

制冷型红外成像系统内部杂散辐射测量方法

常松涛 孙志远 张尧禹 朱玮

Internal stray radiation measurement for cooled infrared imaging systems

Chang Song-Tao Sun Zhi-Yuan Zhang Yao-Yu Zhu Wei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 050702 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.050702

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.050702>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I5>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

双小凹光学成像系统设计

Design of dually foveated imaging optical system

物理学报.2015, 64(3): 034201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.034201>

基于压缩感知超分辨鬼成像

Super-resolution ghost imaging via compressed sensing

物理学报.2014, 63(22): 224201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.224201>

线照明并行谱域光学相干层析成像系统与缺陷检测应用研究

Line-field parallel spectral domain optical coherence tomography and its application in defect inspection

物理学报.2014, 63(19): 194201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.194201>

近高超声速高温蓝宝石窗口下中波红外成像退化分析仿真与性能测试实验

Method of imaging performance deterioration analysis and its experiment simulated high heating sapphire MW infrared window during near-hypersonic flight

物理学报.2013, 62(23): 230702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.230702>

强流电子束阻抗对相对论速调管放大器注入及群聚特性的影响分析

Influence of the strong beam impedance on injection and bunching features of the relativistic klystron amplifier

物理学报.2013, 62(4): 040701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.040701>

制冷型红外成像系统内部杂散辐射测量方法*

常松涛^{1)2)†} 孙志远¹⁾ 张尧禹¹⁾ 朱玮¹⁾

1) (中国科学院长春光学精密机械与物理研究所, 长春 130033)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2014年8月12日收到; 2014年10月9日收到修改稿)

杂散辐射是红外光学系统设计和检测过程中涉及的一项重要指标. 为了定量测量红外成像系统内部杂散辐射, 提出一种基于辐射定标的测量方法, 并通过理论推导和实验验证以说明该方法的合理性. 首先, 建立了不带光学系统的辐射定标模型, 即探测器直接接收定标源辐射能, 获得探测器内部因素对系统输出的影响; 然后将其与带有光学系统的定标结果进行比较, 得到由光学系统自身辐射对系统输出的影响, 进而计算红外成像系统内部杂散辐射; 最后通过实验证明了本文理论的正确性. 该方法操作简单, 对实验条件要求低, 并可以精确地测量红外成像系统内部杂散辐射. 可用于指导红外系统设计中的杂散辐射抑制, 验证系统杂散辐射分析结果是否准确以及检测系统杂散辐射指标是否合格.

关键词: 制冷型红外成像系统, 探测器阵列, 内部杂散辐射, 辐射定标

PACS: 07.57.-c, 42.15.Eq, 07.57.Kp, 07.60.-j

DOI: 10.7498/aps.64.050702

1 引言

杂散辐射也称杂散光, 是指探测器接收到的非目标光线或非成像光线. 对光学系统而言, 杂散辐射会直接影响成像质量, 降低信噪比和系统灵敏度. 成像系统光学设计时通常要考虑杂散辐射抑制, 对红外系统而言更为重要, 因为红外系统灵敏度高且对热能更为敏感^[1-6]. 杂散辐射可按来源分为外部杂散辐射和内部杂散辐射两类. 外部杂散辐射是由视场外辐射源产生的红外辐射, 经反射、透射和散射传递到探测器接收面. 内部杂散辐射是由光学系统内部器件产生的红外辐射, 经传递进入探测器. 高精度的中波或长波红外成像系统通常采用制冷型探测器, 探测器温度与光学系统温度差异很大, 且系统灵敏度高, 因此内部杂散辐射的影响更为显著^[3,6]. 对于制冷型红外成像系统, 内部杂散辐射还包括冷反射, 主要通过对产生冷反射的关键光学表面进行处理来抑制^[7-10]. 红外光学系统设计时一般需要进行杂散辐射分析, 目前用于杂散辐

射分析的理论方法主要有蒙特卡罗法、区域法、光线踪迹法、光线密度法和近轴计算法等, 常用的杂散辐射分析软件有 APART、GUERAP、ASAP 和 TRACEPRO 等^[1-5]. 高精度的红外成像或测量系统在加工完成后都必须进行杂散辐射测试, 目的是检验系统是否满足杂散辐射指标要求和验证杂散辐射分析结果^[11-15]. 有时还需要根据测试结果对现有的光学系统进行细微的调整, 因为长时间使用或者工作环境恶劣会导致系统被灰尘污染或者结构件、镜片等变形, 导致系统杂散辐射抑制效果降低^[16-18]. 目前评价外部杂散辐射抑制水平的指标普遍采用点源透过率 (point source transmission, PST), 遮光能力越强的系统 PST 越小^[11-16]. 对于红外成像系统而言, 内部杂散辐射同样重要. 目前存在的多种杂散辐射测量方法, 往往采用的设备复杂并且对实验条件要求较高, 例如要求低温真空环境, 并且通常未对外部和内部杂散辐射分别测量.

本文对光学系统定标过程中内部杂散辐射对系统输出的影响进行了理论分析, 提出了一种基于

* 国家高技术研究发展计划 (863 计划) (批准号: 2012AA121502) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: stchang2010@sina.com

定标的红外系统内部杂散辐射测量方法. 首先将光学系统去除后, 直接进行探测器的定标, 即不带镜头的定标. 推导了不带镜头辐射定标的模型, 计算探测器内部因素引起的光学系统输出量. 然后再加入镜头后进行定标. 将两次定标结果比较后即可计算光学系统引起的内部杂散辐射量. 采用制冷型中波红外相机进行实验, 对不带镜头定标理论和内部杂散辐射计算公式进行了验证, 并测量了不同环境温度下的系统内部杂散辐射, 结果表明本文测量方法在原理上是正确的, 且理论上具有较高的测量精度.

2 内部杂散辐射测量理论

2.1 不带镜头的辐射定标

不带镜头的辐射定标可以排除光学系统内部杂散辐射的影响, 如图 1 所示, 定标的参考源(定标源)为面源黑体, 将面源黑体直接置于探测器前进行辐射定标. 由于二者距离很近, 可以忽略大气程辐射、散射和吸收等因素的影响.

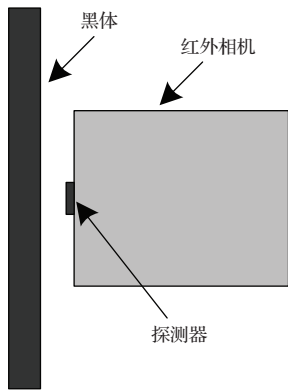


图 1 不带镜头的辐射定标

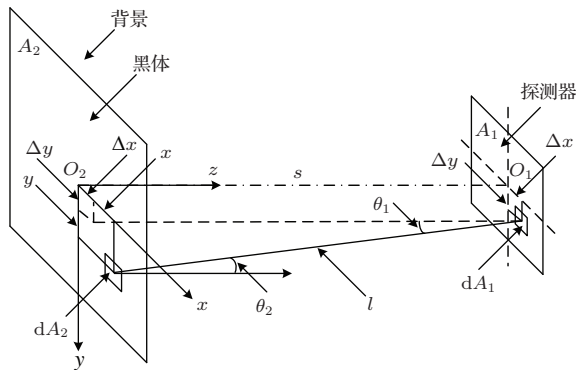


图 2 定标源与探测器的几何关系图

由于单个探测器(单个探测元或者像元)面积很小且远小于定标源, 面源黑体对单个探测器的辐射相当于有限面对微元面的辐射. 如图 2 所示, 探测器阵列 A_1 与定标源 A_2 平行, 距离为 s , 单个探测器的面积为 $dA_1 = a_1^2$, 黑体辐射面为正方形, 边长 a_2 . 以黑体辐射面中心为原点建立直角坐标系 O_2xyz , 如图 2 所示, x, y 轴在黑体辐射面上, z 轴由 O_2 指向 O_1 . 探测元 dA_1 坐标为 $(\Delta x, \Delta y, s)$, 到焦平面阵列中心 O_1 的距离分别为 Δx 和 Δy . 位于 $(x, y, 0)$ 的微元面 dA_2 与探测元 dA_1 之间的距离为 l , 由几何关系

$$l = \sqrt{s^2 + (x - \Delta x)^2 + (y - \Delta y)^2}. \quad (1)$$

θ_1 和 θ_2 分别为 l 与两平面法线的夹角, $\cos \theta_1 = \cos \theta_2 = s/l$. 问题转换为有限面对微元面的辐射换热, A_2 对 dA_1 的角系数为 $dF_{A_2-dA_1}$, 则根据定义有

$$dF_{A_2-dA_1} = \frac{\Phi_{A_2-dA_1}}{\Phi_{A_2}}, \quad (2)$$

其中 Φ_{A_2} 为面源黑体向半球空间的总辐射通量, $\Phi_{A_2-dA_1}$ 为 dA_1 接收到的辐射通量.

$$\Phi_{A_2} = M \cdot A_2 = \pi \cdot L_t \cdot A_2, \quad (3)$$

其中, L_t 为黑体的辐射亮度. 设 $F_{dA_1-A_2}$ 为 dA_1 对 A_2 的角系数, 由角系数的相对性得到^[19]

$$\begin{aligned} dF_{A_2-dA_1} &= \frac{dA_1}{A_2} \cdot F_{dA_1-A_2} \\ &= \frac{dA_1}{A_2} \cdot \int_{A_2} \frac{\cos \theta_1 \cdot \cos \theta_2}{\pi l^2} dA_2 \\ &= \frac{dA_1}{A_2} \cdot \int_{-a_2/2}^{a_2/2} \int_{-a_2/2}^{a_2/2} \frac{s^2}{\pi} \\ &\quad \times [s^2 + (x - \Delta x)^2 + (y - \Delta y)^2]^{-2} dx dy. \end{aligned} \quad (4)$$

将 (3) 式和 (4) 式代入 (2) 式得到

$$\begin{aligned} \Phi_{A_2-dA_1} &= \Phi_{A_2} \cdot dF_{A_2-dA_1} \\ &= (\pi \cdot L_t \cdot A_2) \cdot \frac{dA_1}{A_2} \\ &\quad \times \int_{-a_2/2}^{a_2/2} \int_{-a_2/2}^{a_2/2} \frac{s^2}{\pi} \\ &\quad \times [s^2 + (x - \Delta x)^2 + (y - \Delta y)^2]^{-2} dx dy \\ &= L_t \cdot a_1^2 \cdot \int_{-a_2/2-\Delta y}^{a_2/2-\Delta y} \int_{-a_2/2-\Delta x}^{a_2/2-\Delta x} s^2 \\ &\quad \times (s^2 + x^2 + y^2)^{-2} dx dy. \end{aligned} \quad (5)$$

对于一次定标而言 a_1 , a_2 和 s 为定值, 对于单个探测元, Δx 和 Δy 也为定值, 因此 $\Phi_{A_2-dA_1}$ 与目标辐射亮度成正比, 即

$$\Phi_{A_2-dA_1} = k_t \cdot L_t, \quad (6)$$

其中

$$k_t = a_1^2 \cdot \int_{-a_2/2-\Delta y}^{a_2/2-\Delta y} \int_{-a_2/2-\Delta x}^{a_2/2-\Delta x} s^2 \times (s^2 + x^2 + y^2)^{-2} dx dy. \quad (7)$$

当 $a_2 \rightarrow \infty$ 或者 $s = 0$ 时, k_t 与 Δx 和 Δy 无关, 即整个探测器阵列接收到的辐射通量均匀, 因此在实际应用中应该选取较大尺寸的面源黑体并且使其与探测器距离足够近. 由于黑体面尺寸有限, 探测元还会接收到来自背景的辐射, 图 2 所示 O_2xy 平面中黑体辐射面以外部分均为背景, 设背景辐射亮度为 L_b , 那么探测器接收到的背景辐射通量可以表示为

$$\begin{aligned} & \Phi_{B-dA_1} \\ &= L_b \cdot a_1^2 \cdot \left(\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{s^2}{(s^2 + x^2 + y^2)^2} dx dy \right. \\ & \quad \left. - \int_{-a_2/2-\Delta y}^{a_2/2-\Delta y} \int_{-a_2/2-\Delta x}^{a_2/2-\Delta x} \frac{s^2}{(s^2 + x^2 + y^2)^2} dx dy \right) \\ &= L_b \cdot a_1^2 \cdot \left(\pi - \int_{-a_2/2-\Delta y}^{a_2/2-\Delta y} \int_{-a_2/2-\Delta x}^{a_2/2-\Delta x} s^2 \right. \\ & \quad \left. \times (s^2 + x^2 + y^2)^{-2} dx dy \right). \quad (8) \end{aligned}$$

从理论上分析有三种途径降低背景辐射对探测元的影响. 1) 当 $a_2 \rightarrow \infty$ 时, 即定标源面积无限大, 到达探测器的背景辐射为 0, 但这是不现实的, 只能采用大面源黑体以减小背景辐射的影响. 2) 当 $s = 0$ 时, 探测器表面与黑体表面重合, 探测器被定标源完全覆盖, 这时没有背景的影响, 但同样不可能实现, 并且二者过于接近也不安全. s 越小, 则背景辐射的影响越小. 3) 当 $L_b = 0$ 时, 即环境温度为 0 K, 则 $\Phi_{B-dA_1} = 0$, 这也是不可能实现的, 并且对光学系统所处的环境进行降温成本会很高, 因此最好能在常温下进行定标. 考虑以上因素, 我们应使辐射源面积尽量大、距离探测器足够近、背景温度尽量低.

忽略背景辐射的影响后, 得到积分时间 t (ms) 下的辐射定标方程

$$h = G_0 \cdot \Phi_{A_2-dA_1} + h_{\text{detector}}, \quad (9)$$

其中 h 为红外探测器单个像元的输出灰度值, 单位 DN(digital number), G_0 为该像元对入射辐射通量的响应率, 偏置为 h_{detector} , 表示冷光阑辐射和暗电流等探测器自身因素引起的系统输出. 由于制冷型探测器工作状态稳定, 理论上 G_0 和 h_{detector} 不随环境温度变化. 实验表明在红外成像系统线性响应区间内, 积分时间与输出成线性关系, 因此 h_{detector} 也为积分时间的线性函数, 即

$$h_{\text{detector}}(t) = t \cdot h_{\text{detector}1} + h_{\text{detector}2}. \quad (10)$$

结合 (9) 式得到最终的定标方程为

$$h = t \cdot G \cdot L_t + t \cdot h_{\text{detector}1} + h_{\text{detector}2}, \quad (11)$$

其中 G 为积分时间 1 ms 下该像元对目标辐射亮度的响应率, $G = G_0 k_t / t$, L_t 为定标源辐射亮度.

$$\begin{aligned} L_t &= \varepsilon \cdot L(T_t) \\ &= \frac{\varepsilon}{\pi} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} W(\lambda, T_t) d\lambda, \quad (12) \end{aligned}$$

其中, ε 为定标源发射率, T_t 为定标源温度, $L(T_t)$ 是温度为 T_t 的理想黑体辐射亮度, $\lambda_1 - \lambda_2$ 为探测器工作波段, $W(\lambda, T_t)$ 为由普朗克公式得到的光谱辐射力, 单位 $W/(m^2 \cdot \mu m)$.

2.2 带镜头的辐射定标

带镜头的辐射定标采用近距离扩展源法 (near-extended-source, NES)^[20,21], 即定标源 (面源黑体) 覆盖光学系统入瞳, 如图 3 所示.

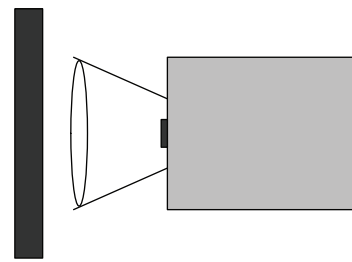


图 3 带镜头的辐射定标

得到积分时间为 t 时面源黑体辐射亮度与红外成像系统输出灰度值的关系如下:

$$\begin{aligned} h &= G'_0 \cdot L_t + B' \\ &= t \cdot G' \cdot L_t + h_{\text{stray}}(t) + h_{\text{detector}}(t), \quad (13) \end{aligned}$$

其中 G'_0 为红外成像系统对目标辐射亮度的响应率 $G'_0 = t \cdot G'$, B' 为偏置, $h_{\text{stray}}(t)$ 为积分时间 t 下杂

散辐射引起的系统输出灰度,理论上与积分时间成正比.

2.3 内部杂散辐射计算

内部杂散辐射即光学系统自身引起的杂散辐射 $h_{\text{stray}}(t)$, 由 (13) 式得到

$$h_{\text{stray}}(t) = B' - h_{\text{detector}}(t) = B' - (t \cdot h_{\text{detector1}} + h_{\text{detector2}}). \quad (14)$$

$h_{\text{detector1}}$ 和 $h_{\text{detector2}}$ 通过不带镜头的定标方法获得, 取两个积分时间 t_1 和 t_2 下的定标结果得到偏置分别为 B_1 和 B_2 . 因此

$$\begin{aligned} h_{\text{detector1}} &= \frac{B_2 - B_1}{t_2 - t_1}, \\ h_{\text{detector2}} &= \frac{B_1 \cdot t_2 - B_2 \cdot t_1}{t_2 - t_1}. \end{aligned} \quad (15)$$

于是我们得到任意积分时间 t 下内部杂散辐射引起的系统输出的计算公式为

$$h_{\text{stray}}(t) = B' - \left(t \cdot \frac{B_2 - B_1}{t_2 - t_1} + \frac{B_1 \cdot t_2 - B_2 \cdot t_1}{t_2 - t_1} \right). \quad (16)$$

那么联立 (9) 式可知, 到达该探测器单元的杂散辐射通量为

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{stray}}(t) &= \frac{h_{\text{stray}}(t)}{G_0} \\ &= \frac{h_{\text{stray}}(t) \cdot k_t}{t \cdot G}, \end{aligned} \quad (17)$$

其中 G 为不带镜头定标获得的辐射亮度响应率, k_t 可通过 (7) 式数值积分计算获得. 由于制冷型红外成像系统探测器温度稳定, 不受环境温度和外部辐射的影响, 对每个探测元而言, $h_{\text{detector1}}$ 和 $h_{\text{detector2}}$ 应该是较为稳定的值, 因此可在常温下利用不带镜头的辐射定标实验测出. 实际应用时, 可在整个光学系统安装前进行定标, 获得这两个量, 作为探测器的固有参数处理. 另外, 如果系统允许, 可以定期将光学系统拆卸下来, 进行不带镜头的辐射定标实验以修正 $h_{\text{detector1}}$ 和 $h_{\text{detector2}}$ 的值. 在测量系统内部杂散辐射时, 只需要进行常规的近距离扩展源定标, 获得某一选定积分时间下的结果并根据式 (16), (17) 计算 $h_{\text{stray}}(t)$ 和 $\Phi_{\text{stray}}(t)$. 下文会设计实验证明该内部杂散辐射测量理论的可靠性, 该方法实验条件简单, 不仅可用于测试系统是否符合设计要求, 而且可实现对杂散辐射的实时监

测, 有利于及时发现系统结构变形、发热、镜面污染等问题.

3 内部杂散辐射测量理论的验证

为了验证本文提出的光学系统内部杂散辐射测量理论, 利用 FLIR 公司的中波制冷型红外相机进行辐射定标实验. 相机参数如下: 工作波段 3.7—4.8 μm , 探测器像元数 640×512 , 像元尺寸 $15 \mu\text{m} \times 15 \mu\text{m}$, 输出位数 14 位, 焦距 100 mm, F 数为 2. 定标采用的辐射源有两个, 分别为 CI 公司的 SR800-120D-LT 和 SR-800R-4A 高精度面源黑体, 辐射面大小分别为 $300 \text{ mm} \times 300 \text{ mm}$ 和 $100 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$, 工作温度范围分别为 -40 — $150 \text{ }^\circ\text{C}$ 和 0 — $125 \text{ }^\circ\text{C}$, 发射率均为 0.97, 温度精度 $0.02 \text{ }^\circ\text{C}$.

3.1 不带镜头的辐射定标理论验证

3.1.1 定标结果

为了保证探测器靶面接收到的目标辐射均匀, 并尽量减小背景辐射的影响, 我们选取 $300 \text{ mm} \times 300 \text{ mm}$ 黑体进行辐射定标, 黑体与探测器靶面的距离 $s = 10 \text{ mm}$. 积分时间设为 1 ms, 将黑体温度分别设为 $30 \text{ }^\circ\text{C}$, $40 \text{ }^\circ\text{C}$, $50 \text{ }^\circ\text{C}$ 和 $60 \text{ }^\circ\text{C}$ 进行辐射定标, 中心像元 (320, 256) 的定标结果如图 4 所示, 定标方程为

$$h = 2311.0739 \times L_t + 347.0684. \quad (18)$$

与定标方程 (11) 相对应, 设积分时间 t 单位为 ms, 得到 1 ms 积分时间下响应率 $G = 2311.0739$, 偏置 $h_{\text{det1}} + h_{\text{det2}} = 347.0684$.

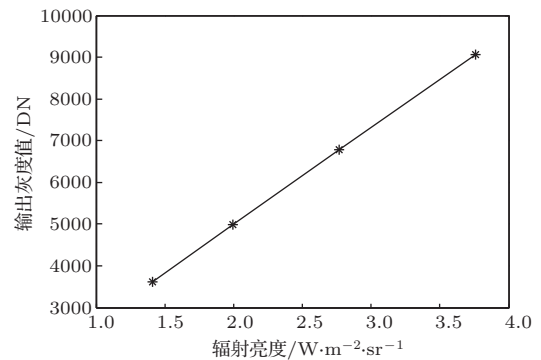


图4 积分时间 1 ms 时带镜头定标结果

将黑体温度固定为 $50 \text{ }^\circ\text{C}$, 积分时间分别设为

0.2 ms, 0.5 ms, 0.8 ms, 1 ms, 1.2 ms, 1.5 ms, 1.8 ms 和 2 ms, 得到积分时间与系统输出灰度的关系, 如图 5 所示. 进行线性拟合, 得到的拟合误差小于系统噪声引起的灰度值波动 (约为 20 DN), 可见该成像系统积分时间与系统输出成很好的线性关系.

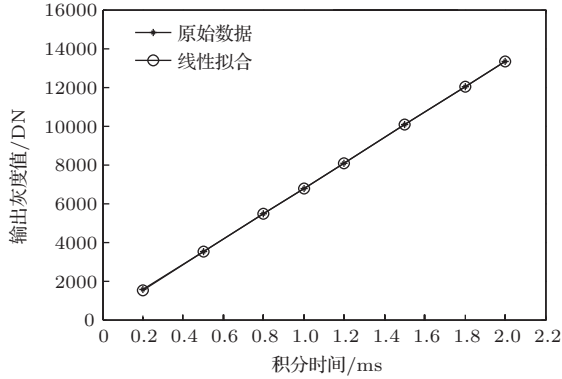


图 5 系统输出与积分时间关系

进行不带镜头的辐射定标实验, 选取两个不同积分时间 $t_1 = 1 \text{ ms}$ 和 $t_2 = 1.5 \text{ ms}$. 根据定标结果和 (15) 式得到 $h_{\text{detector}1} = 150.9788$, $h_{\text{detector}2} = 196.0896$. 因此在积分时间 t 下 $h_{\text{detector}}(t) = 150.9788 \times t + 196.0896$.

3.1.2 背景辐射影响和探测器阵列辐射通量均匀性

根据实验参数计算背景辐射 Φ_{B-dA_1} 的大小, 理论上背景辐射越小定标越准确. 考虑到安全性, 探测器与黑体距离设为 10 mm. 若黑体尺寸为 $300 \text{ mm} \times 300 \text{ mm}$, 在室温 $20 \text{ }^\circ\text{C}$ 下进行辐射定标, 积分时间 1ms. 对于中心像元, 由 (7) 式可得 $k_t = 7.0431 \times 10^{-10}$, 因此探测器对辐射通量的响应率

$$G_0 = G/k_t = 3.2813 \times 10^{12},$$

其中 $G = 2311.0739$ 由定标方程式 (18) 得到, 根据 (9) 式得到背景辐射到达探测器单元的辐射通量为 $\Phi_{B-dA_1} = L_b \cdot a_1^2 \cdot (\pi - 3.1303) = 2.4745 \times 10^{-12} \text{ W}$, 其中 $L_b = 0.9739 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{sr})$. 因此背景辐射引起的系统输出灰度为 $\Delta h = G_0 \cdot \Phi_{B-dA_1} = 8.1 \text{ DN}$, 小于系统噪声引起的输出灰度值波动, Δh 可忽略, 即背景辐射对系统输出的影响可以忽略. 若采用 $100 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$ 面源黑体, 则背景引起的系统输出灰度约为 71.5 DN, 会显著增大后续杂散辐射测量的理论误差. 因此本文选择的 $300 \text{ mm} \times 300 \text{ mm}$ 面源黑体能够满足室温 $20 \text{ }^\circ\text{C}$ 下的实验要求,

理论上用该方法获得的探测器 $h_{\text{detector}}(t)$ 具有较高的精度. 边缘处像元距中心像元的最大偏移量 $\Delta x = 4.80 \text{ mm}$, $\Delta y = 3.84 \text{ mm}$, 代入 (5) 式得到该像元接收到的辐射通量 $\Phi_{\text{edge}} = 3.1301 L_T \cdot a_1^2$, 与中心像元之间的误差为 0.01%, 因此可认为定标时整个探测器阵列接收到的辐射通量是均匀的.

3.2 不同环境温度下系统内部杂散辐射测量

为测量系统内部杂散辐射, 还需要进行带镜头的辐射定标实验. 实验装置如图 6 所示, 将红外系统和黑体放入高低温试验箱, 以测量不同环境温度下的系统内部杂散辐射. 试验箱内空间有限, 我们采用 $100 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$ 小面源黑体进行定标, 由于系统入瞳直径为 50 mm, 该小面源黑体满足近距离扩展源定标的要求. 实验时箱内的温度变化范围设置为 $0\text{--}50 \text{ }^\circ\text{C}$, 间隔 $5 \text{ }^\circ\text{C}$.

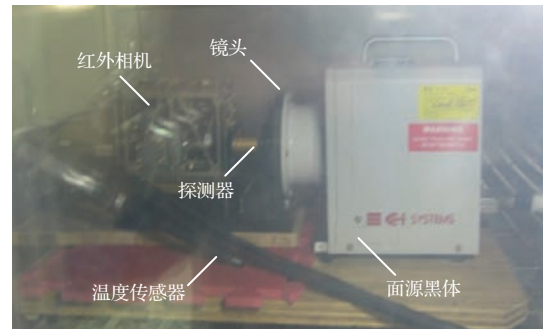


图 6 不同环境温度下辐射定标实验现场图

3.2.1 不同环境温度下带镜头的辐射定标

黑体温度设置为 $30 \text{ }^\circ\text{C}$, $40 \text{ }^\circ\text{C}$, $50 \text{ }^\circ\text{C}$ 和 $60 \text{ }^\circ\text{C}$, 在积分时间 1 ms 下进行辐射定标, 得到探测器对入射辐射亮度的响应率随环境温度的变化曲线如图 7 所示. 环境温度由 $0 \text{ }^\circ\text{C}$ 上升到 $50 \text{ }^\circ\text{C}$ 时探测器辐射亮度响应率 G' 的最大相对误差为 0.45%, 且不具有增大或者减小的整体趋势, 说明制冷型探测器的响应率不随环境温度变化. 另外, 带镜头的辐射定标结果中, 偏置随着环境温度升高而增大, 即杂散辐射与环境温度正相关.

积分时间与输出灰度值的线性关系已在不带镜头辐射定标实验中得到验证, 因此, 带镜头的定标 (13) 式中杂散辐射 $h_{\text{stray}}(t)$ 和探测器自身因素引起的输出灰度值 $h_{\text{detector}}(t)$ 均为积分时间的线性函数.

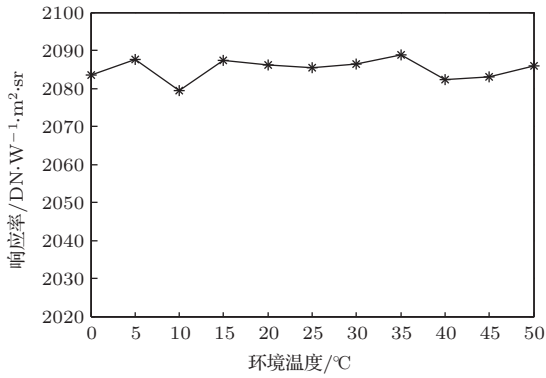


图7 探测器辐射亮度响应率随环境温度变化曲线

3.2.2 内部杂散辐射测量结果

环境温度设定为40 °C, 黑体温度为30 °C, 40 °C, 50 °C和60 °C, 积分时间设置为0.2 ms, 0.5 ms, 0.8 ms, 1 ms, 1.2 ms, 1.5 ms, 1.8 ms和2 ms, 分别进行辐射定标, 得到积分时间与内部杂散辐射 h_{stray} 的关系如图8所示. 线性拟合结果 $h_{\text{stray}} = 490.1332 \times t + 12.8339$, 说明内部杂散辐射与积分时间近似成正比, 符合(13)式理论分析结果.

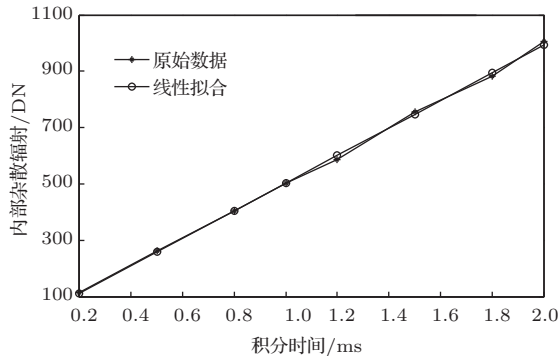


图8 积分时间与内部杂散辐射引起的输出灰度关系

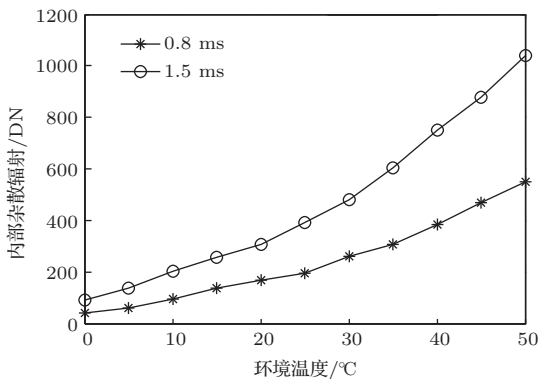


图9 杂散辐射与环境温度的关系

为了验证本文方法在不同积分时间下的适用性, 取积分时间0.8 ms和1.5 ms, 环境温度由0 °C

逐步上升到50 °C, 对红外成像系统(带镜头)进行辐射定标, 测量不同积分时间和环境温度下的内部杂散辐射, 结果如表1所示. 积分时间1.5 ms下的杂散辐射引起的输出灰度值 h_{stray} 约为积分时间0.8 ms下的2倍, 符合杂散辐射与积分时间成正比的分析, 另外两个积分时间下测量得到的杂散辐射通量 Φ_{stray} 近似相等, 说明杂散辐射通量测量结果与积分时间无关.

表1 红外成像系统内部杂散辐射测量结果

积分时间 /ms	环境温度 /°C	h_{stray} /DN	Φ_{stray} / 10^{-11} W
0.8	0	63.13	1.92
	5	83.39	2.54
	10	117.93	3.59
	15	160.26	4.88
	20	191.33	5.83
	25	217.43	6.63
	30	282.24	8.60
	35	327.66	9.99
	40	404.37	12.32
	45	490.36	14.94
1.5	0	128.25	2.08
	5	172.19	2.79
	10	241.06	3.91
	15	294.43	4.79
	20	345.35	5.61
	25	427.68	6.95
	30	518.24	8.42
	35	641.45	10.42
	40	786.63	12.78
	45	913.12	14.84
50	1076.81	17.50	

不同积分时间下的杂散辐射计算结果如图9所示, 环境温度升高时内部杂散辐射迅速上升, 说明本文测量结果规律是合理的. 环境温度升高后光学系统整体温度相应升高, 内部杂散辐射是由系统各构件到达探测器的辐射通量引起的, 因此与构件的辐射亮度成正比, 而辐射亮度与温度成非线性关系且符合黑体辐射普朗克公式, 图9中环境温度与内部杂散辐射的关系呈非线性, 形状类似于黑体温度与辐射亮度的关系, 符合理论分析结果.

温度等于的 T_{amb} (环境温度) 的理想黑体辐射亮度 (简称为环境辐射亮度) 与杂散辐射近似成线性关系, 拟合后如图 10 所示, 根据拟合方程取环境温度 0 K 对应的杂散辐射得到 0.8 ms 和 1.5 ms 下的值分别为 -26.60 和 -40.30. 理论上由于传热效应, 光学系统的温度趋近于环境温度, 即环境温度 0 K 时光学系统温度也为 0 K, 内部杂散辐射应该为 0. 但是由于系统内部结构复杂, 温度不均匀, 由杂散辐射分析可知系统内部的杂散辐射极为复杂, 并不能保证与环境温度成很好的线性关系. 因此得到的系统内部杂散辐射测量结果中, 在环境温度 0 K 时拟合得到的值不为 0 但是接近于 0 是合理的, 这也说明了本文计算方法的正确性.

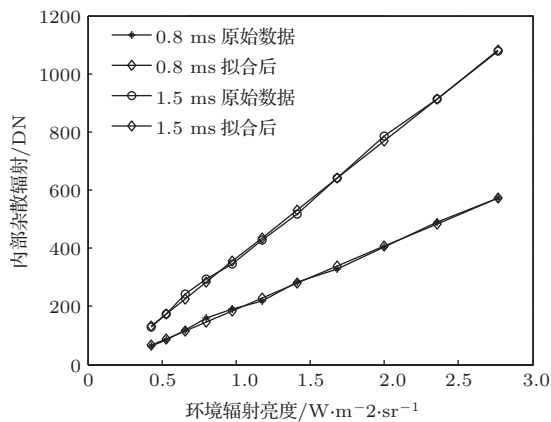


图 10 杂散辐射与环境辐射亮度关系

4 结 论

本文提出了一种简单有效的红外成像系统内部杂散辐射测量方法, 通过实验对提出的理论进行证明, 并对该方法的精度进行了理论分析和实验验证, 以说明其有效性. 由于制冷型红外成像系统探测器周围环境稳定, 探测器内部因素引起的光学系统输出量变化很小, 可在光学系统安装前一次性测量, 因此只要对光学系统直接定标即可测量系统内部杂散辐射. 该方法对实验条件和设备要求低, 测量结果准确, 可用于指导系统杂散辐射设计, 检验

系统杂散辐射抑制效果是否满足要求, 分析光学系统探测能力、作用距离、测量精度等. 通过实时监测杂散辐射, 可以及时发现系统结构变形、发热、镜面污染等问题. 本文方法的优势在于可以在室温下进行不带镜头的辐射定标, 定标结果可用于计算任意积分时间和环境条件下的光学系统内部杂散辐射, 实验条件要求低, 并可实现实时的杂散辐射检测.

参考文献

- [1] Hunt G H, Shelton G B 1977 *SPIE*. **107** 146
- [2] Pravdivtsev A V, Akram M N 2013 *Infrared Physics & Technology* **60** 306
- [3] Liu Y, An X Q, Wang Q 2013 *Applied Optics* **52** 4
- [4] Xia X L, Shuai Y, Tan H P 2005 *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* 101
- [5] Peng Z Y, Wang X J, Lu J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 230702 (in Chinese) [彭志勇, 王向军, 卢进 2013 物理学报 **62** 230702]
- [6] Li Y, Liu J F 2013 *Acta Opt. Sin.* **33** 0928002 (in Chinese) [李岩, 刘剑峰 2013 光学学报 **33** 0928002]
- [7] Howard J W, Abel I R 1982 *Applied Optics* **21** 3393
- [8] Akram M N 2010 *Applied Optics* **49** 964
- [9] Akram M N 2010 *Applied Optics* **49** 1185
- [10] Liu Y, An X Q 2012 *Acta Optica Sinica* **32** 0222007 (in Chinese) [刘洋, 安晓强 2012 光学学报 **32** 0222007]
- [11] Fest E C 2013 *Stray Light Analysis and Control* (SPIE)
- [12] Breault R P 1977 *SPIE*. **107** 1
- [13] Liepmann T W 2009 *SPIE*. **7439** 743913
- [14] Frank Grochocki, John Fleming 2010 *SPIE* **7794** 77940W-1
- [15] Birkl R, Lange G, Manhart S, Maurer R 1988 *SPIE* **967** 78
- [16] Birkl R, Lange G, Boeswetter C, Lamb G M 1994 *SPIE* **2260** 128
- [17] Lightsey P A, Wei Z Y 2012 *SPIE* **8442** 84423B-1
- [18] Fan M, Chen L F, Li S S, Tao J H, Su L, Zou M M 2014 *Chin. Phys. B* **23** 104203
- [19] Siegel R, Howell J R 1972 *Thermal Radiation Heat Transfer* (Academic)
- [20] Wolfe W L 1998 *Introduction to Radiometry* (SPIE)
- [21] Palmer J M, Grant B G 2010 *The Art of Radiometry* (SPIE)

Internal stray radiation measurement for cooled infrared imaging systems*

Chang Song-Tao^{1)2)†} Sun Zhi-Yuan¹⁾ Zhang Yao-Yu¹⁾ Zhu Wei¹⁾

1) (*Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033, China*)

2) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 12 August 2014; revised manuscript received 9 October 2014)

Abstract

Stray radiation is an important indicator for the infrared optical systems involved in the process of designing and testing. In order to measure the internal stray radiation in infrared imaging systems, a method based on radiometric calibration is proposed, and its rationality is verified by theoretical analysis and experiments. Firstly, the model of radiometric calibration without lens, in other words the detector for absorbing the radiation flux directly from the calibration reference source, is developed to show the influence of internal factors of the detector on the system output. Then it is compared with the results of calibration of the infrared system with a lens to obtain the system output results from the optical system, namely the internal stray radiation caused by the optical system. Finally, experiments are performed to prove the correctness of the theories proposed in this paper. The proposed method has some advantages, such as simple operation, low demand for the experimental conditions, and the capability of measuring the internal stray radiation accurately. It can be used to guide the stray radiation suppression in the process of infrared system designing, to verify the stray radiation analysis results, and to test whether the stray radiation level meets the practical requirements.

Keywords: cooled infrared imaging system, detector array, internal stray radiation, radiometric calibration

PACS: 07.57.-c, 42.15.Eq, 07.57.Kp, 07.60.-j

DOI: [10.7498/aps.64.050702](https://doi.org/10.7498/aps.64.050702)

* Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2012AA121502).

† Corresponding author. E-mail: stchang2010@sina.com