

УЧЕТ ЭФФЕКТА РАЗМЕРА ИСТОЧНИКА ПРИ РЕГИСТРАЦИИ ЭТАЛОННЫМ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПИРОМЕТРОМ ТЕМПЕРАТУРЫ РЕПЕРНОЙ ТОЧКИ

© Сергиенко Р., Назаренко Л., 2003

Харьковский государственный научно-исследовательский институт метрологии, Харьков, Украина

Наведено результати дослідження внеску ефекту розміру джерела до вихідного сигналу еталонного фотоелектричного пірометра за умови реєстрації ним температури реперної точки.

Приведены результаты исследования вклада эффекта размера источника в выходной сигнал эталонного фотоэлектрического пирометра при регистрации им температуры реперной точки.

The results of the research of contribution of the size-of-source effect into the output signal of the standard photoelectrical pyrometer at its registration of the fixed point temperature are given.

Исследование эффекта размера источника (ЭРИ) является одной из актуальных проблем прецизионной (эталонной) радиационной термометрии [1, 2]. Разнообразие применяемых при этих исследованиях технических средств сводится к реализации одной из двух методик определения коэффициента ЭРИ [3–6].

В одной из них (так называемый "прямой" метод измерения ЭРИ) пирометр фокусируется на источник с равномерной по поверхности излучения спектральной плотностью энергетической яркости (СПЭЯ), например, выходное отверстие полости модели абсолютно черного тела (АЧТ), диаметр которой последовательно уменьшается до размера минимальной площадки, способной визироваться пирометром, путем размещения перед АЧТ сменных диафрагм известных диаметров.

Второй вариант ("непрямой" метод) определения меры ЭРИ заключается в наведении пирометра на источник с равномерной СПЭЯ (например, выходное отверстие интегрирующей сферы), в центре излучающей поверхности которого находится непрозрачная черная мишень, имитирующая минимально возможный размер площадки визирования пирометром. Поверхность излучения также последовательно изменяется с помощью устанавливаемых ограничивающих диафрагм заданных диаметров.

Прикладное использование характеристики эффекта размера источника зависит от конкретных условий и целей, которые должны быть достигнуты при выполнении этого типа метрологических работ, а именно: выполнения круговых сличений эталонов, где в качестве эталона-переноса используется этот пирометр, а также калибровки моделей АЧТ с помощью этого пирометра [7,8]; выполнения прецизионных работ по реализации температурной шкалы с применением этого пирометра.

Создание в Украине первичного пирометрического эталона высоких температур и построение на его основе радиационной температурной шкалы [9] диктует необходимость исследования и решения последней названной выше задачи. Целью нашей работы является определение величины погрешности, являющейся одной из составляющих общего бюджета погрешностей при реализации температурной шкалы по излучению, и обусловленной наличием эффекта размера источника для эталонного оптического пирометра (ЭОП) [10, 11] при регистрации последним температуры реперной точки.

В качестве реперной точки используется фазовый переход затвердевания чистой меди [9], температура которого T_{Cu} воспроизводится с помощью излучателя типа АЧТ, содержащего графитовую ампулу с металлом, выходное отверстие полости которой $d_{АЧТ}$ составляет 3 мм, что в дальнейших расчетах принимается за опорный диаметр $d_0 = d_{АЧТ}$. Таким образом, оценка исследуемой погрешности сводится к учету влияния на выходной сигнал эталонного пирометра потоков излучения, приходящих из-за пределов выходной апертуры полости АЧТ с диаметром d_0 .

Для определения вклада в измеренный сигнал пирометра $U_{изм}$ этих потоков необходимо знание радиального температурного распределения окружающей выходное отверстие АЧТ области. С этой целью последняя в течение периода затвердевания меди была исследована в пределах ± 20 мм эталонным пирометром путем горизонтального сканирования (рис.1). По оси абсцисс на рис.1 отложено смещения пирометра от положения визирования им центра выходного отверстия АЧТ, а по оси ординат – нормированный к максимальному выходной сигнал ЭОП.

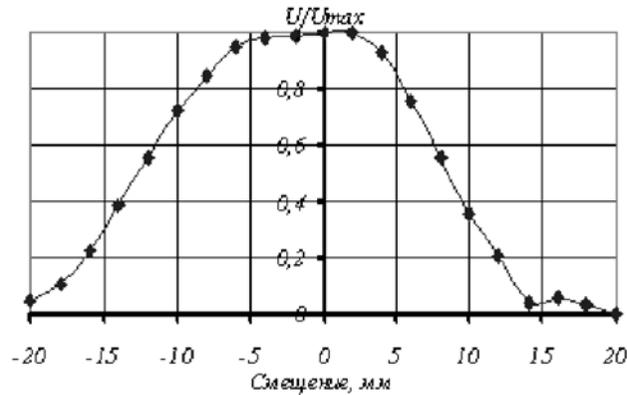


Рис. 1. Зависимость относительного выходного сигнала ЭОП при горизонтальном сканировании им области, окружающей выходное отверстие АЧТ при T_{Cu} .

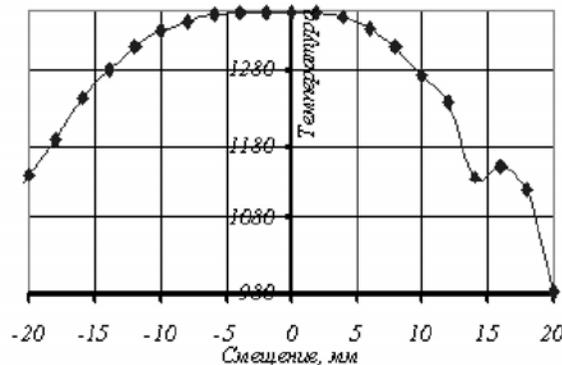


Рис. 2. Температурное распределение в области, окружающей выходное отверстие АЧТ при T_{Cu} .

На основные значения реперной температуры $T_{Cu} = 1357,77$ К и данных о линейности эталонного пирометра величины полученных отношений сигналов U/U_{max} преобразуются в значение искомых температур [12] (рис. 2).

Как можно видеть, плато, т.е. область, где температурное поле можно считать однородным с температурой T_{Cu} , наблюдается в пределах $\pm 0,2$ мм.

Графическое представление выполненных расчетов дано на рис. 3, где график (а) представляет собой зависимость температурного распределения от радиуса горизонтально сканируемой области. Значение ординат T_i определяются как $T_i = (T_j + T_{j+1})/2$, где, в свою очередь, T_j рассчитывают вследствие несимметричности кривой (рис. 2) как среднее арифметическое значений температур, полученных в точках смещения, симметричных относительно центра: $T_j = (T_l + T_{-l})/2$, где l – величины смещения.

Абсциссы получаемых концентрических колец шириной 2 мм, сегменты которых показаны на рис.3 (б), “проецируются” на функциональную зависимость $q = f(d)$ коэффициента ЭРИ, определенного

непрямым методом [11] (рис.3, в). В пределах каждого кольца с внутренним диаметром d_i и внешним диаметром d_{i+1} температурное поле принимается равномерным с температурой T_{i+1} . Диаметр $d_i \equiv d_0 = 3$ мм, а диаметр области с однородным СПЭЯ $d_2 = 4$ мм, т.е. $T_2 = T_1 = T_{Cu}$.

Таким образом, с использованием зависимости $q = f(d)$, вклад сетевого потока от одного кольца представляется выражением

$$\Delta L_{i,i+1} = (q_{i+1} - q_i) \cdot L(T_{i+1}),$$

где $L(T_{i+1})$ – спектральная плотность энергетической яркости для T_{i+1} .

Следовательно, общий вклад всей окружающей выходное отверстие области запишется как

$$\Delta L = (q_2 - q_1)L(T_2) + (q_3 - q_2)L(T_3) + \dots + (q_{11} - q_{10})L(T_{11}). \quad (1)$$

Принимая во внимание, что $q_1 = 0$, и пренебрегая ($q_2 \approx 0$), выражение (1) можно преобразовать к виду:

$$\Delta L = \sum_{i=2}^{11} (q_{i+1} - q_i) \cdot L(T_{i+1}).$$

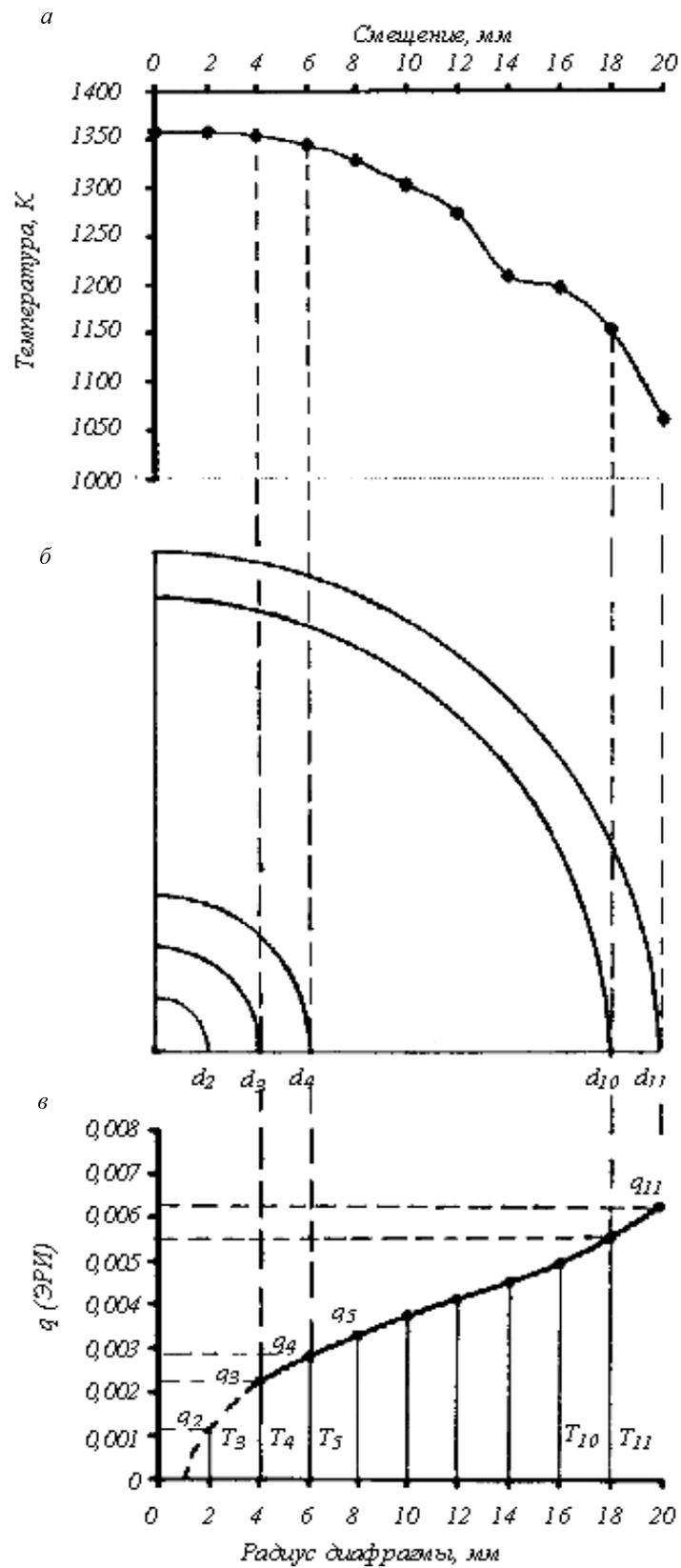


Рис. 3. Расчет вклада светового потока от окружающей выходное отверстие АЧТ области, обусловленного влиянием эффекта размера источника

Нормирование полученного значения ΔL к величине $L(T_{Cu})$ позволяет рассчитать поправку ΔT_{Cu} температуры реперной точки по уравнению (2), выведенному из формулы Планка в приближении Вина:

$$\Delta T_{Cu} = \frac{\lambda \cdot T_{Cu}^2}{c_2} \cdot \frac{\Delta L}{L(T_{Cu})}. \quad (2)$$

Для $T_{Cu}=1357,77$ К; $c_2=0,014388$ м·К; $\lambda=661,18 \cdot 10^{-9}$ м поправка ΔT_{Cu} составила 0,20 К. Погрешность этой поправки, обусловленной влиянием эффекта размера источника, δT определяется через случайные погрешности s_i определения соответствующих q_i :

$$\delta T = \frac{\lambda \cdot T_{Cu}^2}{c_2} \cdot \delta q, \text{ где } \delta q = \sqrt{\sum_{i=1}^{11} s_i^2},$$

а s_i определялись на основании данных [11]. Для тех же значений T_{Cu} , c_2 и λ величина δT составила $\pm 0,02$ К.

В процессе построения температурной шкалы следствием приведенных выше расчетов является необходимость корректировки выходного сигнала $U_{изм}$ эталонного пирометра при компарировании им яркости модели АЧТ, находящейся фактически при температуре $T_{Cu} + \Delta T_{Cu}$, с яркостью эталонной температурной вольфрамовой ленточной лампы (яркостная температура которой при этом должна быть T_{Cu}), т. е. выполнения равенства:

$$U_{корр} = \left(1 - \frac{\Delta L}{L(T_{Cu})} \right) \cdot U_{изм}.$$

Таким образом, на основе приведенной методики учета влияния эффекта размера источника при построении температурной шкалы по излучению

выполнен расчет поправки и погрешности фиксируемой эталонным пирометром температуры фазового перехода затвердевания чистой меди. Значение величины δT оказалось на порядок больше ее предварительной теоретической оценки [11], что свидетельствует о том, что при эталонных работах, где должны выдерживаться точности до 0,1 К и лучше, рассмотрение этого эффекта имеет существенное значение. С учетом того, что температурная шкала строится с применением ленточных вольфрамовых ламп, в дальнейшем является перспективным исследование влияния эффекта размера источника на выходной сигнал эталонного пирометра в зависимости от геометрии и продольного температурного распределения ленты эталонной лампы.

1. *Supplementary information for the ITS-90 // Document 0/ B/PM. – Paris, 1990.*
2. Куинн Т. *Температура.* – М., 1985. 3.
3. Ohtsuka M, Bed/ord R.E. // *Measurement.* – 1989. – V. 7. – P. 2–6.
4. Machin C., /brahim M // *Temperature and Thermal Measurement in /nd. and Sci.: Proc. 0/ /nt. Symp. "Tempmeko'99". – Holland, Delf, 1999. – P.681-686.*
5. Bloembergen P. // *Temperature and Thermal Measurement in /nd. and Sci.: Proc. 0/ /nt. Symp. "Tempmeko '99". – Holland, Delft, 1999. – P. 607–612.*
6. Machin C., Sergiyenko R. // *Temperature and Thermal Measurement in nd. and Sci.: Proc. 0/ /nt. Symp. "Tempmeko'2001.– Cermany, Berlin, 2001. – P. 155–160.*
7. Machin C., McEvoy n., Sergiyenko R. // *NPL Report CBTLMS17, May 2000.*
8. Machin C., McEvoy n., Sergiyenko R. // *NPL Report CBTLMS22, August 2000.*
9. Назаренко ЛА., Слінушенко В.В., Кисіль О.М та ін. // *Український метрологічний журнал. – 1995. – Вип. 1. – С. 26–30.*
10. Назаренко ЛА., Ромоданов І.с., Кисіль О.М., Сергієнко Р.П *Український метрологічний журнал. – 1996. – Вип. 2–3. – С. 46–48.*
11. Сергієнко Р.П // *Український метрологічний журнал. – 2002. – Вип. 3. – С. 25–29.*
12. Сергієнко Р.Л., Назаренко ЛА. // *Приборы. – 2002. – Ng 7. – С. 34–37.*