

УДК 536.521

А.Г. СЕНЬКОВ, В.А. ФИРАГО

### ТРЕХСПЕКТРАЛЬНАЯ ПИРОМЕТРИЯ МЕТАЛЛОВ НА ОСНОВЕ СОВРЕМЕННЫХ ТРЕХЦВЕТНЫХ МНОГОЭЛЕМЕНТНЫХ ФОТОПРИЕМНИКОВ\*

Abilities of three-color pyrometry using modern multi-element photo-detectors are analyzed. There are suggested the method of taking into consideration the spectral sensitivity of three-spectral photo-detectors at determining the temperature by spectral ratio method under the assumption of exponential wavelength dependence of object's emissivity. Methodical errors of the suggested method are estimated. There are considered nuances of using in pyrometry multi-element photo-detectors that allows to eliminate the influence of radiating surface heterogeneities (scoria, calx, soiling, mechanical roughnesses) and radiation noise on the results of determining the temperature.

Для повышения качества тепловой обработки (ковка, закалка) металлов в машиностроении необходим технологический контроль температуры деталей с относительной погрешностью менее 1 %. В настоящее время применяемые с этой целью на предприятиях односпектральные пирометры требуют точной установки излучательной способности контролируемой поверхности, что в производственных условиях часто невозможно. Излучательная способность исключается в многоспектральной пирометрии [1, 2], которая вследствие своей сложности не нашла практического применения на машиностроительных предприятиях. В последнее время освоено производство трехспектральных фотодиодов и цветных многоэлементных фотоприемников на основе ПЗС. В данной статье анализируются возможности трехцветной пирометрии при использовании этих приемников и методические погрешности измерений, возникающие при характерной для металлов экспоненциальной зависимости излучательной способности от длины волны и температуры.

#### Методы спектрального отношения, использующие три участка спектра

В основе пирометрии лежит собственное тепловое излучение тел. Их спектральную светимость в видимом диапазоне спектра при температурах менее 4000 °С можно описать приближением Вина

где

$$M(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T) C_1 \lambda^{-5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T}\right),$$

$C_1 = 3,742 \cdot 10^{-16}$  Вт·м<sup>2</sup>,  $C_2 = 1,43 \cdot 10^{-2}$  м·К - первая и вторая постоянные излучения,  $\varepsilon(\lambda, T)$  - излучательная способность контролируемой поверхности тела, зависящая от ее температуры  $T$  и длины волны  $\lambda$  испускаемого излучения.

\* Авторы статьи - сотрудники кафедры квантовой радиофизики и оптоэлектроники.

Для определения истинной (термодинамической) температуры нагретого тела по его собственному излучению при ограниченном количестве анализируемых спектральных участков приходится использовать априорные предположения о зависимости излучательной способности материала от температуры и длины волны [1]. Как показывают исследования [1,3], излучательная способность многих металлов (особенно черных) хорошо аппроксимируется экспоненциальным выражением

$$\varepsilon(\lambda, T) = \varepsilon_0(T) \exp(a\lambda), \quad (1)$$

где  $a$  - постоянный коэффициент,  $\varepsilon_0(T)$  - функция температуры. При экспоненциальной зависимости  $\varepsilon(\lambda)$  истинная температура тела по его собственному излучению определяется трехволновым методом спектрального отношения. Измеряя светимости тела на трех длинах волн, получаем систему уравнений

$$\begin{cases} \ln \varepsilon_0 + a\lambda_1 - \frac{C_2}{\lambda_1 T} = \ln \left[ \frac{M(\lambda_1, T)\lambda_1^5}{C_1} \right], \\ \ln \varepsilon_0 + a\lambda_2 - \frac{C_2}{\lambda_2 T} = \ln \left[ \frac{M(\lambda_2, T)\lambda_2^5}{C_1} \right], \\ \ln \varepsilon_0 + a\lambda_3 - \frac{C_2}{\lambda_3 T} = \ln \left[ \frac{M(\lambda_3, T)\lambda_3^5}{C_1} \right], \end{cases} \quad (2)$$

решая которую исключаем излучательную способность и находим  $T$  [2].

$$\frac{1}{T} = \frac{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3}{C_2} \left( \frac{1}{(\lambda_3 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_2)} \ln \left( \frac{M(\lambda_1, T)\lambda_1^5}{M(\lambda_2, T)\lambda_2^5} \right) + \frac{1}{(\lambda_3 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_3)} \ln \left( \frac{M(\lambda_1, T)\lambda_1^5}{M(\lambda_3, T)\lambda_3^5} \right) \right). \quad (3)$$

Достоинством этого метода является отсутствие необходимости измерения абсолютных значений пирометрических сигналов фотоприемников, поскольку температура вычисляется по их отношениям, пропорциональным спектральным светимостям тела на соответствующих длинах волн. Поэтому исключается влияние диссипативных потерь, например загрязнения оптических поверхностей, наличия пыли, масляных аэрозолей, и расстояния до контролируемого объекта, что позволяет упростить работу с пирометром в производственных условиях.

Определение температуры по (3) производят с использованием узких спектральных интервалов. Спектральные диапазоны чувствительности элементов цветных фотоприемников намного шире, что приводит к значительным погрешностям при вычислении температуры по формуле (3). Поэтому для учета спектральных характеристик реальных фотоприемников необходимо модифицировать систему (2).

Величина пирометрического сигнала  $U_k$ , возникающего на выходе фотоприемного элемента в  $k$ -м спектральном участке, определяется выражением

$$U_k(T) = K_0 \int_0^{\infty} \varepsilon(\lambda, T) M_{\text{лчт}}(\lambda, T) \tau(\lambda) s_k(\lambda) \lambda d\lambda, \quad (4)$$

где  $K_0$  — коэффициент, связывающий светимость источника излучения и освещенность его изображения,  $\tau(\lambda)$  - пропускание излучения объективом пирометра,  $s_k(\lambda)$  - относительная спектральная чувствительность фотоприемника. Для нахождения термодинамической температуры, решая систему из трех уравнений, подобных (2), целесообразно аппроксимировать пирометрический сигнал (4) функцией, зависящей от температуры тела  $T$ , коэффициентов  $\varepsilon_0$  и  $a$  экспоненциальной аппроксимации  $\varepsilon(\lambda, T)$  (1) и спектральных характеристик пирометра. Желательно, чтобы получаемая система при использовании этой аппроксимирующей функции не содержала уравнений выше второй степени,

а спектральные характеристики пирометра входили в эти уравнения в виде постоянных коэффициентов, не зависящих от температуры контролируемого тела.

Численное моделирование показало, что эти ограничения позволяют найти требуемую аппроксимацию в виде

$$U_k(T) = K_0 \int_0^{\infty} \varepsilon(\lambda, T) M_{\text{АЧТ}}(\lambda, T) \tau(\lambda) s_k(\lambda) \lambda d\lambda =$$

$$= \left( K_0 \cdot c_1 \lambda_k^{-5} \exp\left(-\frac{c_2}{\lambda_k T}\right) \right) \varepsilon_0 \exp(a\lambda_k) \exp(m_k + n_k T + p_k / T) \varphi_k(a, T), \quad (5)$$

где  $m_k, n_k, p_k, \varphi_k(a, T)$  - параметры, характеризующие спектральные свойства  $k$ -го спектрального интервала. Таким образом, предлагаемая аппроксимирующая функция состоит из трех экспоненциальных сомножителей. Первый из них пропорционален величине образующихся пирометрических сигналов при использовании «монохроматических» спектральных участков, т. е. представляет собой излучательную способность объекта на длине волны  $\lambda_k$ . Второй сомножитель учитывает отклонения, возникающие при расширении этих участков в случае, если излучающим объектом служит модель абсолютно черного тела (АЧТ). Третий сомножитель, являющийся функцией  $a$  и  $T$ , описывает влияние излучательной способности реального объекта (1) на величину генерируемого пирометрического сигнала в  $k$ -м спектральном канале. Таким образом, произведение  $\varepsilon_0 \exp(a\lambda_k) \exp(m_k + n_k T + p_k / T) \varphi_k(a, T)$  представляет собой эффективную излучательную способность объекта для  $k$ -го канала пирометра. Предлагаемая аппроксимация при использовании трех спектральных участков (с эффективными длинами волн  $\lambda_R, \lambda_G$  и  $\lambda_B$ ) позволяет получить следующую систему уравнений для вычисления термодинамической температуры контролируемого тела:

$$\begin{cases} \ln \varepsilon_0 + a\lambda_R - \frac{C_2}{\lambda_R T} + m_R + n_R T + \frac{P_R}{T} + \ln \varphi_R(a, T) = \ln [U_R(T) \lambda_R^5 / (K_0 C_1)], \\ \ln \varepsilon_0 + a\lambda_G - \frac{C_2}{\lambda_G T} + m_G + n_G T + \frac{P_G}{T} + \ln \varphi_G(a, T) = \ln [U_G(T) \lambda_G^5 / (K_0 C_1)], \\ \ln \varepsilon_0 + a\lambda_B - \frac{C_2}{\lambda_B T} + m_B + n_B T + \frac{P_B}{T} + \ln \varphi_B(a, T) = \ln [U_B(T) \lambda_B^5 / (K_0 C_1)]. \end{cases} \quad (6)$$

#### Определение аппроксимирующих коэффициентов $m_k, n_k$ и $p_k$

Для уточнения аппроксимирующих коэффициентов  $m_k, n_k$  и  $p_k$  необходима калибровка пирометра по модели АЧТ. Излучательная способность АЧТ равна единице, поэтому в (1)  $\varepsilon_0 = 1$  и  $a = 0$ . При этом коэффициенты  $\varphi_k(a, T)$  можно положить равными единице, что позволяет упростить систему уравнений (6). Для определения девяти искоемых коэффициентов  $p_R, n_R, p_G, n_G, m_G, p_B, n_B, m_B$  следует фиксировать пирометрические сигналы при трех значениях температуры  $T_1, T_2, T_3$  модели АЧТ. Регистрируя по три сигнала в каждом из трех участков спектра ( $U_R(T_1), U_R(T_2), U_R(T_3), U_G(T_1), U_G(T_2), U_G(T_3)$  и  $U_B(T_1), U_B(T_2), U_B(T_3)$ ), получим систему из девяти уравнений, линейных относительно искоемых коэффициентов. Три из этих уравнений для  $k$ -го спектрального участка имеют вид

$$\begin{cases} m_k + n_k T_1 + \frac{P_k}{T_1} - \frac{C_2}{\lambda_k T_1} = \ln [U_k(T_1) \lambda_k^5 / (K_0 C_1)], \\ m_k + n_k T_2 + \frac{P_k}{T_2} - \frac{C_2}{\lambda_k T_2} = \ln [U_k(T_2) \lambda_k^5 / (K_0 C_1)], \\ m_k + n_k T_3 + \frac{P_k}{T_3} - \frac{C_2}{\lambda_k T_3} = \ln [U_k(T_3) \lambda_k^5 / (K_0 C_1)]. \end{cases}$$

Решая эту систему, находим:

$$n_k = \frac{T_1 T_2 \cdot \ln\left(\frac{U_k(T_1)}{U_k(T_2)}\right) + T_2 T_3 \cdot \ln\left(\frac{U_k(T_2)}{U_k(T_3)}\right) + T_1 T_3 \cdot \ln\left(\frac{U_k(T_3)}{U_k(T_1)}\right)}{(T_1 - T_2)(T_2 - T_3)(T_1 - T_3)},$$

$$p_k = \frac{c_2}{\lambda_k} + \frac{T_1 T_2 T_3}{(T_1 - T_2)(T_2 - T_3)(T_1 - T_3)} \left( T_1 \ln\left(\frac{U_k(T_3)}{U_k(T_2)}\right) + T_2 \ln\left(\frac{U_k(T_1)}{U_k(T_2)}\right) + T_3 \ln\left(\frac{U_k(T_2)}{U_k(T_1)}\right) \right),$$

$$m_k = \frac{T_1 (T_3^2 - T_2^2) \ln\left[\frac{U_k(T_1) \lambda_k^5}{K_0 C_1}\right] + T_2 (T_1^2 - T_3^2) \ln\left[\frac{U_k(T_2) \lambda_k^5}{K_0 C_1}\right] + T_3 (T_2^2 - T_1^2) \ln\left[\frac{U_k(T_3) \lambda_k^5}{K_0 C_1}\right]}{(T_1 - T_2)(T_2 - T_3)(T_1 - T_3)}.$$

Недостатком данного способа калибровки является зависимость погрешности аппроксимации (4) функцией (5) от выбора значений температур  $T_1, T_2, T_3$ , при которых проводятся калибровочные измерения. Нахождение оптимальных значений  $T_1, T_2, T_3$  требует дополнительных численных расчетов с использованием данных о спектральных чувствительностях фотоприемников. Их усредненные значения  $s_k(\lambda)$  для каждого вида матриц производителя обычно приводят в документации. С целью минимизации погрешностей определения  $m_k, n_k$  и  $p_k$  можно увеличить количество используемых при калибровке значений температур и применить метод наименьших квадратов. Проведя измерения для нескольких значений температур из рабочего диапазона пирометра и воспользовавшись методом наименьших квадратов, получим следующую систему уравнений для вычисления коэффициентов  $n_B, m_B, p_G, n_G, m_G, p_R, n_R, m_R$ :

$$\begin{cases} N \cdot m_k + n_k \sum_{i=1}^N T_i + p_k \sum_{i=1}^N \frac{1}{T_i} - \frac{C_2}{\lambda_k} \sum_{i=1}^N \frac{1}{T_i} - \sum_{i=1}^N \ln[U_k(T_i) \lambda_k^5 / (K_0 C_1)] = 0, \\ m_k \sum_{i=1}^N T_i + n_k \sum_{i=1}^N T_i^2 + N \cdot p_k - N \frac{C_2}{\lambda_k} - \sum_{i=1}^N T_i \cdot \ln[U_k(T_i) \lambda_k^5 / (K_0 C_1)] = 0, \\ m_k \sum_{i=1}^N \frac{1}{T_i} + N \cdot n_k + p_k \sum_{i=1}^N \frac{1}{T_i^2} - \frac{C_2}{\lambda_k} \sum_{i=1}^N \frac{1}{T_i^2} - \sum_{i=1}^N \frac{1}{T_i} \cdot \ln[U_k(T_i) \lambda_k^5 / (K_0 C_1)] = 0, \end{cases}$$

где  $N$  - число измерений при различных значениях температур АЧТ.

Погрешность аппроксимации пирометрических сигналов фотоприемников, спектральные чувствительности которых представлены на рис. 1 а, как видно из рис. 1 б, не превышает 0,4 %. Моделирование и эксперименты с использованием вольфрамовой лампы накаливания показали, что выбор значений эффективных длин волн  $\lambda_R, \lambda_G$  и  $\lambda_B$  практически не влияет на методические погрешности аппроксимации пирометрических сигналов и на погрешность определения

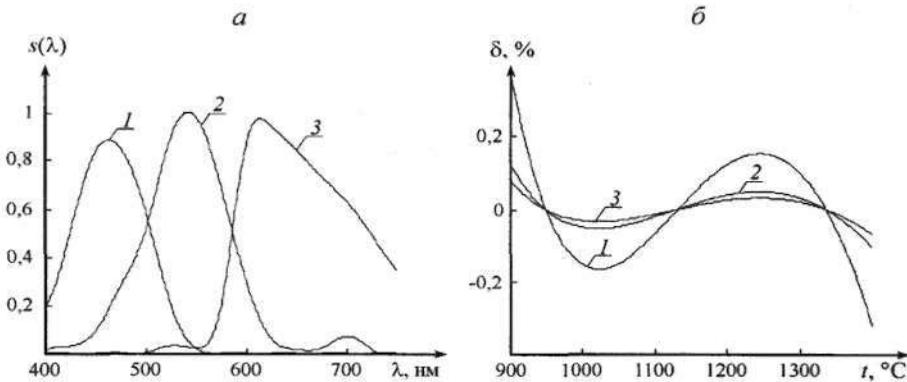


Рис. 1. Относительные спектральные чувствительности (а) синих (1), зеленых (2) и красных (3) элементов матрицы ICX098BQ и температурные зависимости (б) погрешностей аппроксимаций пирометрических сигналов, создаваемых этими элементами

температуры, поскольку сдвиги в разумных пределах этих длин волн компенсируются соответствующими изменениями коэффициентов аппроксимации  $p_B, n_B, m_B, p_G, n_G, m_G, p_R, n_R, m_R$ .

**Вычисление и аппроксимация отношений  $\Phi_R/\Phi_G$  и  $\Phi_G/\Phi_B$**

Вычитая в системе (6) из первого уравнения второе, а из второго — третье, избавляемся от слагаемого  $\ln \epsilon_0$  и получаем систему из двух уравнений:

$$\begin{cases} a(\lambda_R - \lambda_G) - \frac{C_2}{T} \frac{\lambda_G - \lambda_R}{\lambda_R \lambda_G} + (m_R - m_G) + (n_R - n_G)T + \frac{p_R - p_G}{T} + \ln\left(\frac{\Phi_R}{\Phi_G}\right) = \ln\left(\frac{U_R \lambda_R^5}{U_G \lambda_G^5}\right) \\ a(\lambda_G - \lambda_B) - \frac{C_2}{T} \frac{\lambda_B - \lambda_G}{\lambda_G \lambda_B} + (m_G - m_B) + (n_G - n_B)T + \frac{p_G - p_B}{T} + \ln\left(\frac{\Phi_G}{\Phi_B}\right) = \ln\left(\frac{U_G \lambda_G^5}{U_B \lambda_B^5}\right) \end{cases} \quad (7)$$

Как следует из (5), отношения  $\Phi_R/\Phi_G$  и  $\Phi_G/\Phi_B$  можно найти по формулам

$$\begin{aligned} \frac{\Phi_R}{\Phi_G} &= \frac{\int_0^\infty \epsilon_0 \exp(a \cdot \lambda) M_{\text{АЧТ}}(\lambda, T) s_R(\lambda) \lambda d\lambda}{\int_0^\infty \epsilon_0 \exp(a \cdot \lambda) M_{\text{АЧТ}}(\lambda, T) s_G(\lambda) \lambda d\lambda} \exp(a(\lambda_G - \lambda_R)) \left(\frac{\lambda_R}{\lambda_G}\right)^5 \times \\ &\times \exp\left(\frac{c_2}{T} \frac{(\lambda_G - \lambda_R)}{\lambda_G \lambda_R}\right) \exp\left(m_G - m_R + (n_G - n_R)T + \frac{p_G - p_R}{T}\right), \\ \frac{\Phi_G}{\Phi_B} &= \frac{\int_0^\infty \epsilon_0 \exp(a \cdot \lambda) M_{\text{АЧТ}}(\lambda, T) s_G(\lambda) \lambda d\lambda}{\int_0^\infty \epsilon_0 \exp(a \cdot \lambda) M_{\text{АЧТ}}(\lambda, T) s_B(\lambda) \lambda d\lambda} \exp(a(\lambda_B - \lambda_G)) \left(\frac{\lambda_G}{\lambda_B}\right)^5 \times \\ &\times \exp\left(\frac{c_2}{T} \frac{(\lambda_B - \lambda_G)}{\lambda_B \lambda_G}\right) \exp\left(m_B - m_G + (n_B - n_G)T + \frac{p_B - p_G}{T}\right). \end{aligned} \quad (8)$$

Для вычисления зависимостей  $\Phi_R/\Phi_G$  и  $\Phi_G/\Phi_B$  и анализа их поведения можно использовать усредненные спектральные чувствительности  $s_k(\lambda)$  фотоприемников. Как показало численное моделирование, при использовании популярной матрицы ICX098BQ фирмы Sony отношения  $\Phi_R/\Phi_G$  и  $\Phi_G/\Phi_B$  для излучения черных металлов изменяются в небольших пределах ( $0,94 \div 1,06$ ) и незначительно зависят от температуры, а их связь с коэффициентом  $a$  экспоненциальной аппроксимации излучательной способности приблизительно описывается линейной функцией

$$\frac{\Phi_R}{\Phi_G} \approx k_{RG} \cdot a + h_{RG}; \quad \frac{\Phi_G}{\Phi_B} \approx k_{GB} \cdot a + h_{GB}. \quad (9)$$

Для нахождения коэффициентов  $k_{RG}, h_{RG}, k_{GB}, h_{GB}$  можно задать два различных значения  $a$ , по формулам (8) вычислить соответствующие значения  $\Phi_R/\Phi_G, \Phi_G/\Phi_B$ , что позволит получить простые выражения:

$$\begin{aligned} k_{RG} &= \left( \frac{\Phi_R}{\Phi_G}(a_2) - \frac{\Phi_R}{\Phi_G}(a_1) \right) / (a_2 - a_1); \quad h_{RG} = \left( a_2 \cdot \frac{\Phi_R}{\Phi_G}(a_1) - a_1 \cdot \frac{\Phi_R}{\Phi_G}(a_2) \right) / (a_2 - a_1); \\ k_{GB} &= \left( \frac{\Phi_G}{\Phi_B}(a_2) - \frac{\Phi_G}{\Phi_B}(a_1) \right) / (a_2 - a_1); \quad h_{GB} = \left( a_2 \cdot \frac{\Phi_G}{\Phi_B}(a_1) - a_1 \cdot \frac{\Phi_G}{\Phi_B}(a_2) \right) / (a_2 - a_1). \end{aligned}$$

Формулы для определения  $T$  можно получить, разлагая в (7)  $\ln(\Phi_R/\Phi_G)$  и  $\ln(\Phi_G/\Phi_B)$  в ряды Тейлора и ограничиваясь первыми членами, подставить вместо них соответствующие линейные аппроксимации (9)

$$\begin{cases} a(\lambda_R - \lambda_G) + k_{RG} \cdot a + h_{RG} - 1 - \frac{c_2 \lambda_G - \lambda_R}{T \lambda_R \lambda_G} + (m_R - m_G) + (n_R - n_G)T + \frac{p_R - p_G}{T} = \ln \left( \frac{U_R \lambda_R^5}{U_G \lambda_G^5} \right), \\ a(\lambda_G - \lambda_B) + k_{GB} \cdot a + h_{GB} - 1 - \frac{c_2 \lambda_B - \lambda_G}{T \lambda_G \lambda_B} + (m_G - m_B) + (n_G - n_B)T + \frac{p_G - p_B}{T} = \ln \left( \frac{U_G \lambda_G^5}{U_B \lambda_B^5} \right). \end{cases}$$

Выражая  $a$  из первого уравнения и подставляя его во второе, получаем квадратное уравнение относительно  $T$ :

$$\begin{aligned} & (\lambda_G - \lambda_B + k_{GB}) \left( 1 - h_{RG} + m_G - m_R + \ln \left( \frac{U_R \lambda_R^5}{U_G \lambda_G^5} \right) \right) - \\ & - (\lambda_R - \lambda_G + k_{RG}) \left( 1 - h_{GB} + m_B - m_G + \ln \left( \frac{U_G \lambda_G^5}{U_B \lambda_B^5} \right) \right) + \\ & + T [(\lambda_R - \lambda_G + k_{RG})(n_G - n_B) - (\lambda_G - \lambda_B + k_{GB})(n_R - n_G)] + \\ & + \frac{1}{T} \left[ (\lambda_G - \lambda_B + k_{GB}) \left( \frac{c_2(\lambda_G - \lambda_R)}{\lambda_G \lambda_R} - p_R + p_G \right) - (\lambda_R - \lambda_G + k_{RG}) \left( \frac{c_2(\lambda_B - \lambda_G)}{\lambda_G \lambda_B} - p_G + p_B \right) \right] = 0. \end{aligned}$$

Его решение имеет вид 
$$T = \frac{-W \pm \sqrt{W^2 - 4U \cdot V}}{2U},$$

$$U = (\lambda_R - \lambda_G + k_{RG})(n_G - n_B) - (\lambda_G - \lambda_B + k_{GB})(n_R - n_G),$$

$$V = (\lambda_G - \lambda_B + k_{GB}) \left( \frac{c_2(\lambda_G - \lambda_R)}{\lambda_G \lambda_R} - p_R + p_G \right) - (\lambda_R - \lambda_G + k_{RG}) \left( \frac{c_2(\lambda_B - \lambda_G)}{\lambda_G \lambda_B} - p_G + p_B \right),$$

$$\begin{aligned} W = & (\lambda_G - \lambda_B + k_{GB}) \left( 1 - h_{RG} + m_G - m_R + \ln \left( \frac{U_R \lambda_R^5}{U_G \lambda_G^5} \right) \right) - \\ & - (\lambda_R - \lambda_G + k_{RG}) \left( 1 - h_{GB} + m_B - m_G + \ln \left( \frac{U_G \lambda_G^5}{U_B \lambda_B^5} \right) \right). \end{aligned}$$

Результаты моделирования методических погрешностей [4] определения температуры «серых» тел и металлов этим способом приведены на рис. 2. При сужении спектральных интервалов чувствительности фотоприемников методическая погрешность будет уменьшаться.

**Особенности использования матриц фотоприемников**

В процессе индукционного нагрева некоторые участки поверхности металла покрываются пленкой окисла, характер теплового излучения которого, как правило, близок к «серому» телу с большей, чем у металла, излучательной способностью [3]. Температура поверхности окалины вследствие ее низкой теплопроводности существенно ниже температуры металла. Поэтому для определения истинной температуры поверхности металла из процесса измерения необходимо исключить окислившиеся

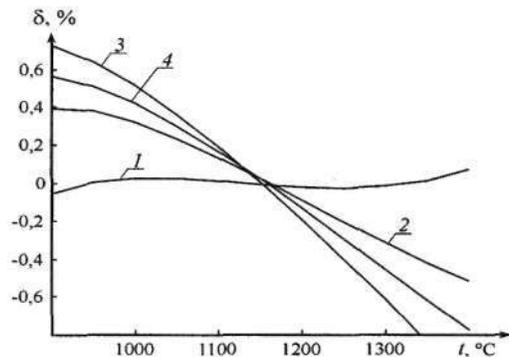


Рис. 2. Методические погрешности определения температуры трехцветным пирометром на матрице ICX098BQ для различных материалов:

1 – «серое» тело, 2 – чистое железо ( $\epsilon$  изменяется экспоненциально от 0,42 ( $\lambda_1 = 400$  нм) до 0,3 ( $\lambda_2 = 750$  нм)), 3 – нержавеющая сталь ( $\epsilon$  изменяется экспоненциально от 0,55 ( $\lambda_1$ ) до 0,3 ( $\lambda_2$ )), 4 – материал с экспоненциально изменяющейся от 0,8 ( $\lambda_1$ ) до 0,5 ( $\lambda_2$ ) излучательной способностью

участки, используя цифровое изображение, формируемое с помощью матриц или линеек фотоприемников. В цифровом изображении, кроме участков окалины, будут наблюдаться флуктуации, вызываемые радиационными шумами и вариациями коэффициента излучения, которые возникают вследствие неоднородности обработки поверхности металла. К ним будут добавляться темновой ток и внутренние шумы многоэлементных фотоприемников. Темновой ток необходимо вычитать, а шумы уменьшать, исключая участки с окалиной и усредняя пирометрические сигналы по оставшейся площади изображения. Это снизит погрешности определения пирометрических сигналов пропорционально  $\sqrt{n_{эл}}$ , где  $n_{эл}$  - число участвующих в усреднении светочувствительных элементов фотоприемника.

Наибольшее затруднение вызывает проблема выбора порога исключения участков с окалиной. Неоднородность поверхности нагретого тела, внутренние и радиационные шумы, а также пространственно-временная дискретизация и квантование получаемых фотогенерированных сигналов [5] приводят к возникновению пространственных флуктуации яркости изображения, имеющих неоднородные характеристики. В качестве примера на рис. 3 а показано смоделированное цифровое полутоновое ( $2^8$  уровней серого) изображение размером  $90 \times 120$  пикселей поверхности нагретой до  $1000^\circ\text{C}$  стали 1 с пятном окалины 2. Выравнивание пирометрических сигналов по спектру осуществлялось оптическим корректирующим фильтром. Гистограмма распределения яркости этого изображения приведена на рис. 3 б. Полагалось, что коэффициент излучения стали растет экспоненциально от 0,3 до 0,55 с уменьшением длины волны испускаемого излучения от 750 до 400 нм. Пространственные вариации его величины считались гауссовыми со среднеквадратическим отклонением 0,03. Излучательная способность окалины была принята равной 0,8, а ее температура на  $70\text{--}120^\circ\text{C}$  ниже температуры стали.

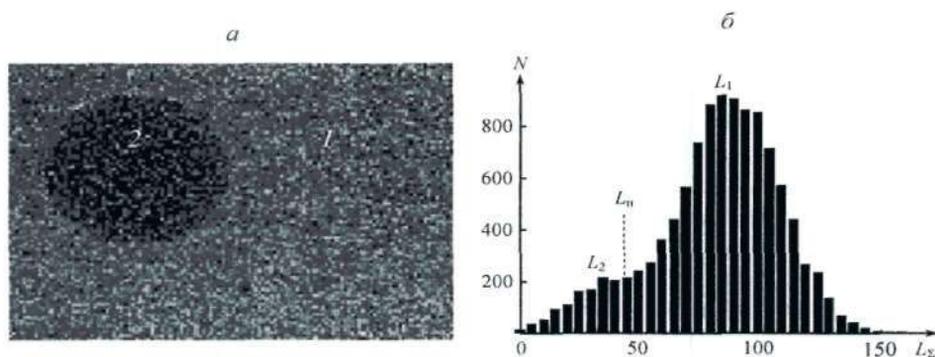


Рис. 3. Моделируемое цифровое изображение размером  $90 \times 120$  пикселей поверхности нагретой до  $1000^\circ\text{C}$  стали (а), имеющей пятно окалины, и гистограмма яркости изображения (б)

Флуктуации числа фотонов  $n$ , регистрируемых элементами фотоприемника, подчиняются распределению Пуассона  $P(n, \bar{n}) = (\bar{n})^n \exp(-\bar{n}) / n!$ , которое при большом среднем числе фотонов  $\bar{n}$  близко к нормальному с математическим ожиданием  $\bar{n}$  и средним квадратическим отклонением  $\sqrt{\bar{n}}$ . Поскольку емкость ячеек накопления моделируемой цветной матрицы на ПЗС составляла  $q = 10e$ , где  $e$  - заряд электрона, использовались гауссовы распределения внутренних и радиационных шумов. Полученная гистограмма яркости  $L_{\Sigma}$  смоделированного полутонового изображения (красные, зеленые и синие составляющие просуммированы) поверхности нагретой стали имеет двухмодовый вид (см. рис. 3 б), левая мода которой обусловлена излучением пятна окалины с температурой, уменьшающейся к центру пятна. Правая мода с максимумом вблизи значения  $L_1 = \text{ПО}$  применяемой полутоновой шкалы может использоваться для формирования порога исключения пикселей, принадлежащих окис-

ленному участку поверхности. Для этого необходимо определить среднее значение правой моды (для рассматриваемого примера  $\bar{L}_{np} \approx 110$ ) и вычесть из него три среднеквадратических отклонения  $\sigma_{np}$ , т. е.  $L_n = \bar{L}_{np} - 3\sigma_{np}$  (см. рис. 3 б).

С ростом температуры увеличивается яркость объекта, что требует уменьшения времени экспозиции. Из формулы (5) видно, что зависимость времени экспозиции от температуры пропорциональна  $\exp\left(-m_k - n_k T - \frac{p_k}{T} + \frac{c_2}{\lambda_k T}\right)$

В моделируемом примере время экспозиции кадра уменьшалось от 0,343 с при 900 °С до 0,0007 с при 1400 °С.

В отличие от известных [1,2] описанный метод спектрального отношения позволяет определять температуру нагретых свыше 900 °С металлов при использовании современных трехцветных многоэлементных фотоприемников. Характерная для металлов экспоненциальная зависимость  $\epsilon(\lambda)$  дает возможность при использовании RGB-фотоприемников также исключить излучательную способность из выражений для вычисления температуры. Преимуществами предлагаемого метода являются:

- малая методическая погрешность определения температуры металлов ( $\leq 0,6\%$ ) для используемого при ковке и штамповке диапазона температур;
- возможность вычисления температуры с помощью аналитического выражения.

Таким образом, использование матриц фотоприемников на основе ПЗС- и КМОП-структур позволяет исключить влияние окалины и уменьшить воздействие шумов на результаты определения термодинамической температуры, а применение предлагаемого метода - уменьшить методические погрешности и упростить работу с пирометром в производственных условиях, поскольку не требуется точное знание излучательной способности контролируемых металлов.

1. Свет Д. Я. Оптические методы измерения истинных температур. М., 1982.
2. Снопко В. Н. Основы методов пирометрии по спектру теплового излучения. Мн., 1999.
3. Излучательные свойства твердых материалов: Справ. / Под общ. ред. А.Е. Шейншлина. М., 1974.
4. Рабинович С. Г. Погрешности измерений. Л., 1978.
5. Фираго В. А. // Веста. БГУ. Сер. 1. 2006. № 1. С. 28.

Поступила в редакцию 19.12.06.

*Андрей Григорьевич Сеньков* - аспирант. Научный руководитель - В. А. Фираго.

*Владимир Александрович Фираго* - кандидат физико-математических наук, доцент.