

*Ф.Ф. Каримова, С.Г. Орловская, В.В. Калинин, М.С. Шкоропато*  
*Одесский национальный университет им. И.И. Мечникова*

### **Исследование температурных полей излучающих объектов**

Выполнен обзор современных методов диагностики температурных полей нагретых объектов. С помощью метода относительной яркостной пирометрии найдено распределение температуры по длине молибденового проводника, нагреваемого электрическим током. С помощью экспериментально найденной зависимости  $T(x)$  удалось повысить точность электротермографического метода и оценить значение спектрального коэффициента излучательной способности  $\epsilon_\lambda$  окисленной поверхности молибденового проводника.

Традиционные методы пирометрии дают возможность определять локальную температуру объекта (квазимонохроматический пирометр с исчезающей нитью) либо температуру, усредненную по области визирования (широкополосный пирометр) [1]. Чтобы получить распределение температуры по поверхности объекта необходимо последовательно сканировать ее, что возможно только в стационарном режиме.

В последнее десятилетие появились новые приемники излучения (ПЗС, КМОП), использование которых обеспечило качественно новый уровень диагностики, отличающийся быстродействием и высокой информативностью. Отметим следующие преимущества ПЗС матриц (линеек) по сравнению с традиционными приемниками излучения:

1. Высокая квантовая эффективность, достигающая 80% в видимом диапазоне.
2. Чрезвычайно широкий рабочий интервал длин волн  $10 \text{ нм} \leq \lambda \leq 1000 \text{ нм}$ .
3. Линейность отклика в широком диапазоне экспозиций.
4. Большой динамический диапазон, ограниченный, как правило, разрядностью АЦП.

Следует отметить основной недостаток приборов с зарядовой связью — это высокий уровень тепловых шумов, поэтому при регистрации удаленных и слабых источников матрицу необходимо охлаждать.

Современные ПЗС приемники излучения реализуются в виде линеек либо матриц, что позволяет регистрировать пространственное распределение яркости объекта. Чтобы осуществить переход от распределения яркости излучения по поверхности объекта к полю температур, требуется, во-первых, калибровка системы, а во-вторых, необходимы данные об излучательной способности  $\epsilon_\lambda$  объекта. Конкретный метод расчета температуры по сигналу матрицы в каждом элементе изображения (пикселе) диктуется условиями и требованиями поставленной задачи. Рассмотрим конкретные примеры экспериментального определения температурных полей.

В работе [2] авторы находили температурный профиль по поверхности больших катодов (диаметром 6.5 и 8 дюймов), используемых в электронных пушках мощных рентгеновских источников. При рабочей температуре катода 1320°K плотность тока эмиссии, достигающая 10 А/см<sup>2</sup>, ограничена пространственным зарядом и не зависит от небольших флуктуаций температуры (режим пространственного заряда). Однако при снижении локальной температуры плотность тока в данном месте будет определяться локальной температурой (температурный режим электронной эмиссии). Как известно, время жизни катода существенно зависит от его рабочей температуры – повышение средней температуры на 50° сокращает его в 4 раза. Поэтому важно обеспечить однородный фон температуры для реализации режима пространственного заряда по всей поверхности катода. Для контроля пространственной однородности температуры необходимо регистрировать малые перепады  $\delta T \sim 15\text{K}$  при средней температуре поверхности  $T=1320\text{K}$ . Чтобы обеспечить высокую точность измерения температуры  $\delta T/T \sim 1\%$ , авторы использовали метод мультиспектральной пирометрии изображения на базе цифровой камеры Photometrics Star CCD и набора интерференционных фильтров:  $\lambda=0.4; 0.45; 0.5$  мкм. Камера была прокалибрована по абсолютно черному телу и проверена линейность характеристики в полосе пропускания фильтра. Для достижения максимальной чувствительности измерений использовался коротковолновый фильтр  $\lambda=0.4$  мкм. При компьютерной обработке кадров использовали формулу Планка и следующее соотношение между сигналом матрицы и яркостью объекта:

$$\text{NCS}(T) = \varepsilon \cdot K \cdot \int I(T, \lambda) \cdot R(\lambda) d\lambda, \quad (1)$$

где  $\text{NCS}(T)$  – нормированный сигнал матрицы, отсчет/сек,  $K$  – постоянная калибровки,  $I(T, \lambda)$  – интенсивность излучения по формуле Планка,  $R(\lambda)$  – спектральная чувствительность камеры с фильтром.

Контроль методики производился с помощью двух яркостных пирометров (инфракрасного и оптического с исчезающей нитью). Разность температур, измеренных яркостным и инфракрасным пирометрами, не превышала 5°. Авторы также оценили погрешность, вызванную сферической аберрацией и рассеянием излучения. Для этого регистрировали изменение сигнала камеры при небольшом смещении выходного отверстия черного тела относительно оптической оси системы. Было установлено, что соответствующая ошибка измерения температуры вблизи краев катода составляет +2° для шестидюймового катода и +3° для восьмидюймового.

Для практической оценки погрешности предложенного метода был построен профиль температуры с помощью яркостного пирометра. Было установлено, что расхождения между показаниями яркостного пирометра и температурой, рассчитанной по формуле (1), лежали в пределах +/- 8°. Таким образом, относительная погрешность метода не превышает 1%.

Kavner и Panego [3] решали задачу определения температурного профиля в алмазной ячейке, нагреваемой лазерным излучением. Градиент температуры при лазерном нагреве достигает 100° K/мкм: температура падает от максимального значения 3000°K на оси пучка до 1500°K на его периферии на расстоянии всего 15 мкм. Следовательно, для корректной диагностики требовалось, в пер-

вую очередь, высокое пространственное разрешение. Чтобы оценить методическую погрешность при определении радиального профиля температуры, авторы моделировали искажения исходного профиля за счет фонового излучения, хроматической абберации, неточности юстировки. Был сделан вывод, что методическая погрешность минимальна при использовании метода относительной яркостной пирометрии, когда локальная температура определяется по отношению к максимальному значению в фокусе пучка.

В работе [4] описан метод пирометрии тонкой проволоочки (TFP – thin filament pyrometry) с использованием CCD приемника излучения для исследования температурного поля нестационарного диффузионного метановоздушного факела. Тонкую проволоочку карбида кремния ( $d = 15$  мкм) помещали в различные зоны факела и регистрировали ее свечение с помощью цифровой камеры. При этом предполагалось, что проволоочка не искажает температурное поле факела, и ее излучение можно считать серым. В качестве реперной точки использовался сигнал матрицы, соответствующий наиболее горячей части факела с температурой  $2000^\circ\text{K}$ . Температуру в других зонах факела определяли методом относительных интенсивностей с использованием формулы Вина. Найденное таким образом распределение температуры было в хорошем согласии с данными, полученными с помощью термодатчика при учете теплопотерь излучением. Использование 16-разрядного АЦП и охлаждаемой матрицы позволило охватить диапазон температур от  $1200^\circ\text{K}$  до  $2000^\circ\text{K}$  при высокой точности измерений  $\delta T \sim 1.5^\circ\text{K}$ . Пространственное разрешение составило 100 мкм (что соответствует тепловому масштабу используемой нити), постоянная времени не превышала одной миллисекунды. Учет фонового излучения позволяет использовать данный метод при объемной доле частиц сажи не выше  $1.8 \cdot 10^{-6}$ . В работе приведены радиальные профили температур по высоте метановоздушного факела.

Приведенные примеры демонстрируют возможность реализации различных измерительных схем на базе ПЗС матриц в зависимости от конкретных требований к точности определения температуры, пространственному и временному разрешению.

Для получения оксидов тугоплавких металлов (W, Mo) в лабораторных условиях используют метод «горячей нити». Свойства получаемых оксидных пленок зависят от теплового режима и временных характеристик процесса. Исследование механизмов высокотемпературного теплообмена при окислении металлических проводников требует расчета следующих тепловых потоков: молекулярно-конвективного, радиационного, теплоотдачу через токоподводящие контакты, а также расчет плотности джоулевого тепловыделения. Для корректного расчета тепловых и временных параметров процесса окисления необходимо учитывать неоднородность температурного профиля по длине проводника. Отметим, что в условиях химической реакции зависимость  $T(x)$  можно определить только экспериментально.

Высокотемпературное окисление молибденовых проводников (длина 60 или 100 мм, начальный диаметр от 100 до 300 мкм) контролировали электротермографическим методом [5]. Для определения зависимости  $T(x)$  мы исполь-

зовали метод относительной яркостной пирометрии как наиболее точный и достаточно простой в реализации. Данный метод основан на прецизионном измерении температуры в центре проводника  $T_0$  яркостным пирометром ЭОП 68 с одновременной регистрацией излучения проводника цифровой камерой OLYMPUS 2500L через интерференционный фильтр  $\lambda=0.77$  мкм. Данная камера обладает хорошей чувствительностью в ближнем ИК-диапазоне, что позволяет регистрировать излучение при относительно невысоких температурах. Основная трудность заключалась в ограниченном динамическом диапазоне используемой камеры – глубина цвета 8 бит соответствует динамическому диапазону:

$$D = \lg (S_{\max}/S_n) = \lg (256/3) = 1.9 \text{ (дБ)},$$

что существенно ограничивает диапазон измерения температуры:  $\Delta T \sim 150\text{K}$ . Время экспозиции подбиралось таким образом, чтобы сигнал матрицы находился в области линейности. Полученные кадры обрабатывались в пакете MatLab 7.0.

Соотношение между сигналом матрицы в произвольной точке  $S(x)$  и температурой  $T(x)$  получено из формулы Вина:

$$1/T(x) = 1/T_0 + \lambda/C_2 \cdot \ln(S_0/S) \quad (2)$$

Таким образом, было получено распределение яркостной температуры  $T(x)$  для светящейся части проводника. На концевых участках спад температуры аппроксимировали линейной зависимостью. Типичный профиль температуры приведен на рисунке. Температура в центральной зоне максимальна и достигает 1100-1400K в зависимости от силы тока и времени нагрева. Температуру вблизи медных контактов измеряли с помощью термопары, она близка к комнатной  $T_{\min} \sim 300\text{K}$ . Мы видим, что в центральной зоне проводника на зависимости  $T(x)$  наблюдается плато. Выравнивание профиля происходит благодаря тому, что выше 1000K основную роль играют теплотери излучением: температура поверхности проводника лежит в пределах ( $T_{\max} - 150\text{K}$ ,  $T_{\max}$ ) почти на 90% его длины (Рис.1).

Погрешность метода можно оценить по следующей формуле:

$$\frac{\delta T_x}{T_x} = \sqrt{\left(\frac{\delta T_0 \cdot T_x}{T_0^2}\right)^2 + \left(\frac{\lambda \cdot k}{h \cdot c} \cdot \frac{T_x}{\sqrt{S_x}}\right)^2} \quad (3)$$

Высокая точность метода обеспечивается прецизионностью измерения максимальной температуры  $T_0$  пирометром с исчезающей нитью и сильной зависимостью интенсивности излучения от температуры.

Для расчета действительной температуры необходимо знать спектральный коэффициент излучательной способности  $\epsilon_\lambda$ . Однако в процессе окисления металлических проводников величина  $\epsilon_\lambda$  в видимом диапазоне существенно меняется [4], так как существенно зависит от толщины оксидной пленки и стехиометрии оксида.

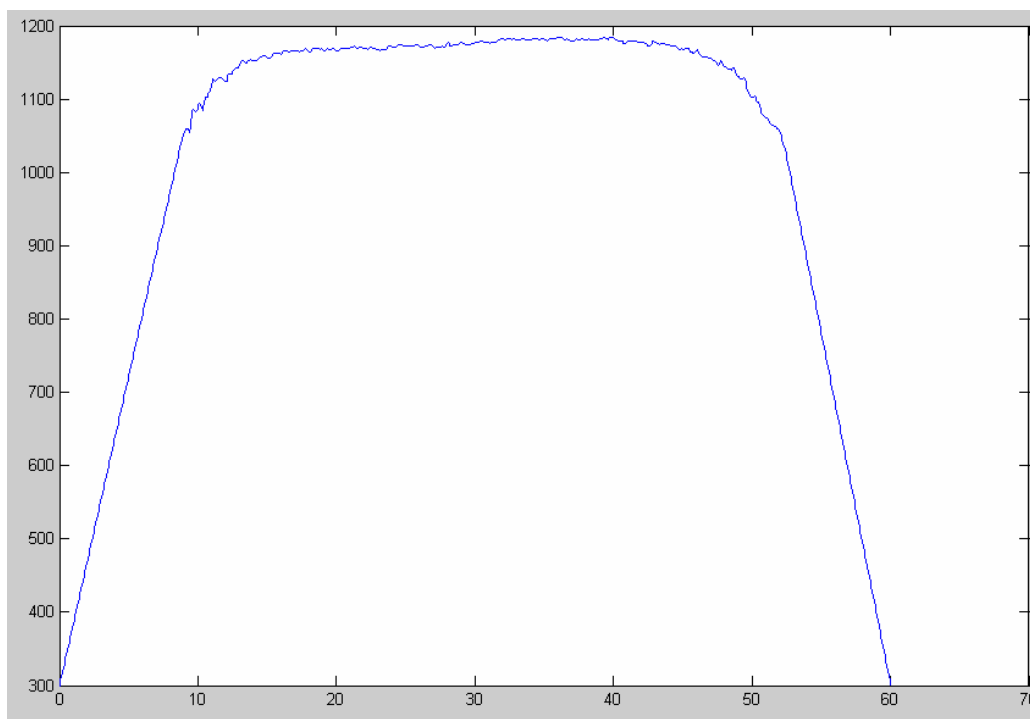


Рис.1. Распределение температуры вдоль вольфрамового проводника (L=60 мм, d=70 мкм)

Нам удалось оценить  $\varepsilon_\lambda$  по формуле

$$\ln \varepsilon = \frac{C_2}{\lambda} \cdot \left( \frac{1}{T_{el}} - \frac{1}{T_0} \right) \quad (4)$$

Установлено, что величина  $\varepsilon_\lambda$  (655 нм) снижается в процессе окисления проводника от 0.24 на начальной стадии до 0.08 для сильноокисленного проводника.

### Литература

1. Температурные измерения. Справочник / Геращенко О.А., Гордов А.Н., Еремина А.К. и др. – Киев: Наук. Думка, 1989. –704 с.
2. David F. Simmons, Clifford M. Fortgang, David B. Holtkamp. Using Multispectral Imaging to Measure Temperature Profiles and Emissivity of Large Thermionic Dispenser Cathodes //DOE/ NV/11718—572.
3. Abby Kavner, Wendy R. Panero. Temperature gradients and evaluation of thermoelastic properties in the synchrotron-based laser-heated diamond cell//Physics of the Earth and Planetary Interiors. –2004. V143-144.– P. 527–539.
4. William M. Pitts. Thin filament pyrometry in flickering laminar diffusion flames//XXIV Symp. (Int.) on Combustion. The Combustion Institute, – 1996, – P.1171-1179.

*Ф.Ф. Карімова, С.Г. Орловська, В.В. Калінчак, М.С. Шкороподо*

**Дослідження розподілу температури по поверхні випромінюючих тіл.**

#### АНОТАЦІЯ

Проведено огляд сучасних методів діагностики розподілу температури по поверхні випромінюючих тіл. За допомогою методу відносної яркісної пірометрії визначено розподіл температури вздовж молібденового провідника. Одноразове споживання оптичного та електротермографічного методів дало змогу визначити  $\varepsilon_\lambda$  для окисленої поверхні молібденового дротику.

*F.F. Karimova, S.G. Orlovskaya, V.V. Kalinchak, M.S. Shkoropado*

**Determination of temperature surface distribution of emitting objects.**

#### SUMMARY

Methods of imaging pyrometry were reviewed. Temperature distribution  $T(x)$  along electrically heated molybdenum filament was found by relative radiance pyrometry method. Accuracy of electrotermography was significantly improved by use of experimentally defined  $T(x)$  dependence. Simultaneous use of relative radiance pyrometry and electrotermography made it possible to define  $\varepsilon_\lambda$  of oxidized molybdenum filament.