电阻	Ω	$V_n(t)$	噪声电压瞬时值	V
R_n	沟道热噪声等效噪声电阻	Ω	$I_n(t)$	噪声电流瞬时值	A
I_g	栅流	A	τ	观察时间	s
i_{nL}	负载电阻热噪声电流	A			
C	响应元两电极间总电容	F			

器,用等效噪声电流表示比较方便,因而下面的分析采用图1所示的等效电路表示。其中 i_s 为入射辐射在探测器中产生的信号电流, i_{nT} 为温度噪声, i_{nsd} 为响应元介质损耗噪声, i_{nL} 代表负载电阻热噪声, i_{n0} 为前置放大器噪声等效电流源, e_{n0} 为前置放大器噪声等效电压源, C_d 和 C_g 分别代表响应元电容和前放输入电容, R_L 为响应元负载电阻。上述各噪声源是互相

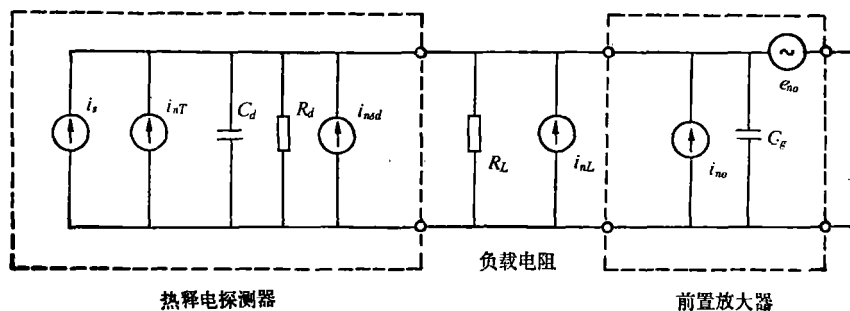


图1 噪声等效电路

独立的不相关噪声源,因而总噪声电流为:

$$i_n = \sqrt{i_{nT}^2 + i_{n\delta d}^2 + i_{nL}^2 + i_{no}^2 + e_{no}^2 / |Z|^2}, \quad (1)$$

其中 $|Z| = R_L / \sqrt{1 + (2\pi f R_L C)^2}$, $C = C_d + C_{\rho}$

1. 温度噪声

温度噪声是响应元与环境间热流涨落在探测器中产生的噪声。初期的温度噪声理论是基于响应元的理想热模型得出的^[4~6]。这一模型把响应元看作是热容为 C , 与环境间热导为 G 的温度均匀物体。 C 和 G 均不随频率而变。因而响应元的热状态可用在处理测热辐射计时普遍应用的热平衡方程来描述:

$$C \frac{\partial \Delta T}{\partial t} + G \Delta T = \eta W(t) + F(t), \quad (2)$$

其中, ΔT 为温升, η 为吸收率, $W(t)$ 为入射辐射功率, $F(t)$ 为涨落热流源函数。温升 ΔT 产生的热释电电流为:

$$i_s = A \mathcal{P} \frac{\partial \Delta T}{\partial t}, \quad (3)$$

其中, A 为响应元两个信号电极投影到垂直于自发极化平面内相重迭的面积, \mathcal{P} 为热释电系数。由式(1)和式(2)得出, 响应率和温度噪声分别为:

$$R_i = \left(\frac{\eta \mathcal{P}}{c_v d} \right) \left(\frac{\omega \tau_T}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_T^2}} \right), \quad (4)$$

$$i_{nT} = \left(\frac{\mathcal{P}}{c_v d} \right) \left(\frac{\omega \tau_T}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_T^2}} \right) \sqrt{4kT^2 G}, \quad (5)$$

其中, $\tau_T = C/G$ 为热时间常数, c_v 为响应元体积比热, d 为响应元厚度, ω 为角频率, k 为玻尔兹曼常数。由式(4)和式(5)可知, 受温度噪声限制时, 噪声等效功率为:

$$NEP_T = \eta^{-1} \sqrt{4kT^2 G}. \quad (6)$$

G 的最小值等于辐射热导: $G_r = 4\eta\sigma T^3 A$ 。将 G_r 代入式(6)算得的 NEP_T 值称为背景限。当 $\eta=1$, $T=300\text{K}$, $A=1 \times 1\text{mm}^2$ 时, 背景限噪声等效功率为 $NEP_{rT} = 5.4 \times 10^{-12}\text{W}$ 。在实际的热释电探测器中, 响应元内均存在温度梯度。这时热导 G 为复数, 并与频率有关, 因而其热状态不能用方程(1)来描述。一般说来, 必须用三维热扩散方程描述^[7]:

$$c_v \frac{\partial}{\partial t} \Delta T(x, y, z, t) = g \nabla^2 \Delta T(x, y, z, t) + \nabla \cdot \mathbf{J}(x, y, z, t) + \nabla \cdot \mathbf{F}(x, y, z, t), \quad (7)$$

其中, g 为热导率, \mathbf{F} 为涨落热流源函数, \mathbf{J} 为入射辐射热流源函数。而热释电电流用下式表示:

$$di_s(x, y, z, t) = \mathcal{P} \frac{d\Delta T(x, y, z, t)}{dt} dA, \quad (8)$$

对于均匀热释电体, 响应元输出总电流为:

$$i_s = \int_v di_s(x, y, z, t) = A \mathcal{P} \frac{d\overline{\Delta T}(t)}{dt}, \quad (9)$$

其中 $\overline{\Delta T}(t)$ 为空间平均值。如果对式(7)进行傅里叶变换后求空间平均, 并定义一个热导纳 \mathcal{A} :

$$\mathcal{A} \equiv G + jY \equiv [\overline{\Delta T}(\omega)]^{-1} \oint_A g \nabla \Delta T(x, y, z, \omega) \cdot d\mathbf{s}, \quad (10)$$

则响应率和温度噪声是响应元集总参数 C , G , Y 的函数, 并且有类似于式(3)和式(4)的简单形式^[8]:

$$R_i = \left(\frac{\eta \mathcal{P}}{c_v d} \right) \frac{\omega \tau_T}{\sqrt{1 + (\omega \tau_T + Y/G)^2}}, \quad (11)$$

$$i_{nT} = \left(\frac{\mathcal{P}}{c_v d} \right) \left(\frac{\omega \tau_T}{\sqrt{1 + (\omega \tau_T + Y/G)^2}} \right) \sqrt{4kT^3 B G}, \quad (12)$$

其中,

$$B = 4C \int_0^\infty \frac{G df}{\sqrt{G^2 + (2\pi f C + Y)^2}}. \quad (13)$$

式(11)至式(13)表明, 集总参数表式 R_i 和 i_{nT} 具有明确的物理意义。Putley 从理想热模型得出的结论只是上述集总参数结论在 $Y=0$, G 与频率无关的情况下的特例, 因而不能直接用于实际热释电探测器。式(11)右边分母中多出一项热时间常数的修正项, 系热导纳虚部的贡献。由于 $Y=0$, 在 G 与频率无关, 以及 $Y=G\infty f^{1/2}$ 两种情况下, $B=1$, 因而由热探测器的理想模型得出的 NEP 与热导的关系式适用于计算悬空型自由支撑热释电探测器的 NEP 。这时只须把热导看作是热导纳的实部即可。根据文献[9]推导的温度分布函数, 我们不难由式(10)推导出热导纳。当光敏面呈圆形, 而且其半径比热扩散长度大得多时, 热导纳及其实部分别为:

$$\mathcal{A}_L = \pi d (A g c_v f)^{1/2} (1+j), \quad (14)$$

$$G_L = Y_L = \pi d (A g c_v f)^{1/2}. \quad (15)$$

上式比文献[9]中定义的热导纳小一倍, 这是因为文献[9]中把热导纳定义为流过边界热流与边界处温度变化之比, $\mathcal{A} = (\Delta T_0)^{-1} \oint_A g \nabla \Delta T \cdot ds$, 其中边界处温度变化 ΔT_0 为平均温度变化 $\overline{\Delta T}$ 的一半。考虑热辐射后, 总热导为:

$$G = G_r + G_L = 4\sigma \eta T^3 A + \pi d (A g c_v f)^{1/2}, \quad (16)$$

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

将式(17)代入式(12), 可得温度噪声为:

$$i_{nT} = \sqrt{i_{nT}^2 + i_{nLT}^2}, \quad (18)$$

其中,

$$i_{nT} = \left(\frac{\mathcal{P}}{c_v d} \right) \frac{2\pi f \tau_T \sqrt{4\sigma \eta T^3 A}}{\sqrt{1 + (2\pi f \tau_T + Y/G)^2}}, \quad (19)$$

$$i_{nLT} = \left(\frac{\mathcal{P}}{c_v d} \right) \frac{2\pi f \tau_T \sqrt{\pi d (A g c_v f)^{1/2}}}{\sqrt{1 + (2\pi f \tau_T + Y/G)^2}}. \quad (20)$$

2. 介质损耗噪声

热释电探测器响应元和 FET 栅极下绝缘层 (SiO_2) 或耗尽层都通过感应极化导电。极化弛豫能使流过的交流电消耗能量, 亦会在热释电探测器中产生噪声。这是所有电介质材料中均存在的物理现象, 称为介质损耗噪声。介质损耗噪声虽然不是自由载流子的布朗运动所造成的, 但由于它亦是由于晶格热振动造成的, 因而从本质上讲亦是热噪声, 以往计算这一噪声时仍然利用约翰森-尼奎斯关系:

$$i_n = \sqrt{4kT/R_0}. \quad (21)$$

上式用于计算热释电探测器响应元时, 把 R 看作是阻抗实部, 如用介质损耗角正切表示时有:

$$i_{n0} = \sqrt{4kT \omega C_d \tan \delta_{\omega}}. \quad (22)$$

其中, i_{n_0} 代表介质损耗噪声电流, C_d 和 $\tan \delta_d$ 分别代表响应元电容和固有损耗角正切。 $\tan \delta_d$ 不包括热电耦合损耗。如果把 $\tan \delta_d$ 看成是包括热电耦合损耗的总损耗, 则温度噪声亦可包括在介质损耗噪声中。

对约翰森-尼奎斯关系作上述推广是否正确, 理论上尚未进行过严格论证。然而从约翰森-尼奎斯关系的推导过程可知, 它仅仅适合于噪声和电阻均不随频率而变的电阻热噪声计算^[10, 11]。而电介质阻抗实部并不满足上述条件^[12, 13]。

介质损耗噪声与阻抗实部的关系可以利用振荡电路中电子运动的能量均分定理推导出来。将电介质电容接入图2所示的振荡电路。

$R = \frac{1}{\omega C \tan \delta}$ 为阻抗实部, C 为电容, L 为电感。

$I_R(t)$ 和 $I_L(t)$ 分别代表流过 R 和 L 的噪声电流, $V_n(t)$ 为介质损耗噪声电压。由图2可得:

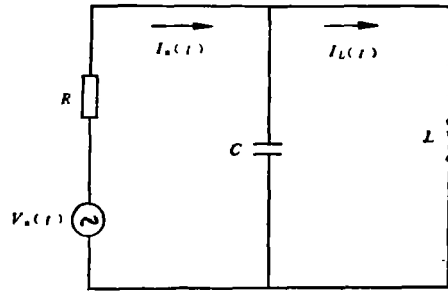


图2 振荡电路噪声等效电路

$$i_L(\omega) = e_n(\omega) / [R(1 - \omega^2 LC) + j\omega L], \quad (23)$$

其中 $i_L(\omega)$ 和 $e_n(\omega)$ 分别代表 $I_L(t)$ 和 $V_n(t)$ 的傅里叶分量。再用 $e_n(f)$ 和 $i_L(f)$ 分别代表 $V_n(t)$ 和 $I_L(t)$ 的频谱密度, 则有:

$$\bar{V}_n^2(t) = \tau^{-1} \int_0^\tau V_n^2(t) dt = \int_0^\infty e_n^2(f) df, \quad (24)$$

$$\bar{I}_L^2(t) = \tau^{-1} \int_0^\tau I_L^2(t) dt = \int_0^\infty i_L^2(f) df, \quad (25)$$

其中 τ 为观察时间, 如果 τ 很大, 则式(19)和式(20)可改写为:

$$\bar{V}_n^2(t) = \frac{1}{\tau} \int_0^\infty |e_n(\omega)|^2 d\omega = \int_0^\infty e_n^2(f) df, \quad (26)$$

$$\bar{I}_L^2(t) = \frac{1}{\tau} \int_0^\infty |i_L(\omega)|^2 d\omega = \int_0^\infty i_L^2(f) df. \quad (27)$$

因此有:

$$e_n^2(f) = \frac{2\pi}{\tau} |e_n(\omega)|^2, \quad (28)$$

$$i_L^2(f) = \frac{2\pi}{\tau} |i_L(\omega)|^2. \quad (29)$$

由式(28), (29)和式(23)可得:

$$i_L(f) = \frac{e_n(f)}{\sqrt{R^2(1 - 4\pi^2 f^2 LC)^2 + 4\pi^2 f^2 L^2}} \quad (30)$$

应用能量均分定理有:

$$\frac{1}{2} L \bar{I}_L^2(t) = \frac{1}{2} kT, \quad (31)$$

$$\bar{I}_L^2(t) = \int_0^\infty \frac{e_n^2(f) df}{R^2(1 - 4\pi^2 f^2 LC)^2 + 4\pi^2 f^2 L^2} = \frac{1}{L} kT. \quad (32)$$

对于 R 与频率无关的情况, $e_n^2(f)$ 与 R 成正比。实际上这一关系对于所有线性耗散系统都是适用的^[14]。因此我们可以假设:

$$e_n^2(f) = e_0^2 R, \quad (33)$$

其中 e_0 为与频率 f 和阻抗实部 R 无关的系数。由式(27)和式(28)可确定 e_0 。

$$e_0 = \sqrt{4kTB_n^{-1}}, \quad (34)$$

其中,

$$B_n = 4L \int_0^\infty \frac{Rdf}{R^2(1-4\pi^2 f^2 LC)^2 + 4\pi^2 f^2 L^2} \circ \quad (35)$$

因此电介质电容的噪声电压和电流分别为:

$$e_n(f) = \sqrt{4kTB_n^{-1}R}, \quad (36)$$

$$i_n(f) = \sqrt{4kTB_n^{-1}R^{-1}} \circ \quad (37)$$

对于多数电介质材料, $\tan \delta = (R\omega C)^{-1} \ll 1$, 因而式(13)右边可以忽略分母中电容 C 项的影响。

$$B_n = 4L \int_0^\infty \frac{Rdf}{R^2 + 4\pi^2 f^2 L^2} \circ \quad (38)$$

倪嘉陵^[13]总结了前三十多年的实验结果, 归纳出 $\mu'' \propto f^{n-1}$ 的规律。这里 μ'' 为极化率虚部, n 为不大于 1 的实数。如果介电常数实部与频率无关, 则 $\tan \delta$ 具有与 μ'' 类似的频率特性。因此可以假设:

$$R = R_0 f^{-n}, \quad (39)$$

$$\tan \delta = (2\pi f R_0 C)^{-1} f^{n-1}, \quad (40)$$

其中 R_0 为与 f 无关的系数。将式(39)代入式(38)可得:

$$B_n = (1+n)^{-1} \circ \quad (41)$$

当 $n=0$ 时, $B_n=1$ 。这就是说本文推导的电介质热噪声公式在电阻与频率无关的条件下可退化为约翰森-尼奎斯关系。因而约翰森-尼奎斯关系是本文的热噪声公式的一个特殊情况下的简化形式。

对于多数热释电材料和结型场效应管耗尽介质的噪声频谱测量表明, $n=1$ 。因此热释电探测器的介质损耗噪声为:

$$i_{ns} = [i_{nsd}^2 + i_{nsg}^2]^{1/2} = [16kT\pi f (C_d \tan \delta_d + C_g \tan \delta_g)]^{1/2}, \quad (42)$$

$$C_d = \epsilon \epsilon_0 A/d_0 \circ \quad (43)$$

其中, i_{nsd} 和 i_{nsg} 分别代表响应元和 FET 的栅极电容的介质损耗噪声, C_d 为响应元电容, ϵ_0 为真空电容率, ϵ 为介电常数, C_g 为 FET 的栅极电容, $\tan \delta_d$ 和 $\tan \delta_g$ 分别代表响应元和栅电容的介质损耗角正切。

由式(42)可知, 由于 $\tan \delta_d$, C_g 和 $\tan \delta_g$ 与电容无关, 因而电容减小时, 由响应元材料产生的介质损耗噪声随 C_d 而减小, 栅电容介质损耗噪声将大于响应元介质损耗噪声而成为主要噪声。这时探测器性能受前置放大器噪声限制。因此, 为保证探测器性能不受前置放大器影响, 光敏面积不能很小。探测器最小光敏面积可以由下式确定:

$$C_d > C_0 = C_g \tan \delta_g / \tan \delta_d \circ \quad (44)$$

目前 i_{nsg} 最小的 FET 是低栅流硅结型场效应管。 C_g 和 $\tan \delta_g$ 的典型值为 $C_g=6$ PF, $\tan \delta_g=0.005$ 。因而对于 $\tan \delta=0.001$ 的低损耗响应元, 器件性能不受场效应管介质损耗噪声限制的最小电容为 $C_0=30$ PF。

3. 栅流涨落噪声

FET 的栅极电流来自沟道和栅极间势垒的漂移电流和扩散电流。由于势垒高度的涨落, 栅极电流随之而涨落, 从而产生噪声电流。这一噪声电流的频谱密度可用下式计算:

$$i_{nl} = \sqrt{2qI_g}, \quad (45)$$

其中 q 为电子电荷, I_g 为栅流。栅流中扩散电流和漂移电流方向相反。但计算噪声时应将其绝对值相加:

$$I_g = |I_{g1}| + |I_{g2}|, \quad (46)$$

而直接测得的栅流一般为

$$I'_g = I_{g1} - I_{g2} \quad (47)$$

上两式中, I_{g1} 为漂移电流, I_{g2} 为扩散电流。 I_{g1} 由于耗尽区载流子倍增效应, 随栅极与沟道间电压增加而增加^[15], 而 I_{g2} 随这一电压的增加而减小。因而存在一个使 I_g 达极小值的最佳栅极电压。低栅流硅结型场效应管的栅流已降低到 10^{-13} A 以下^[16]。相应的噪声电流亦小于 1.8×10^{-16} A。

4. 噪声等效电压源

结型场效应管的噪声用折合到输入端的等效噪声电压表示时, 其中频谱密度与输入阻抗大小无关的部分为噪声等效电压源。噪声等效电压源对总电流的贡献与输入端阻抗成反比。由于低频时输入端阻抗很高, 噪声等效电压源对总噪声电流的贡献很小。只有当频率升高时, 噪声等效电压源才逐渐增大其影响。通常认为这一噪声包括 $1/f$ 噪声, 产生复合噪声和沟道热噪声等三个主要噪声源。前两个噪声源在硅结型场效应管中已降到很低, 达到可以忽略的程度^[17]。因而仅仅需要考虑沟道热噪声的贡献。

$$e_{no} = \sqrt{4kTR_n}, \quad (48)$$

$$R_n = 0.7/g_m + r_s \approx 0.7/g_m, \quad (49)$$

其中: g_m 为跨导, r_s 为源极电阻, r_s 通常很小。

5. 响应元负载电阻热噪声

响应元负载电阻主要取决于栅极偏置电阻的大小。可以用约翰森-尼奎斯关系计算:

$$i_{nL} = \sqrt{4kT/R_g} \quad (50)$$

显然, 应尽可能提高栅极偏置电阻值。这一电阻受栅极电流的限制。因为栅流与温度有关, 因而栅流在 R_g 上建立的电压应比偏置电压小得多时才能使 FET 稳定工作。 R_g 的典型值为 $10^{12} \Omega$ 。当 $T = 300$ K 时, $i_{nL} = 1.28 \times 10^{-16}$ A。

三、噪声等效功率

综上所述, 悬空型自由支撑热释电探测器的总噪声用折合到结型场效应管输入级回路的电流表示时, 可用下式表示:

$$i_n = \sqrt{i_{nrT}^2 + i_{nLT}^2 + i_{n\delta a}^2 + i_{n\delta g}^2 + i_{nL}^2 + i_{nL}^2 + e_{no}^2 \omega^2 (C_a + C_g)^2} \quad (51)$$

上式是在结型场效应管输入端阻抗实部比虚部(电容容抗)大得多的假定下得出的。对于不太高的频率, 由于电容容抗很小, e_{no} 的影响可以忽略。而且, 实际热释电探测器离背景极限还差近一个数量级, 因而 i_{nrT} 亦可忽略。这样式(51)可改写为:

$$i_n = \sqrt{i_{n\delta a}^2 + i_{n\delta g}^2 + i_{nI}^2 + i_{nL}^2 + i_{nLT}^2} \\ = \sqrt{16kT\pi f (C_a \tan \delta_a + C_g \tan \delta_g) + 2qI_g + 4kT/R_g + \frac{R_i^2}{\eta^2} 8\pi kT^2 d (Agc_v f)^{1/2}}, \quad (52)$$

噪声等效功率为:

$$NEP = \sqrt{NEP_{LT}^2 + NEP_{\delta d}^2 + NEP_I^2 + NEP_L^2 + NEP_{\delta g}^2} \quad (53)$$

其中, NEP_{LT} , $NEP_{\delta d}$, NEP_I , NEP_L 和 $NEP_{\delta g}$ 分别代表 i_{nLT} , $i_{n\delta d}$, i_{nI} , i_{nL} 和 $i_{n\delta g}$ 为主要噪声源时的噪声等效功率。它们分别为:

$$NEP_{LT} = (4\pi kT^2)^{1/2} (dA^{1/2})^{1/2} (c_v g)^{1/4} f^{1/4}, \quad (54)$$

$$NEP_{\delta d} = (16\pi kT)^{1/2} (\eta^{-1} A^{1/2} d^{1/2}) M_D F^{-1} f^{1/2}, \quad (55)$$

$$NEP_{\delta g} = (16\pi kT)^{1/2} (\eta^{-1} d) M_i (C_g \tan \delta)^{1/2} F^{-1} f^{1/2}, \quad (56)$$

$$NEP_L = (4kT)^{1/2} (\eta^{-1} d) M_i F^{-1} R_g^{-1}, \quad (57)$$

$$NEP_I = (\eta^{-1} d) M_i (2qI_g)^{1/2} F^{-1}, \quad (58)$$

其中, $M_i = \mathcal{P}/c_v$ 和 $M_D = \mathcal{P}/c_v \sqrt{\epsilon \tan \delta}$ 分别为电流响应率优值因子和探测率优值因子, F 为归一化电流响应率。

$$F = \frac{2\pi f C}{\sqrt{G^2 + (2\pi f l + Y)^2}} \quad (59)$$

由上式可知, 在低频时 $2\pi f C \ll Y$, G , 因而 $F = 2\pi f \tau_T$, 与频率成正比, 高频时, $2\pi f \gg G$, Y , 因而 $F = 1$, 与频率无关。因此, 低频时 NEP 决定于噪声电流与频率无关的散粒噪声和偏置电阻热噪声。这时 NEP 与 f 成反比。较高频率时, NEP 决定于噪声电流随频率而增加的介质损耗噪声和横向热导引起的温度噪声, 这时 NEP 与 $f^{1/2}$ 或 $f^{1/4}$ 成正比。因而不难看出, 存在一个使 NEP 达极小值的最佳工作频率。图3给出用 LATGS 材料制作的、光敏面积为 $\phi 1 \text{ mm}$ 、响应元厚度为 $10 \mu\text{m}$ 的标准悬空自由支撑热释电探测器的 NEP 频率特性。采用的参数是: 1) 材料参数^[18]: $\epsilon = 35$, $\mathcal{P} = 3.5 \times 10^{-8} \text{ C cm}^{-2} \text{ k}^{-1}$, $c_v = 2.5 \text{ J cm}^{-3} \text{ k}^{-1}$, $g = 7 \times 10^{-3} \text{ J cm}^{-1} \text{ k}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $\tan \delta = 0.002$; 2) 结构参数: $\eta = 0.8$, $d = 10 \mu\text{m}$, $A = 0.785 \text{ mm}^2$

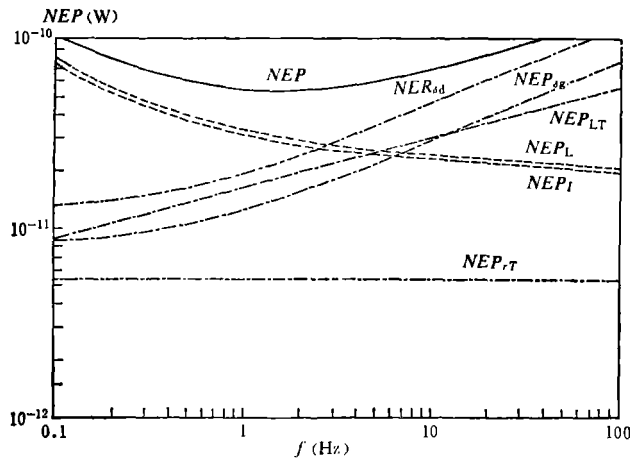


图3 悬空自由支撑热释电探测器噪声等效功率频谱
 10^{-11} W 。 D^* 值为 $1.7 \times 10^9 \text{ cm Hz}^{1/2} \text{ W}^{-1}$ 。比背景限低一个数量级。

由于 NEP_{LT} 和 $NEP_{\delta d}$ 均随光敏面积减小而减小, 负载电阻和场效应管噪声的影响将显著增加, 特别是当频率增加时, $i_{n\delta g}$ 成为主要噪声源。此时为了进一步提高 D^* , 降低 NEP , 器件工艺方面应致力于提高 η/d 值, 材料方面应选用 M_i 值高的热释电材料, 前置放大器的制作宜选用 $C_g \tan \delta_g$ 小的场效应晶体管。

四、结 论

使用约翰森-尼奎斯关系计算热释电探测器介质损耗噪声时,噪声功率谱密度一般应增加一倍。应用热导纳参量计算相对响应率和温度噪声,不仅方法简捷,而且比较接近实际探测器的真实数值。对于厚度为 $10\ \mu\text{m}$ 的响应元,即使采用最好的结型场效应管制作前置放大器,探测器性能仍然受前置放大器噪声的限制。对于光敏面为 $\phi 1\ \text{mm}$,厚度为 $10\ \mu\text{m}$ 的响应元,在 $10\ \text{Hz}$ 频率下,横向热导的作用使响应率明显下降, NEP 明显提高。对于优值高的低损耗响应元,当电容较小时,器件性能受场效应管介质损耗的限制。当 $\tan \delta = 0.001$ 时,为保证器件不受场效应管噪声限制,器件最小电容为 $30\ \text{PF}$ 。

参 考 文 献

- [1] Burdick G. C. & Arnold R. J., *J. Appl. Phys.*, **37** (1966), 3223.
- [2] Van der Ziel. A. & Liu S. T., *Physica*, **61** (1972), 589.
- [3] 陈祖培和施学成,科学通报, **21** (1981), 1294.
- [4] Jones R. C., *Advan. Electron.*, **5** (1953), 1.
- [5] Cooper J., *Rev. Sci. Instrum.*, **33** (1962), 92.
- [6] Stokowski S. E., *Appl. Phys. Lett.*, **29** (1976), 394.
- [7] 陈祖培,中国科学, **20** (1981), 1329.
- [8] 陈祖培,红外研究, **2**(1983), 1, (待发表)。
- [9] Logan R. M. & Moore K., *Infrared Phys.*, **13** (1973), 37.
- [10] Van der Ziel. A., *Proc. IEEE*, **58** (1970), 58.
- [11] 王竹溪,统计物理学导论(第二版),北京人民教育出版社, 1965, 224.
- [12] Cole K. S. & Cole R. H., *J. Chem. Phys.*, **9** (1961), 341.
- [13] 倪嘉陵,物理, **9** (1980), 92.
- [14] Cellen H. B. & Welton T. A., *Phys. Rev.*, **83** (1951), 34.
- [15] Klaassen F. M. & Robinson J. R., *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-17** (1970), 582.
- [16] Dereniak E. L. & Brown E. G., *Infrared Phys.*, **15**(1975), 39.
- [17] 津田由纪夫,电子技术, **2** (1973), 929.
- [18] Putley E. H., *Infrared Phys.*, **20**(1980), 149.
- [19] Putley E. H., *Semiconductors and Semimetals*, **5** (1970), 259.

NOISE SOURCES IN PYROELECTRIC DETECTORS: THEORETICAL ANALYSIS

CHEN ZUPEI

(Shanghai Institute of Technical Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

The expression for several noise sources in the pyroelectric detectors and the limitation on performances of the detectors are discussed. A modified Johnson-Nyquist equation is derived for calculation of the dielectric loss noise. The author has found that, 1) if the capacitance of the pyroelectric element is small, the dielectric loss noise source in FET is the major noise source; 2) for the detectors with the pyroelectric element freely suspended in vacuum exists the operating frequency at which the minimum NEP of the detector is obtained.