

УДК 536.521

А. И. Самсонов, И. А. Самсонов

ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ ПИРОМЕТРИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ПРОИЗВОДСТВЕ ОБЛИЦОВОЧНЫХ СТРОИТЕЛЬНЫХ МАТЕРИАЛОВ

С целью уменьшения методической погрешности при переходе от измеренной оптической температуры к истинной в процессе получения ряда строительных материалов предложен способ преобразования спектральных яркостей при реальном характере излучения. Предложенный способ преобразования основан на известных методах пирометрии — яркостном и цветовом спектрального и двойного спектрального отношений. Рассмотрена приборная реализация данного способа.

К л ю ч е в ы е с л о в а: строительные материалы, тепловые процессы, теплофизические свойства, температура, пирометрия, спектральная яркость, коэффициент черноты, методическая погрешность, преобразование сигнала.

The method for converting spectral brightness at the real nature of the radiation is offered to decline the methodological error, in the transition from the measured optical temperature to the actual in process of obtaining the number of building materials. The proposed method of conversion is based on the known methods of pyrometers — brightness and color of spectral and double-spectral ration. The instrument realization of present method is described.

К е y w o r d s: building materials, thermal processes, heat-transfer properties, temperature, pyrometer, spectral brightness, emissivity factor, error of method, signal transformation.

В области фасадного строительства с помощью высокоэффективных технологических решений работает большое число компаний, например ООО «АЛЮТЕРРА», которые используют в качестве основных материалов алюминий и стекло. Как известно, при изготовлении и последующей термообработке этих материалов с целью повышения их прочности большое значение имеет точное соблюдение температурного режима этих процессов. Измерение и контроль температуры в условиях реальных технологических процессов в большинстве случаев приходится вести бесконтактно, т. е. с применением методов оптической пирометрии, что обеспечивает высокую инструментальную точность и большое быстродействие. Однако методы пирометрии при явных достоинствах имеют серьезный недостаток: оптические методы измерения температуры по собственному излучению тел дают условную, оптическую температуру. Переход от измеренной яркостной, радиационной, цветовой в зависимости от метода измерений, температуры к истинной всегда требует хорошего знания спектральных коэффициентов черноты (монохроматических излучательных способностей). В противном случае возникают так называемые методические погрешности, которые приводят к занижению (для яркостных и радиационных методов) или завышению (для цветовых методов) результатов измерения. Причем величина методической погрешности может достигать десятков и сотен градусов в зависимости от величины монохроматической излучательной способности.

В практике пирометрии частичного излучения [1] с использованием узкого диапазона длин волн при измерении средних температур до 1000 °С применяют формулу Вина, которую называют виновским приближением закона Планка. Тогда спектральная яркость абсолютно черного тела равна

$$b_o(\lambda, T) = C_1 \lambda^{-5} \exp\left(\frac{-C_2}{\lambda T}\right), \quad (1)$$

где λ — эффективная длина волны пирометра; T — температура тела; $C_1 = 3,7413 \cdot 10^{-16}$ Вт м²; $C_2 = 1,4388 \cdot 10^4$ мкм. Индекс «о» означает, что данный параметр относится к абсолютно черному телу, излучательная способность которого равна единице.

Погрешность приближения при использовании формулы Вина вместо закона Планка не превышает 1 % при $\lambda T \leq 3 \cdot 10^3$ мкм·К. Возможность экспериментального определения монохроматических излучательных способностей материалов в процессе измерения температуры позволяет приблизить измеренную, так называемую оптическую температуру (яркостную, цветовую) к истинной, добиться минимизации методической погрешности, что всегда являлось актуальной задачей [2, 3]. Действительно, спектральная яркость при реальном характере излучения равна

$$b(\lambda, T) = \varepsilon_\lambda C_1 \lambda^{-5} \exp\left(\frac{-C_2}{\lambda T}\right). \quad (2)$$

Здесь $b(\lambda, T)$ — спектральная яркость реального излучателя, а ε_λ — его монохроматическая излучательная способность (коэффициент черноты). Понятие яркостной температуры T_y вводится при равенстве спектральных яркостей абсолютно черного тела (1) и реального тела (2). При этом:

$$\exp\left(\frac{-C_2}{\lambda T_y}\right) = \varepsilon_\lambda \exp\left(\frac{-C_2}{\lambda T}\right). \quad (3)$$

После логарифмирования (3) переход от измеренной яркостной температуры T_y к истинной T ведут по формуле

$$T^{-1} - T_y^{-1} = \frac{\lambda}{C_2} \ln \varepsilon_\lambda. \quad (4)$$

Оценка относительной методической погрешности проводится по формуле

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\lambda T}{C_2} \frac{\Delta \varepsilon_\lambda}{\varepsilon_\lambda}. \quad (5)$$

Выражение (5) дает возможность оценить и абсолютную погрешность измерений, которая может достигать десятков и сотен градусов и возрастает с ростом коэффициента черноты и измеряемой температуры. Снижение методической погрешности при измерении истинной температуры является краеугольным камнем в пирометрии. Действительно, при всех достоинствах методов оптической пирометрии — высокой чувствительности, бесконтактности измерений, высоком быстродействии, низкой инструментальной погрешности — незнание коэффициента черноты может приводить к значительным абсолютным погрешностям измерения температуры.

В связи с этим, ряд ведущих компаний по производству и внедрению пирометров, таких как IMPAC, SIEMENS, TESTO и другие, выпускают краткие наставления по эксплуатации и применению своих приборов. Причем

в большинстве случаев для каждого технологического процесса приходится применять подходящий и рекомендованный компанией пирометр, что исключает наличие универсального прибора для широкого спектра технологических процессов и материалов.

Например, одну из главных проблем бесконтактного измерения температуры алюминия составляют значительные изменения состояния его поверхности на разных этапах обработки, которые вызывают колебания коэффициента излучения. Коэффициент излучения чистого полированного алюминия, например, настолько низок (примерно 0,02) во всем используемом спектре, что измерения температуры в этом случае не могут быть проведены точно с помощью обычных пирометров. В результате контакта с кислородом на поверхности алюминия постепенно образуется оксидная пленка, благодаря которой коэффициент излучения может повыситься до 0,43. Кроме этого, в зависимости от толщины оксидной пленки возникает эффект интерференции (цветные образования, подобные радужной пленке нефти на поверхности воды). В этом случае точные знания коэффициента излучения в значительной степени затрудняются и измерения температуры могут быть проведены только на определенной длине волны спектра.

Бесконтактные измерения температуры могут использоваться и для контроля процесса производства профильных изделий из алюминия методом экструзии, что позволяет значительно улучшить качество конечного продукта. В процессе экструзии имеются три критических участка, где могут быть использованы пирометры: это предварительный нагрев заготовки, выход заготовки из пуансона, охлаждение готового профиля. После предварительного нагрева заготовки температура алюминия составляет примерно 400 °С. В данном случае лучше всего использовать пирометр одной модели (например, IGA 5). Температура алюминиевого профиля на выходе из пуансона составляет от 500 до 600 °С. На этом участке следует использовать уже другой пирометр модели IS 10-A1. Этот пирометр имеет диапазон измерения температуры от 350 до 900 °С и время отклика всего 8 мс.

Качество конечного продукта в значительной степени зависит от скорости протекания процесса охлаждения. Для контроля температуры алюминия в этом случае лучше всего использовать пирометр модели IP 140 с диапазоном измерения температуры от 50 до 400 °С. Как видно, приведенные выше рекомендации компании IMPAC требуют применения целого спектра приборов, что очевидно выгодно производителям.

Аналогичная ситуация и при производстве и термообработке стекла. Другими словами, использование методов пирометрии невозможно без предварительного хорошего знания его оптических характеристик, т. е. без предварительных научных исследований в этой области.

Усилия авторов данной работы направлены на создание универсального метода измерения температуры тел по собственному излучению с одновременным измерением монохроматических излучательных способностей ϵ_λ в эффективных длинах волн работы пирометрической системы [4].

При разработке универсальной пирометрической системы было уделено большое внимание измерению температуры не по одной, а как минимум по трем спектральным яркостям, что позволило получить информацию об монохроматических излучательных способностях. Пирометрическая система по-

звонит производить измерение любого количества яркостных и цветовых температур спектрального и двойного спектрального отношений. Для этого, как будет показано ниже, достаточно вычитать длительности полученных на измерительной линейке импульсов, что можно делать в аналоговом виде, например на фильтре низких частот, либо в цифровом виде путем заполнения указанных длительностей тактовыми импульсами. Рассмотрим получающуюся при этом систему уравнений по формуле (4) для трех яркостных температур в трех длинах волн спектра излучения:

$$T^{-1} - T_{я1}^{-1} = \frac{\lambda_1}{C_2} \ln \varepsilon_{\lambda_1}. \quad (6)$$

$$T^{-1} - T_{я2}^{-1} = \frac{\lambda_2}{C_2} \ln \varepsilon_{\lambda_2}. \quad (7)$$

$$T^{-1} - T_{я3}^{-1} = \frac{\lambda_3}{C_2} \ln \varepsilon_{\lambda_3}. \quad (8)$$

Исключим из этих уравнений истинную температуру T и оставим измеренные пирометрической системой три яркостные температуры, которые зависят от трех неизвестных монохроматических излучательных способностей:

$$T_{я2}^{-1} - T_{я1}^{-1} = \frac{\lambda_1}{C_2} \ln \varepsilon_{\lambda_1} - \frac{\lambda_2}{C_2} \ln \varepsilon_{\lambda_2}. \quad (9)$$

$$T_{я3}^{-1} - T_{я1}^{-1} = \frac{\lambda_1}{C_2} \ln \varepsilon_{\lambda_1} - \frac{\lambda_3}{C_2} \ln \varepsilon_{\lambda_3}. \quad (10)$$

Третье уравнение не имеет смысла записывать, т.к. оно будет следствием вычитания (10) из (9). Для решения системы уравнений (9—10) не хватает еще одного независимого уравнения, которое можно получить, если сформировать так называемое двойное спектральное отношение, которым пользуются при измерении цветовой температуры, например в [5]:

$$\ln \frac{b(\lambda_1, T)b(\lambda_3, T)}{b^2(\lambda_2, T)} = 5 \ln \frac{\lambda_2^2}{\lambda_1 \lambda_3} - \frac{C_2}{\Lambda T}. \quad (11)$$

Здесь Λ — это эквивалентная длина волны, которая равна:

$$\Lambda^{-1} = \lambda_1^{-1} + \lambda_3^{-1} - 2\lambda_2^{-1}. \quad (12)$$

Можно подобрать так длины волн пирометрической системы, что

$$\lambda_1^{-1} + \lambda_3^{-1} = 2\lambda_2^{-1}. \quad (13)$$

Тогда в уравнении (11) член $\frac{C_2}{\Lambda T}$ станет равным нулю, т. е. выходной сигнал пирометрической системы не зависит от температуры, а зависит только от монохроматических излучательных способностей в трех длинах волн

излучения. Пирометрическая система формирует электрический сигнал U , пропорциональный логарифму произведения спектральных яркостей в первой и в третьей длинах волн, деленных на квадрат спектральной яркости во второй длине волны. В результате логарифмирования с учетом (13) имеем:

$$U = \ln \frac{\varepsilon_{\lambda_1} \varepsilon_{\lambda_3}}{\varepsilon_{\lambda_2}^2} + \ln \frac{\lambda_2^{10}}{\lambda_1^5 \lambda_3^5}. \quad (14)$$

Это является недостающим уравнением для системы (9—10), что позволяет найти в явном виде монохроматические излучательные способности в трех длинах волн, а затем по формулам (6—8) найти три истинных температуры и усреднить результат, что, по мнению авторов, будет наилучшим приближением к действительной температуре объекта измерений. Представленная методика преобразования пирометрических сигналов позволяет построить универсальную пирометрическую систему измерения истинных температур T и излучательных характеристик ε_{λ_i} и допускает использовать неограниченное количество спектральных компонент. В ранних работах одного из авторов рассматривалась универсальная пирометрическая система, которая позволяла на одной инструментальной базе производить формирование пирометрических сигналов с целью измерения температур различными методами, яркостными и цветовыми. Основным узлом пирометрической системы была универсальная измерительная линейка [6], которая путем логарифмического амплитудно-широтного преобразования позволяла формировать отношение пирометрических сигналов, соответствующих всем известным способам измерения температур частичного излучения, т. е. всем, кроме радиационного способа. На данный способ измерения ряда яркостных и цветовых температур было получено авторское свидетельство на изобретение [7], и именно этот способ позволил по новому взглянуть на экспериментальное определение монохроматических излучательных способностей в реальном масштабе времени [4]. При наличии современной вычислительной техники становится возможным автоматическое введение поправок на неполноту излучения в измеряемые температуры. С другой стороны, получение самих коэффициентов черноты в отдельных длинах волн для ряда материалов, например алюминия и стекла, в реальных условиях производства в рабочем диапазоне температур будет представлять собой ценнейшую информацию для производителей.

В основе универсального способа измерения температуры лежит логарифмирование входных сигналов, пропорциональных спектральным яркостям, потому что при логарифмировании получаем линейную шкалу пирометра (4), что очень удобно при градуировке. Наиболее удачным методом логарифмирования, по оценке авторов, является амплитудно-временное логарифмическое преобразование, позволяющее достичь, по сравнению с другими методами, больших диапазонов изменения входных сигналов при высокой точности преобразования. На первом этапе преобразования производят формирование экспоненциальных задних фронтов импульсов, которые по амплитуде пропорциональны входным спектральным яркостям. Затем экспоненциальные сигналы подают на пороговое устройство сравнения с напряжением U_0 , которое фиксирует моменты равенства экспоненциальных задних фрон-

тов входных импульсов с напряжением U_0 . Далее одним из известных способов производят измерение интервалов времени τ_{12} , τ_{23} и т. д. Весь процесс амплитудно-временного преобразования показан на рис. 1.

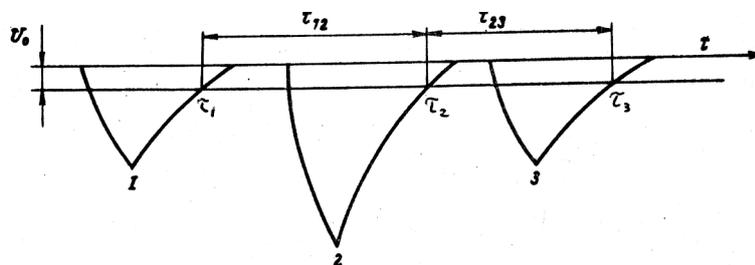


Рис. 1. Временная диаграмма сигналов

Здесь импульсы $1, 2, 3$ — это временная последовательность электрических сигналов, амплитуда которых пропорциональна входным спектральным яркостям, а задние фронты сформированы интегрирующей RC -цепочкой, установленной на нагрузке приемника излучения. Наиболее перспективным приемником излучения в данном случае необходимо считать фотоэлектронный умножитель (ф.э.у.), который имеет высокую чувствительность, большой динамический диапазон и высокое быстродействие. К существенным недостаткам ф.э.у. можно отнести нестабильность коэффициента усиления в процессе эксплуатации. Для устранения этого недостатка обычно используют дополнительный опорный оптический сигнал, например излучение стабилизированной пирометрической лампочки [8], спектральная яркость которой в виде экспоненциального импульса присутствует в кадре рабочих экспоненциальных импульсов $1, 2, 3$ и т. д. (см. рис. 1). Применяв в качестве выходного устройства пирометра компьютер, можно осуществлять любую выборку и сравнивать любые пары, тройки, четверки и т. д. временных интервалов τ_{ij} (см. рис. 1). Действительно, если принять за b_1 спектральную яркость в одной длине волны, а за b_2 — яркость в другой длине волны (или яркость опорного источника излучения) и т. д., то, согласно (1), имеем:

$$b_1 = C_1 \lambda_1^{-5} \exp\left(\frac{C_2}{\lambda_1 T}\right). \quad (15)$$

$$b_2 = C_1 \lambda_2^{-5} \exp\left(\frac{C_2}{\lambda_2 T}\right). \quad (16)$$

$$b_3 = C_1 \lambda_3^{-5} \exp\left(\frac{C_2}{\lambda_3 T}\right). \quad (17)$$

После экспоненциального преобразования, предложенного на рис. 1, на уровне сравнения U_0 будем иметь:

$$U_0 = kb_1 \exp\left(\frac{-\tau_1}{\tau}\right). \quad (18)$$

$$U_0 = kb_2 \exp \frac{-\tau_2}{\tau}. \quad (19)$$

$$U_0 = kb_3 \exp \frac{-\tau_3}{\tau}. \quad (20)$$

Здесь U_0 — порог срабатывания устройства сравнения; τ_1 , τ_2 и τ_3 — моменты времени, когда наступает равенство экспоненциальных задних фронтов импульсов и уровня сравнения; τ — постоянная времени интегрирующей цепочки; k — коэффициент преобразования спектральной яркости в электрическое напряжение (коэффициент усиления ф.э.у.). После логарифмирования, т. е. переходя от амплитуд сигналов к длительностям, имеем:

$$\tau_1 = \tau \ln \frac{kb_1}{U_0}. \quad (21)$$

$$\tau_2 = \tau \ln \frac{kb_2}{U_0}. \quad (22)$$

$$\tau_3 = \tau \ln \frac{kb_3}{U_0}. \quad (23)$$

Произведя вычитание момента времени τ_1 из момента времени τ_2 , а из момента времени τ_3 момента времени τ_2 и т. д., получим, что соответствующие отрезки времени пропорциональны логарифму отношения спектральных яркостей:

$$\tau_{12} = \tau \ln \frac{b_2}{b_1}. \quad (24)$$

$$\tau_{23} = \tau \ln \frac{b_3}{b_2}. \quad (25)$$

Вычитание (24) из (25), т. е. разность полученных интервалов времени, дает формулу пирометрии двойного спектрального отношения:

$$\tau_{13} = \tau_{23} - \tau_{12} = \tau \ln \frac{b_1 b_3}{b_2^2}. \quad (26)$$

Как следует из формул (24), (25), (26), используя предложенный метод амплитудно-временного преобразования входных спектральных яркостей, можно на одном устройстве измерять температуру разными способами. Формулы (24) и (25) дают возможность измерять температуру либо яркостным способом в различных длинах волн с использованием опорного излучения эталонной лампочки, либо цветовым способом спектрального отношения. Формула (26) показывает, что возможно получить двойное спектральное отношение и применить этот цветовой способ, описанный в [5]. Как считает автор [5], этот способ дает наилучшее приближение к истинной температуре, когда зависимость монохроматической излучательной способности линейно

зависит от длины волны λ в спектральном диапазоне измерения. В настоящей работе двойное спектральное отношение используется совсем для других целей. Как было указано выше, особым подбором длин волн можно добиться того, что пирометр не будет чувствовать изменение температуры (13, 14), а будет реагировать на изменение монохроматической излучательной способности ϵ ; в соответствующей длине волны (14). Необходимо построить пирометрическую систему с разверткой спектра на щель приемника излучения с получением зависимости яркости излучения от длины волны во времени. А дальше при компьютерной обработке полученного сигнала выделять и измерять любую комбинацию спектральных компонент излучения. Дальнейшее преобразование спектральных яркостей все равно необходимо проводить по вышеописанной методике путем амплитудно-временного логарифмического преобразования с формированием отношений сигналов, что уменьшает не только инструментальную погрешность, но и, что важно, методическую погрешность, связанную с неполнотой излучения реальных объектов излучения.

Для экспериментальной проверки предложенного в [4] метода повышения точности измерения истинной температуры на кафедре физики МГСУ была создана установка, позволяющая регистрировать спектральные яркости излучения в диапазоне длин волн от 200 до 800 нм с разрешением от 0,2 до 6 нанометров и в температурном интервале от комнатных температур до 1300 К с разрешением 0,5 К. Источником теплового излучения является температурная печь — это закрытая термоизолированная электропечь с отверстием на передней стене, которое моделирует «абсолютно черное тело» (а.ч.т.). Использование излучения а.ч.т. принципиально важно потому, что градуировку установки, т. е. приведение в соответствие выходного электрического сигнала температуре, проводим по спектральным яркостям в трех или четырех длинах волн. Обычно применяемые для этих целей температурные лампы, например СИ 10-300, которые являются рабочими эталонами теплового излучения, поддерживающими Международную температурную шкалу, имеют градуировочную характеристику только в одной длине волны 630 нм. Использование вольфрамового излучателя лампы СИ 10-300 для градуировки в других длинах волн сопряжено с большими методическими трудностями.

В качестве реального излучателя в установке используется либо излучение а.ч.т. со светофильтром, имитирующим селективное излучение, либо излучение хорошо известного материала, например вольфрамового.

Установка для проведения пирометрических исследований состоит из последовательно соединенных блоков. Источником температурного излучения является блок 1 (рис. 2), который включает в себя температурную печь (а.ч.т.) с фильтром. Излучение от источников 1 подвергается амплитудной модуляции с помощью оптико-механического модулятора 2. В качестве модулятора светового потока в установке применен вращающийся диск (обтюратор) с рядом отверстий, которые периодически пропускают световой поток на приемник излучения 4 через монохроматор 3.

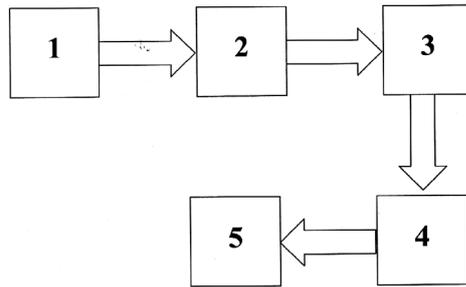


Рис. 2. Блок-схема пирометрической установки

Монохроматор 3 имеет дифракционную решетку с величиной обратной линейной дисперсией 3,2 нм/мм, что позволяет, благодаря системе зубчатых передач синусного механизма, производить отсчет устанавливаемых длин волн излучения с погрешностью $\pm 0,2$ нм.

Световой поток, пропорциональный измеряемой температуре, в виде спектральной яркости излучения в узком интервале длин волн $\Delta\lambda$ после монохроматора МУМ-1 3 поступает на приемник излучения 4, в качестве которого был выбран фотоэлектронный умножитель. Наиболее подходящим по своим спектральным характеристикам является ФЭУ-112, имеющий область спектральной чувствительности от 250 до 1100 нм, световую чувствительность фотокатода 25 мкА/лм, а световую анодную чувствительность (при напряжении питания 1600 В) 10 А/лм, что обеспечивает коэффициент усиления сигнала $4 \cdot 10^5$. Однако нестабильность характеристик ФЭУ-112, как и большинства других ф.э.у, составляет 15 %, что, естественно, плохо. Вот почему оптический сигнал необходимо модулировать, что снижает намного «утомляемость» фотокатода. Кроме этого, при разработке практических приборов — пирометров с приемником излучения ф.э.у — оптический модулятор производит периодическую засветку эталонным излучением, например отдельной пирометрической лампочкой накаливания. Учитывая невысокую величину сигнала на входе приемника излучения, применение ф.э.у в пирометрах, работающих с несколькими спектральными яркостями (так называемые многоспектральные или полихроматические пирометры [5]), является оправданной мерой, потому что только фотоэлектронные умножители обеспечивают необходимую чувствительность и высокую инструментальную точность. Электрический сигнал с выхода приемника излучения 4 (см. рис. 2) поступает в регистратор 5, в качестве которого использован цифровой запоминающий осциллограф АСК-2034. Расшифровку полученных осциллограмм производим вручную с последующими расчетами по приведенной выше методике на компьютере.

Следующим шагом на пути автоматизации экспериментальных работ на установке следует считать использование в качестве регистратора компьютера с установленными программами виртуальных приборов, таких как цифровой осциллограф, мультиметр и т. п. Это позволит производить не только регистрацию, но и одновременную обработку сигналов по формулам, приведенным ниже, тем самым полностью автоматизируя процесс измерения и обработки сигналов.

Выходной электрический сигнал с приемника излучения при работе с а.ч.т. для каждой спектральной яркости равен:

$$U_{\lambda T} = F_{\lambda} k C_1 \lambda^{-5} \exp \frac{-C_2}{\lambda T} \Delta \lambda, \quad (27)$$

где F_{λ} — коэффициент передачи оптического сигнала, включающий апертуру оптики, поглощение стекол; k — коэффициент усиления фэу; T — температура а.ч.т.; λ — эффективная длина волны; $\Delta \lambda$ — ширина полосы пропускания спектра.

Для разработанной установки ширина полосы пропускания длин волн спектральной яркости выбирается в пределах от 0,2 до 6 нм, что не превышает 1 % погрешности эффективной длины волны. После логарифмирования (27) имеем:

$$\ln U_{\lambda T} = \ln (F_{\lambda} k C_1 \lambda^{-5} \Delta \lambda) - \frac{C_2}{\lambda T}. \quad (28)$$

Производя измерения температуры уже на реальном теле, после градуировки установки по формуле (28) для каждой спектральной компоненты на модели а.ч.т. получим соотношение между измеренными яркостными температурами в виде (6—11).

Эквивалентная длина волны Λ стремится к бесконечно большой величине соответствующим подбором длин волн, например: $\lambda_1 = 400$ нм, $\lambda_2 = 533$ нм, $\lambda_3 = 800$ нм. Градуировка пирометра по а.ч.т. для любой спектральной яркости с применением формулы (28), построенная в координатах $\ln U_{\lambda T} = f(1/T)$, представляет собой прямую линию, наклон которой обратно пропорционален длине волны. Чем меньше длина волны спектральной яркости, тем круче наклон монохроматы. Процесс градуировки шкалы пирометра в нескольких длинах волн значительно облегчается, когда в основе шкалы прибора лежит линейная функция, а градуировочный график — прямая линия. Хорошо освоенный в физическом лабораторном практикуме метод наименьших квадратов для оценки погрешности пирометра здесь также применим. Линейная зависимость выходного сигнала пирометра от обратной величины температуры имеет размерность пиро, т. е. полностью оправдывает название прибора — пирометр.

Единица измерения обратных температур выглядит так:

$$1 \text{ пиро} = \frac{10^6}{T}. \quad (29)$$

Приборная реализация логарифмического амплитудно-временного преобразования электрических импульсов с выхода приемника излучения разработана в [6] и была использована в ряде яркостных пирометров, которые успешно работали и были внедрены в высокотемпературные теплофизические исследования в ряде ведущих предприятий и институтов.

Представленная в данной работе методика преобразования сигналов и установка для пирометрических исследований позволяет не только уменьшать инструментальную и методическую погрешности многоспектральных пирометров, но и оптимально подбирать элементы приборов для требуемых диапазонов температур и длин волн.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Поскачей А. А., Чубаров Е. П.* Оптико-электронные системы измерения температуры. М. : Энергоатомиздат, 1988. 248 с.
 2. *Свет Д. Я.* Оптические методы измерения истинных температур. М. : Наука, 1982. 298 с.
 3. Пат. 215182 Росс. Федерации, МКИ О 01 I 5/60. Способ пирометрических измерений / Д. Я. Свет. № 98113008/28 ; заявл. 17.07.98 ; опубл. 20.06.00, Бюл. № 17.
 4. *Самсонов А. И.* Универсальная пирометрическая система // Вестник МГСУ. 2011. № 4. С. 329—333.
 5. *Жагулло О. М.* Основные термины в области температурных измерений : словарь-справочник / под ред. А. Н. Гордова. М. : Изд-во стандартов, 1992. 196 с.
 6. *Самсонов А. И.* Универсальная измерительная линейка // Научные труды МЛТИ. Вып. 278. М. : МЛТИ, 1978. С. 112—115.
 7. *Самсонов А. И., Колесниченко А. Н.* Способ измерения температуры. Авторское свидетельство №706712. 1979.
 8. *Колесниченко А. Н., Самсонов А. И.* Универсальный микропирометр // Приборы и техника эксперимента. 1976. № 3. С. 132—137.
-
1. *Poskachei A. A., Chubarov E. P.* Optiko-elektronnye sistemy izmereniya temperatury. M. : Energoatomizdat, 1988. 248 s.
 2. *Svet D. Ya.* Opticheskie metody izmereniya istinnykh temperatur. M. : Nauka, 1982. 298 s.
 3. Pat. 215 182 Ross. Federatsii, MKI O 01 I 5 / 60. Sposob piromerticheskikh izmereni / D.Ya. Svet. № 98113008/28 ; zayavl. 17.07.98 ; opubl. 20.06.00, Bul. № 17.
 4. *Samsonov A. I.* Universalnaya pirometricheskaya sistema // Vestnik MGSU. 2011. № 4. S. 329—333.
 5. *Zhagullo O. M.* Osnovnye terminy v oblasti temperaturnykh izmereni : slovar-spravochnik / pod. red. A. N. Gordova. M. : Izd-vo standartov, 1992. 196 s.
 6. *Samsonov A. I.* Universalnaya izmeritel'naya lineyka // Nauchnye trudy MLTI. Vyp. 278. M. : MLTI, 1978. S. 112—115.
 7. *Samsonov A. I., Kolesnichenko A. N.* Sposob izmereniya temperatury. Avtorskoe svidetelstvo № 706 712. 1979.
 8. *Kolesnichenko A. N., Samsonov A. I.* Universalni mikropirometr // Pribori i tekhnika eksperimenta. 1976. № 3. S. 132—137.

© Самсонов А. И., Самсонов И. А., 2011

Ссылка для цитирования:

Самсонов А. И., Самсонов И. А. Повышение точности пирометрии излучения при производстве облицовочных строительных материалов // Интернет-вестник ВолгГАСУ. Сер.: Политематическая. 2011. Вып. 4(19).