

描述远红外直接探测器性能的参数研究

龚 雅 谦

(中国科学院上海技术物理研究所)

摘要——本文指出在待测辐射的波长 λ 与探测器的元件尺寸相比不是很小时, 采用响应率 R_p , 噪声等效功率 NEP 作为描述远红外直接探测器性能的参数所产生的问题。从平面波的角度分布谱理论出发论证了: 对于应用于辐射度学测量的远红外直接探测器, 可以用对辐射通量密度的响应率 $R_{F\nu}$, 天线方向图 $P_{\nu n}(\theta, \varphi)$, 噪声等效通量密度 $NEP(\nu)$ 作为描述其性能的参数。并简略地说明测量的方法和原理, 给出了对于InSb过热电子远红外探测器的典型测量结果。

一、引 言

本文中所指的远红外波段是波长从几十微米到短毫米的波段。远红外接收方法可分为两大类: 相干接收和非相干接收。前者是指在接收远红外信号的过程中不仅测得辐射的强度, 而且还保留了入射辐射中相位的信息, 例如: 外差接收方法。非相干接收是指在接收过程中只能测得入射信号的强度, 失去了有关相位的信息。两类接收方法在原理上有较大的区别, 因此描述接收器性能的参数也不相同。

与外差接收系统相比, 非相干探测器又称为直接探测器, 或平方律探测器, 视频探测器。InSb过热电子探测器, Ge热辐射器是两种应用最广泛、高灵敏度、宽光谱频带、工作在低温的远红外直接探测器。

描述一个直接探测器的性能, 在红外波段已有较一致的参数定义或成熟的测试方法与规范^[1]。远红外波段目前只是沿用红外波段所采用的那些参数^[2, 3, 4]。国外文献和探测器制造厂常用的主要参数是: (1) 光谱响应范围; (2) 对辐射功率的响应率 R_p ; (3) 响应时间常数 τ ; (4) 噪声等效功率 NEP 。在远红外波段避免采用探测率 D^* 这一参数, 因为在许多情况下噪声并不与 $A^{1/2}$ 成正比, 其中 A 是探测器的光敏面积。

现在的问题是: 用上述参数来描述远红外探测器的性能是否恰当, 特别是在待测辐射的波长 λ 与探测器元件的横向尺寸相比不是很小的情况下。这是一个被人忽视的问题。人们在使用某些参数时概念可能是模糊的。

讨论这个问题不仅有学术意义, 而且有重要的实际意义。远红外直接探测器已在天文

学观察, 等离子体诊断和物质远红外光谱方面有重要应用。为了评价探测器的性能和正确解释用该探测器所获的测量结果, 都迫切需要解决正确选择描述探测器性能的参数的问题。本工作就是对于欧洲联合的托克马克装置(JET)上所用的 InSb 过热电子远红外探测器进行绝对定标测量工作的一部份。

二、用 R_{ν} , NEP 描述远红外直接探测器性能所产生的问题

首先分析在辐射度学测量应用中探测器对远红外辐射响应的情况。

在远红外探测器光敏元件的前面, 一般都有聚光元件(光锥或透镜), 处于室温或低温的滤光片, 甚至低温杜瓦瓶的窗口, 称之为“前置元件”。在长波波段这些前置元件对远红外探测器的性能影响很大, 而且随波长而变化。本文中凡提到探测器, 均指包括光敏元件和前置元件在内的整体。

众所周知, 在红外波段, 当探测器对着一个温度均匀分布的扩展的热辐射源, 并且源的面积足够大, 以至充满探测器的全部视场时, 探测器对入射辐射中 $\nu-\nu+d\nu$ 的光谱成份的响应是:

$$V_s(\nu) = R_{\nu\nu} A \Omega B(\nu) d\nu, \quad (1)$$

其中 $R_{\nu\nu}$ 是探测器对于入射功率的光谱响应率, $B(\nu)$ 是源的光谱辐射率, $A\Omega$ 乘积是探测器的面通量(throughput), A 和 Ω 是由几何光学决定的两个参数, 它的定义是明确的并可精确测量, 其数值与入射辐射的波长 λ 无关。

但是在远红外波段, 当 λ 与探测器元件的尺寸相比不是很小时, 由于入射辐射在探测器处的衍射和干涉现象, 探测器的有效截面和有效视场角是随波长变化的量, 分别记作 $A_e(\nu)$ 和 $\Omega_e(\nu)$, 而且 $A_e(\nu)$ 、 $\Omega_e(\nu)$ 可能与 A 、 Ω 相差很大。

当一束平面平行波正入射时, 由于衍射的原因, 部份功率被衍射进入或跑出探测器的入射孔径。除非我们能从理论上对于电磁波从自由空间、经过探测器的前置元件到达光敏元件的传播, 进行严格求解, 解出满足这种复杂边界条件的麦克斯韦方程组, 或者能通过实验准确测量探测器接收到的功率, 否则就不能得到探测器的 $A_e(\nu)\Omega_e(\nu)$ 。下面将看到 $\Omega_e(\nu)$ 是可以通过实验测得的, 只有 $A_e(\nu)$ 是一个不能确定的量。显然 $A_e(\nu) \neq A$, 而且波长愈长 $A_e(\nu)$ 与 A 的差别越大。

为了对 $A_e(\nu)$ 与 A 的差别有一个数量级的概念, 我们用衍射的几何理论^[5]来说明。这个理论认为, 探测器接收到的功率是由几何光学所决定的那部份功率 W , 再加上由于在孔径边缘衍射而进入或跑出的那部份功率 $\pm \Delta W$ 。由于衍射发生在孔径边缘宽度为 λ 量级的环带中, 因此 $\frac{\Delta W}{W} \doteq \frac{\Delta A}{A} \doteq \left(\frac{2\lambda}{r}\right)$, 其中 r 是探测器入射孔径的半径。以常用的 InSb 过热电子远红外探测器为例, $r=7.5$ mm, 在等离子体诊断的应用中常常要用到波长 3 mm 或更长, 此时 $\frac{\Delta A}{A} \doteq 80\%$ 。 $A_e(\nu)$ 与 A 有这样大的差别是不能忽略的。

由于 $A_e(\nu)$ 的不确定性反映了探测器接收到的功率的不确定性, 因此采用对功率的响应率 $R_{\nu\nu}$ 和噪声等效功率 $NEP(\nu)$ 这两个参数的意义也是不明确的。

三、描述远红外直接探测器性能的新参数 $R_{F\nu}$, $P_{\nu n}(\theta, \phi)$ 和 $NEP(\nu)$

本文试图定义新的参数来描述远红外直接探测器的性能, 这些参数应该是可以用实验测得的, 并且, 如果给定该参数的数值, 系统设计者就可以由此计算出在某一具体应用中, 使用该探测器的系统的性能。

平面波的角分布谱理论^[6]指出, 在无源的均匀介质中传播的波长为 λ 的电磁场的任意分布 $\psi(x, y, z)$ 总可以表示成为一组沿着各个方向传播的平面波的迭加, 即

$$\psi(x, y, z) = \iint_{-\infty}^{\infty} A(k_1, k_2) \exp -j(k_1x + k_2y + k_3z) dk_1 dk_2, \quad (2)$$

其中 k_1 、 k_2 、 k_3 分别是波矢 k 的 x 、 y 、 z 分量。因为 $k_1^2 + k_2^2 + k_3^2 = k^2$, 所以对于给定波长, k_1 、 k_2 、 k_3 中只有两个是独立的。因此用 (k_1, k_2) 可规定平面波的传播方向。 $A(k_1, k_2)$ 则表示在 (k_1, k_2) 所规定的方向上传播的平面波的复振幅, 称 $A(k_1, k_2)$ 为场 $\psi(x, y, z)$ 的平面波角分布谱。 $A(k_1, k_2)$ 是与 x, y, z 无关的量, 意即空间任一点 (x, y, z) 的场都是由同一组平面波 $A(k_1, k_2)$ 迭加而成的, 当然在不同的点这些平面波的相对相位关系 $k_1x + k_2y + k_3z$ 是不同的。总之, 如果已知平面波的角分布谱 $A(k_1, k_2)$, 那么场分布 $\psi(x, y, z)$ 就唯一地被决定了, 它们之间是傅里叶变换的关系。

将平面波的角分布谱理论应用到我们所讨论的探测器的问题上。任意入射辐射在探测器入射孔径所处的平面上的电磁场分布总可以表示成为一组沿各个方向传播过来的平面波的迭加。这就给我们一个启示。如果一束频率为 ν 并具有单位辐射通量密度 (Wm^{-2}) 的平面波从 (θ, ϕ) 方向入射, 我们能测得探测器对它的响应作为 (θ, ϕ) 的函数, 即 $R_F(\theta, \phi, \nu)$, 它的单位是 VW^{-1}m^2 。对于任意辐射信号, 我们可以首先求出它的平面波角分布谱, 即求出从 (θ, ϕ) 方向入射来的平面波的辐射通量密度, 进而可以由 $R_F(\theta, \phi, \nu)$ 算出探测器对信号的响应, 输出电压 $V_s(\nu)$ 。由此可见, 可以用对辐射通量密度的响应而不是对辐射功率的响应来描述探测器的性能。

在辐射度学测量的应用中, 如果探测器对着一个远处的, 温度非均匀分布的扩展热辐射源, 并且源的面积足够大、充满探测器的全部视场(见图 1), 那么探测器的输出电压为

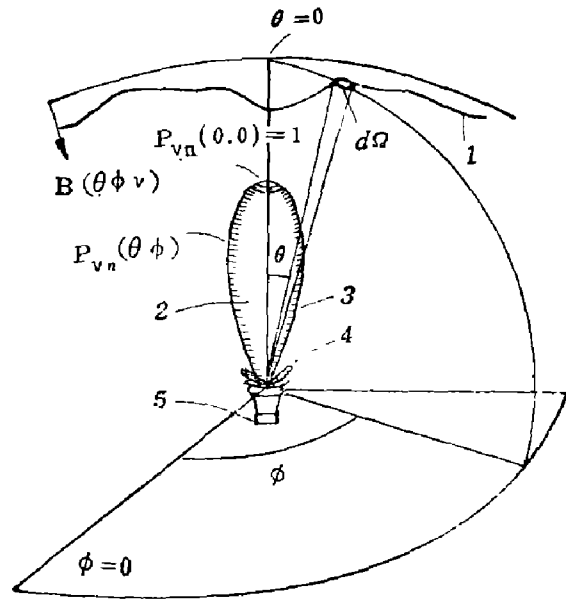


图 1 探测器对准远处的温度不均匀分布的扩展热辐射源, 以及探测器天线方向图示意图。

- 1—温度分布不均匀的黑体;
- 2—天线方向图; 3—主瓣;
- 4—旁瓣; 5—探测器

Fig. 1 A schematic figure of antenna pattern of a detector which is faced to a non-uniform, thermal source in the distance.

$$V_s = \iiint R_F(\theta, \varphi, \nu), B(\theta, \varphi, \nu) \sin \theta d\theta d\varphi d\nu, \quad (3)$$

其中 $\sin \theta d\theta d\varphi = d\Omega$, $B(\theta, \varphi, \nu)$ 是一个描写源的光谱分布和空间分布的量, 光谱辐射率, 其单位是 $\text{Wm}^{-2}\text{Sterad Hz}^{-1}$; $R_F(\theta, \varphi, \nu)$ 则是描述探测器性能的量, 它可进一步写成

$$R_F(\theta, \varphi, \nu) = R_{F\nu} P_{\nu n}(\theta, \varphi), \quad (4)$$

其中 $R_{F\nu}$ 是探测器对于正入射的辐射通量密度的响应率, 表示探测器响应率的大小。 $P_{\nu n}(\theta, \varphi)$ 是 $R_F(\theta, \varphi, \nu)$ 按 $R_{F\nu}$ 归一化的结果, 是个无量纲的量, 表示探测器对于入射辐射响应的方向性, 称 $P_{\nu n}(\theta, \varphi)$ 为探测器的“天线方向图”, 这是从微波天线理论中借用过来的概念。

由于 $P_{\nu n}(\theta, \varphi)$ 是 $R_F(\theta, \varphi, \nu)$ 与 $R_F(0, 0, \nu)$ 即 $R_{F\nu}$ 的比值, 所以测量 $P_{\nu n}(\theta, \varphi)$ 不涉及对功率的绝对测量, 因此 $P_{\nu n}(\theta, \varphi)$ 是可用实验准确测得的。于是式(3)可改写成:

$$V_s = \int R_{F\nu} d\nu \iint P_{\nu n}(\theta, \varphi) B(\theta, \varphi, \nu) \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (5)$$

如果热辐射源的温度是均匀分布的, 那么

$$V_s = \int R_{F\nu} B(\nu) \Omega_o(\nu) d\nu, \quad (6)$$

其中

$$\Omega_o(\nu) = \iint P_{\nu n}(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (7)$$

$\Omega_o(\nu)$ 是探测器的有效视场角。

对于入射辐射中 $\nu - \nu + d\nu$ 的光谱分量, 探测器的输出电压

$$V_s(\nu) = R_{F\nu} B(\nu) \Omega_o(\nu) d\nu, \quad (8)$$

显然, 如果 $B(\nu)$ 已知, 例如是黑体分布, $P_{\nu n}(\theta, \varphi)$ 和 $V_s(\nu)$ 可以测得, $d\nu$ 由滤光片的带宽决定, 于是由式(8)可以算得 $R_{F\nu}$ 。

在实际应用中, 重要的是给出信噪比。如上所述, 我们不能用 $NEP(\nu)$ 来描述远红外直接探测器的信噪比性能。但是我们可引入一个相应的参数, 噪声等效通量密度, $NEF(\nu)$ 。

在定义 $NEF(\nu)$ 之前, 需要先分析应该如何描述探测器的噪声。由噪声理论可知, 探测器的噪声可用噪声方均电压 $\overline{v_N^2(t)}$ 描述, 它是时间的函数。 $v_N(t)$ 是瞬时噪声电压 $v(t)$ 与噪声电压对时间的平均值 $\overline{v(t)}$ 的差,

$$v_N(t) = v(t) - \overline{v(t)}. \quad (9)$$

我们需要的是噪声作为频率的函数, 因此要将描述噪声的参数从时间域变换到频率域。噪声功率密度谱 $B_N(f)$ 就是对 $\overline{v_N^2(t)}$ 的傅里叶变换。探测器的噪声特性由噪声电压谱 $V_N(f)$ 描述, 它定义为

$$V_N(f) = \sqrt{2B_N(f)} \quad (10)$$

其中 f 是调制频率, 因为 $V_N(f)$ 通常定义在正频率域 ($0 < f < \infty$), 而 $B_N(f)$ 则定义在全频率域 ($-\infty < f < \infty$), 所以在式(10)的右边出现因子 2; 相当一部份文献中, 在这一点上常常是混淆不清的。

$NEF(\nu)$ 可定义为

$$NEF(\nu) = \frac{F_s(\nu)}{V_s(\nu)/V_N(f)}, \quad (11)$$

其中 $F_s(\nu)$ 是光谱频率为 ν 的信号辐射的通量密度,

$$F_s(\nu) = \int B(\nu, \varphi, \nu) P_{\nu m}(\theta, \varphi) d\Omega. \quad (12)$$

式(11)的物理意义是, 当入射辐射通量密度为 $NEF(\nu)$ 时, 探测器的输出电压 $V_s(\nu)$ 等于噪声 $V_N(f)$ 。

如果 $B(\nu)$ 是已知的, $P_{\nu m}(\theta, \varphi)$, $V_N(f)$ 和 $V_s(\nu)$ 可以测得, 则 $NEF(\nu)$ 是可以由实验获得的。

最后需要指出, 在外差接收系统中即使待测波长 λ 与接收器件的尺寸相比不是很小时, 人们仍可以用 $NEP(\nu)$ 来描述信噪比特性。这是因为外差接收器是单模接收器, 所以接收器的通量是一常数 $A_s(\nu)\Omega_s(\nu) \equiv \lambda^{2[7]}$, 这一限制条件正反映了外差接收器的相干接收本质。由于 $P_{\nu m}(\theta, \varphi)$ 可由实验测得, 所以 $A_s(\nu)$ 就被唯一地确定了。因此外差接收器所接收的辐射功率是可以准确的, 采用参数 $NEP(\nu)$ 的意义也是明确无疑的。

四、 $P_{\nu m}(\theta, \varphi)$, $R_{F\nu}$, $NEF(\nu)$ 的测量

由上可知, $P_{\nu m}(\theta, \varphi)$ 可直接测得, 再测得 $V_s(\nu)V_N(f)$ 就可由式(8), (11)计算得 $R_{F\nu}$ 和 $NEF(\nu)$ 。

测量 $P_{\nu m}(\theta, \varphi)$ 的方法如下。用频率可调的返波管或其它的源作为发射源, 将待测探测器置于离源足够远处, 以致入射辐射可近似地被看成是平面波, 旋转探测器, 记录下探测器在不同角位置的输出信号。由天线理论的互逆性原理可以证明这样测得的就是探测器的天线方向图。图 2 所示即为英国 QMC 仪器公司的 InSb 过热电子远红外探测器在 $\nu=128\text{GHz}$ 的 $P_{\nu m}(\theta, \varphi)$, $\Omega_s(\nu) \approx 0.36\text{Sterad}$ 。

测量 $V_s(\nu)$ 的原理也很简单, 只要在待测探测器和一个大面积黑体之间放一个 $\nu - \nu + d\nu$ 的带通滤波片, 该滤波片的透射率 $T(\nu)$ 是已经测得的, 此时探测器的输出即为 $V_s(\nu)$ 。如果要想在较宽的光谱范围内测得 $V_s(\nu)$, 并且要求较好的光谱分辨率, 那就需要准备许多带通滤波片, 这显然是不太实际的。

为了解决要求高分辨率, 宽频带的 $V_s(\nu)$ 测量问题, 在探测器和黑体之间放一个傅里叶光谱仪, 此时探测器接收到包含所有光谱分量的辐射功率, 只是不同的光谱分量已被傅里叶光谱仪在不同的频率上进行调制, 正是由于这种调制作用才有可能对探测器的输出信号进行傅里叶变换, 从而反演出 $V_s(\nu)$ 。在这种情况下傅里叶光谱仪可以看成是一个“可调的滤光片”。这样做的好处是, 第一, 我们可以同时得到满足一定分辨率的所有光谱分量的信号电压 $V_s(\nu)$, 无须在整个光谱逐点测量。第二, 黑体辐射中远红外波段的功率是非常弱的, 由于

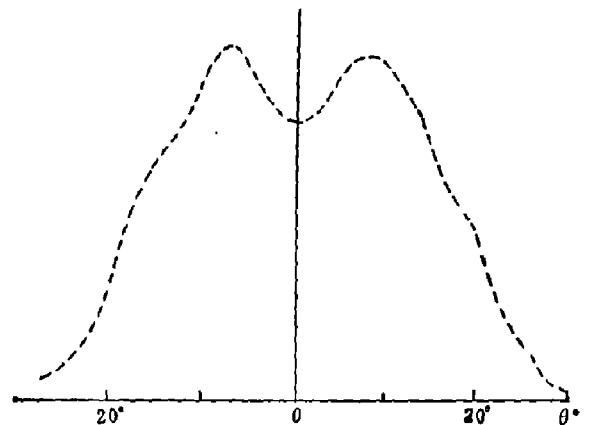


图 2 英国 QMC 仪器公司 InSb 远红外过热电子探测器在 $\nu=128\text{GHz}$ 的天线方向图 $P_{\nu m}(\theta, \varphi)$

Fig. 2 The antenna pattern of InSb far-infrared hot electron bolometer produced by QMC Instruments(England) at $\nu=128\text{GHz}$.

探测器可以同时接收整个宽光谱范围的辐射，这就大大提高了测量的信噪比，这就是傅里叶光谱仪的两个著名的优点之一，称为“多谱元优点”(multiplex advantage)^[8]。当然，在源和探测器之间插入傅里叶光谱仪也带来一些复杂的问题：(1)要正确地选择和设计傅里叶光谱仪，以保证在我们所感兴趣的波段内光谱仪效率很高，且不随 λ 而变，还要知道该效率的大小。(3)要将探测器的信噪比从包括傅里叶光谱仪在内的系统信噪比中分离出来。我们已解决这些问题，并将另文论述。

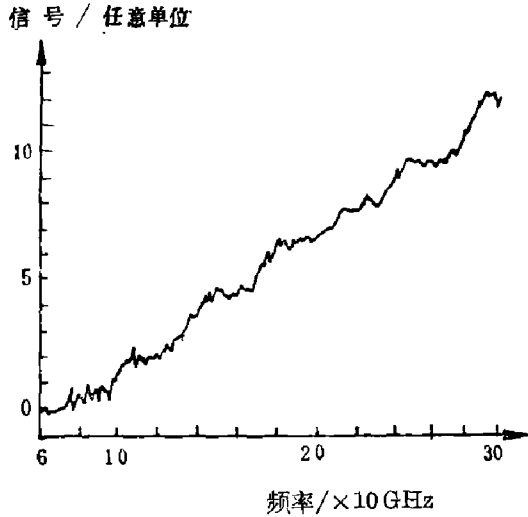


图3 InSb 过热电子远红外探测器对于温度为 300K 和 77K 的黑体辐射之差的电压响应谱

Fig. 3 The difference spectrum between 77K and 300K black-body sources recorded by a InSb farinfrared hot electron bolometer.

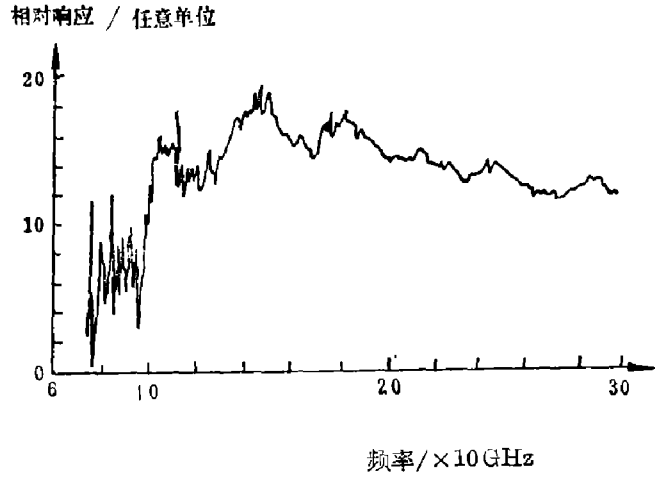


图4 InSb 过热电子远红外探测器相对响应随频率 ν 的变化

Fig. 4 The spectrum of relative responsivity of InSb far-infrared hot electron bolometer.

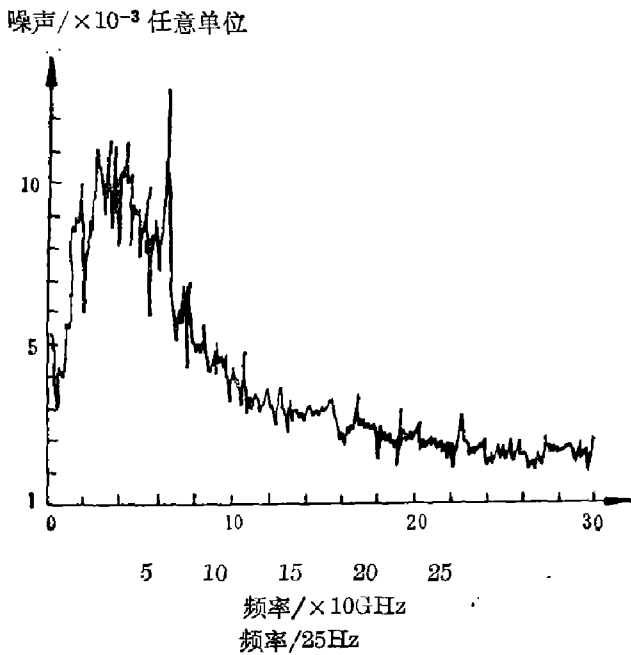


图5 InSb 过热电子远红外探测器的噪声电压谱(用傅里叶光谱仪测得)

Fig. 5 The noise spectrum of InSb hot electron far-infrared bolometer measured by Fourier transform spectrometer.

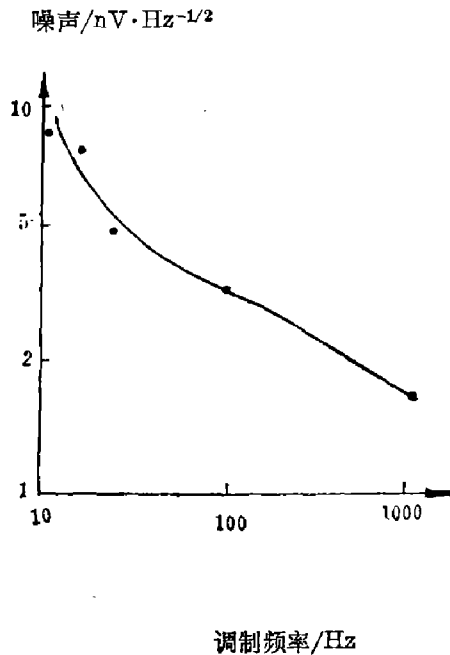


图6 InSb 过热电子远红外探测器的噪声电压谱(由锁相放大器测得)

Fig. 6 The noise spectrum of InSb far-infrared hot electron bolometer measured by a lock-in amplifier.

我们选用偏振的远红外傅里叶光谱仪, 又称 Martin-Puplett 干涉仪^[9], 采用准光学方法设计该干涉仪, 使它能工作在很宽的波段, 具有接近理想的高效率。用浸在液氮中的吸收材料 ECCOSORB 制成直径为 380 mm 的大面积冷黑体作为定标辐射源, 测得 $V_s(\nu)$ 示于图 3。从式(8)可知, 图 3 中 V_s 随 ν 的变化是由于源的辐射率 $B(\nu)$ 随 ν 的变化和表征探测器性能的参数 $R_{F\nu}$, $\Omega_s(\nu)$ 随 ν 的变化的结果。为了突出探测器的性能随 ν 的变化, 可画出 $\frac{V_s(\nu)}{B(\nu)}$, 称其为探测器的相对响应(见图 4)。由图 4 可见该 InSb 探测器的相对响应在 $\nu=100$ GHz 急剧下降, 这正是由于探测器的前置元件光锥设计不当所致。 $V_N(f)$ 示于图 5, 横坐标上注有光谱频率 ν 以及对应的调制频率 f 。我们还用锁相放大器 Ithaco 397 E0 在更宽的调制频率范围内测得 $V_N(f)$, 见图 6。

利用上述数据, 我们可以算出在某一光频率 ν , 调制频率 f , 探测器的 $R_{F\nu}$ 和 $NEP(\nu)$ 。为了给出一个数量的概念, 我们计算了在 $\nu=128$ GHz, $f=270$ Hz 时, $R_{F\nu}=5.8 \times 10^{-2}$ VW^{-1}m^2 , $NEP=3.7 \times 10^{-8}$ $\text{Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1/2}$ 。

五、结 论

在可见和红外波段, 直接探测器的通量 $A\Omega$ 是一个由几何光学确定的量, 在远红外波段, 外差探测器的通量也是一个确定的量, $A_s\Omega_s=\lambda^2$ 。但是对于远红外直接探测器, 当波长 λ 与探测器元件的尺寸相比不是很小的, 探测器的有效面积 $A_s(\nu)$ 是一个随波长变化的量, 并且是一个不能明确定义和准确测量的量, 因此用 $R_{F\nu}$ 和 NEP 作为描述性能的参数, 其意义是不明确的。

基于电磁场的普遍理论, 即平面波角分布谱的理论, 对于应用于辐射度学测量的远红外直接探测器, 建议用 $R_{F\nu}$ 描述它对辐射通量密度响应的大小, 用 $P_{vm}(\theta, \varphi)$ 描述响应的方向性, 用 $NEP(\nu)$ 描述灵敏度与信噪比的综合特性。

致谢——作者曾多次与英国伦敦大学玛丽皇后学院物理系 D. H. Martin 教授对本工作进行讨论并得到有益的建议, 特在此表示感谢。

参 考 文 献

- [1] Wolfe W. L. et al., ed., *The Infrared Handbook*, Washington, Office of Naval Research, Dept of the Navy, 1978.
- [2] Kimmitt. M. F., *Far-Infrared Techniques*, Pion Lit, 1970.
- [3] Martin. D. H., ed, *Spectroscopic Techniques for Far-Infrared, Submillimetre and Millimetre Waves*, Amsterdam: North-Holland, 1967, p. 113.
- [4] Arams. F.R., *Infrared to Millimetre Wavelength Detector*, Dedham, Mass Artech, 1973.
- [5] Keller. J. B., *J. Opt. Soc. Am.*, **52**(1962). 116.
- [6] Clemmow. P. G., *The Plane Wave Spectrum Representation of Electromagnetic Fields*, Pergamou Press, 1966.
- [7] Krause. J. D., *Radio Astronomy*, McGraw-Hill Book Company, 1966.
- [8] Bell. R. J. *Introductory Fourier Transform Spectroscopy*, Academic Press. New York, 1973.
- [9] Martin. D. H. et al., *Infrared Phys.*, **10**(1970), 105.

THE PARAMETERS FOR CHARACTERIZING FAR-INFRARED VIDEO DETECTORS

GONG YAQIAN

(Shanghai Institute of Technical Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

It is pointed out that, responsivity to radiation power, $R_{p\nu}$, and noise equivalent power, $NEP(\nu)$, are not good parameters to characterize far-infrared video detectors when sizes of detector components are not orders of magnitude greater than operating wavelengths. Based on the theory of the angular spectrum of plane waves, it is shown that responsivity to the flux density, $R_{F\nu}$, antenna pattern, $P_{\nu}(\theta, \varphi)$, noise equivalent flux density, $NEF(\nu)$ are parameters for characterizing the performances of far infrared video detectors for radiometric applications. Methods of measuring these parameters are briefly described. Typical measured results of InSb far-infrared hot electron bolometers are given.