

Д. Я. СВЕТ

## ОПТИМАЛЬНАЯ ПИРОМЕТРИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ВЕЩЕСТВ В ТВЕРДОЙ И ЖИДКОЙ ФАЗАХ

(Представлено академиком А. С. Боровиком-Романовым 16 XII 1975)

Известно, что классические методы пирометрии излучения реальных веществ позволяют измерять не действительные, истинные, температуры, а некоторые условные (яркостные, цветовые и др.). При этом методы, принципиально обеспечивающие наивысшую инструментальную точность и чувствительность (яркостной и взаимно-корреляционный <sup>(1)</sup>) не оптимальны с точки зрения погрешности методической, обусловливаемой тем, что излучает не абсолютно черное тело («нечернота» излучения).

Для веществ в твердой и жидкой фазах, имеющих в используемой для пирометрии области спектра «достаточно гладкую» кривую дисперсии спектральной излучательной способности  $\varepsilon(\lambda, T)$ , наименьшей методической и вместе с тем наилучшей инструментальной погрешностью обладает пирометрия цветовая «спектрального отношения».

Найденная в <sup>(2)</sup> закономерность между длинами волн теплового излучения веществ и их излучательной способностью позволяет, как это показано в <sup>(3)</sup>, при необходимом количестве спектральных составляющих определить неизвестные значения излучательной способности непосредственно по спектру соответствующего теплового излучения и, следовательно, полностью исключить методическую погрешность за счет «нечерноты».

При числе измеряемых спектральных составляющих меньшем, чем степень полинома, аппроксимирующего функцию дисперсии спектральной излучательной способности, минимизация методической погрешности может быть осуществлена за счет использования априорной информации о характере излучения при помощи способов и устройств, описанных в <sup>(4, 5)</sup>. Оказывается, что при этом, вопреки существующим представлениям <sup>(6-8)</sup> для большинства веществ и в первую очередь металлов, противоречие между инструментальной и методической погрешностями может быть полностью устранено.

Действительно, в общем виде найденный в <sup>(2)</sup> инвариант  $J(\lambda_i, \lambda_j)$  температуры  $T$  для теплового излучения вещества в пределах приближения Вина можно записать как

$$J(\lambda_i, \lambda_j) = \sum_j^{j=m} P_j \ln b(\lambda_j, T) - \sum_i^{i=n} P_i \ln b(\lambda_i, T), \quad (1)$$

при соблюдении условия

$$\sum_i^{i=n} P_i \nu_i = \sum_j^{j=m} P_j \nu_j; \quad (2)$$

здесь  $b(\lambda_i, T)$ ,  $b(\lambda_j, T)$  — составляющие спектра теплового излучения с длинами волн  $\lambda_i = c_0/\nu_i$  и  $\lambda_j = c_0/\nu_j$ ;  $c_0$  — скорость света,  $P_i$ ,  $P_j$  — коэффициенты, численные значения которых определяются условием (2) и зависят только от количеств  $n$  и  $m$  используемых спектральных составляющих и значений их частот  $\nu_i$  и  $\nu_j$ .

В простейшем случае для двух компонент спектра  $n=m=1$ ;  $P_i=\lambda_i^0$  и  $P_j=\lambda_j^0$ , где  $\lambda_i^0$  и  $\lambda_j^0$  — безразмерные значения длин волн  $\lambda_i$  и  $\lambda_j$ ,

$$J_{2,1}=\lambda_2^0 \ln \varepsilon(\lambda_2, T) - \lambda_1^0 \ln \varepsilon(\lambda_1, T), \quad (3)$$

или после элементарных преобразований

$$J_{2,1} = \frac{C_2}{\lambda_2} \left[ \frac{\Lambda}{C_2} \ln \frac{\varepsilon(\lambda_2, T)}{\varepsilon(\lambda_1, T)} + \frac{\lambda_2}{C_2} \ln \varepsilon(\lambda_2, T) \right], \quad (4)$$

где  $\Lambda=\lambda_1\lambda_2/(\lambda_2-\lambda_1)$ , а  $C_2=14\,388$  мкм·градус — вторая пирометрическая постоянная.

Но двучлен в скобках правой части (4) есть не что иное, как сумма методических погрешностей для метода пирометрии цветовой (спектрального отношения)  $\Delta T_{\kappa}^{-1}$  и яркостной  $\Delta T_{\pi}^{-1}$ , ибо

$$T_{\kappa}^{-1} = T^{-1} + \frac{\Lambda}{C_2} \ln \frac{\varepsilon(\lambda_2, T)}{\varepsilon(\lambda_1, T)}; \quad (5)$$

$$T_{\pi}^{-1} = T^{-1} - \frac{\lambda_2}{C_2} \ln \varepsilon(\lambda_2, T); \quad (6)$$

здесь  $T_{\kappa}$  и  $T_{\pi}$  — значения условных цветовой и яркостной температур соответственно.

Умножая инвариант (3) на постоянный коэффициент  $P=\lambda_2/[C_2(\lambda_2-\lambda_1)]$ , суммируя \* с обратным знаком полученную величину с (5) или (6), получим «модифицированные» уравнения условных температур  $T_{\kappa}$  и  $T_{\pi}$  для длины волны  $\lambda_2$ :

$$\dot{T}_{\kappa}^{-1} = T^{-1} - \frac{\lambda_2}{C_2} \ln \varepsilon(\lambda_2, T); \quad (7)$$

$$\dot{T}_{\pi}^{-1} = T^{-1} - \frac{\Lambda}{C_2} \ln \frac{\varepsilon(\lambda_2, T)}{\varepsilon(\lambda_1, T)}. \quad (8)$$

Очевидно, что модифицированное уравнение яркостной пирометрии (8) реализует некий оптимальный \*\* метод пирометрии излучения, в котором сочетаются инструментальная погрешность и чувствительность яркостного метода и минимальная методическая погрешность, свойственная методу спектрального отношения.

Аналогичным образом, используя инвариант (3) с масштабирующим коэффициентом  $P=2\lambda_1\lambda_2/[(\lambda_2^2-\lambda_1^2)C_2]$ , можем оптимизировать взаимно-корреляционный метод бихроматической пирометрии, который в обычном виде описывается как

$$T_{\kappa}^{-1} = T^{-1} - \frac{\lambda_1\lambda_2}{(\lambda_1+\lambda_2)C_2} \ln \varepsilon(\lambda_1, T) \varepsilon(\lambda_2, T),$$

а в модифицированном как

$$T_{\kappa \text{ opt}}^{-1} = T^{-1} + \frac{\Lambda}{C_2} \ln \frac{\varepsilon(\lambda_2, T)}{\varepsilon(\lambda_1, T)}. \quad (9)$$

Очевидно, что (9) описывает наиболее оптимальный метод бихроматической пирометрии, обладающий при прочих равных условиях предельно

\* Естественно, что при технической реализации можно суммировать не сами обратные значения температур, а «пирометрические сигналы», им пропорциональные.

\*\* Модифицированное уравнение пирометрии спектрального отношения (7) в данном случае не является оптимальным, ибо сочетает низкую чувствительность цветового метода и методическую погрешность яркостного.

высокой чувствительностью и минимальными инструментальной и методической погрешностями.

Величина инструментальной погрешности взаимно-корреляционного метода мало зависит от  $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ , поэтому в оптимальном методе, описываемом уравнением (9), можно «предельно сблизить» значения  $\lambda_2$  и  $\lambda_1$ , при этом методическая погрешность, соответствующая методу спектрального отношения, будет

$$\Delta T_{\pi}^{-1} = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_2 - \lambda_1) C_2} \ln \frac{\varepsilon(\lambda_2, T)}{\varepsilon(\lambda_1, T)} = \frac{\lambda^2 d \ln \varepsilon(\lambda, T)}{C_2 d\lambda},$$

или

$$\Delta T_{\pi}^{-1} = \frac{\lambda^2}{C_2} \varepsilon^{-1}(\lambda, T) \frac{d\varepsilon(\lambda, T)}{d\lambda}. \quad (10)$$

Для веществ с гладкой кривой дисперсии и прежде всего металлов, как показано в (3), корректной является линейная аппроксимация:

$$\ln \varepsilon(\lambda, T) = a_0 + a_1 \lambda, \quad (11)$$

где  $a_0$  и  $a_1$  — коэффициенты аппроксимации двучлена.

Очевидно, что при сближении  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  достоверность (11) только возрастает.

Таким образом, с учетом (11):

$$\Delta T_{\pi}^{-1} = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{C_2} a_1, \quad \Delta T_{\pi}^{-1} = \frac{\lambda^2}{C_2} a_1.$$

При использовании оптимального метода пирометрии излучения (9) в наиболее широко используемой области спектра ( $\lambda_1 = 0,95$  мкм и  $\lambda_2 = 1,0$  мкм) и интервале температур  $1500-1600^\circ\text{C}$  для измерения температуры стали получаемые инструментальные погрешности соотносятся с таковыми для известных методов следующим образом:

$$\frac{\delta T_{\pi \text{ opt}}}{\delta T_{\pi}} = 0,5; \quad \frac{\Delta T_{\text{opt}}}{\Delta T_{\pi}} = 0,25; \quad \frac{\delta T_{\text{opt}}}{\delta T_{\pi}} = 0,025; \quad \frac{\Delta T_{\text{opt}}}{\Delta T_{\pi}} = 1.$$

Дальнейшая минимизация методической погрешности может быть осуществлена по способам, описанным в (4, 5), или за счет увеличения количества спектральных компонент, например до трех при учете аппроксимации (11), или за счет расширения объема априорной информации о характере функции дисперсии  $\varepsilon(\lambda, T)$ .

Институт металлургии им. А. А. Байкова  
Академии наук СССР  
Москва

Поступило  
3 XII 1975

#### ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> D. J. Svet, High Temperatures High Pressures, v. 4, № 6 (1972).
- <sup>2</sup> Д. Я. Свет, ДАН, т. 170, № 4, 825 (1966).
- <sup>3</sup> Д. Я. Свет, ДАН, т. 224, № 1, 81 (1975).
- <sup>4</sup> Д. Я. Свет, Авт. свид. № 201726.
- <sup>5</sup> Д. Я. Свет, Пат. США № 3537314, Пат. Англии № 1207984, Пат. Франции № 1527036.
- <sup>6</sup> Д. Я. Свет, Объективные методы высокотемпературной пирометрии при непрерывном спектре излучения, «Наука», 1968.
- <sup>7</sup> J. Eucler, Optischen Pyrometrie, Karlsruhe, 1960.
- <sup>8</sup> Г. Рубо, Оптическая пирометрия, ГТТИ, 1933.