

环境辐射对目标热辐射特性测试的影响

张才根

张幼文

(中国科学院上海技术物理研究所) (上海交通大学物理系)

1980年12月24日收到

提 要

把落到目标上的总的环境辐射等效成一个温度为 T_0 的黑体辐射,研究了环境辐射改变时对热成象系统灵敏度方程的影响,从而从理论上证明了用改变环境辐射的办法可以测定目标的比辐射率. 给出了用红外测温仪测定环境等效黑体温度 T_0 的方法和实验结果. 给出了用红外测温仪测定目标比辐射率的一种新方法及实验结果. 对于环境辐射不能忽略时如何用比辐射计测定目标的真实温度作了方法性和原理性的讨论. 对于如何用测温仪测定地物对太阳的光谱反射率也作了方法性和原理性的讨论.

一、引 言

在文献[1]中,我们指出:当目标为灰体时,尤其是目标温度与环境物体的温度相近时,必须同时考虑目标的自身辐射和它对环境辐射的反射,并由此推导出经过修正的各类红外系统的灵敏度方程. 为了简单,文献[1]把环境辐射等效成一个灰体,没有考虑环境温度变化对红外系统灵敏度方程的影响,也没有给出定量测量或计算环境辐射的方法. 本文中我们把落到待测目标上的总的环境辐射等效成一个黑体辐射,给出了此环境等效黑体温度变化时热成象系统灵敏度方程的修正式. 由此经过修正的灵敏度方程可知,用改变环境等效黑体温度的方法可以用测温仪测定目标的比辐射率. 给予了文献[2]中使用的测比辐射率的方法以有力的理论根据. 此外,本文中提出了用辐射参考板定量测定环境等效黑体温度的方法和实验结果,以及另一种与文献[2]中不同的测比辐射率的方法和实验结果. 所得结果是令人满意的. 由于环境等效黑体温度及比辐射率可以测定,目标的真实温度也就可以用测温仪测定.

众所周知,一般的辐射计(测温仪)测量目标真实温度必须知道其比辐射率,而比辐射计由于取比辐射率近似相等的两个波段的目标辐射的比值来确定目标真温,因此不需要事先知道目标的比辐射率就可测定目标真温,但是这种方法往往只能对灰体(灰体的比辐射率不随波长变化)并且温度较高时(至少比环境温度高二、三倍)才能使用. 我们认为当目标所反射的环境辐射不能忽略时,同样必须考虑环境修正,此时,以往文献[3]中对比辐射计适用的理论和公式不再适用. 我们过去所研制的比辐射计无法测定低于 50°C 目标的温度,这一事实也证明了这个结论.

二、环境温度变化时的热成象系统灵敏度方程

我们把落到待测目标上的总环境辐射等效成一个温度为 T_0 的黑体辐射(以下简称环境等效黑体)。设落到热成象系统的相邻象元上的环境等效黑体温差为 ΔT_0 ; 目标的温度为 T , 相邻象元的温差为 ΔT ; 目标的单色比辐射率为 ϵ_λ , 单色比辐射率差为 $\Delta\epsilon_\lambda$; 目标的单色反射率为 ρ_λ , 单色反射率差为 $\Delta\rho_\lambda$ 。由这些因素引起的落到探测器上的光谱辐射功率的变化 ΔP_λ [$W \cdot (\mu m)^{-1}$] 为^[1]

$$\Delta P_\lambda = \frac{D_0^2 \omega \tau_{a\lambda} \tau_{0\lambda}}{4} \left[\epsilon_\lambda \frac{\partial W_{\lambda T}}{\partial T} \Delta T + (W_{\lambda T} - W_{\lambda T_0}) \Delta\epsilon_\lambda + \rho_\lambda \frac{\partial W_{\lambda T_0}}{\partial T_0} \Delta T_0 \right]. \quad (1)$$

上式与文献 [1] 中的 (23) 式相比较多了最后一项, $W_{\lambda T}$ 和 $W_{\lambda T_0}$ 分别表示温度为 T 和 T_0 的黑体的光谱辐射发射量 [$W \cdot (cm)^{-2} \cdot (\mu m)^{-1}$], $\partial W_{\lambda T} / \partial T$ 和 $\partial W_{\lambda T_0} / \partial T_0$ 为相应的光谱微分辐射发射量 [$W \cdot (cm)^{-2} \cdot (\mu m)^{-1} \cdot K^{-1}$]. 其余符号说明同文献 [1].

设系统噪声主要是探测器噪声, 则在 $\lambda_1 - \lambda_2$ 波段内探测器产生的信号电压 V_s (V) 为

$$V_s = \frac{\delta V_n D_0 \sqrt{\omega}}{4F \sqrt{\Delta f}} \left[\Delta T \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_{a\lambda} \tau_{0\lambda} D_\lambda^* \epsilon_\lambda \frac{\partial W_{\lambda T}}{\partial T} d\lambda + \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_{a\lambda} \tau_{0\lambda} D_\lambda^* \Delta\epsilon_\lambda (W_{\lambda T} - W_{\lambda T_0}) d\lambda + \Delta T_0 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_{a\lambda} \tau_{0\lambda} D_\lambda^* \rho_\lambda \frac{\partial W_{\lambda T_0}}{\partial T_0} d\lambda \right], \quad (2)$$

式中 δ 为信号过程因子, V_n 为噪声电压 (V), F 为光学系统 F 数, Δf 为系统等效噪声带宽 (Hz).

如果以 $\tau_a, \tau_0, D^*, \epsilon, \rho$ 表示 $\tau_{a\lambda}, \tau_{0\lambda}, D_\lambda^*, \epsilon_\lambda, \rho_\lambda$ 在 $\lambda_1 - \lambda_2$ 波段内的平均值, 并令

$$X_T = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\partial W_{\lambda T}}{\partial T} d\lambda, \quad Y_T = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} W_{\lambda T} d\lambda; \quad (3a)$$

$$X_{T_0} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\partial W_{\lambda T_0}}{\partial T_0} d\lambda, \quad Y_{T_0} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} W_{\lambda T_0} d\lambda, \quad (3b)$$

则系统信噪比为

$$\frac{V_s}{V_n} = \frac{\delta \tau_a \tau_0 D_0 D^* \sqrt{\omega}}{4F \sqrt{\Delta f}} [\epsilon X_T \Delta T + \Delta\epsilon (Y_T - Y_{T_0}) + \rho X_{T_0} \Delta T_0]. \quad (4)$$

在实验室测试时, 设目标和环境为不同温度的黑体, 且环境温度 T_0 没有变化, 只有目标温度有变化 ΔT , 由于此时 $\epsilon = 1, \Delta\epsilon = 0, \rho = 0, \Delta T_0 = 0$, 因此可求得 $V_s = V_n$ 时所需要的温差 ΔT , 此 ΔT 叫系统的噪声等效温差 NETD(K) 为

$$\text{NETD} = \frac{4F \sqrt{\Delta f}}{\delta \tau_a \tau_0 D_0 D^* \sqrt{\omega} X_T}. \quad (5)$$

当 $\epsilon \neq 1, \Delta\epsilon \neq 0, \rho \neq 0, \Delta T_0 \neq 0$ 时, 由 (4) 式得 $V_s = V_n$ 时的系统灵敏度方程为

$$\epsilon \Delta T + \frac{Y_T - Y_{T_0}}{X_T} \Delta\epsilon + \rho \frac{X_{T_0}}{X_T} \Delta T_0 = \text{NETD}. \quad (6)$$

上式与文献 [1] 中的灵敏度方程相比, 多了 ΔT_0 起作用的一项, 由此可以从理论上得出

一种求目标比辐射率 ϵ 的新方法: 在目标温度保持不变的条件下, 如果能人为地改变环境等效黑体温度 T_0 , 就可求出非透明体的 ρ , 进而求得 $\epsilon = 1 - \rho$. 文献 [2] 中已介绍了一种求 ϵ 的方法, 即用两只内表面比辐射率相同但夹层中充以不同温度的水(因而有温差 ΔT_0) 的圆筒先后罩在目标上, 用测温仪读出目标等效温度和筒壁等效温度, 就可求得目标的比辐射率 ϵ . 本文的后一部分将介绍另一种改变环境辐射求目标 ϵ 的新方法. 显然这些方法的理论根据可以从灵敏度方程 (6) 得到. 因为当 $\Delta T = 0$ 和 $\Delta \epsilon = 0$ (由于对同一目标分别测两次, 这两次测试时的 ϵ 不变) 时, 如果 $\Delta T_0 \neq 0$, 则 ρ 可由下式求出:

$$\rho = \frac{\text{NETD}}{(X_{T_0}/X_T)\Delta T_0}, \quad (7)$$

而 $\epsilon = 1 - \rho$ 也就可以很方便地求出.

三、用辐射计测目标的真实温度

用辐射计(测温仪)测量目标的温度时, 是对一个固定的象元进行测量, 不象热成像系统那样需要扫描, 因此探测器接收到的信号电压为^[1]

$$V_s = \frac{\delta V_n D_0 \sqrt{\omega}}{4F \sqrt{\Delta f}} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_{at} \tau_{0t} D_\lambda^* (\epsilon_\lambda W_{\lambda T} + \rho_\lambda W_{\lambda T_0}) d\lambda. \quad (8)$$

在 $\lambda_1 - \lambda_2$ 波段内取 τ_{at} , τ_{0t} , D_λ^* , ϵ_λ , ρ_λ 的平均值, 并注意到对于接收 $\lambda_1 - \lambda_2$ 波段辐射的测温仪, (3) 式成为

$$Y_T = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} W_{\lambda T} d\lambda = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} W_{\lambda T} d\lambda}{\int_0^\infty W_{\lambda T} d\lambda} \int_0^\infty W_{\lambda T} d\lambda = \eta_T \sigma T^4, \quad (9a)$$

其中

$$\eta_T = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} W_{\lambda T} d\lambda}{\int_0^\infty W_{\lambda T} d\lambda}, \quad \int_0^\infty W_{\lambda T} d\lambda = \sigma T^4,$$

η_T 是 T 的函数. 同样,

$$Y_{T_0} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} W_{\lambda T_0} d\lambda = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} W_{\lambda T_0} d\lambda}{\int_0^\infty W_{\lambda T_0} d\lambda} \int_0^\infty W_{\lambda T_0} d\lambda = \eta_{T_0} \sigma T_0^4, \quad (9b)$$

其中

$$\eta_{T_0} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} W_{\lambda T_0} d\lambda}{\int_0^\infty W_{\lambda T_0} d\lambda}, \quad \int_0^\infty W_{\lambda T_0} d\lambda = \sigma T_0^4,$$

η_{T_0} 是 T_0 的函数. σ 为斯蒂芬-玻耳兹曼常数. 于是 (8) 式可写为

$$\frac{V_s}{V_n} = \frac{\delta\tau_a \tau_0 D_0 D^* \sqrt{\omega}}{4F \sqrt{\Delta f}} Y_{T_e} = \frac{\delta\tau_a \tau_0 D_0 D^* \sqrt{\omega}}{4F \sqrt{\Delta f}} \eta_{T_e} \sigma T_e^4, \quad (10)$$

其中

$$Y_{T_e} = \epsilon Y_T + (1 - \epsilon) Y_{T_0}, \quad (11a)$$

或者

$$\begin{aligned} \eta_{T_e} \sigma T_e^4 &= \epsilon \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} W_{\lambda T} d\lambda + (1 - \epsilon) \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} W_{\lambda T_0} d\lambda \\ &= \epsilon \eta_T \sigma T^4 + (1 - \epsilon) \eta_{T_0} \sigma T_0^4, \end{aligned}$$

即

$$T_e^4 = \frac{1}{\eta_{T_e}} [\epsilon \eta_T T^4 + (1 - \epsilon) \eta_{T_0} T_0^4], \quad (11b)$$

T_e 为测温仪测得的包括目标辐射和它所反射的环境辐射在内的表观辐射温度(或等效黑体温度)。目标的真实温度 T 为

$$T = \left[\frac{\eta_{T_e} T_e^4 - (1 - \epsilon) \eta_{T_0} T_0^4}{\epsilon \eta_T} \right]^{1/4}. \quad (12)$$

而 T_e 可以由(10)式求出为

$$T_e = \left[\frac{4F \sqrt{\Delta f} (V_s/V_n)}{\delta\tau_a \tau_0 D_0 D^* \sqrt{\omega} \sigma \eta_{T_e}} \right]^{1/4}. \quad (13)$$

由(12)式可知,各 η 可由黑体表查出, ϵ 必须预先知道,或先用测温仪测出。如果环境等效黑体温度 T_0 可以测出,则目标的真实温度 T 可从测温仪的读数 T_e 求得。以往的测温仪^[4]由于没有作 T_0 修正,测常温时误差很大。

四、测量环境等效黑体温度的方法及实验结果

为了测量环境等效黑体温度 T_0 , 我们使用一块两面的比辐射率分别为 ϵ_1 和 ϵ_2 的测试参考板(不用时放在木箱里), 或两块正面比辐射率相同但反面各为 ϵ_1 和 ϵ_2 的参考板, 参考板的 T 相同(处在常温下)。用测温仪测量 ϵ_1 面时, 它接收到的能量为 ϵ_1 板的辐射和它所反射的环境等效黑体辐射之和, 由(11a)式可知, 此时为

$$Y_{T_{e1}} = \epsilon_1 Y_T + (1 - \epsilon_1) Y_{T_0}, \quad (14)$$

T_{e1} 为此时测温仪的读数。

同样, 用测温仪测量 ϵ_2 面时, 有

$$Y_{T_{e2}} = \epsilon_2 Y_T + (1 - \epsilon_2) Y_{T_0}, \quad (15)$$

T_{e2} 为此时测温仪的读数。由(14), (15)式解出 Y_{T_0} 为

$$Y_{T_0} = \frac{Y_{T_{e2}} - \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} Y_{T_{e1}}}{1 - \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}}. \quad (16)$$

由于测温仪的线性化处理, 对应 Y_{T_0} 的读数 T_0 为

$$T_0 = \frac{T_{e2} - \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} T_{e1}}{1 - \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}} \quad (17)$$

表 1 为一九八〇年五月中旬一个晴朗的夜晚, 在上海技术物理研究所的一个球场上, 用处于常温下的铝板、红砖和黑铁皮作为温度相同但 ϵ 不同的参考板, 使用 HD 红外低温测温仪所测得的环境等效黑体温度 T_0 的值, 其中 $T_0 = -6.34^\circ\text{C}$ 为利用铝板和红砖一组数据所得的值, $T_0 = -6.44^\circ\text{C}$ 为利用红砖和黑铁皮一组数据所得的值, $T_0 = -6.33^\circ\text{C}$ 为利用铝板和黑铁皮一组数据所得的值。可见同一地点的环境辐射与所用的参考板无关。

表 2 为八月中旬一个阴有点滴小雨的晚上, 在上海吴淞口高塔下的江堤边上和长江与黄浦江的挡水堤上, 用一面的 $\epsilon_1 = 0.464$, 另一面的 $\epsilon_2 = 0.918$ 的一块测试板所测得的环境等效黑体温度 T_0 的值, 可见高塔已对 T_0 有影响。

表 1

材料 参数	铝 板	黑铁皮	红 砖
ϵ	0.09	0.53	0.92
$T_e(^{\circ}\text{C})$	-3.8	8.5	19.5
$T_0(^{\circ}\text{C})$	-6.31 (铝-铁)	-6.44 (铁-砖)	-6.33 (砖-铝)

表 2

材料 参数	板 1	板 2	板 1	板 2
ϵ	0.464	0.918	0.464	0.918
$T_e(^{\circ}\text{C})$	23.4	26.3	23.3	25.6
$T_0(^{\circ}\text{C})$	20.4 (挡水堤上)		20.9 (塔下江堤边上)	

五、一种新的测量比辐射率的方法及实验结果

如前所述, 用改变环境辐射的办法可以测出目标的比辐射率 ϵ , 下面给出不同于文献 [2] 的另一种测 ϵ 的方法。

设目标的温度为 T , 环境等效黑体的温度为 T_{01} , 用测温仪对目标进行测量, 根据 (11a) 式有

$$Y_{T_{\text{目}}} = \epsilon Y_T + \rho Y_{T_{01}}, \quad (18)$$

此时测温仪的读数为 $T_{\text{目}}$ 。

然后挡掉一部分环境辐射或外加一部分环境辐射 (用均匀投射到目标上的辐射源), 设此时等效环境黑体温度变成 T_{02} , 再测目标时有

$$Y_{T'_{\text{目}}} = \epsilon Y_T + \rho Y_{T_{02}}, \quad (19)$$

此时测温仪的读数为 $T'_{\text{目}}$ 。

由 (18) 和 (19) 式可知

$$\rho = \frac{Y_{T'_{\text{目}}} - Y_{T_{\text{目}}}}{Y_{T_{02}} - Y_{T_{01}}} = \frac{T'_{\text{目}} - T_{\text{目}}}{T_{02} - T_{01}}, \quad (20)$$

其中 T_{02} 和 T_{01} 可用两面 ϵ 不同的一块测试板由 (17) 式得到, 于是 ρ 即可测出。

设环境等效黑体温度为 T_{01} 时, 用 ϵ_1 面测试时, 测温仪读数为 T_{e1} , 用 ϵ_2 时读数为

T_{e2} , 则

$$T_{01} = \frac{T_{e2} - \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} T_{e1}}{1 - \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}}. \quad (21)$$

当环境等效黑体温度变为 T_{02} 时, 测 ϵ_1 面时读数为 T'_{e1} , 测 ϵ_2 面时读数为 T'_{e2} , 则

$$T_{02} = \frac{T'_{e2} - \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} T'_{e1}}{1 - \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}}. \quad (22)$$

把 (21), (22) 代入 (20) 式得

$$\rho = \frac{\left(1 - \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}\right) (T'_{目} - T_{目})}{(T'_{e2} - T_{e2}) - \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} (T'_{e1} - T_{e1})}, \quad (23)$$

而

$$\epsilon = 1 - \rho. \quad (24)$$

由 (23) 式可知, 只要先用测温仪测出环境辐射改变前后目标的等效温度 $T_{目}$ 和 $T'_{目}$, 然后把一块两面的比辐射率 ϵ_1 和 ϵ_2 为已知的测试板放在目标位置, 同样测出环境辐射改变前后的等效温度 T_{e1} , T'_{e1} 及 T_{e2} , T'_{e2} , 便可测出目标的 ρ 和 ϵ .

如果 $\epsilon_1 = 1$ (或 $\epsilon_2 = 1$), 则 $T_{e1} = T'_{e1}$, (23) 式变为

$$\rho = \frac{(1 - \epsilon_2) (T'_{目} - T_{目})}{T'_{e2} - T_{e2}}. \quad (25)$$

这表明, 在用测温仪测出目标在环境辐射改变前后的等效温度 $T_{目}$ 和 $T'_{目}$ 后, 只要用一块比辐射率已知的测试板 (例如 ϵ_2) 放在目标位置测出环境辐射改变前后的等效温度 T_{e2} 和 T'_{e2} , 就可求得 ρ , 从而使 ϵ 的测试简化. 这种方法不象文献 [2] 中的方法那样需要在两个圆筒中充不同温度的水, 因此在野外测量地物目标的 ρ 和 ϵ 时特别方便, 此时改变环境辐射只要用一把雨伞挡一下天空背景就能实现 (小目标情况).

表 3 为使用高灵敏 HD 红外测温仪 (测温范围 $-10 \sim +50^\circ\text{C}$, 光谱范围 $8 \sim 14 \mu\text{m}$, NETD $< 0.05^\circ\text{C}$), 应用上述方法测得的一些地物目标在常温下的比辐射率, 其中水的比辐射率是 1980 年 8 月 11 日在吴淞口对黄浦江水测得的 $\epsilon = 0.962$, 8 月 20 日在上海技术物理研究所对池塘内的水测得的 $\epsilon = 0.966$ 和 9 月 13 日对上述池塘水测得的 $\epsilon = 0.963$ 的平均值. 可见, 不但不同时间和地点对同一目标测得的 ϵ 是一致的, 而且所测得的常温地物目标的 ϵ 与别的文献上报道的结果也是一致的^[2,4]. 这说明本文所提供的这种能在野外直接测量地物目标 ϵ 的简便方法是可行的, 是有实用价值的.

表 3

地物 比辐射率	水	水泥堤	红 砖	美人蕉叶(正面)	草 地
ϵ	0.964	0.937	0.925	0.965	0.978

六、讨 论

本文引言中已经指出,当落到被测目标上的环境辐射不能忽略时,以往文献[3]中对比辐射计适用的理论和公式不再适用。以往文献中是不考虑环境辐射的,因此,用比辐射计测量低于 50℃ 的灰体的真实温度时往往失败。为了使比辐射计也能测量低于 50℃ 的灰体真实温度,结合文献[2]中和本文中所述原理,我们提出一种测温方法,这种方法不需要事先知道被测灰体的比辐射率 ϵ 。

设目标为灰体,或事先已知在 $\Delta\lambda_1$ 波段和 $\Delta\lambda_2$ 波段目标的平均比辐射率 $\epsilon_{目}$ 相等,在高温时,若用滤光片取出 $\Delta\lambda_1$ 和 $\Delta\lambda_2$ 波段的辐射,取其比值,则 $\epsilon_{目}$ 可消去。但在目标温度低于 50℃ 时,不能简单地取二波段的比值,必须设法把目标所反射的环境辐射消去才行。下面提出两种测温原理。一种是测量时用一只温度为 $T_{环}$ 、内壁比辐射率为 $\epsilon_{环}$ 的圆筒^[2]把目标罩起来,测温仪从筒顶圆孔对目标用滤光片 $\Delta\lambda_1$ 测量一次,再对筒壁测量一次,根据(11a)式,分别有

$$Y_{T_{目e1}} = \epsilon_{目} Y_{T_{目1}} + (1 - \epsilon_{目}) \epsilon_{环} Y_{T_{环1}}, \quad (26)$$

$$Y_{T_{环e1}} = \epsilon_{环} Y_{T_{环1}} + (1 - \epsilon_{环}) \epsilon_{目} Y_{T_{目1}}, \quad (27)$$

然后用滤光片 $\Delta\lambda_2$, 对目标和筒壁再各测一次,得

$$Y_{T_{目e2}} = \epsilon_{目} Y_{T_{目2}} + (1 - \epsilon_{目}) \epsilon_{环} Y_{T_{环2}}, \quad (28)$$

$$Y_{T_{环e2}} = \epsilon_{环} Y_{T_{环2}} + (1 - \epsilon_{环}) \epsilon_{目} Y_{T_{目2}}. \quad (29)$$

因此

$$Y_{T_{目e1}} - Y_{T_{环e1}} = \epsilon_{目} \epsilon_{环} (Y_{T_{目1}} - Y_{T_{环1}}), \quad (30)$$

$$Y_{T_{目e2}} - Y_{T_{环e2}} = \epsilon_{目} \epsilon_{环} (Y_{T_{目2}} - Y_{T_{环2}}). \quad (31)$$

上两式相除,得

$$\frac{Y_{T_{目e1}} - Y_{T_{环e1}}}{Y_{T_{目e2}} - Y_{T_{环e2}}} = \frac{Y_{T_{目1}} - Y_{T_{环1}}}{Y_{T_{目2}} - Y_{T_{环2}}}. \quad (32)$$

如果用测温仪的读数表示,上式可写成

$$\frac{T_{目e1} - T_{环e1}}{T_{目e2} - T_{环e2}} = \frac{Y_{T_{目1}} - Y_{T_{环1}}}{Y_{T_{目2}} - Y_{T_{环2}}}. \quad (33)$$

这里 $T_{目e1}$, $T_{环e1}$ 与 $T_{目e2}$, $T_{环e2}$ 分别为 $\Delta\lambda_1$ 与 $\Delta\lambda_2$ 波段测目标、筒壁时测温仪的读数。 $Y_{T_{目1}} = \eta_{T_{目1}} \sigma T_{目}^4$, $Y_{T_{目2}} = \eta_{T_{目2}} \sigma T_{目}^4$, $Y_{T_{环1}} = \eta_{T_{环1}} \sigma T_{环}^4$, $Y_{T_{环2}} = \eta_{T_{环2}} \sigma T_{环}^4$ 。因此,对于确定的 $T_{环}$, $(Y_{T_{目1}} - Y_{T_{环1}})/(Y_{T_{目2}} - Y_{T_{环2}})$ 是目标真实温度 $T_{目}$ 的函数,不妨记为 $f(T_{目})$, 则(33)式成为

$$\frac{T_{目e1} - T_{环e1}}{T_{目e2} - T_{环e2}} = f(T_{目}). \quad (34)$$

为了作出 $f(T_{目})$ 与 $T_{目}$ 的函数数值表或函数曲线,可先对某确定的 $T_{环}$ 黑体,用测温仪在

$\Delta\lambda_1$ 波段和 $\Delta\lambda_2$ 波段测出 $T_{环1}$, $T_{环2}$, 然后对不同温度 (相当于不同的 $T_{目}$) 的黑体用测温仪在 $\Delta\lambda_1$, $\Delta\lambda_2$ 波段测量, 得不同温度下的 $T_{目1}$, $T_{目2}$, 则

$$\frac{Y_{T_{目1}} - Y_{T_{环1}}}{Y_{T_{目2}} - Y_{T_{环2}}} = \frac{T_{目1} - T_{环1}}{T_{目2} - T_{环2}} = f(T_{目}). \quad (35)$$

这样, 当 $(T_{目e1} - T_{环e1}) / (T_{目e2} - T_{环e2})$ 测得为某一数值时, 就可从 $f(T_{目})$ 曲线上对应的点查出目标的真实温度 $T_{目}$ 来。

除上述比值法求目标真实温度外, 也可用一只高反射率 ($\rho_{环} \approx 1$, 或 $\epsilon_{环} \approx 0$) 的低温 ($T_{环} \ll T_{目}$) 圆筒把落到目标上的环境辐射屏蔽掉的办法来消 $\epsilon_{目}$ 求 $T_{目}$ 。此时 (26) 式由于 $\epsilon_{环} \approx 0$, 且 $Y_{T_{环1}} \ll Y_{T_{目1}}$ 而近似为

$$Y_{T_{目e1}} \approx \epsilon_{目} Y_{T_{目1}} = \epsilon_{目} \eta_{T_{目1}} \sigma T_{目}^4, \quad (26')$$

同理,

$$Y_{T_{目e2}} \approx \epsilon_{目} Y_{T_{目2}} = \epsilon_{目} \eta_{T_{目2}} \sigma T_{目}^4. \quad (28')$$

(26') 式与 (28') 式之比, 并转换成测温仪的读数得

$$\frac{T_{目e1}}{T_{目e2}} \approx \frac{\eta_{T_{目1}}}{\eta_{T_{目2}}} = f'(T_{目}), \quad (36)$$

其中 $f'(T_{目})$ 表示是 $T_{目}$ 的函数, 可事先用黑体定标或查黑体表作出, 这样由测温仪读出的比值 $T_{目e1} / T_{目e2}$ 就可知道目标的真实温度 $T_{目}$, 这种加低温高反射率圆筒屏蔽的办法, 可使用一般的比辐射计比较正确地测出低于 50°C 的常温目标的真实温度而不需对比辐射计作任何修改。不过上述两种测温方法还仅仅是原理性的, 我们还没有来得及做实验。

在遥感应用中, 除希望测定常温地物目标的 ϵ 以外, 还希望测定这些地物对太阳光的光谱反射率。这里我们提出一种用测温仪测定地物在可见区域的光谱反射率方法。

因为太阳可以看成 $T_{阳} \approx 5900\text{K}$ 的黑体, 它比地物的 $T_{物} \approx 300\text{K}$ 要高得多, 因此在短于 $1.2\mu\text{m}$ 的光谱区, 地物的自身辐射与它所反射的太阳辐射相比完全可以忽略^[1]。但是由于太阳很远, 落到地物上的辐射功率并不大, 用一般的测温仪仍可测量。如果使用硅光二极管作测温仪的探测器, 由于它对 8 至 $14\mu\text{m}$ 地物热辐射没有响应, 地物辐射也可忽略。为了得到近似的光谱反射率, 可用窄带滤光片将小于 $1.2\mu\text{m}$ 的地物反射辐射分成许多 $\Delta\lambda$ 波段进行测量, 对每个波段测温仪都根据实测曲线进行线性化处理。此时根据 (11a) 式有

$$Y_{T_{目e}} = \epsilon_{目} \int_{\Delta\lambda} W_{\lambda T_{目}} d\lambda + \rho_{目} \int_{\Delta\lambda} W_{\lambda T_{阳}} d\lambda \approx \rho_{目} \int_{\Delta\lambda} W_{\lambda T_{阳}} d\lambda, \quad (37)$$

此时测温仪的读数为 $T_{目e}$ 。

然后用一块反射率 $\rho_{板}$ 已知的测试板 (例如用氧化镁蒸汽喷涂过的铝板, 在可见区的 ρ 很高, 曲线平坦) 放在地物处用测温仪测量, 此时有

$$Y_{T_{板e}} = \epsilon_{板} \int_{\Delta\lambda} W_{\lambda T_{板}} d\lambda + \rho_{板} \int_{\Delta\lambda} W_{\lambda T_{阳}} d\lambda \approx \rho_{板} \int_{\Delta\lambda} W_{\lambda T_{阳}} d\lambda, \quad (38)$$

对应的温度读数为 $T_{\text{板}c}$ 。(37)式与(38)式之比且以温度表示,得

$$\rho_{\text{目}} = \frac{T_{\text{目}c}}{T_{\text{板}c}} \rho_{\text{板}}, \quad (39)$$

于是 $\rho_{\text{目}}$ 可求出。同样上述方法也是原理性的,也还没有来得及做实验

在测试中得到卢为开、陈中恩同志的帮助,与方连璋同志作了有益的讨论,在此致谢。

参 考 文 献

- [1] 张幼文,物理学报, **29**(1980), 813.
- [2] 张幼文、张才根,物理学报, **29**(1980), 829.
- [3] 参见“自动记录式两色高温计”,仪器仪表译丛, (1)(1964), 24.
- [4] R. D. Hudson, Jr., *Infrared System Engineering*, Wiley, (1969).

EFFECT OF THE CIRCUMSTANCE RADIATION ON THE MEASUREMENT OF THE TARGET THERMAL RADIATION PROPERTIES

ZHANG CAI-GEN

(Shanghai Institute of Technical Physics, Academia Sinica)

ZHANG YON-WEN

(Shanghai Chiao-Tung University)

ABSTRACT

As the total circumstance radiation which falls on the target being taken as the equivalent radiation of a blackbody at temperature T_0 , the effect of environment radiation change on the sensibility equation of thermal imaging system is studied, and consequently the ratio emissivity ϵ of the target can be determined theoretically through the change of environment radiation. This paper gives the method and the measurements of temperature of the environment equivalent blackbody T_0 . Also a new method is given about the thermometer measurement of the ratio emissivity of the target. When the environment radiation is not neglected, the problems are methodically and theoretically discussed about how to use a ratio radiometer to measure the real temperature T of the target and how to use the radiometer to measure the spectral reflectivity of visible light from ground target.