第 13 卷 第 6 期
1994 年 12 月

红外与毫米波学报
J. Infrared Millim. Waves

Vol. 13, No. 6
December, 1994

接近灰体的短波辐射源色温修正为真温的近似法

李祚泳

(成都气象学院大气电子工程系，四川，成都， 610041)

摘要 通过引进参量 β_1 和 β_2，并测出维恩公式适用的波长 λ_1 和 λ_2 与某一特定波长 λ_0 及相应的亮温 T_{1s}，T_{2s} 和 T_{0s}，将接近灰体的短波辐射源色温修正为真温. 其修正的相对误差比直接由比辐射率测定的相对误差小 $\dfrac{\lambda}{2\Delta\lambda}$ 倍.

关键词 灰体，短波辐射源，色温.

引言

用双波段温度计测量物体的色温 T_c，可根据文献 [1] 用公式修正为真温，但它需要精确确定单色比辐射率 $\varepsilon(\lambda_1, T)$ 和 $\varepsilon(\lambda_2, T)$，一般这是比较困难的.

对于接近灰体的短波辐射源，我们通过引进两个可以测量的参量 β_1 和 β_2，并用黑体炉测量出维恩公式适用的波长 λ_1 和 λ_2 与某一特定波长 λ_0，及其相应的亮温 T_{1s}， T_{2s} 和 T_{0s}，就可以直接通过计算，并将待测辐射源的色温 T_c 修正为真温 T.

1 色温修正为真温的近似方法

当 λ、T 较小时，黑体辐射源的辐射功率可用维恩公式近似表示为

$$N(\lambda, T) = C_1\lambda^{-5}e^{-C_2/\lambda T}, \tag{1}$$

式 (1) 中，T 是黑体辐射源的温度. 若待测辐射源的真温为 T，亮温为 T_s，在波长 λ_1 和 λ_2 处的单色比辐射率分别为 $\varepsilon(\lambda_1, T)$ 和 $\varepsilon(\lambda_2, T)$. 根据亮温定义，在维恩公式适用范围内，应有

$$\varepsilon(\lambda_1, T)e^{-C_2/\lambda_1 T} = e^{-C_2/\lambda_1 T_{1s}}, \tag{2}$$

$$\varepsilon(\lambda_2, T)e^{-C_2/\lambda_2 T} = e^{-C_2/\lambda_2 T_{2s}}, \tag{3}$$

本文 1993 年 6 月 7 日收到，修改稿 1994 年 9 月 9 日收到

式 (2) 和式 (3) 中，T_{1s} 和 T_{2s} 分别是辐射源在波长 λ_1 和 λ_2 处的亮温，C_2 是第二辐射常数，其值为 $C_2=0.014388\,\mathrm{m\cdot K}$.

对波长 λ_1 和 λ_2 作参数变换：

$$\beta_1 = \lambda_1/\lambda_0, \tag{4}$$

$$\beta_2 = \lambda_2/\lambda_0; \tag{5}$$

式 (4) 和式 (5) 中 λ_0 是当维恩公式适用及在亮温定义范围内选取的某一特定波长. 由式 (2) 得

$$\varepsilon(\lambda_1, T) = e^{-C_2/\lambda_1[\frac{1}{T_{1s}}-\frac{1}{T}]}, \tag{6}$$

将式 (6) 两边取 β_1 次方，并以式 (4) 代入可得

$$\varepsilon^{\beta_1}(\lambda_1, T)e^{-C_2/\lambda_0 T} = e^{-C_2/\lambda_0 T_{1s}}, \tag{7}$$

同理，由式 (2) 可得

$$\varepsilon(\lambda_0, T)e^{-C_2/\lambda_0 T} = e^{-C_2/\lambda_0 T_{0s}}, \tag{8}$$

由式 (7) 和式 (8) 可得

$$R_1 = \frac{\varepsilon^{\beta_1}(\lambda_1, T)}{\varepsilon(\lambda_0, T)} = \frac{e^{-C_2/\lambda_0 T_{1s}}}{e^{-C_2/\lambda_0 T_{0s}}}. \tag{9}$$

以此类推，由式 (3) 和式 (5) 可得

$$R_2 = \frac{\varepsilon^{\beta_2}(\lambda_2, T)}{\varepsilon(\lambda_0, T)} = \frac{e^{-C_2/\lambda_0 T_{2s}}}{e^{-C_2/\lambda_0 T_{0s}}}. \tag{10}$$

由式 (9) 和式 (10) 又有

$$R = \frac{R_1}{R_2} = \frac{\varepsilon^{\beta_1}(\lambda_1, T)}{\varepsilon^{\beta_2}(\lambda_2, T)} = \frac{e^{-C_2/\lambda_0 T_{1s}}}{e^{-C_2/\lambda_0 T_{2s}}}. \tag{11}$$

对于金属辐射源，若选取 $\lambda_1<\lambda_0<\lambda_2$，则有 $\varepsilon(\lambda_1, T)>\varepsilon(\lambda_0, T)>\varepsilon(\lambda_2, T)$[1]. 由式 (11) 得

$$\begin{aligned} R &= \varepsilon^{\beta_1}(\lambda_1, T)\varepsilon^{-\beta_2}(\lambda_2, T) = [\varepsilon(\lambda_0, T) + \Delta\varepsilon(\lambda_{01}, T)]^{\beta_1}[\varepsilon(\lambda_0, T) - \Delta\varepsilon(\lambda_{02}, T)]^{-\beta_2} \\ &= \varepsilon^{\beta_1}(\lambda_0, T)\varepsilon^{-\beta_2}(\lambda_0, T)\left[1+\frac{\Delta\varepsilon(\lambda_{01}, T)}{\varepsilon(\lambda_0, T)}\right]^{\beta_1}\left[1-\frac{\Delta\varepsilon(\lambda_{02}, T)}{\varepsilon(\lambda_0, T)}\right]^{-\beta_2}. \end{aligned}$$

因为接近灰体的辐射源应满足

$$\frac{\Delta(\lambda_{01}, T)}{\varepsilon(\lambda_0, T)} \ll 1 \qquad 和 \qquad \frac{\Delta\varepsilon(\lambda_{02}, T)}{\varepsilon(\lambda_0, T)} \ll 1, \tag{12}$$

忽略二级以上近似，R 可近似表示为

$$
\begin{aligned}
R = R_0 + \Delta R &= \varepsilon^{\beta_1-\beta_2}(\lambda_0, T)\left[1+\beta_1\frac{\Delta\varepsilon(\lambda_{01}, T)}{\varepsilon(\lambda_0, T)}\right]\left[1+\beta_2\frac{\Delta\varepsilon(\lambda_{02}, T)}{\varepsilon(\lambda_0, T)}\right] \\
&\doteq \varepsilon^{(\beta_1-\beta_2)}(\lambda_0, T)\left[1+\frac{\lambda_0-\Delta\lambda_{01}}{\lambda_0}\cdot\frac{\Delta\varepsilon(\lambda_{01}, T)}{\varepsilon(\lambda_0, T)}+\frac{\lambda_0+\Delta\lambda_{02}}{\lambda_0}\cdot\frac{\Delta\varepsilon(\lambda_{02}, T)}{\varepsilon(\lambda_0, T)}\right].
\end{aligned}
\tag{13}
$$

因为满足式 (12)，所以上式还可近似为

$$
R \doteq R_0 = \varepsilon^{(\beta_1-\beta_2)}(\lambda_0, T), \tag{14}
$$

从而有

$$
\varepsilon(\lambda_0, T) = R^{(\beta_1-\beta_2)^{-1}}. \tag{15}
$$

再由式 (4)、(5)、(9)、(10)、(11) 和式 (15) 可得

$$
\varepsilon(\lambda_1, T) = \left(R_1^{(\beta_2-\beta_1-1)}R_2\right)^{[\beta_1(\beta_1-\beta_2)]^{-1}}, \tag{16}
$$

和

$$
\varepsilon(\lambda_2, T) = \left(R_1R_2^{(\beta_1-\beta_2-1)}\right)^{[\beta_2(\beta_1-\beta_2)]^{-1}}, \tag{17}
$$

所以有

$$
\ln\left[\frac{\varepsilon(\lambda_1, T)}{\varepsilon(\lambda_2, T)}\right] = \frac{C_2}{\lambda_1}\left(1-\frac{\lambda_0}{\lambda_2}\right)\left(\frac{1}{T_{0s}}-\frac{1}{T_{1s}}\right)-\frac{C_2}{\lambda_2}\left(1-\frac{\lambda_0}{\lambda_1}\right)\left(\frac{1}{T_{0s}}-\frac{1}{T_{2s}}\right). \tag{18}
$$

文献 [1] 指出，用双波段温度计测量物体的色温 T_c，按下式可将色温 T_c 修正为真温 T：

$$
T = \frac{T_c}{1+T_c\ln\left[\dfrac{\varepsilon(\lambda_1, T)}{\varepsilon(\lambda_2, T)}\right]\Big/C_2\left(\dfrac{1}{\lambda_1}-\dfrac{1}{\lambda_2}\right)}. \tag{19}
$$

将式 (18) 代入式 (19)，就可以将测得的辐射源的色温 T_c 修正为真温 T.

2 测试方法和结果

用上述参量方法将短波辐射源的色温修正为真温，需用一黑体炉，一待测光源 (如钨带灯) 和分光用的单色仪. 测试方法如下：首先将单色仪调节到维恩公式适用的某一特定波长 λ_0，并调节黑体炉温度到 T_{0s}，使在同一波长 λ_0 处的黑体辐射功率等于待测光源的光谱辐射功率，此时满足式 (8). 然后将单色仪转至维恩公式适用的另一波长 λ_1 ($\lambda_1<\lambda_0$) 处，再调节黑体炉温度到 T_{1s}，使在同一波长 λ_1 处的黑体辐射功率等于待测光源的光谱辐射功率，此时满足式 (2). 最后再把单色仪调回波长 λ_0 处. 显然在温度 T_{1s} 和 T_{2s} 时，波长为 λ_0 的黑体辐射比值应满足式 (9). 用完全相同的调节步骤调节单色仪的波长到 λ_2 ($\lambda_2>\lambda_0$) 和黑体炉的炉温，可使式 (3) 和式 (10) 得到满足. 调试过程中，测定待测光源的 3 个波长 λ_1、λ_2 和 λ_0 及相应的亮温如表 1 所示. 表 1 中波长 λ_1 和 λ_2 处的比辐射率 $\varepsilon(\lambda_i, T)$ 取自文献 [1].

表 1 参量法测试的数据
Table 1 Data measured by the parameter method

测试波长 λ_i (μm)	所测光源的亮温 T_{is} (K)	比辐射率 $\varepsilon(\lambda_i, T)$
$\lambda_1 = 0.4$	$T_{1s} = 1361$	$\varepsilon(\lambda_1, T) = 0.473$
$\lambda_2 = 0.5$	$T_{2s} = 1353$	$\varepsilon(\lambda_2, T) = 0.457$
$\lambda_0 = 0.43$	$T_{0s} = 1350$	

3 实例计算结果与误差分析

3.1 实例计算

将表 1 中列出的波长 λ_1、λ_2、λ_0 和相应的亮温 T_{1s}、T_{2s}、T_{0s} 的测试数据代入式 (18), 可计算得 $\ln\dfrac{\varepsilon(\lambda_1, T)}{\varepsilon(\lambda_2, T)}=0.0187$. 由表 1 给出波长 λ_1 和 λ_2 处的比辐射率 $\varepsilon(\lambda_1, T)=0.473$ 和 $\varepsilon(\lambda_2, T)=0.457$, 可计算得 $\ln\dfrac{\varepsilon(\lambda_1, T)}{\varepsilon(\lambda_2, T)}=0.0344$. 同时测得待测光源色温 $T_C=1405\,\mathrm{K}$, 则由式 (19) 可分别计算出参量法和直接比辐射率法两种情形下光源的真温 T 分别为 1400 K 和 1396 K.

3.2 误差分析与比较

为讨论参量法和比辐射率两种色温修正方法引起的测温误差, 设金属辐射源 $\lambda_1<\lambda_0<\lambda_2$, $\varepsilon(\lambda_1, T)>\varepsilon(\lambda_0, T)>\varepsilon(\lambda_2, T)$, $\Delta\lambda=\lambda_2-\lambda_1$, 则式 (19) 可改写为

$$\frac{1}{T}-\frac{1}{T_C}=\frac{\ln[\varepsilon(\lambda_1, T)/\varepsilon(\lambda_2, T)]}{C_2\left(\dfrac{1}{\lambda_1}-\dfrac{1}{\lambda_2}\right)}, \tag{20}$$

对式 (20) 两边微分得

$$\frac{\mathrm{d}T_C}{T_C^2}=\frac{\lambda_1\lambda_2}{C_2\Delta\lambda}\mathrm{d}\left[\ln\frac{\varepsilon(\lambda_1, T)}{\varepsilon(\lambda_2, T)}\right]. \tag{21}$$

将式 (18) 简记为

$$\ln\left[\frac{\varepsilon(\lambda_1, T)}{\varepsilon(\lambda_2, T)}\right]=A\ln R_1+B\ln R_2,$$

其中

$$\begin{cases} A=\dfrac{\lambda_0}{\lambda_1}\cdot\dfrac{\lambda_2-\lambda_0}{\lambda_2}\le\dfrac{\lambda_0\Delta\lambda}{\lambda_1\lambda_2}, \\ B=\dfrac{\lambda_0}{\lambda_2}\cdot\dfrac{\lambda_0-\lambda_1}{\lambda_1}\le\dfrac{\lambda_0\Delta\lambda}{\lambda_1\lambda_2}. \end{cases} \tag{22}$$

所以

$$\mathrm{d}\left[\ln\frac{\varepsilon(\lambda_1, T)}{\varepsilon(\lambda_2, T)}\right]=A\frac{\mathrm{d}R_1}{R_1}+B\frac{\mathrm{d}R_2}{R_2}\le\frac{\lambda_0\Delta\lambda}{\lambda_1\lambda_2}\left(\frac{\mathrm{d}R_1}{R_1}+\frac{\mathrm{d}R_2}{R_2}\right)=\frac{\lambda_0\Delta\lambda}{\lambda_1\lambda_2}\cdot\frac{\mathrm{d}R}{R}.$$

由式 (13) 可得

$$\frac{\mathrm{d}R}{R} \approx \frac{\mathrm{d}R}{R_0} = \frac{\lambda_0 - \Delta\lambda_{01}}{\lambda_0} \cdot \frac{\Delta\varepsilon(\lambda_{01}, T)}{\varepsilon(\lambda_0, T)} + \frac{\lambda_0 + \Delta\lambda_{02}}{\lambda_0} \cdot \frac{\Delta\varepsilon(\lambda_{02}, T)}{\varepsilon(\lambda_0, T)}$$
$$\leq \left(1 - \frac{\Delta\lambda_{01}}{\lambda_0} + 1 + \frac{\Delta\lambda_{02}}{\lambda_0}\right) \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon(\lambda_0, T)} \doteq 2\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon(\lambda_0, T)},$$

其中 $\Delta\varepsilon = \varepsilon(\lambda_1, T) - \varepsilon(\lambda_2, T)$.

所以

$$\mathrm{d}\left[\ln \frac{\varepsilon(\lambda_1, T)}{\varepsilon(\lambda_2, T)}\right] \leq \frac{\lambda_0 \Delta\lambda}{\lambda_1\lambda_2} 2\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon(\lambda_0, T)}. \tag{23}$$

将式 (23) 代入式 (21)，同时去掉 λ_0 的下标 “0” 得

$$\frac{\mathrm{d}T_C}{T_C} \leq 2\frac{\lambda T_C}{C_2} \cdot \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon(\lambda, T)}. \tag{24}$$

另一方面，文献 [2] 给出直接由比辐射率测量不准而引起的色温修正相对误差为

$$\frac{\Delta T_C}{T_C} = \frac{\lambda T_C}{C_2} \cdot \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \cdot \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon(\lambda, T)}. \tag{25}$$

显然，两种色温修正法的相对误差都随着测量温度变高，温度计的波长变长和两个波长处的比辐射率的相对差值变大而增大. 但比较式 (24) 和式 (25) 可知，参量法将色温修正为真温的相对误差比用比辐射率测量法的修正误差小 $\dfrac{\lambda}{2\Delta\lambda}$ 倍，即有

$$\frac{\Delta T_C}{T_C} = \frac{\lambda}{2\Delta\lambda} \cdot \frac{\mathrm{d}T_C}{T_C}. \tag{26}$$

表 2 给出了由 $\dfrac{\Delta\epsilon}{\epsilon(\lambda, T)}$ 不同的相对误差引起的两种修正法的色温相对误差. 若 $T_C = 1405\,\mathrm{K}$, $\lambda = 0.5\,\mu\mathrm{m}$, $\Delta\lambda = 0.1\,\mu\mathrm{m}$, $\dfrac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = \dfrac{0.473-0.457}{0.473} = 0.034$. 由式 (24) 和式 (25) 分别计算出 $\dfrac{\mathrm{d}T_C}{T_C} = 0.003$ 和 $\dfrac{\Delta T_C}{T_C} = 0.008$. 绝对误差分别为 $\mathrm{d}T_C = 4.2\,\mathrm{K}$ 和 $\Delta T_C = 11.2\,\mathrm{K}$.

表 2 $\dfrac{\mathrm{d}T_C}{T_C}$ **和** $\dfrac{\Delta T_C}{T_C}$ **随** $\dfrac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon(\lambda, T)}$ **的变化**

Table 2 Variations of $\dfrac{\mathrm{d}T_C}{T_C}$ **and** $\dfrac{\Delta T_C}{T_C}$ **with** $\dfrac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon(\lambda, T)}$

$\dfrac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}$	$\dfrac{\mathrm{d}T_C}{T_C}$	$\dfrac{\Delta T_C}{T_C}$
0.01	$0.02\dfrac{\lambda T_C}{C_2}$	$0.01\dfrac{\lambda}{\Delta\lambda} \cdot \dfrac{\lambda T_C}{C_2}$
0.02	$0.04\dfrac{\lambda T_C}{C_2}$	$0.02\dfrac{\lambda}{\Delta\lambda} \cdot \dfrac{\lambda T_C}{C_2}$
⋮	⋮	⋮

4 结语

(1) 本方法对于接近灰体的短波辐射源的色温修正，不必测定两波长处的比辐射率 $\varepsilon(\lambda, T)$，而只需测定两波长处和选定的某特定波长 λ_0 处的辐射源的亮温，就可由色温修正为真温，且操作步骤简便.

(2) 本方法对于接近灰体的短波 (包括红外短波) 辐射源的色温修正为真温的相对误差比直接用比辐射率测定法的修正误差小 $\frac{\lambda}{2\Delta\lambda}$ 倍.

(3) 由式 (24) 可知，对于温度不太高的短波辐射源，其色温修正为真温的误差取决于两波长处的比辐射率的相对误差 $\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}$. 对于接近灰体的辐射源，一般 $\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}$ 较小. 因此，用参量法进行色温修正是可以的. 此外测试时应选用单色性能好的分光用单色仪，尽可能使波长具有单色性.

参考文献

1 赵 琪. **物理**, 1982,11(5):304
2 李吉林，等. **光电红外比色温度计原理与检定**，北京：中国计量出版社， 1990, 90~91

AN APPROXIMATE MODIFICATION METHOD FOR REAL TEMPERATURE FROM COLOR TEMPERATURE OF A SHORT-WAVE RADIATION SOURCE APPROXIMATE TO GRAY BODY

Li Zuoyong

(Department of Atmospheric Electronic Engineering, Chengdu Institute of Meteorology, Chengdu, Sichuan 610041, *China)*

Abstract By defining two parameters β_1, β_2, and by measuring wavelengths λ_1, λ_2 and a certain wavelength λ_0 as well as the corresponding brightness temperatures T_{1s}, T_{2s} and T_{0s}, which are suited to the Wien's formula, an approximate method is presented for real temperature modified from the color temperature of a short-wave radiation source which is approximate to a gray body. The relative error of modification in the method is decreased by a factor of $\lambda/2\Delta\lambda$ as compared with that based on the emissivity measurement.

Key words gray body, short-wave radiation source, color temperature.