

332-336
④

SPRITE 探测器时空滤波特性分析*

刘滨 王利平 刘玉凤 张保民

(南京理工大学电子工程与光电技术学院, 江苏, 南京, 210094)

TN215

摘要 用 SPRITE 探测器的脉冲响应(格林函数)描述了基于时间频率和空间频率变化的 SPRITE 探测器光学传递函数(OTF)、调制传递函数 MTF 和相位传递函数(PTF), 并由此分析了该探测器对红外辐射图像在时间域和空间域的联合滤波特性。

关键词 SPRITE 探测器, 光学传递函数, 调制传递函数, 时空滤波, 热成像

引言

SPRITE 探测器是英国皇家信号和雷达研究院(RSRE)Elliott^[1]发明的, 它是一种细长条状、三引极、n 型的 HgCdTe 光电导探测器, 可工作于 8~14μm 和 3~5μm 两个波段, 具有焦平面上时间延迟积分(TDI)功能。通常, 用传递函数(OTF、MTF 等)分析和评价 SPRITE 探测器对辐射图像的传输能力, Elliott 运用低频理论导出了 SPRITE 探测器 MTF 的表达式^[2], 它是空间频率的单变量函数, 其频率特性唯一决定于器件的扩散长度, 这个结论是基于器件长度远大于过剩载流子漂移长度的假设, 然而, 这样的条件对于实际的器件却不是必要的。与此同时, Day 和 Shepherd^[3,4], 运用格林函数法由过剩载流子的连续性方程导出了更一般的 MTF 表达式, 其频率特性不仅受载流子扩散, 而且受器件长度、读出区长度、载流子的漂移长度以及图像扫描速度和过剩载流子双极漂移速度匹配程度的影响。后来, Borman 把图像扫描速度和过剩载流子双极漂移速度匹配条件下的探测器图像调制度(IMD)归一化, 得到 MTF, 并就不同器件长度下的 MTF 进行了比较^[5]。上述传递函数是空间频率的单变量函数(器件参数和扫描速度确定), 并不含有时间频率变量, 也就是没有反映探测器对随时间变化的图像的传递特性, 文中从 SPRITE 探测器的脉冲响应(格林函数), 导出了它的 OTF、MTF 和 PTF, 据此, 研究了 SPRITE 探测器的时空滤波特性。

1 光学传递函数和调制传递函数

实际的辐射图像探测是通过测量 SPRITE 探测器读出区中过剩少数载流子(空穴)密度变化进行的, 过剩载流子密度受连续性方程支配:

$$\frac{\partial \Delta P}{\partial t} = D \operatorname{div} \cdot \operatorname{grad} \Delta P - \mu \bar{E} \cdot \operatorname{grad} \Delta P - \frac{\Delta P}{\tau} + g, \quad (1)$$

式(1)中, ΔP 表示过剩少数(空穴)密度, D 、 μ 分别是过剩载流子的双极扩散系数和双极迁

* 国防科技研究基金(编号 G7551)资助项目
稿件收到日期 1998-11-17, 修改稿收到日期 1999-01-12

移率, E 是电场强度, τ 是载流子寿命, g 表示受入射光辐射通量密度调制的光生载流子的产生率. 式(1)反映了过剩载流子在体内的产生、扩散、漂移和复合过程, 一般, 在研究 SPRITE 探测器对入射辐射图像的传递特性时, 都把 SPRITE 探测器简化为具有单位截面积的无限长直光电导体, 则, 式(1)就变为一维空间和时间维的方程:

$$\frac{\partial \Delta P}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \Delta P}{\partial x^2} - \mu E \frac{\partial \Delta P}{\partial x} - \frac{\Delta P}{\tau} + g, \quad (2)$$

式(2)中, x 轴沿器件的长直方向, 且电场方向与之平行, 相应地, 载流子密度可相应理解为 x 方向的线密度, 上述文献都是在这个模型上进行分析的, 本文直接引用文献[3]的解:

$$\Delta P(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(x - x', t - t') g(x', t') dx' dt', \quad (3)$$

式(3)中的 $G(x - x', t - t')$ 是方程在无界空间上的格林函数, 这与无限长导体模型是一致的, 否则, 应加上满足与方程(3)相对应的齐次方程及边界条件的格林函数项^[6], 即考虑探测器两个端电极处的边界条件, 这虽符合探测器的实际状况, 而且有助于解释界面处过剩载流子积聚对探测器空间分辨率的影响, 但这样的格林函数很难找到分析解, 必须借助于数值方法^[7]. 格林函数的物理注释就是 (x', t') 处光生载流子脉冲输入在 (x, t) 处所引起的过剩载流子密度的变化(脉冲响应), 而光生载流子脉冲输入正比于入射辐射通量密度的脉冲变化, 于是, 式(3)意味着 SPRITE 探测器完成入射辐射图像通量密度到过剩载流子密度的线性变换, 而且是平移不变的线性系统, 那么, 对脉冲响应函数进行傅立叶变换, 可得到 SPRITE 探测器的系统传递函数:

$$H(k, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [G(x, t) \text{step}(t)] \exp[-j(kx + \omega t)] dx dt, \quad (4)$$

式(4)中, k, ω 分别是空间频率和时间频率, 脉冲响应函数含有阶跃函数 $\text{step}(t)$, 反映了探测器是时间域的因果系统, 这是由方程(3)直接推得的, 根据文献[3]的格林函数表达式

$$G(x, t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi Dt}} \exp - \left[\frac{(x - \mu Et)^2}{4Dt} + \frac{t}{\tau} \right], \quad (5)$$

可得到 SPRITE 探测器的系统传递函数为

$$H(k, \omega) = \frac{\tau \exp - j\varphi}{[(1 + k^2 D\tau)^2 + (\mu Ek\tau + \omega\tau)^2]^{1/2}},$$

$$\varphi = \tan^{-1} \left(\frac{\mu Ek\tau + \omega\tau}{1 + k^2 D\tau} \right); \quad (6)$$

SPRITE 探测器的光学传递函数是归一化的系统传递函数:

$$OTF = \frac{H(k, \omega)}{H(0, 0)} = \frac{\exp - j\varphi}{[(1 + k^2 D\tau)^2 + (\mu Ek\tau + \omega\tau)^2]^{1/2}}, \quad (7)$$

相应的调制传递函数和相位传递函数分别为:

$$\text{MTF} = [(1 + k^2 D\tau)^2 + (\mu E k\tau + \omega\tau)^2]^{-1/2},$$

$$\text{PTF} = \varphi = \tan^{-1}\left(\frac{\mu E k\tau + \omega\tau}{1 + k^2 D\tau}\right). \quad (8)$$

2 时空滤波特性分析

由上节传递函数公式可知,SPRITE 探测器在完成入射辐射图像到过剩载流子密度“图像”的线性变换中,对入射辐射图像中不同空间频率和时间频率的图像分量的通过特性是不一样的,呈现低通滤波性质,而且,不是理想的线性相移滤波器.对于空间频率和时间频率有以下关系的图像分量,有较好的通过特性,即:

$$\omega \propto -kv, \quad (9)$$

式(9)中 v 是比例系数,式(9)表明应使入射辐射图像具有波动性,所以,在实际应用中,都是将入射辐射图像 $f_i(x, t)$ 沿着探测器的长直方向以速度 v 移动,这个工作由光学扫描器完成,探测器接受的扫描图像 $f_s(x, t)$ 等于 $f_i(x - vt, t)$,具有波动性,若入射图像的频谱表示为 $F_i(k, \omega)$,则,扫描图像的频谱 $F_s(k, \omega)$ 等于 $F_i(k, \omega + vk)$,这意味着入射图像的频谱被迁移到探测器通带特性较好的地方(扫描器相当于一个乘法器),使得探测器对图像的衰减和失真减小,这时,过剩载流子密度“图像”的频谱为:

$$F_o(k, \omega) = F_s(k, \omega)H(k, \omega) = F_i(k, \omega + vk)H(k, \omega) = F_i(k, \omega)H(k, \omega - vk), \quad (10)$$

可以把 $H(k, \omega - vk)$ 定义为 SPRITE 探测器扫描成像方式下的系统传递函数,相应的 OTF 、 MTF 、 PTF 为:

$$\begin{cases} OTF_{scan} = \frac{\exp - j\varphi}{[(1 + k^2 D\tau)^2 + ((\mu E - v)k\tau + \omega\tau)^2]^{1/2}}, \\ MTF_{scan} = [(1 + k^2 D\tau)^2 + ((\mu E - v)k\tau + \omega\tau)^2]^{-1/2}, \\ PTF_{scan} = \tan^{-1}\left[\frac{(\mu E - v)k\tau + \omega\tau}{1 + k^2 D\tau}\right]; \end{cases} \quad (11)$$

由式(11)可见,SPRITE 探测器在扫描成像方式下具有良好的图像传递特性,特别是当扫描速度 v 等于过剩载流子双极漂移速度 μE 的情况下(这也是 SPRITE 探测器扫描成像的理想工作状态),这时,扫描传递函数为:

$$\begin{cases} OTF_{scan} = \frac{\exp - j\varphi}{[(1 + k^2 D\tau)^2 + (\omega\tau)^2]^{1/2}}, \\ MTF_{scan} = [(1 + k^2 D\tau)^2 + (\omega\tau)^2]^{-1/2}, \\ PTF_{scan} = \tan^{-1}\left[\frac{\omega\tau}{1 + k^2 D\tau}\right]; \end{cases} \quad (12)$$

式(12)表明 SPRITE 探测器探测过程,就是入射辐射图像在时间域和空间域被联合滤波的过程,而且是时空不可分离的,对于时间不变的输入图像,具有零时延特性.不少文献都把探测器的图像传递特性描述成空间滤波和时间滤波两个串联系统分别作用的结果,即整个探

测器的 MTF 可表示为描述探测器时间响应特性的调制传递函数与描述探测器空间响应特性的调制传递函数 MTF_{spatial} 的乘积. 显然, 这样的描述对 *SPRITE* 探测器是不合适的, 但是, 分别讨论 MTF_{spatial} 和 MTF_{temporal} 有助于获得实际的测量方法和结果, 可用来评价探测器的性能. 单纯的探测器频率特性函数为:

$$MTF_{\text{temporal}} = [1 + (\omega\tau)^2]^{-1/2}, \quad (13)$$

式(13)与式(11)中 k 取为零时的 MTF_{scan} 表达结果是一致的, 两者都表明 *SPRITE* 探测器的时间响应等效于一阶的 Butterworth 时间滤波器, 由于 *SPRITE* 探测器这样的光电探测器的时间响应带宽很宽(取决于 τ), 所以, 更多地从空间传递特性来评价 *SPRITE* 探测器的性能. 至于, *SPRITE* 探测器单纯的空间滤波函数, 可从式(10)直接推出, 只要把入射辐射图像限制为时间上稳恒的空间变化图像 $f_s(x)$, 输出信号的频谱为:

$$F_o(k) = F_s(k)H(k, -vk), \quad (14)$$

$F_s(k)$ 是 $f_s(x)$ 的空间频谱, 由公式(14)和式(6)就可得到 *SPRITE* 探测器的空间传递函数:

$$\begin{cases} OTF_{\text{spatial}} = \frac{\exp - j\varphi}{[(1 + k^2 D\tau)^2 + ((\mu E - v)k\tau)^2]^{1/2}}, \\ MTF_{\text{spatial}} = [(1 + k^2 D\tau)^2 + ((\mu E - v)k\tau)^2]^{-1/2}, \\ PTF_{\text{spatial}} = \tan^{-1} \left[\frac{(\mu E - v)k\tau}{1 + k^2 D\tau} \right]; \end{cases} \quad (15)$$

式(15)与参考文献[3]的表达式是一致的, 后者是通过求简谐波函数(图像) $\exp - j(kx - \omega t)$ 通过探测器后所对应的本征值获得的, 但简谐波函数 $\exp - j(kx - \omega t)$ 只是 *SPRITE* 探测器所对应的 LSI 系统本征函数的一个子集, 因此得不到式(6)所示时空域的联合滤波函数.

3 结语

根据 *SPRITE* 探测器的脉冲响应(格林函数), 可以得到依赖于空间频率变量和时间频率变量的 *SPRITE* 探测器系统传递函数, 由此可分析探测器对随时间和空间变化的红外辐射图像的时空联合滤波特性, 对 *SPRITE* 探测器、热成像系统的分析及测试评价具有一定意义.

REFERENCES

- 1 Elliott C T. New detector for thermal imaging systems. *Electron. Lett.*, 1981, 17: 312~313
- 2 Elliott C T, Day D, Wilson D J. An integration detector for serial scan thermal imaging. *Infrared Physics*, 1982, 22: 31~42
- 3 Day D, Shepherd T J. Transport in photo-conductors- I: Focal plane processing. *Solid State Electronics*, 1982, 25(8): 707~712
- 4 Shepherd T J, Day D. Transport in photo-conductors- II: Sampling from a finite device. *Solid State Electronics*, 1982, 25(8): 713~718
- 5 Boreman G D, Plogstedt A E. Modulation transfer function and number of equivalent elements for *SPRITE* detectors. *Applied Optics*, 1988, 27(20): 4331~4335
- 6 Guo Dun-Ren. *Mathematical methods in physics*, Beijing: Higher Education Press (郭敦仁, 数学物理方

- 法,北京:高等教育出版社),1991,358~362
- 7 Ashley T, Elliott C T. Accumulation effects at contacts to n-type cadmium-mercury-telluride photoconductors, *Infrared Physics*, 1982, 22: 367~376

TEMPORAL-SPATIAL FILTERING PERFORMANCE OF SPRITE DETECTORS*

LIU Bin WANG Li-Ping LIU Yu-Feng ZHANG Bao-Min

(College of Elec. Eng. & Opto-elec., Nanjing University of Sci. & Tech., Nanjing, Jiangsu 210094, China)

Abstract The temporal-spatial-frequency dependent optical-transfer-function (*OTF*), *MTF* and phase-transfer-function (*PTF*) of SPR on ITE detectors were described based on the impulse-response (Green function) of the detectors, and the temporal-spatial filtering performance of *SPRITE* detectors was analyzed in terms of *OTF*, *MTF* and *PTF*.

Key words *SPRITE* detectors, *OTF*, *MTF*, temporal-spatial filtering, thermal imaging.

* The project supported by the Preliminary Research Foundation of National Defence
Received 1998-11-17, revised 1999-01-12