G. N. Brazhnichenko, Exact equations for calculation of color temperature of hot bodies, *TVT*, 1976, Volume 14, Issue 2, 421–423

6. *С. С. Кутателадзе.* Основы теории теплообмена. Госэнергоиздат, 1963.
7. *D. A. Dawson, O. Trass.* Int. J. Heat Mass Trans., *15*, № 7, 1972.
8. *В. И. Гомелаури, Р. Д. Канделаки, М. Г. Кипшидзе.* Вопросы конвективного теплообмена и чистоты водяного пара. Тбилиси, 1970.
9. *E. Burck.* Influence of Prandtl number on heat transfer and pressure drop of artificially roughened channels. Wärme — u. Stöff 287—98, 1969.
10. *R. L. Webb, E. R. G. Eckert, Goldstein.* Int. J. Heat Mass Trans., *14*, 601, 1971.

УДК 536.5

ТОЧНЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ РАСЧЕТА ЦВЕТОВОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ НАГРЕТЫХ ТЕЛ

Г. П. Бражниченко

Измерение цветовой температуры нагретых тел представляет наибольший интерес в оптической пирометрии, так как эта температура в ряде случаев наиболее близка к истинной температуре тела и позволяет с большей достоверностью судить о происходящих в нем процессах.

Существующие сейчас формулы [1], позволяющие рассчитать цветовую температуру нагретого тела, получены при замене формулы Планка приближенной формулой Вина, которая справедлива лишь в случаях $\lambda T \leqslant 3000$ *мкм* °К.

Получение новых формул для расчета цветовой температуры нагретых тел, свободных от указанных выше ограничений, исходя из закона излучения Планка, встретило большие затруднения, приведшие к тому, что полученные формулы [2, 3] носят приближенный характер, налагающий определенные ограничения на их применение.

В предлагаемой работе делается попытка вывести точные формулы для расчета цветовой температуры нагретого тела для некоторых частных случаев излучения.

Согласно определению цветовой температуры имеем

$$\frac{c_1\lambda_1^{-5}(e^{c_2/\lambda_1 T_{\text{ц}}}-1)^{-1}}{c_1\lambda_2^{-5}(e^{c_2/\lambda_2 T_{\text{ц}}}-1)^{-1}}=\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\,\frac{c_1\lambda_1^{-5}(e^{c_2/\lambda_1 T}-1)^{-1}}{c_1\lambda_2^{-5}(e^{c_2/\lambda_2 T}-1)^{-1}}, \tag{1}$$

где $\varepsilon_1=\varepsilon_{\lambda_1 T}$, $\varepsilon_2=\varepsilon_{\lambda_2 T}$ – монохроматические коэффициенты черноты излучения реального тела для длин волн λ_1 и λ_2 соответственно; c_1 и c_2 – постоянные закона излучения Планка.

В тех случаях, когда справедлива формула Вина, из равенства (1) вытекает следующая известная формула, связывающая истинную T и цветовую $T_{\text{ц}}$ температуры реального тела:

$$\frac{1}{T}-\frac{1}{T_{\text{ц}}}=\frac{\ln\varepsilon_1-\ln\varepsilon_2}{c_2[(1/\lambda_1)-(1/\lambda_2)]}. \tag{2}$$

В общем случае следует исходить из точного равенства

$$\frac{e^{c_2/\lambda_2 T_{\text{ц}}}-1}{e^{c_2/\lambda_1 T_{\text{ц}}}-1}=\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\,\frac{e^{c_2/\lambda_2 T}-1}{e^{c_2/\lambda_1 T}-1}. \tag{3}$$

Введем для простоты изложения следующие обозначения:

$$x=e^{c_2/\lambda_2 T_{\text{ц}}};\qquad z=e^{c_2/\lambda_2 T}, \tag{4}$$

тогда

$$e^{c_2/\lambda_1 T_{\text{ц}}}=e^{(\lambda_2/\lambda_1)(c_2/\lambda_2 T_{\text{ц}})}=x^{\lambda_2/\lambda_1};\qquad e^{c_2/\lambda_1 T}=e^{(\lambda_2/\lambda_1)(c_2/\lambda_2 T)}=z^{\lambda_2/\lambda_1} \tag{5}$$

и равенство (3) примет вид

$$\frac{x-1}{x^{\lambda_2/\lambda_1}-1}=\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\,\frac{z-1}{z^{\lambda_2/\lambda_1}-1}. \tag{6}$$

Если рабочая длина λ_2 волны цветового пирометра больше длины волны λ_1 в два раза, т. е. $\lambda_2=2\lambda_1$, то равенство (6) упрощается

$$\frac{1}{x+1}=\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\,\frac{1}{z+1}. \tag{7}$$

Отсюда с учетом обозначений (4)

$$e^{c_2/\lambda_2 T}=\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}(e^{c_2/\lambda_2 T_{\text{ц}}}+1)-1. \tag{8}$$

Логарифмируя равенство (8), получаем окончательную формулу, связывающую истинную и цветовую температуры реального тела через монохроматические коэффициенты излучения этого тела в лучах длин волн, одна из которых в два раза больше другой

$$\frac{1}{T}=\frac{\lambda_2}{c_2}\ln\left[\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}(e^{c_2/\lambda_2 T_{\text{ц}}}+1)-1\right] \tag{9}$$

или

$$\frac{1}{T}-\frac{1}{T_{\text{ц}}}=\frac{\lambda_2}{c_2}\ln\left[\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}(1+e^{-c_2/\lambda_2 T_{\text{ц}}})-e^{-c_2/\lambda_2 T_{\text{ц}}}\right]. \tag{10}$$

Обычно в метрологической практике значение цветовой температуры нечерного тела вычисляют по двум его яркостным температурам S_1 и S_2, измеренным в лучах с длиной волны λ_1 и λ_2 соответственно. При этом для области применимости формулы Вина используется формула

$$\frac{1}{T_{\text{ц}}}=\frac{1/\lambda_1 S_1-1/\lambda_2 S_2}{1/\lambda_1-1/\lambda_2}. \tag{11}$$

В общем случае, когда замена формулы Планка формулой Вина невозможна, вместо уравнения (11) необходимо использовать новую формулу, выводя ее из общего соотношения

$$\frac{e^{c_2/\lambda_2 S_2}-1}{e^{c_2/\lambda_1 S_1}-1}=\frac{e^{c_2/\lambda_2 T_{\text{ц}}}-1}{e^{c_2/\lambda_1 T_{\text{ц}}}-1}. \tag{12}$$

Однако получить эту формулу в самом общем случае оказалось не столь простым делом и до настоящего времени получена только приближенная формула [3], позволяющая рассчитать цветовую температуру по двум измеренным яркостным температурам с некоторой погрешностью.

Рассмотрим вывод формулы для такого же частного случая, что и при выводе формулы (10). Введем обозначения, аналогичные (4)

$$J=e^{c_2/\lambda_2 T_{\text{ц}}},\quad e^{c_2/\lambda_1 T_{\text{ц}}}=e^{(\lambda_2/\lambda_1)(c_2/\lambda_2 T_{\text{ц}})}=J^{\lambda_2/\lambda_1}. \tag{13}$$

Тогда для $\lambda_2=2\lambda_1$ равенство (12) примет вид

$$1/(J+1)=(e^{c_2/\lambda_2 S_2}-1)/(e^{c_2/\lambda_1 S_1}-1).$$

Отсюда с учетом (13) имеем

$$e^{c_2/\lambda_2 T_{\text{ц}}}=\frac{e^{c_2/\lambda_1 S_1}-1}{e^{c_2/\lambda_2 S_2}-1}-1. \tag{14}$$

Логарифмируя равенство (14), получаем окончательную формулу для расчета цветовой температуры реального нагретого тела по двум его яркостным температурам, измеренным в лучах длин волн, связанных соотношением $\lambda_2=2\lambda_1$

$$\frac{1}{T_{\text{ц}}}=\frac{\lambda_2}{c_2}\ln\left[\frac{e^{c_2/\lambda_1 S_1}-1}{e^{c_2/\lambda_2 S_2}-1}-1\right]. \tag{15}$$

В заключение следует отметить, что точные формулы (10) и (15), хотя и выведены для частного случая, определяемого соотношением $\lambda_2=2\lambda_1$, могут найти довольно широкое применение как для чисто теоретических целей – для проверки любых приближенных расчетных формул, так и для практических целей в приборостроении – при выборе рабочих длин волн цветовых пирометров, так как эти формулы позволяют точно рассчитать цветовую температуру нагретого тела в самом общем случае, описываемом формулой Планка.

Однако, даже если упомянутые условия не выполняются, т. е. если $\lambda_2=(2+K)\lambda_1$, где $K\ll 2$, эти формулы могут с успехом применяться, особенно в техни-

Погрешность точной формулы в процентах при $\lambda_2=(2+K)\lambda_1$

K	$T=2000°$ K и λ, *мкм*			$T=3000°$ K и λ, *мкм*			$T=4000°$ K и λ, *мкм*		
	1,5	2,0	3,0	1,0	1,5	2,0	0,8	1,0	1,5
0,002	0,05	0,15	0,35	0,10	0,15	0,3	0,2	0,22	0,26
0,005	0,3	0,5	0,75	0,5	0,6	0,8	0,5	0,6	0,66
0,01	1,0	1,1	1,4	1,0	1,2	1,4	1,0	1,1	1,4

Примечание: λ_1 — меньшая длина волны цветового пирометра.

ческих измерениях. Действительно, как показывают расчеты (см. таблицу), при $K<0{,}01$ полученные формулы вносят в рассчитанные значения измеряемых цветовых температур погрешность, не превышающую 0,3–1%.

Всесоюзный научно-исследовательский институт метрологии им. Д. И. Менделеева

Поступило в редакцию
11 I 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г. Рибо.* Оптическая пирометрия. ОНТИ, М. — Л., 1933.
2. *И. И. Киренков, Э. А. Лапина.* Расчет цветовой температуры по формуле Планка. Тр. ин-тов Комитета стандартов, вып. 71 (131), 1963.
3. *Г. Н. Бражниченко.* Измерительная техника, № 8, 35, 1967.

УДК 533.9

ВЫБОР РАЗМЕРОВ ЭНТАЛЬПИЙНОГО ДАТЧИКА

С. П. Поляков, О. В. Рязанцев, В. И. Твердохлебов

В работах [1–3] описан хорошо зарекомендовавший себя датчик для определения энтальпии газа, нагретого до высокой температуры. Почти во всех случаях температура газа на выходе из внутреннего канала зонда измерялась экспериментально, с помощью термопары. Необходимость в подобных измерениях отпадает, если газ при прохождении канала охлаждается до температуры, близкой к комнатной. Для этого охлаждаемую часть канала делают по возможности более длинной. Однако давление, под которым необходимо подавать воду, охлаждающую зонд для обеспечения требуемых расходов, резко возрастает и достигает в некоторых случаях десятков атмосфер. Это накладывает более жесткие требования на экспериментальное оборудование и прочность конструкции самого зонда. Поэтому есть смысл выбирать некоторую оптимальную длину зонда, увеличение которой уже не приводит к существенному уменьшению температуры газовой пробы на выходе из канала. Попутно следует отметить, что знание закона охлаждения газа в канале энтальпийного зонда необходимо при рассмотрении процессов закалки компонентов отбираемой смеси в случае проведения хроматографических исследований состава плазменных струй.

Теплообмен газовой пробы со стенками канала можно приближенно описать уравнением

$$\rho c d/4\cdot dT/d\tau=\alpha(T-T_1),$$

где d – диаметр канала; T, T_1 – температура газа и стенки; τ – время; α – коэффициент теплопередачи; ρ, c – плотность и удельная теплоемкость газа.

Если считать, что газ охладился от некоторой температуры T до T_0, а значения α, ρ, c брать средние для этого интервала температур, то время, за которое газ охладится до указанного значения τ_0, определится по формуле

$$\tau_0=(\bar{\rho}\bar{c}d/4\bar{\alpha})\ \ln\left[(T-T_1)/(T_0-T_1)\right], \qquad (1)$$

где $\bar{\alpha}$, $\bar{\rho}$, $\bar{c}$ – средние значения коэффициента теплопередачи, плотности и удельной теплоемкости газа для интервала температур $T-T_0$.

Такое допущение значительно упрощает расчеты, а погрешность при этом оказывается не больше, чем погрешность определения α, вычисляемого по критериальным соотношениям конвективного теплообмена (см., например, [4]). Причем, если величину α в (1) заменить его значением через критерий Nu, то формула перепишется следующим образом:

$$\tau_0=(d^2/4\bar{a}\mathrm{Nu})\ \ln\left[(T-T_1)/(T_0-T_1)\right], \qquad (2)$$

где $\bar{a}$ – средняя температуропроводность смеси.

Значение критерия Nu слабо зависит от диаметра канала при ламинарном течении газа, а именно, такой характер имеет течение в данном случае. Поэтому, как видно из формулы (2), диаметр канала d сильно влияет на время охлаждения газовой пробы. От зависимости (2) легко перейти к соотношению, связывающему температуру газовой пробы T_0 на выходе из канала с его длиной l

$$l=(G_1c/\pi\lambda\mathrm{Nu})\ \ln\left[(T-T_1)/(T_0-T_1)\right], \qquad (3)$$

где G_1 – расход отбираемого газа.

При этом должно выполняться также соотношение

$$G_1=G\cdot S_1/S,$$