

红外焦平面阵列非线性响应的分析和计算

刘会通 王 骥

(哈尔滨工业大学光电子技术研究所, 黑龙江, 哈尔滨, 150001)

郑志伟 张 明

(洛阳光电技术发展中心, 河南, 洛阳, 471009)

摘要 分析了导致红外焦平面阵列响应非线性性的各种因素; 并以 HgCdTe 红外焦平面阵列为例, 以量子效率与入射光子波长的相关性为基础, 计算了在准理想条件下探测器响应的非线性量; 结合非均匀性校正, 计算了在给定区间定标后的非线性大小; 还对实际应用中一例非线性响应所导致的焦平面阵列的非均匀性剩余误差进行了解释。
关键词 红外焦平面阵列, 非线性响应, 非均匀性, 量子效率。

ANALYSIS AND CALCULATION OF THE NONLINEAR RESPONSE IN INFRARED FOCAL PLANE ARRAYS*

LIU Hui-Tong WANG Qi

(Institute of Opto-Electronics, Harbin Institute of Technology, Harbin, Heilongjiang 150001, China)

ZHENG Zhi-Wei ZHANG Ming

(Luoyang Opto-Electronic Technology Development Center, Luoyang, Henan 471009, China)

Abstract Various factors contributing to the nonlinearity response in infrared focal plane array (IRFPA) were analyzed. Then based on the dependence of quantum efficiency on the wavelength of incident photon flux, the global nonlinearity in the response of HgCdTe IRFPA was calculated under quasi-ideal conditions. In consideration of nonuniformity correction, the nonlinearity in the calibrated interval was further calculated. At last, a practical case of residual nonuniformity error attributed to the nonuniformity of response nonlinearity was introduced and interpreted.

Key words infrared focal plane array (IRFPA), nonlinear response, nonuniformity, quantum efficiency.

引言

在红外前视系统和红外搜索与跟踪系统中, 红外焦平面阵列 (IRFPA) 正以巨大的优势取代传统的单元探测器和线列探测器^[1,2]。但 IRFPA 各单元间的响应非均匀性严重影响着其背景限性能的发展, 这种非均匀性带来的空间噪声在 IRFPA 对热对比度较低的背景成像和对微弱目标探测时尤为突出, 目前非均匀性校正中通行的定标法和自适应的方法都是基于探测器的线性响应模型, 理论上, 如果各探测元的响应是线性的而且在时间上是稳定的, 那么其非均匀性用黑体定标的方法即可予以完全校正^[3,4]。实际上探测器的非线性响应将造成目前所有以线性响应模型为基础的非均匀性校正算法必然的

系统性误差^[5], 这在高量子效率的 IRFPA 器件中更为明显^[6]。探测器非线性响应的程度首先与探测器的材料种类、工作波段和不同时期工艺水平有关, 其它具体因素还有^[7]:

(1) 光学系统: 光学透过率随入射光光谱成分的非线性变化;

(2) 探测器: 量子效率对入射光子波长的非线性变化;

(3) 制冷系统: 制冷温度在时间和空间上的不同导致(2)产生的非线性在时间和空间上的变化;

(4) 读出电路和 A/D 转换器的非线性效应。

到目前为止, 公开报导的 IRFPA 的非线性响应量无论是理论计算还是实验测定都有很大的差异, A. F. Milton 等人^[8]引用的数据表明在 20K 的

温度窗口中 HgCdTe 平均的非线性是 2% 左右; J. P. Karins^[1] 所给模型的最后总的结果则是 0.2% ~ 0.4% (光子通量区间约在 $10^3 - 7 \times 10^{16}$ photons/s), 且不同因素的所导致的非线性有数量级上的差别; L. J. Kozlowski^[2] 等人的测试结果则表明中波 HgCdTe 在 15K 的温度窗口内非线性可以低至 0.005%。本文将根据探测器量子效率与入射光子波长的关系, 采用目前公认的 HgCdTe 有关光子吸收的数据, 在接近理想的条件下, 计算出 HgCdTe 在中波和长波范围内的量子效率对波长的分布; 由此以数值积分的方法计算出各波段内量子效率的非线性量及其在整个入射光强范围内的分布; 然后进一步计算出任意定标的温度窗口内的区域非线性量, 后者对估算非均匀性校正后的剩余非均匀性具有重要意义。由于这里只考虑探测器本身对非线性的影响, 而且为简化计算对探测器光生电子产生过程也做了准理想化的假设, 所以实际中的探测器非线性响应量应不低于计算出的理论极限。

1 探测器的响应模型及非线性响应量

IRFPA 中第 m 个单元对绝对温度 T 的黑体辐射的响应如下:

$$r_m(T) = r_m^{(d)} + C_0 A_m \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\lambda \eta_m(\lambda) L_\lambda(\lambda, T) \quad (1)$$

式(1)中, $L_\lambda(\lambda, T)$ 是绝对温度 T 的黑体在波长 λ 处的光子光谱亮度, η_m 为第 m 个单元的量子效率, λ_1 , λ_2 分别是光谱响应的起始波长和截止波长, $C_0 = \frac{t\pi\tau}{4(f/\#)^2}$, t 为 IRFPA 的有效积分周期, τ 为大气透射比, $f/\#$ 为光学系统的 f 数, $|A_m|$ 为第 m 个单元的几何光敏面积, θ_m 为第 m 个单元相对于光学系统中心轴的偏移角, 考虑到光子接收中的 \cos^4 定律^[3], 且为书写方便, 设第 m 个单元有效光敏面积 $A_m = |A_m| \cos^4 \theta_m$, $r_m^{(d)}$ 为第 m 个单元的暗电流在一个有效积分周期内所累积的电荷数, $r_m(T)$ 则是第 m 个单元对绝对温度 T 的黑体在一个有效积分周期内全部响应的电荷数。为简化起见, 暂设 τ 与波长无关, 且读出电路增益为 1。

如果 η_m 与 λ 无关, 则:

$$\begin{aligned} r_m(\Phi) &= r_m^{(d)} + C_0 A_m \eta_m \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\lambda L_\lambda(\lambda, T) \\ &= O_m + G_m \Phi, \end{aligned} \quad (2)$$

式(2)中, $O_m = r_m^{(d)}$, $G_m = \eta_m A_m / \bar{A}$ 为探测器的线性增益, 与 λ 无关, \bar{A} 表示 IRFPA 各单元空间平均的光

敏面积, $\Phi = C_0 \bar{A} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\lambda L_\lambda(\lambda, T)$ 则为绝对温度 T 的黑体在一个有效积分周期内辐射于各单元平均光敏面积上的响应波段内的光子数, 与 T 一一对应, 此即探测器的线性响应模型。

事实上量子效率 η_m 是入射光子波长 λ 的函数, 探测器实际的响应都是非线性的, 设:

$$\eta_m(\lambda) = \bar{\eta}_m + k_m(\lambda), \quad (3)$$

式(3)中, $\bar{\eta}_m = \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\lambda \eta_m(\lambda)$ 为 $[\lambda_1, \lambda_2]$ 光谱区间内的平均量子效率, $k_m(\lambda)$ 为实际量子效率与该平均量子效率的偏差, 即探测器量子效率的非线性部分。

式(3)代入式(1)中, 并写为 Φ 的函数形式:

$$\begin{aligned} r_m(\Phi) &= r_m^{(d)} + C_0 A_m \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\lambda [\bar{\eta}_m + k_m(\lambda)] L_\lambda(\lambda, T) \\ &= r_m^{(d)} + \bar{\eta}_m \frac{A_m}{\bar{A}} C_0 \bar{A} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\lambda L_\lambda(\lambda, T) + \\ &\quad C_0 A_m \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\lambda k_m(\lambda) L_\lambda(\lambda, T) \\ &= O_m + G_m \Phi + H_m(\Phi), \end{aligned} \quad (4)$$

此即探测器的完整响应模型, 其中 $H_m(\Phi)$ 为探测器的非线性响应部分, 表示探测器的实际响应与线性响应之间的偏差, 这种偏差是由于量子效率对光子波长的相关性引起的。式(4)还可写为:

$$r_m(\Phi) = O_m + G_m \Phi \left\{ 1 + \frac{C_0 \bar{A}}{\Phi} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\lambda \frac{k_m(\lambda)}{\bar{\eta}_m} L_\lambda(\lambda, T) \right\} \quad (5)$$

式(5)中,

$$\frac{C_0 \bar{A}}{\Phi} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\lambda \frac{k_m(\lambda)}{\bar{\eta}_m} L_\lambda(\lambda, T) \quad (6)$$

是探测器非线性响应量与线性响应量的比值, 表示 m 单元对有效入射光子数为 Φ 时的黑体辐射的非线性响应程度。

2 探测器全区域非线性响应量的计算

量子效率是指每个入射光子所产生的合成光生电流的电荷数, 在没有雪崩式增益时最大值为 1; 对于几何尺寸和少子扩散长度一定的光敏元, 在不考虑大注入的情况时, 量子效率与入射光子通量的大小无关, 只是光子波长的函数。n-on-p 型的 HgCdTe 探测器, 如忽略表面反射和少子吸收, 在前照方式下, 其量子效率为^[11]:

$$\eta(\lambda) = \left(\frac{aL_r}{a^2L_r^2 - 1} \right) \left[\frac{aL_r \sinh\left(\frac{d}{L_r}\right) + aL_r e^{-ad/L_r}}{\cosh\left(\frac{d}{L_r}\right)} \right], \quad (7)$$

在背照方式下,量子效率为:

$$\eta(\lambda) = \left(\frac{aL_r}{a^2L_r^2 - 1} \right) \left[\frac{aL_r - e^{-ad/L_r} \sinh\left(\frac{d}{L_r}\right)}{\cosh\left(\frac{d}{L_r}\right)} - aL_r e^{-ad/L_r} \right]. \quad (8)$$

式(7)和式(8)中, $a(\lambda)$ 是波长 λ 处 HgCdTe 的光子吸收系数, L_r 是电子扩散常数, d 是 p 区的厚度. 当 $d \leq L_r$, $\lambda < \lambda_c$, 以上两式都可近似简化为:

$$\eta(\lambda) = 1 - e^{-ad/L_r}. \quad (9)$$

按照吸收系数的定义, 如果波长为 λ 的入射光子在光敏元表面的通量是 $\Phi_s(\lambda)$, 在表面下 x 处的通量则是 $\Phi_s(\lambda)e^{-ax}$, 这样式(9)的物理意义就是表面的 $\Phi_s(\lambda)$ 被光敏元所吸收的比例.

MCT 的吸收系数可按式近似计算^[12]:

$$a(\lambda) \approx \begin{cases} 3000 \text{cm}^{-1} \left[\frac{E(\lambda)}{\delta} \right]^2, & \text{当 } a(\lambda) \geq 3000 \text{cm}^{-1}, \\ a_c \exp \left\{ \frac{\sigma[E(\lambda) - E_g]}{T_d + T_0} \right\}, & \text{当 } a(\lambda) \leq 3000 \text{cm}^{-1}; \end{cases} \quad (10)$$

式(10)中, $E(\lambda)$ 是光子能量 (cm^{-1}); δ 是常数, 需保证在 3000cm^{-1} 处的连续性; T_d 是光敏元工作温度

(K), $T_0 = 80.5 \text{K}$; $\sigma = 3.07 \cdot 10^{-1} \text{cm}^{-1}$ (中波) 或 $1.5 \cdot 10^{-1} \text{cm}^{-1}$ (长波); $\sigma = 5.65 \text{K/cm}^{-1}$, $E_g = 1800 \text{cm}^{-1}$ (MW) 或 590cm^{-1} (长波).

截止波长与结温度和 HgCdTe 的组份比 x 有关, E. Finkman^[13] 的资料中, $0.205 \leq x \leq 0.220$. 根据以上所给的 E_g , 可以计算出中波(中波)和长波的截止波长分别为 $4.56 \mu\text{m}$ 和 $9.35 \mu\text{m}$. 这里用前截止滤光片得到起始波长分别为 $3.0 \mu\text{m}$ (中波) 和 $7.5 \mu\text{m}$ (长波), 并设定 $T_d = 80.5 \text{K}$, $d = 10 \mu\text{m}$. 这样式(9)可简化为:

$$\eta(\lambda) = 1 - \exp \left[\frac{-3\lambda_c^2}{\lambda^2} \right]. \quad (11)$$

由式(10)和式(11)计算的长波 MCT 吸收系数和量子效率的结果如图 1 和图 2 所示. 图 3 给出某 MCTFPA 实际测得的归一化量子效率 (η_N) 曲线, 可见, 探测器实际响应中明显的非线性, 而且要更为复杂.

根据式(3)、式(6)和式(11), 利用数值积分的方法, 可以计算出一定的黑体辐射时的探测器非线性响应的比值, 及其随入射光子数或黑体温度的变化曲线. 图 4 和图 5 分别是中波和长波 HgCdTe 全区域非线性百分比 (H') 在黑体温度 $280 \text{K} - 310 \text{K}$ 间的变化情况, 如果给定探测器光敏面积和光学系统的参数, 非线性响应的绝对量也可以计算出来. 由图 4 和图 5 中可知, 在探测器不出现饱和响应的情况中, 弱辐射段的非线性是相对严重的, 由此也关系到 IRFPA 对微弱目标搜索时的空间噪声问题; 虽然背景较强时非线性响应的绝对量增大, 但其比值却较

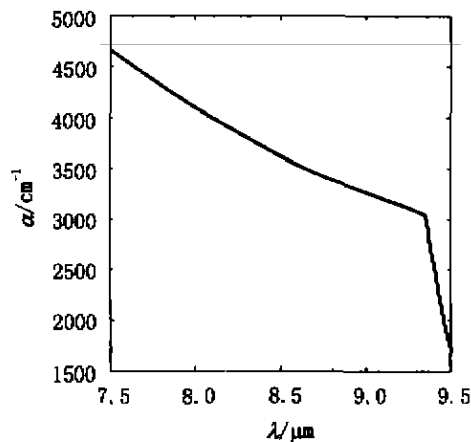


图 1 长波 HgCdTe 吸收系数的计算结果
Fig. 1 Calculated absorption coefficient of LW HgCdTe

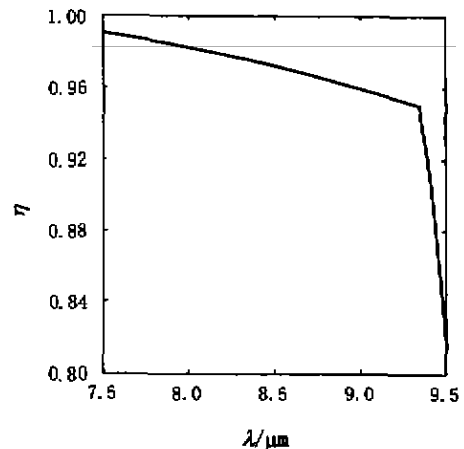


图 2 长波 HgCdTe 量子效率的计算结果
Fig. 2 Calculated quantum efficiency of LW HgCdTe

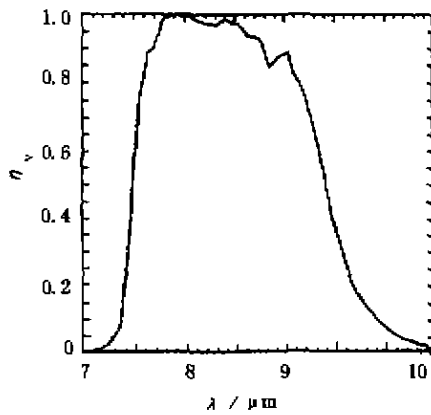


图 3 HgCdTe FPA 中测得单元归一化量子效率
Fig. 3 Measured quantum efficiency of an element in FPA of HgCdTe (normalized)

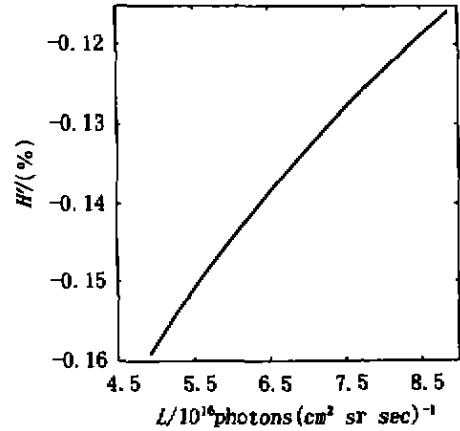


图 5 长波 HgCdTe 全区域非线性的计算结果
Fig. 5 Calculated global nonlinearity of LW HgCdTe

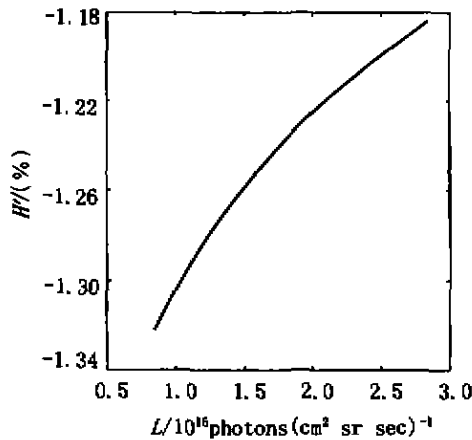


图 4 中波 HgCdTe 全区域非线性的计算结果
Fig. 4 Calculated global nonlinearity of MW HgCdTe

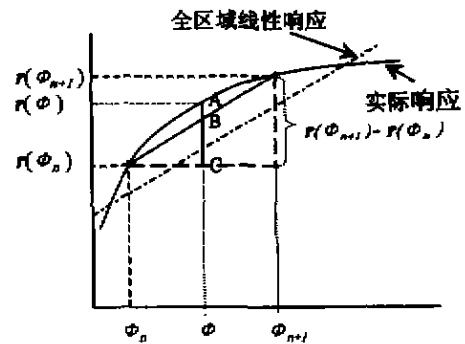


图 6 利用全区域非线性量计算区域非线性响应
Fig. 6 Graphical description of the interval nonlinearity calculated based on global nonlinear parameters

小,图 4 和图 5 中右端非线性的增长也趋于平稳。

3 探测器区域非线性响应量的计算

为了克服响应的非均匀性,IRFPA 工作时都需经过定标,在定标的光子通量区间 $F_n = [\varphi_n, \varphi_{n+1}]$ 内,IRFPA 的单元输出为:

$$r_m(\Phi) = O_m^{(n)} + g_m^{(n)}\Phi + h_m^{(n)}(\Phi), \Phi \in F_n$$

$$\text{且 } h_m^{(n)}(\Phi_n) = h_m^{(n)}(\Phi_{n+1}) = 0$$

其中, $O_m^{(n)}$ 、 $g_m^{(n)}$ 、 $H_m^{(n)}(\Phi)$ 分别是 m 单元区域的暗电流电荷、增益和 Φ 处的非线性量,它们与对应的全区域量 O_m 、 G_m 、 H_m 是不同的.为方便起见,在下面以 H_m 推导 $h_m^{(n)}$ 的过程中,略去角标 m 和 (n) .

如图 6 所示, $r(\Phi) = O + g\Phi + h(\Phi)$,同时, $r(\Phi) = O + G\Phi + H(\Phi)$,图 6 中 Φ 处 $r(\Phi) = r(\Phi_n) + \overline{AC}$,

其中相对于定标点 Φ_n 处的线性增益部分为 \overline{BC} . Φ 处的区域非线性量为:

$$h(\Phi) = \overline{AB} = \overline{AC} - \overline{BC} = [r(\Phi) - r(\Phi_n)] - \frac{\Phi - \Phi_n}{\Phi_{n+1} - \Phi_n} [r(\Phi_{n+1}) - r(\Phi_n)],$$

由式(4):

$$\begin{aligned} r(\Phi) - r(\Phi_n) &= \\ G(\Phi - \Phi_n) + H(\Phi) - H(\Phi_n) &= r(\Phi_{n+1}) - r(\Phi_n) = \\ G(\Phi_{n+1} - \Phi_n) + H(\Phi_{n+1}) - H(\Phi_n), \end{aligned}$$

所以:

$$\begin{aligned} h(\Phi) &= G(\Phi - \Phi_n) + H(\Phi) - H(\Phi_n) - \\ \left[G + \frac{H(\Phi_{n+1}) - H(\Phi_n)}{\Phi_{n+1} - \Phi_n} \right] (\Phi - \Phi_n) &= \\ H(\Phi) - H(\Phi_n) - \frac{H(\Phi_{n+1}) - H(\Phi_n)}{\Phi_{n+1} - \Phi_n} (\Phi - \Phi_n), \end{aligned} \tag{12}$$

满足 $h(\Phi_n) = h(\Phi_{n+1}) = 0$. 此即定标后探测器在 F_n

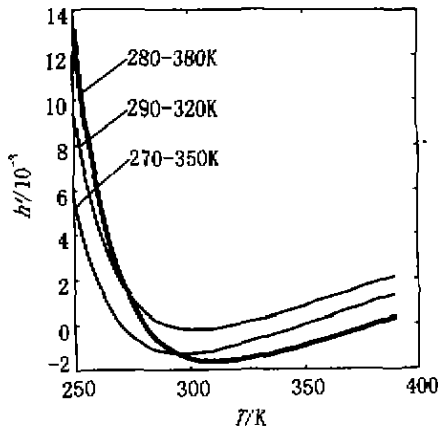


图 7 中波 HgCdTe 区域非线性响应的计算结果
Fig. 7 Calculated interval nonlinearity
of MW HgCdTe

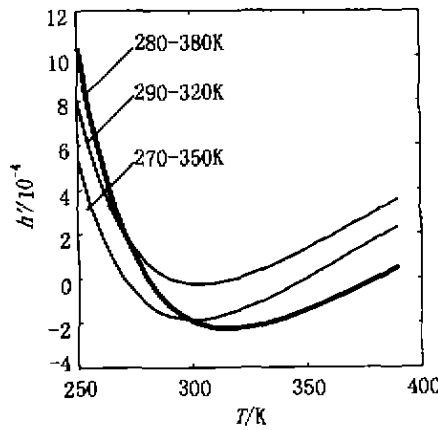


图 8 长波 HgCdTe 区域非线性响应的计算结果
Fig. 8 Calculated interval nonlinearity
of LW HgCdTe

内的区域非线性响应量(也可用纯数学方法推导出相同结果), $H(\Phi)$ 由式(4)中定义。

式(12)具有十分重要实际意义, 图 7 和图 8 给出中波和长波 HgCdTe IRFPA 在若干定标区间上非线性响应的百分比(h')变化, 这与 J. P. Karins^[7]的计算结果在数量级上是相同的, 但他没有给出最终的函数, 文中也有不尽详细之处。从图 7 和图 8 中可见, 无论是对温度的分布还是对光子数的分布(后者图略), 百分比的最大值都不在区间的中点上; 给定探测器光敏面积和光学系统的参数, 计算出的非线性响应 h 的分布也证明了此点, 这说明通常引用的有关剩余非均匀性的分布(包括认为在 F_n 的中点处剩余非均匀性最大等)的表述^[13]只在非常小的区间内近似成立。

实际中 IRFPA 的非线性往往要大于计算出的理论值, 在我们对一长波 HgCdTe FPA 的实验中,

非线性测试(不含光学系统)的结果本身有较大的差异(0.2—0.015%, 288—313K 区间), 这表明系统工作状态的漂移(包括本文引言中第 3 个因素)是相当严重的。另外我们测试了一定黑体温度下 FPA 在不同积分时间设置时的输出, 从而计算出相同光子通量区间内单纯由输入强度变化引起的非线性响应(在与 288—313K 相当的光子通量区间内约 0.007%), 这主要是来自引言中第 4 个原因。考虑这个因素后, 计算出的理论值(0.005%)将比较接近实验的最好结果, 剩余的差异来自其它一些与光子波长相关的因素, 如探测器的几何尺寸、结深、入射光角度、表面反射和少子吸收等。L. J. Kozlowski 报道的数据^[14]已经基本达到中波 HgCdTe 计算的理论值, 这可能是厂方测试条件下代表其工艺水平的最佳结果。

4 非线性及其非均匀性所引起的剩余空间噪声的观测和解释

由于现代微电子技术和工艺的发展, IRFPA 的非线性响应正在趋于理论极限^[9, 11, 15], 这也使有关理论计算有了更大的实际意义。可测数据表明, 长波 HgCdTe IRFPA 的非均匀性(σ/μ)已由 80 年代的 30—40% 下降到 10% 左右, 国外军用器件的指标可能已经达到 5%, 这使得非均匀性的线性校正方法的整体绝对误差大为降低, 但非线性及其非均匀性仍可在局部造成较大的空间噪声。

图 9 为一长波 HgCdTe IRFPA 线性校正后的图像(在 288K 和 298K 定标, 对 293K 时的信号进行校正, 面源黑体, 显示的对比值已整体调整), 剩余非均匀性 0.09%, 但在第 119 列出现了整列剩余非均匀性明显的空间交替分布。经过分析, 这是由于该列各单元响应非线性的空间交替性变化引起的。

图 10 为该 IRFPA 第 119 列随机的两对单元响应曲线, 自上而下编号分别表示 FPA 平均响应、单元(27, 119)、(26, 119)、(11, 119)和(10, 119)的响应, 曲线上各点对应的温度为 288K、293K、298K 和 303K。在 293K 处, 由于单元(10, 119)和(26, 119)的非线性较小(-0.20%, -0.18%), 且接近 IRFPA 平均的非线性(-0.19%), 校正结果接近 IRFPA 的校正均值; 而(11, 119)和(27, 119)则有较强的正的和负的非线性(0.78%, -1.99%), 偏离 IRFPA 平均的非线性较大, 在线性校正中这将导致在该区间的 NUC 增益系数(1.24346, 1.06377)对 293K 处的信号过大和不足, 致使校正结果严重地偏离了 IRFPA



图9 FPA非线性及其非均匀性所引起的剩余空间噪声

Fig. 9 Residual spatial noise attributed to the FPA nonlinearity and its nonuniformity

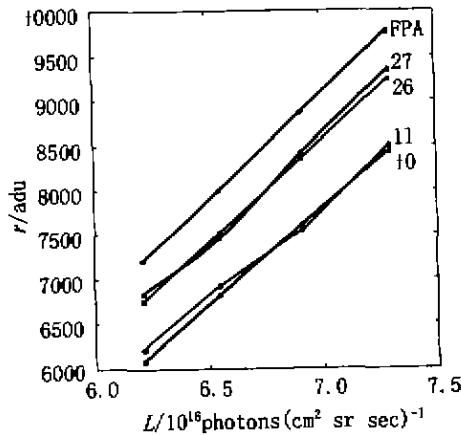


图10 FPA的平均响应和若干随机单元响应
Fig. 10 A veraged response of FPA and response of several random pixel pairs

在此处的校正均值。类似的现象在线性和均匀性较好的PtSi IRFPA中也有出现^[4],但没有提出和解释。

这种非线性的非均匀性所引起的剩余空间噪声是随背景的辐射和工作状态的漂移而变化的,因此实际中不一定呈现出图9中所示的空间上的规律性。与高频电子闪烁噪声不同的是,这种噪声的特性很相似于点目标的特征,在微弱信号探测以及早期预警中有可能引起误测和虚警。除像素级的剔除外,目前的标定类非均匀性校正算法无法在整体上克服这种缺陷。

致谢 中国空空导弹研究院提供了实验设备,第六研究室进行了联合测试,作者在此谨致谢意。

REFERENCES

- [1] Kruer M R, Scribner D A, Killiany J M. Infrared focal plane array technology for navy applications. *Optical Engineering*, 1987, **26**(3): 182—190
- [2] Naveh O. Sensitivity of scanning and staring infrared seekers for air-to-air missiles. *SPIE*, 1997, **3061**: 692—711
- [3] Scribner D A, Kruer M R, Gridley J C, et al. Physical limitation to nonuniformity correction in IR focal plane arrays. *SPIE*, 1987, **865**: 185—202
- [4] Mooney J M, Shepherd F D, Ewing W S, et al. Responsivity nonuniformity limited performance of infrared staring cameras. *Optical Engineering*, 1989, **28**(11): 1151—1161
- [5] Scribner D A, Caulfield J T, Sakady K A. An imaging metric for infrared focal plane arrays. *SPIE*, 1992, **1686**: 136—144
- [6] Poropat G V. Nonlinear compensation for responsivity nonuniformities in cadmium mercury telluride focal plane detector arrays for use in the 8 to 12 μ m spectral region. *Optical Engineering*, 1989, **28**(8): 887—896
- [7] Karins J P. Models of nonlinearities in focal plane arrays. *SPIE*, **1685**: 103—109
- [8] Milton A F, Barone F R, Kruer M R. Influence of nonuniformity on infrared focal plane array performance. *Optical Engineering*, 1985, **24**(5): 855—862
- [9] Kozlowski L J, Bailey R B. High-performance 5 μ m 640 \times 480 HgCdTe-on sapphire focal plane arrays. *Optical Engineering*, 1994, **33**(1): 54—63
- [10] Derentak E L, Crowe D G. *Optical Radiation Detectors*. New York: John Wiley & Sons, 1984, 9—12, 36—43, 63—82
- [11] Willardson R K, Beer A C. *Semiconductors and Semimetals* (Vol. 18). New York: Academic Press., 1981, 201—301
- [12] Finkman E, Nemirovsky Y. Infrared optical absorption of Hg_{1-x}Cd_xTe. *J. Appl. Phys.*, 1979, **50**(6): 4356—4361
- [13] Friedenber A, Goldblatt I. Nonuniformity two-point linear correction errors in infrared focal plane arrays. *Optical Engineering*, 1998, **37**(4): 1251—1253
- [14] Schulz M, Caldwell L. Nonuniformity correction and correctability of infrared focal plane arrays. *SPIE*, 1995, **2470**: 200—211
- [15] Cbatard J P, Tribolet P. Sofradir IR detectors today and tomorrow. *SPIE*, 1998, **3553**: 37—47