

# МЕТОДИЧЕСКИЕ ПОГРЕШНОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПИРОМЕТРОВ И СПОСОБЫ ИХ МИНИМИЗАЦИИ

**А.В.Фрунзе, к.т.н.**

*(расширенная и дополненная версия настоящей статьи в ближайшее время будет доступна на сайте  
[www.pyrometer.ru](http://www.pyrometer.ru))*

## **Введение**

Как хорошо известно, погрешности, возникающие при измерениях физических величин при помощи тех или иных средств измерений, принято делить на методические и инструментальные. Методические погрешности – это те погрешности, которые присущи данному методу измерений. Они возникают вне зависимости от того, насколько хорошо калиброваны средства измерений. Методические погрешности нельзя исключить простым улучшением метрологических характеристик измерительных приборов, без изменений методики измерений.

В отличие от методических, инструментальные погрешности являются следствием недостатков, присущих самим средствам измерений. Они могут быть уменьшены или исключены при усовершенствовании средств измерений – термостабилизацией критичных к температуре узлов, экранировкой, установкой более чувствительных датчиков, более точной калибровкой, и т.д.

Бесконтактные измерения температуры характеризуются большим количеством как методических, так и инструментальных систематических погрешностей. Методические погрешности являются следствием того, что сигналы, вырабатываемые приемниками излучения, определяются не только температурой измеряемой поверхности, но и ее излучательной способностью. Неучет или неправильный учет последней приводит к появлению большого количества методических погрешностей. Как показывает опыт автора, отсутствие собранной воедино этой информации вкупе с общим снижением уровня специальных знаний специалистов, занимающихся пирометрическими измерениями, негативно сказывается на качестве этих измерений. Настоящая статья имеет целью дать таким специалистам необходимую информацию, зачастую разбросанную в научных изданиях, не переиздававшихся десятилетиями, и поэтому им незнакомых.

## 1 Методическая погрешность вследствие неучета излучательной способности для яркостного пирометра

Как хорошо известно, для яркостных пирометров связь между действительной температурой объекта  $T_\delta$  и результатом его измерения пирометром  $T_u$ , определяется соотношением:

$$\frac{1}{T_\delta} = \frac{1}{T_u} + \frac{\lambda}{c_2} \ln \varepsilon_\lambda(\lambda, T). \quad (1)$$

Здесь  $\lambda$  – длина волны, соответствующая середине диапазона спектральной чувствительности приемника излучения пирометра (с учетом полосы пропускания объектива и/или входного окна);  $\varepsilon_\lambda(\lambda, T)$  - усредненное по диапазону спектральной чувствительности приемника значение излучательной способности измеряемого объекта.

Очевидно, что при этом разность между действительной температурой  $T_\delta$  и результатом измерения  $T_u$  выражается следующим образом:

$$T_\delta - T_u = -T_\delta \cdot T_u \cdot \frac{\lambda}{c_2} \ln \varepsilon_\lambda(\lambda, T). \quad (2)$$

Поскольку

$$T_u = \left( \frac{1}{T_\delta} - \frac{\lambda}{c_2} \ln \varepsilon_\lambda(\lambda, T) \right)^{-1} = \frac{T_\delta}{1 - \frac{\lambda}{c_2} \cdot T_\delta \cdot \ln \varepsilon_\lambda(\lambda, T)}, \quad (3)$$

то, подставив (3) в (2), и разделив на  $T_\delta$ , получим:

$$\frac{T_\delta - T_u}{T_\delta} = \frac{T_\delta \cdot \frac{\lambda}{c_2} \cdot \ln \varepsilon_\lambda(\lambda, T)}{T_\delta \cdot \frac{\lambda}{c_2} \cdot \ln \varepsilon_\lambda(\lambda, T) - 1}. \quad (4)$$

Выражение (4) определяет относительную погрешность измерений как функцию измеряемой температуры  $T_\delta$ , длины волны  $\lambda$ , на которой работает энергетический пирометр, и излучательной способности  $\varepsilon_\lambda(\lambda, T)$ .

Даже беглый анализ соотношения (4) позволяет сделать следующие выводы. При прочих равных обстоятельствах упомянутая погрешность возрастает прямо пропорционально длине волны. Далее, с учетом того, что  $\varepsilon_\lambda(\lambda, T) < 1$ , эта погрешность также растет и с уменьшением  $\varepsilon_\lambda(\lambda, T)$ . А поскольку для большинства металлов  $\varepsilon_\lambda(\lambda, T)$  снижается с ростом длины волны  $\lambda$ , то очевидно, что для сниже-

ния систематической методической погрешности, обусловленной отличием от 1 излучательной способности  $\varepsilon_\lambda(\lambda, T)$ , желательно, чтобы яркостной пирометр работал в диапазоне как можно более коротких длин волн.

В табл. 1 приведены рассчитанные в соответствии с (4) значения относительной погрешности  $\Delta = \frac{T_\partial - T_u}{T_\partial}$  как функции  $\lambda$  и  $\varepsilon_\lambda(\lambda, T)$  для трех различных значений  $T_\partial$ , равных 1600К, 2000К и 2600 К для вольфрама (значения  $\varepsilon_\lambda(\lambda, T)$  для вольфрама взяты из [1]).

Таблица 1.

Темп-ра	0,3мкм	0,6мкм	1мкм	1,5мкм	2мкм	3мкм	4мкм	5мкм
1600 К	0,0239	0,0505	0,0977	0,1748	0,2613	0,4015	0,4976	0,5637
2000К	0,0302	0,0640	0,1265	0,2075	0,2951	0,4358	0,5316	0,5987
2600К	0,0399	0,0847	0,1559	0,2503	0,3352	0,4731	0,5675	0,6350

Анализ таблицы подтверждает сделанные выше выводы. Если длина волны яркостного пирометра составляет 0,3 мкм, то методическая погрешность, связанная с тем, что мы вообще не учли отличие от 1 излучательной способности вольфрама, составляет от 2,4% до 4%. На длине волны 0,6 мкм (универсальный пирометр, приемником является кремниевый фотодиод с фильтром, вырезающим полосу примерно в середине зоны спектральной чувствительности) методическая погрешность уже лежит в пределах от 5% до 8,5%. На длине волны 1,5 мкм (универсальный пирометр с фотоприемником из InGaAs) методическая погрешность еще возрастает и лежит в пределах от 17% до 25% (в 6 раз выше, чем при прочих равных на длине волны 0,3 мкм!). А на 5 мкм (пирометры с термобатареями, болометрами и пироэлектриками) упомянутая методическая погрешность превышает все разумные пределы (от 56% до 64%).

Таким образом, измерения в ультрафиолете позволяют получить результаты, расходящиеся с действительным значением измеряемой температуры всего на единицы процентов даже без учета излучательной способности, в то время как при измерениях в ближней инфракрасной области погрешность таких измерений возрастает в 6...10 раз. Следовательно, для минимизации погрешностей, обусловленных неучетом излучательной способности измеряемого объекта, необходимо пользоваться яркостными пирометрами, работающими в как мож-

**но более коротковолновом диапазоне длин волн.** То есть, применительно к данному случаю пирометры с приемниками из Si и установленными перед ними узкополосными коротковолновыми фильтрами видимого диапазона предпочтительнее пирометров с приемниками из InGaAs, не говоря уже о пирометрах с более длинноволновыми приемниками излучения.

## **2 Методическая погрешность вследствие ввода неправильного значения излучательной способности для яркостного пирометра**

Если мы, помимо результата  $T_u$  измерения температуры объекта яркостным пирометром, располагаем точным знанием длины волны  $\lambda$ , на которой работает энергетический пирометр, и излучательной способности  $\varepsilon_\lambda(\lambda, T)$ , то получить действительное значение температуры объекта  $T_\delta$  проблемы не представляет – нужно лишь воспользоваться соотношением (1). Однако на практике  $\varepsilon_\lambda(\lambda, T)$  всегда известна с той или иной погрешностью, что вносит в результат измерения температуры яркостным пирометром второй вид методической систематической погрешности – погрешность, возникающую вследствие ввода неправильного значения излучательной способности.

Обозначим действительное значение излучательной способности через  $\varepsilon_\lambda^u(\lambda, T)$ , а разность между ним и тем значением, которое нам известно из справочной литературы или из тех или иных измерений – через  $\Delta\varepsilon_\lambda(\lambda, T)$ . Тогда, скорректировав  $T_u$  суммой  $\varepsilon_\lambda^u(\lambda, T) + \Delta\varepsilon_\lambda(\lambda, T)$ , получим в качестве результата измерения  $T'_\delta$ , определяемое из соотношения:

$$\frac{1}{T'_\delta} = \frac{1}{T_u} + \frac{\lambda}{c_2} \cdot \ln[\varepsilon_\lambda^u(\lambda, T) + \Delta\varepsilon_\lambda(\lambda, T)]. \quad (5)$$

С учетом (1) получаем:

$$\frac{1}{T_\delta} - \frac{1}{T'_\delta} = \frac{\lambda}{c_2} \cdot \{\ln \varepsilon_\lambda^u(\lambda, T) - \ln[\varepsilon_\lambda^u(\lambda, T) + \Delta\varepsilon_\lambda(\lambda, T)]\}, \quad (6)$$

откуда:

$$\frac{T'_\delta - T_\delta}{T_\delta} = -T'_\delta \cdot \frac{\lambda}{c_2} \cdot \ln\left(1 + \frac{\Delta\varepsilon_\lambda(\lambda, T)}{\varepsilon_\lambda^u(\lambda, T)}\right). \quad (7)$$

Поскольку с учетом (1) и (5):

$$T'_\delta = \frac{1}{\frac{1}{T_u} + \frac{\lambda}{c_2} \cdot \ln[\varepsilon_\lambda''(\lambda, T) + \Delta\varepsilon_\lambda(\lambda, T)]} = \frac{1}{\frac{1}{T_\delta} - \frac{\lambda}{c_2} \cdot \ln \varepsilon_\lambda''(\lambda, T) + \frac{\lambda}{c_2} \cdot \ln[\varepsilon_\lambda''(\lambda, T) + \Delta\varepsilon_\lambda(\lambda, T)]} =$$

$$= \frac{T_\delta}{1 + T_\delta \cdot \frac{\lambda}{c_2} \cdot \ln\left(1 + \frac{\Delta\varepsilon_\lambda(\lambda, T)}{\varepsilon_\lambda''(\lambda, T)}\right)}, \quad (8)$$

окончательно получаем:

$$\frac{T_\delta - T'_\delta}{T_\delta} = \frac{T_\delta \cdot \frac{\lambda}{c_2} \cdot \ln\left(1 + \frac{\Delta\varepsilon_\lambda(\lambda, T)}{\varepsilon_\lambda''(\lambda, T)}\right)}{1 + T_\delta \cdot \frac{\lambda}{c_2} \cdot \ln\left(1 + \frac{\Delta\varepsilon_\lambda(\lambda, T)}{\varepsilon_\lambda''(\lambda, T)}\right)}. \quad (9)$$

Очевидно, (9) схоже с (4) – анализируемая погрешность возрастает прямо пропорционально росту длины волны и уменьшению  $\varepsilon_\lambda''(\lambda, T)$ . Естественно, она тем меньше, чем меньше  $\Delta\varepsilon_\lambda(\lambda, T)$ .

В табл. 2 приведены рассчитанные в соответствии с (9) значения относительной погрешности  $\Delta' = \frac{T_\delta - T'_\delta}{T_\delta}$  как функции  $\lambda$  и  $\Delta\varepsilon_\lambda(\lambda, T)$  для трех упомянутых выше значений  $T_\delta$ , равных 1600К, 2000К и 2600 К для вольфрама (как и выше, значения  $\varepsilon_\lambda(\lambda, T)$  взяты из [2]).  $\Delta\varepsilon_\lambda(\lambda, T)$  во всех случаях выбиралась равной  $0,1 \cdot \varepsilon_\lambda(\lambda, T)$ .

Таблица 2.2.

Темп-ра	0,3мкм	0,6мкм	1мкм	1,5мкм	2мкм	3мкм	4мкм	5мкм
1600 К	0,0032	0,0063	0,0105	0,0157	0,0208	0,0308	0,0407	0,0504
2000К	0,0040	0,0079	0,0131	0,0195	0,0258	0,0382	0,0504	0,0622
2600К	0,0051	0,0102	0,0169	0,0252	0,0333	0,0492	0,0645	0,0793

Анализ таблицы подтверждает сделанные выше выводы. 10%-я погрешность в измерении излучательной способности приводит к погрешности 0,3...0,5% в измерении действительной температуры объекта, если измерения проводятся на длине волны, равной 0,3 мкм, к погрешности порядка 1,5...2,5% при измерении на длине волны 1,5 мкм, и 5...8% при измерении на длине волны 5 мкм. Таким образом, для яркостного пирометра методическую погрешность вследствие ввода неправильного значения излучательной способности при изме-

рениях в ультрафиолете можно считать незначимой, в то время как при измерениях в ИК-диапазоне эта методическая погрешность сопоставима с погрешностью в измерении излучательной способности. Следовательно, для минимизации погрешностей, обусловленных вводом неправильного значения излучательной способности измеряемого объекта, необходимо пользоваться яркостными пирометрами, работающими в как можно более коротковолновом диапазоне длин волн. То есть, как и в предыдущем случае, пирометры с приемниками из Si и установленными перед ними узкополосными коротковолновыми фильтрами видимого диапазона предпочтительнее пирометров с приемниками из InGaAs, не говоря уже о пирометрах с более длинноволновыми приемниками излучения.

### 3 Методическая погрешность вследствие неучета излучательной способности для радиационного пирометра

Как известно, для радиационных пирометров справедливо следующее соотношение:

$$T_{\delta} = T_u / \sqrt[4]{\varepsilon_t} . \quad (10)$$

Здесь  $\varepsilon_t$  – интегральная излучательная способность измеряемого объекта.

Как следует из (10), для объекта, излучательная способность  $\varepsilon$  которого менее 1, разность между его действительной температурой  $T_{\delta}$  и результатом измерения  $T_u$ , полученным с помощью пирометра полного излучения, выражается следующим образом:

$$T_{\delta} - T_u = T_{\delta} \cdot (1 - \sqrt[4]{\varepsilon_t}) , \quad (11)$$

Следовательно, относительная погрешность за счет неучета радиационным пирометром излучательной способности измеряемого объекта определяется как:

$$\frac{T_{\delta} - T_u}{T_{\delta}} = 1 - \sqrt[4]{\varepsilon_t} . \quad (12)$$

В данном случае эта методическая погрешность в явном случае от длины волны излучения не зависит. Однако зависимость эта, тем не менее, имеется.

На рис. 1 приведены взятые из [2] зависимости  $\varepsilon_t$  от  $\lambda$  для таких широко распространенных материалов, как Fe, Ni, Co, Ag, Cu. Очевидно, что по мере возрастания длины волны излучения излучательная способность всех этих материалов уменьшается.

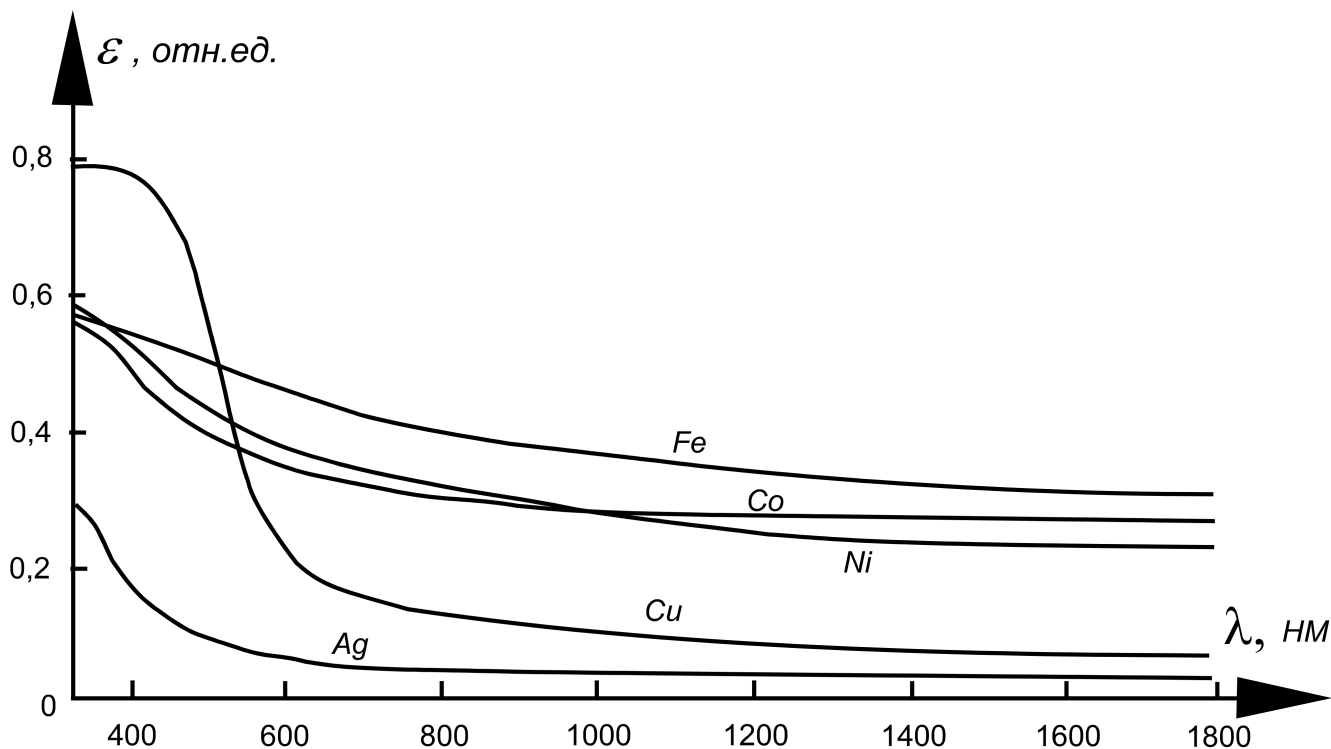


Рис. 1. Спектральные излучательные способности ряда металлов из [2]

По данным НПУЦ Энергомет при МИСиС, излучательная способность низкоуглеродистой стали в диапазоне длин волн от 5 до 10 мкм снижается от 0,35 до 0,2, у динамных сталей – от 0,2 до 0,15, у трансформаторных сталей – от 0,27 до 0,2.

Таким образом, использование длинноволновых диапазонов (от 5...8 до 10...14 мкм означает, что по крайней мере для металлов излучательная способность лежит в пределах от 0,10...0,15 до 0,30..0,35.

Для расчета методической погрешности, обусловленной неучетом излучательной способности радиационным пирометром, выберем значение  $\varepsilon_i = 0,2$  (это значение превышает излучательную способность в указанном спектральном диапазоне таких материалов, как вольфрам, тантал, молибден, железо, алюминий, медь, никель, кобальт, все благородные металлы, и многих других). Подставляя это значение в (12), получим, что  $\Delta = \frac{T_o - T_u}{T_o} = 1 - 0,67 = 0,33$ . Таким образом, по-

грешность измерений радиационным пирометром температуры металлов при неучете излучательной способности  $\varepsilon_t$  превышает 30%.

#### 4 Методическая погрешность вследствие ввода неправильного значения излучательной способности для радиационного пирометра

Если мы, помимо результата  $T_u$  измерения температуры объекта радиационным пирометром, располагаем точным знанием излучательной способности  $\varepsilon_t$ , то получить действительное значение температуры объекта  $T_\delta$  проблемы не представляет – нужно лишь воспользоваться соотношением (10). Однако на практике  $\varepsilon_t$  всегда известна с той или иной погрешностью, что вносит в результат измерения температуры радиационным пирометром дополнительную методическую погрешность.

Обозначим действительное значение излучательной способности через  $\varepsilon_t''$ , а разность между ним и тем значением, которое нам известно из справочной литературы или из тех или иных измерений – через  $\Delta\varepsilon_t$ . Тогда, скорректировав  $T_u$  суммой  $\varepsilon_t'' + \Delta\varepsilon_t$ , получим в качестве результата измерения  $T'_\delta$ , определяемое из соотношения:

$$T'_\delta = \frac{T_u}{\sqrt[4]{\varepsilon_t'' + \Delta\varepsilon_t}}. \quad (13)$$

Если предположить, что  $\Delta\varepsilon_t \ll \varepsilon_t''$ , то учитывая, что для малых  $x$  справедливо соотношение  $\frac{1}{\sqrt[4]{1+x}} \approx (1 - \frac{x}{4})$ , можно (13) преобразовать к виду:

$$T'_\delta = \frac{T_u}{\sqrt[4]{\varepsilon_t''}} \left(1 - \frac{\Delta\varepsilon_t}{4 \cdot \varepsilon_t''}\right). \quad (14)$$

Вычитая  $T'_\delta$  из  $T_\delta$ , определяемого согласно (10), и деля эту разность на  $T_\delta$ , в конце концов получаем:

$$\frac{T_\delta - T'_\delta}{T_\delta} = \frac{\Delta\varepsilon_t}{4 \cdot \varepsilon_t''}. \quad (15)$$

Таким образом, для пирометра полного излучения относительная погрешность измерения за счет введенного с погрешностью значения излучательной способности равна четверти относительной погрешности в измерении значения излу-



чательноспособности. 10%-я погрешность в определении  $\varepsilon$ , влечет за собой 2,5%-ю погрешность в измерении температуры объекта пирометром полного излучения. Если сравнить это с данными, приведенными в таблице 2, то увидим, что по этому параметру пирометр полного излучения сопоставим с яркостным пирометром на основе фотодиодного приемника из InGaAs, более чем в 2,5 раза уступает яркостному пирометру с кремниевым фотодиодным приемником, чувствительным в желто-зеленой области спектра, и почти на порядок хуже, чем яркостной пирометр с приемником, чувствительным на длине волны 0,3 мкм. Таким образом, для снижения методической погрешности радиационного пирометра, обусловленной неправильным вводом значения излучательной способности, необходимо стремиться к увеличению значения излучательной способности, что в конечном итоге означает переход, если это технически осуществимо, на использование коротковолновых яркостных пирометров.

## 5 Методическая погрешность вследствие переотражения измеряемым объектом излучения близко расположенного постороннего нагретого объекта

Известно, что если на измеряемый объект с действительной температурой  $T_o$  и излучательной способностью  $\varepsilon_\lambda(\lambda, T)$  попадает излучение близко расположенного (или расположенного относительно далеко, но имеющего большие геометрические размеры) объекта с температурой  $T_o$ , то результат измерения  $T_u$  может быть искажен.

Как известно, связь между излучательной способностью  $\varepsilon$  и коэффициентом отражения  $\rho$  определяется следующим соотношением

$$\rho = 1 - \varepsilon. \quad (16)$$

Вследствие этого энергетическая яркость  $L_{\lambda u}$  измеряемого объекта включает в себя  $L_{\lambda o}$  – часть энергетической яркости МЧТ, имеющего равную с ним температуру, а также составляющую, обусловленную переотражением энергетической яркости близко расположенного нагретого объекта  $L_{\lambda o}$ . С учетом (16) тогда можно записать:

$$L_{\lambda u} = \varepsilon L_{\lambda o} + (1 - \varepsilon)\varepsilon_o L_{\lambda o}. \quad (17)$$

Здесь  $\varepsilon$  – излучательная способность измеряемого объекта,  $\varepsilon_o$  – соответственно излучательная способность близко расположенного нагретого объекта.

Если мы измерим температуру такого объекта яркостным пирометром, то в случае, если температура  $T_o$  выше действительной температуры измеряемого объекта  $T_\delta$ , результат измерения  $T_u$  будет завышен, и величина завышения будет тем больше, чем меньше  $\varepsilon$ , и чем больше разность между  $T_o$  и  $T_\delta$ . Если  $T_o$  ниже  $T_\delta$ , то возможны два варианта. При значительной разнице между  $T_o$  и  $T_\delta$ , влияние  $T_o$  оказывается пренебрежимо малым. Если  $T_o$  и  $T_\delta$  сопоставимы, то влияние нагретого объекта приводит к тому, что яркость измеряемого объекта приближается к яркости МЧТ при температуре, равной температуре объекта, т.е. наблюдаемое значение излучательной способности возрастает. В конечном итоге, если  $\varepsilon_o$  близко к 1, при равенстве  $T_o$  и  $T_\delta$   $L_{\lambda o}$  становится равным  $L_{\lambda \delta}$ , и, как следует из (2.15), измеряемый объект излучает как МЧТ при равной с ним температуре.

В [3] на стр. 370 приведено соотношение, связывающее результат измерения объекта яркостным пирометром и действительную температуру объекта  $T_\delta$ , от которого отражается излучение близко расположенного нагретого объекта при температуре  $T_o$ . Однако в нем не учтено влияние излучательной способности  $\varepsilon_o$ . Если ее учесть, то упомянутое соотношение выглядит следующим образом:

$$\frac{1}{T_\delta} = -\frac{\lambda}{c_2} \ln \left[ e^{-\frac{c_2}{\lambda T_u}} - (1-\varepsilon) \cdot \varepsilon_o \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda T_o}} \right] + \frac{\lambda}{c_2} \cdot \ln \varepsilon, \quad (18)$$

где  $T_u$  – результат измерения температуры объекта яркостным пирометром.

Таким образом, располагая информацией о яркостной температуре объекта  $T_u$ , точно зная длину волны  $\lambda$ , на которой работает энергетический пирометр, излучательную способность  $\varepsilon_\lambda(\lambda, T)$ , о также температуру  $T_o$  и излучательную способность  $\varepsilon_o$ , можно легко получить действительное значение температуры объекта  $T_\delta$  – достаточно лишь подставить эти величины в (18).

Развитие микропроцессоров привело к появлению пирометров, в которых расчет согласно (18) осуществляется автоматически, нужно только ввести в пирометр  $T_o$ ,  $\varepsilon_o$  и  $\varepsilon_\lambda(\lambda, T)$ .

На практике, однако, температура  $T_o$  чаще всего неизвестна. Да и  $\varepsilon_o, \varepsilon_\lambda(\lambda, T)$  обычно известны с погрешностью, нередко довольно значительной. Поэтому воспользоваться расчетом в соответствии с (18) как правило, бывает затруднительно.

Поэтому **основным способом снижения рассматриваемой систематической методической погрешности является уменьшение длины волны, на которой работает приемник яркостного пирометра.** При этом, как правило, возрастает  $\varepsilon_\lambda(\lambda, T)$ , что снижает степень влияния отраженного излучения. И, кроме того, как было показано выше, минимизируется погрешность, определяемая вводом неправильного значения излучательной способности.

Что касается проявления рассматриваемой погрешности при измерениях радиационным пирометром, то для него соотношения (16) и (17) остаются справедливыми. Соотношение, аналогичное (18), в этом случае выглядит следующим образом:

$$T_\delta^4 = \frac{T_u^4}{\varepsilon_t} - (1 - \varepsilon_t) \cdot \frac{\varepsilon_o}{\varepsilon_t} \cdot T_o^4. \quad (19)$$

Очевидно, что чем ниже  $\varepsilon_t$ , тем выше влияние сторонних нагретых предметов. Поэтому **нужно принимать меры, которые либо исключают отражение, либо позволяют работать с достаточно большими  $\varepsilon_t$ .** Последнее, как правило, означает необходимость перехода к измерениям в коротковолновой области спектра, т.е. фактически к использованию вместо пирометров полного излучения яркостных пирометров и пирометров частичного излучения, близких к яркостным, характеризующихся относительно узкой шириной спектральной чувствительности приемника излучения.

## **6 Методическая погрешность вследствие зависимости результатов измерения энергетическим пирометром от расстояния до измеряемого объекта**

Как показано в [4], в энергетических пирометрах с нефокусируемой оптикой при изменении расстояния между объектом и пирометром поток, приходящий на приемник пирометра изменяется от 10...20% (при удалении) до 1,5...2 раз (при приближении), притом что температура измеряемого объекта неизменна. Причина этого заключается в том, что с изменением расстояния происходит несинхронное уменьшение телесного угла, под которым из каждой точки объекта видна входная линза объектива пирометра, и увеличение площади объекта, попадающей в поле зрения пирометра. Сложная форма зависимости диаметра поля зрения пирометра от расстояния между пирометром и объектом не позволяет получить аналитиче-

ские зависимости, пригодные для теоретического анализа рассматриваемой погрешности.

Качественный анализ зависимости диаметра поля зрения от расстояния между объектом и пирометром, приведенной в [4], позволяет сделать вывод, что упомянутая методическая погрешность будет в области за “перетяжкой” минимальной для пирометров с короткофокусными объективами. Однако использование таких пирометров часто затрудняется тем, что у подобных приборов диаметр поля зрения возрастает с ростом расстояния очень быстро, и они зачастую требуют, чтобы уже на расстоянии 2...3 м измеряемый объект имел размеры от полуметра до метра.

В [4] показано, что для учета и последующей компенсации упомянутой методической погрешности нужно воспользоваться введенным понятием эффективной излучательной способности. Определим ее равной произведению действительной излучающей способности на коэффициент  $\delta$ , характеризующий изменения потока  $\rho$ , приходящего на приемник пирометра при расстоянии, большем или меньшем расстояния в процессе калибровки  $\rho_k$ , к потоку в процессе калибровки  $\rho_k$ :

$$\delta = \frac{\rho}{\rho_k}. \quad (20)$$

При этом эффективная монохроматическая излучательная способность определится согласно

$$\varepsilon_{\lambda}^{\text{эфф}} = \delta \cdot \varepsilon_{\lambda}(\lambda, T), \quad (21)$$

а эффективная полная излучательная способность – согласно

$$\varepsilon_t^{\text{эфф}} = \delta \cdot \varepsilon_t. \quad (22)$$

Значение  $\varepsilon^{\text{эфф}}$  для конкретного пирометра легко определить экспериментальным путем. Для этого необходимо этим пирометром и каким-либо контактным способом измерить температуру “нечерного” объекта на заданном расстоянии, и подобрать такое значение коэффициента  $k$ , при котором результаты измерений контактным и бесконтактным методами будут максимально близкими. Полученное значение  $k$  и будет значением  $\varepsilon^{\text{эфф}}$  для данного пирометра и для выбранного расстояния.

Более эффективным способом исключения рассматриваемой систематической погрешности является использование пирометров с объективом, позволяю-

щим фокусировать на приемник излучения изображение измеряемого объекта, снабженным соответствующим образом подобранной полевой диафрагмой [4].

## **7 Методическая погрешность вследствие неполного заполнения измеряемым объектом поля зрения энергетического пирометра**

Описанная погрешность характерна именно для энергетических пирометров – пирометры спектрального отношения такой погрешности в первом приближении лишены.

Неполное заполнение измеряемым объектом поля зрения энергетического пирометра приводит к пропорциональному ослаблению потока, пришедшего на пирометр. Если объект заполняет половину поля зрения пирометра, то поток, пришедший на приемник, оказывается ослабленным вдвое в сравнении с потоком от этого же объекта на этом же расстоянии при этой же температуре, если треть поля зрения – то ослаблен втрое, и т.д. Таким образом, влияние неполного заполнения поля зрения на поток, попавший на приемник, аналогично влиянию расстояния, которое рассмотрено выше. Следовательно, оно, также как и расстояние, может быть учтено дополнительной мультипликативной составляющей  $\delta'$  в  $\varepsilon^{\text{эфф}}$ , при этом  $\delta'$  определяется как отношение площади поля зрения, заполненной измеряемым объектом, ко всей площади поля зрения в плоскости объекта:

$$\varepsilon^{\text{эфф}} = \delta \cdot \delta' \cdot \varepsilon . \quad (23)$$

Определенное в соответствии с (23) значение  $\varepsilon^{\text{эфф}}$  для конкретного пирометра экспериментально находится в соответствии с методикой, изложенной выше.

## **8 Методическая погрешность вследствие влияния на результат измерения пирометра с термическим приемником температуры корпуса пирометра и/или приемника**

Как следует из названия раздела, рассматриваемая методическая погрешность возникает **только** в энергетических пирометрах с **термическими приемниками излучения** (термобатарейми, болометрами, пироэлектрическими приемниками, элементами Голэя). Пирометры с фотоэлектрическими приемниками излучения от этой методической погрешности свободны.

Как показано, например, в [5], сигнал  $E$  на выходе радиационного пирометра (равно как и пирометра частичного излучения с термоэлементом) определяется соотношением:

$$E = M \cdot (1 - r) \cdot (F_1 \cdot T_1^4 - F_3 \cdot T_3^4), \quad (24)$$

где  $F_1, F_3$  – коэффициенты, определяемые поглощением линз объектива,  $r$  – коэффициент отражения от линз,  $T_1$  – температура измеряемого объекта,  $T_3$  – температура окружающей среды.

Коэффициент  $M$ , как показано там же, сложным образом зависит от термо-ЭДС каждого из составных элементов приемника, теплового сопротивления перехода “чувствительный элемент – корпус приемника”, температуры корпуса приемника и температуры чувствительного элемента (в общем случае они неодинаковы).

Приведенное соотношение показывает, что сигнал на выходе пирометра с термоэлектрическим приемником зависит не только от температуры измеряемого объекта, но и от температуры чувствительного элемента приемника.

Если при изготовлении приемника чувствительный элемент тщательно теплоизолировать от его корпуса, то приемник окажется крайне инерционным вследствие плохого теплосброса энергии, нагревшей чувствительный элемент. Поэтому обычно тепловое сопротивление перехода “чувствительный элемент – корпус приемника” стараются сделать минимальным, для лучшего теплосброса. Поэтому в (24)  $T_3$  можно считать температурой корпуса приемника.

Для минимизации рассматриваемой методической погрешности в пирометрах с термоэлектрическими приемниками необходимо вводить соответствующую поправку, корректирующую изменение сигнала на выходе пирометра в зависимости от температуры корпуса приемника. В [3] описаны способы такой коррекции при помощи аналоговой схемотехники. С развитием микропроцессорной техники подобную коррекцию осуществляют цифровым способом. Для этого тем или иным способом измеряют температуру корпуса приемника излучения, и далее осуществляют коррекцию в соответствии со следующим алгоритмом:

$$E = \alpha \cdot (F_1 \cdot T_1^4 + F_o \cdot T_o^4 - F_k \cdot T_k^4), \quad (25)$$

где  $\alpha = M \cdot (1 - r)$ ,  $T_o$  – температура окружающей среды в момент проведения измерений,  $T_k$  – температура окружающей среды в момент калибровки,  $F_o$  и  $F_k$  – поглощение линз объектива, соответствующее температурам  $T_o$  и  $T_k$ .

### **Заключение**

В настоящей статье рассмотрены 8 источников методических погрешностей, возникающих при измерениях температуры объектов энергетическими пирометрами. За пределами рассмотрения остались методические погрешности за счет поглощения излучения средой, находящейся между пирометром и объектом, и погрешности за счет виньетирования (заслонения) части поверхности объекта элементами конструкций, которые по различным причинам не могут быть удалены из поля зрения. Их коррекцию, если избавиться от причин их возникновения невозможно, можно провести аналогично тому, как корректируется методическая погрешность вследствие неполного заполнения измеряемым объектом поля зрения пирометра.

Еще один тип методической погрешности, который остался нерассмотренным – погрешность за счет маскирования части поверхности объекта объектом с иной температурой. Примером этого может служить лист металла на прокатном стане, частично покрытый шлаком. Такая методическая погрешность разумными средствами не может быть скорректирована, поэтому в данном случае просто необходимо использовать узконаправленные пирометры с беспараллаксной системой визирования, поле зрения которых заметно меньше площади незашлакованной поверхности, и точно наводить пирометр на незашлакованную часть поверхности измеряемого объекта.

Приведенный материал позволяет сделать следующие выводы:

1. Для минимизации перечисленных методических погрешностей нужно всегда стремиться использовать пирометры, чувствительные в как можно более коротковолновой части спектра. Использование пирометров, работающих в диапазоне длин волн длиннее 2 мкм с метрологической точки зрения оправдано лишь при измерении температур ниже 200°C.

2. Измерения температуры при помощи пирометров характеризуются очень большим количеством методических погрешностей. С целью их исключения не-

обходимо, чтобы измерения производились в строгом соответствии с методиками, которые в каждом конкретном случае должны быть разработаны специалистами-метрологами, хорошо знакомыми с данной предметной областью знаний.

### Литература

1 Излучательные свойства твердых материалов. Под ред. Шейндлина А.Е. – М.: «Энергия», 1974. – 471 с.

2 Брамсон М.А. Инфракрасное излучение нагретых тел. В 2 томах. Т.1. – М.: «Наука», 1965. – 224 с.

3 Линевег Ф. Измерение температур в технике. Справочник. Пер. с нем. – М.: «Металлургия», 1980. – 544 с.

4 Фрунзе А.В. О методической погрешности энергетических пирометров, обусловленной влиянием на результат измерения расстоянием между пирометром и объектом [будет опубликована в Измерительной Технике в конце 2012 г].

5 Гаррисон Т.Р. Радиационная пирометрия. – М.: «Мир», 1964. – 248 с.