

(19)



**Евразийское
патентное
ведомство**

(11) **039507**

(13) **B1**

(12) **ОПИСАНИЕ ИЗОБРЕТЕНИЯ К ЕВРАЗИЙСКОМУ ПАТЕНТУ**

(45) Дата публикации и выдачи патента
2022.02.04

(51) Int. Cl. **G01J 5/00** (2006.01)
G01K 13/00 (2006.01)

(21) Номер заявки
202100055

(22) Дата подачи заявки
2020.12.14

(54) **СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ ПОВЕРХНОСТИ НАГРЕТОГО ТЕЛА С НЕИЗВЕСТНЫМ КОЭФФИЦИЕНТОМ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

(43) **2022.02.03**

(56) BY-C1-13990
RU-C1-2617725
RU-C2-2616937
RU-C2-2247339
US-A-4687344

(96) **2020/EA/0086 (BY) 2020.12.14**

(71)(73) Заявитель и патентовладелец:
**БЕЛОРУССКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ (БГУ) (BY)**

(72) Изобретатель:
**Фираго Владимир Александрович
(BY)**

(57) Изобретение относится к термографии и предназначено для бесконтактного определения температуры горячих тел с неизвестным коэффициентом теплового излучения. Задачей изобретения является повышение точности определения температурного поля поверхности нагретых тел с неизвестным коэффициентом теплового излучения ϵ во всем диапазоне возможных значений коэффициента наклона b спектральной зависимости $\epsilon(\lambda)$, т.е. значений коэффициента γ , используемых для численного решения системы нелинейных уравнений. Сущность изобретения заключается в том, что в процессе измерений используют способ определения температурного поля поверхности нагретого тела с неизвестным коэффициентом теплового излучения, в котором измеряют интенсивности теплового излучения контролируемой поверхности I_{RF-GF} , I_{RF} и I_{BF} в трех перекрывающихся участках спектра и определяют искомые значения температуры T^* и коэффициента теплового излучения в середине второго участка спектра, т.е. $\epsilon_2 = \epsilon(\lambda_2)$, путем сведения системы из трех нелинейных уравнений к одному уравнению с одним дополнительным условием, полученным при анализе начальных факторов, определяющих интенсивность теплового излучения контролируемого тела.

B1

039507

039507

B1

Изобретение относится к области термографии и может использоваться в устройствах бесконтактного определения температурных полей горячих тел с неизвестным коэффициентом теплового излучения.

Широко используется способ получения теплового изображения поверхности тел, основанный на регистрации с помощью тепловизора интегральной интенсивности их собственного теплового излучения в используемом участке спектра от λ_1 до λ_2 оптического диапазона. Если известен эффективный коэффициент теплового излучения поверхности тела в этом участке спектра $\varepsilon_{\text{эф}}$, нормируя получаемые значения интенсивности каждой точки теплового изображения на его величину, рассчитывают температурное поле путем сопоставления получаемых нормированных значений с зарегистрированной при проведении градуировки тепловизора зависимостью интенсивности излучения модели абсолютно черного тела от температуры. Примером является способ определения температурного поля поверхности горячих тел по величине видеосигнала V , формируемого монохромной матрицей кремниевых фотоприемников [1],

$$V = \frac{A}{\exp(B/T) - 1} + C, \quad (1)$$

где T - температура модели абсолютно черного тела, используемой при калибровке термографа, A , B и C - константы, определяемые при калибровке.

При формировании изображения температурного поля нормируют получаемые значения видеосигнала на эффективный коэффициент излучения контролируемой поверхности $\varepsilon_{\text{эф}}$ и, используя отношение (1), определяют яркости элементов изображения температурного поля, которые пропорциональны температуре. Спектральный диапазон, используемый для регистрации интенсивности теплового излучения в ближней инфракрасной области, формируют с помощью оптического фильтра, который не пропускает видимое излучение. Недостатком этого способа определения распределения температуры является необходимость точного знания эффективного коэффициента излучения $\varepsilon_{\text{эф}}$, который в процессе окисления горячих металлов атмосферным кислородом может увеличиваться в три и более раз. Это служит источником методической погрешности, относительная величина которой в производственных условиях может превышать 10%.

Для уменьшения влияния неконтролируемого поведения спектрального коэффициента теплового излучения $\varepsilon(\lambda, T)$ на погрешности определения температуры металлических тел с гладкой монотонной функциональной зависимостью $\varepsilon(\lambda, T)$, содержащей два неизвестных параметра, используют двух- и треххроматические способы определения температуры [2], основанные на измерении интенсивности теплового излучения металла на двух λ_1, λ_2 или трех длинах волн $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ и вычислении температуры по их отношению, что для нескольких видов функциональной зависимости $\varepsilon(\lambda)$ позволяет уменьшить или исключить влияние неизвестных параметров аппроксимации $\varepsilon(\lambda)$ на результаты определения термодинамической температуры.

Недостатками этих способов при получении распределения температуры по наблюдаемой поверхности является необходимость использования узких спектральных интервалов, что снижает отношение сигнал/шум при невысоких температурах.

Для снижения влияния этого недостатка предложен способ [3] определения температурного поля поверхности горячих тел по значениям интенсивностей $I_R, I_G^{\text{ИК}}$ и $I_B^{\text{ИК}}$ их теплового излучения в трех спектральных участках $R, G^{\text{ИК}}$ и $B^{\text{ИК}}$, принцип формирования которых поясняют фиг. 1 и 2, т.е. в красном и ближнем инфракрасном участках спектра, регистрируемых цветной матрицей кремниевых

RGB-фотоприемников, затем нормируют поле отношений сглаженных интенсивностей $(\bar{I}_R - \bar{I}_B^{\text{ИК}}) / \bar{I}_G^{\text{ИК}}$ на соответствующее отношение эффективных коэффициентов излучения поверхности контролируемого тела $(\varepsilon_{R-B^{\text{ИК}}}^{\text{эф}}) / \varepsilon_{G^{\text{ИК}}}^{\text{эф}}$ и определяют искомое температурное поле путем сопоставления точек поля нормированных

отношений с температурной зависимостью отношения интенсивностей $(I_R - I_B^{\text{ИК}}) / I_G^{\text{ИК}}$, построенной заранее в процессе градуировки по модели абсолютно черного тела. Это позволяет снизить погрешность определения температурных полей горячих тел за счет использования отношения регистрируемых в двух участках спектра интенсивностей теплового излучения. Недостатком этого способа определения распределения температуры является необходимость точного знания эффективных коэффициентов излучения $\varepsilon_R^{\text{эф}}, \varepsilon_{G^{\text{ИК}}}^{\text{эф}}, \varepsilon_{B^{\text{ИК}}}^{\text{эф}}$ или их соотношения $(\varepsilon_{R-B^{\text{ИК}}}^{\text{эф}}) / \varepsilon_{G^{\text{ИК}}}^{\text{эф}}$. Наиболее близким к заявляемому изобретению является способ определения температурного поля поверхности горячих тел [4], в котором с помощью матрицы кремниевых RGB-фотоприемников измеряют интенсивности теплового излучения контролируемой поверхности I_{RF-GF}, I_{RF} и I_{BF} в трех перекрывающихся участках спектра, сформированных с помощью полосового оптического фильтра и спектральных характеристик RGB-фотоприемников, причем коротковолновую λ_{sw} и длинноволновую λ_{LW} границы коэффициента пропускания полосового фильтра $\tau(\lambda)$ выбирают таким образом, чтобы в области спектра, где R элементы матрицы имеют наибольшую квантовую эффективность, обеспечить близкие квантовые эффективности в первом - коротковолновом - η_{RF-GF} и третьем - длинноволновом - η_{BF} участках спектра регистрации теплового излучения, первый из кото-

рых формируют путем вычитания из интенсивности I_{RF} , регистрируемой в R светочувствительных элементах матрицы, интенсивности I_{GF} , регистрируемой в G элементах, а определяемые значения температуры T и коэффициента теплового излучения в середине второго участка спектра, т.е. $\varepsilon_2 = \varepsilon(\lambda_2)$, определяют при решении нелинейного уравнения

$$Y(T^*) = \varepsilon_2(T^*) + \gamma \left[p_2 \varepsilon_2^2(T^*) + p_1 \varepsilon_2(T^*) + p_0 \right] \mu_{RF}(T^*) - \frac{\bar{I}_{RF}}{F_{RF}(T^*)} = 0 \quad (2)$$

с условием

$$\varepsilon_2 = 0.05 + \sqrt{0.9025 + \frac{1}{p_2} \frac{\bar{I}_{BF}/F_{BF}(T^*) - \bar{I}_{RF-GF}/F_{RF-GF}(T^*)}{\gamma \left[\mu_{BF}(T^*) - \mu_{RF-GF}(T^*) \right]}}, \quad (3)$$

следующим из системы из трех нелинейных уравнений

$$\begin{cases} \bar{I}_{RF-GF}/F_{RF-GF}(T) = \varepsilon_2 + \gamma p(\varepsilon_2) \mu_{RF-GF}(T), \\ \bar{I}_{RF}/F_{RF}(T) = \varepsilon_2 + \gamma p(\varepsilon_2) \mu_{RF}(T), \\ \bar{I}_{BF}/F_{BF}(T) = \varepsilon_2 + \gamma p(\varepsilon_2) \mu_{BF}(T), \end{cases} \quad (4)$$

в которую входят зарегистрированные интенсивности \bar{I}_{RF-GF} , \bar{I}_{RF} и \bar{I}_{BF} , сглаженные низкочастотным пространственным цифровым фильтром, заранее полученные градуировочные зависимости $F_{RF-GF}(T)$, $F_{RF}(T)$, $F_{BF}(T)$, $\mu_{RF-GF}(T)$, $\mu_{RF}(T)$, $\mu_{BF}(T)$, а также дополнительное условие в виде функциональной связи $b = \gamma \cdot p(\varepsilon_2)$ между коэффициентом наклона b спектральной зависимости $\varepsilon(\lambda)$ контролируемой поверхности, величиной коэффициента γ и значением ε_2 в виде полинома второй степени $p(\varepsilon_2) = p_2 \varepsilon_2^2 + p_1 \varepsilon_2 + p_0$ с заданными значениями p_2 , p_1 и p_0 .

Недостатком этого способа является сильное возрастание погрешности определения ε_2 (3) и соответственно температуры T в случае малых значений коэффициента γ , т.е. для тел, излучение которых близко к излучению "серых" тел (для них $b=0$).

Задачей изобретения является повышение точности определения температурного поля поверхности нагретых тел с неизвестным коэффициентом теплового излучения ε во всем диапазоне возможных значений коэффициента наклона b спектральной зависимости $\varepsilon(\lambda)$, т.е. значений коэффициента γ , используемых для численного решения системы нелинейных уравнений.

Сущность изобретения заключается в том, что в процессе измерений используют способ определения температурного поля поверхности нагретого тела с неизвестным коэффициентом теплового излучения, в котором с помощью матрицы кремниевых RGB-фотоприемников измеряют интенсивности теплового излучения контролируемой поверхности I_{RF-GF} , I_{RF} и I_{BF} в трех перекрывающихся участках спектра, сформированных с помощью полосового оптического фильтра и спектральных характеристик RGB-фотоприемников, причем коротковолновую λ_{sw} и длинноволновую λ_{Lw} границы коэффициента пропускания полосового фильтра $\tau(\lambda)$ выбирают таким образом, чтобы в области спектра, где R элементы матрицы имеют наибольшую квантовую эффективность, обеспечить близкие квантовые эффективности в первом - коротковолновом - η_{RF-GF} и третьем - длинноволновом - η_{BF} участках спектра регистрации теплового излучения, первый из которых формируют путем вычитания из интенсивности I_{RF} , регистрируемой в R светочувствительных элементах матрицы, интенсивности I_{GF} , регистрируемой в G элементах, а определяемые значения температуры T* и коэффициента теплового излучения в середине второго участка спектра, т.е. $\varepsilon_2 = \varepsilon(\lambda_2)$, определяют при решении нелинейного уравнения

$$Y(T^*) = \frac{\bar{I}_{RF}}{F_{RF}(T^*)} \left\{ \frac{\bar{I}_{RF-GF}}{F_{RF-GF}(T^*)} - \frac{\bar{I}_{BF}}{F_{BF}(T^*)} + b(T^*) \left[\mu_{BF}(T^*) - \mu_{RF-GF}(T^*) \right] \right\} = 0 \quad (5)$$

с условием

$$b(T^*) \approx \gamma \left\{ p_2 \frac{\bar{I}_{RF}^2}{F_{RF}^2(T^*)} + p_1 \frac{\bar{I}_{RF}}{F_{RF}(T^*)} + p_0 \right\}, \quad (6)$$

следующим из системы из трех нелинейных уравнений

$$\begin{cases} \bar{I}_{RF-GF}/F_{RF-GF}(T) = \varepsilon_2 + \gamma p(\varepsilon_2) \mu_{RF-GF}(T), \\ \bar{I}_{RF}/F_{RF}(T) = \varepsilon_2 + \gamma p(\varepsilon_2) \mu_{RF}(T), \\ \bar{I}_{BF}/F_{BF}(T) = \varepsilon_2 + \gamma p(\varepsilon_2) \mu_{BF}(T), \end{cases}$$

в которую входят зарегистрированные интенсивности \bar{I}_{RF-GF} , \bar{I}_{RF} и \bar{I}_{BF} , сглаженные низкочастотным пространственным цифровым фильтром, заранее полученные градуировочные зависимости $F_{RF-GF}(T)$, $F_{RF}(T)$, $F_{BF}(T)$, $\mu_{RF-GF}(T)$, $\mu_{RF}(T)$, $\mu_{BF}(T)$ от температуры T, а также дополнительное условие в виде функциональной связи $b = \gamma \cdot p(\varepsilon_2)$ между коэффициентом наклона b спектральной зависимости $\varepsilon(\lambda)$ контролируемой поверхности, величиной коэффициента γ и значением ε_2 в виде полинома второй степени

$p(\varepsilon_2) = p_2 \varepsilon_2^2 + p_1 \varepsilon_2 + p_0$ с заданными значениями p_2 , p_1 и p_0 .

Поставленная задача решается путем использования одновременных измерений интенсивности теплового излучения контролируемой поверхности в трех участках спектра, I_{RF} , I_{GF} и I_{BF} , формирования трех полей регистрируемых интенсивностей $I_{RF-GF} = I_{RF} - I_{GF}$, I_{RF} и I_{BF} , сглаживания каждого поля низкочастотным пространственным цифровым фильтром и решения нелинейного уравнения (5) с условием (6) для интересующих зон наблюдаемого теплового изображения.

Полезное свойство, появляющееся у заявляемого технического решения, - обеспечение минимально возможной погрешности определения температурного поля контролируемой поверхности горячих тел во всем диапазоне изменений γ , достигаемое путем уменьшения влияния на определяемые значения температуры неконтролируемых изменений коэффициента теплового излучения их поверхности.

Сущность изобретения поясняется фиг. 3-10, где

на фиг. 3 приведена схема распространения теплового излучения и ее регистрации матрицей фотоприемников;

на фиг. 4 и 5 - спектральные квантовые эффективности элементов RGB матрицы кремниевых фотоприемников и пропускание полосового оптического фильтра $\tau(\lambda)$ (фиг. 4), а также сформированные спектральные квантовые эффективности в трех участках спектра (фиг. 5);

на фиг. 6 - спектральные зависимости коэффициента теплового излучения поверхности стали при разных величинах ее окисления;

на фиг. 7 - графические зависимости, описывающие функциональную связь между значениями ε_2 , величиной коэффициента γ и значениями коэффициента наклона b спектральной зависимости $\varepsilon(\lambda)$ в точке $\varepsilon_2 = \varepsilon(\lambda_2)$;

на фиг. 8 - пример рассчитанных температурных зависимостей коэффициентов $\mu_{RF-GF}(T)$, $\mu_{RF}(T)$, $\mu_{BF}(T)$, используемых при решении нелинейного уравнения (5) с условием (6);

на фиг. 9 - иллюстрация процесса решения нелинейного уравнения (5);

на фиг. 10 - результаты оценки относительной методической погрешности определения температуры при отклонении используемого значения γ^* от его истинной величины γ .

При выполнении последовательности действий с тепловым излучением контролируемой поверхности горячего тела 1 оно фокусируется объективом 2 на светочувствительные площадки матрицы фотоприемников 3, видеосигнал с выхода которой подается в цифровой блок управления, обработки и индикации (ЦБ ОУИ) 5 (фиг. 3). Для регистрации теплового излучения в трех перекрывающихся участках спектра применяют полосовой оптический фильтр 4 со спектральным коэффициентом пропускания $\tau(\lambda)$, приведенным на фиг. 4 и 5. Коротковолновую и длинноволновую границы непропускания этого фильтра выбирают таким образом, чтобы обеспечить формирование двух близких по квантовой эффективности крайних участков спектра, которые показаны на фиг. 5 как первый (коротковолновый) и третий (длинноволновый) участки с зеркально подобными зависимостями спектральной квантовой эффективности $\eta_{RF-GF}(\lambda)$ и $\eta_{BF}(\lambda)$. Второй участок спектра полностью расположен в границах пропускания полосового фильтра.

При поглощении потока фотонов, излучаемых нагретым телом, в светочувствительных элементах матрицы фотоприемников возникает фототок, который интегрируется интеграторами этих элементов. При контроле равномерно нагретого тела сигналы, накапливаемые в интеграторах матрицы, флуктуируют возле средних значений, отклонение от которых вызывается суммарным влиянием радиационного, темнового и геометрического шумов, а также шумом выходного каскада чтения сигналов с интеграторов. После окончания процесса формирования видеокadra образуется фиксированный во времени сигнальный рельеф. При считывании сигналов светочувствительных ячеек многоэлементных RGB-фотоприемников "мозаичного" типа (в них для разделения цветов используется матрица светофильтров Байера) в памяти ЦБ УОИ формируется трехслойная матрица пирометрических сигналов с размерами $(N_b/2) \times (N_r/2)$, где N_b , N_r - число светочувствительных ячеек по горизонтали и вертикали. Поскольку при использовании RGB матриц с мозаикой светофильтров Байера элементов с фильтрами зеленого цвета в два раза больше, сигналы от этих соседних элементов попарно суммируются и делятся на два.

Для учета вклада в регистрируемые видеосигналы темнового тока в матрице фотоприемников имеется область (несколько строк и столбцов по краям матрицы), закрытая от попадания внешнего излучения. Величина тока, генерируемого в светочувствительных элементах этой области, обусловлена только тепловой генерацией носителей заряда, т.е. темновым током этих элементов. После считывания сигналов, накопленных в интеграторах, и формирования полей пирометрических сигналов, пропорциональных интенсивностям теплового излучения тела, из них вычитают усредненное значение темнового сигнала. Для повышения отношения сигнал/шум каждый их сформированных трех слоев полученного кадра сглаживают цифровым низкочастотным пространственным фильтром.

Для определения температуры тела с неизвестным коэффициентом теплового излучения $\varepsilon(\lambda)$ необходимо, как минимум, измерение интенсивности его излучения в трех участках спектра [4] с наложением дополнительного условия на поведение $\varepsilon(\lambda)$, например его линейной $\varepsilon(\lambda) = a + b\lambda$ или показательной

$\varepsilon(\lambda) = \varepsilon_2 a^{b(\lambda-\lambda_2)}$ зависимости от λ [2] с очевидным ограничением $0 < \varepsilon(\lambda) < 1$. Использование экспоненциальной зависимости $\varepsilon(\lambda) = \varepsilon_2 e^{b(\lambda-\lambda_2)}$ позволяет в нешироком участке спектра правильно описать поведение $\varepsilon(\lambda)$ многих тел. При малых значениях произведения $b(\lambda-\lambda_2) < 0.05$, что для многих конструкционных материалов имеет место быть на практике, экспоненциальное выражение можно упростить, разлагая экспоненту в степенной ряд и отбрасывая члены со степенями, большими единицы, что дает $\varepsilon(\lambda) = \varepsilon_2 + b(\lambda-\lambda_2)$.

Аналитические выражения для описания зависимостей регистрируемых интенсивностей теплового излучения тел I_{RF-GF} , I_{RF} и I_{BF} от их температуры T и параметров аппроксимации $\varepsilon(\lambda)$ можно получить при делении регистрируемых цифровых отсчетов сигналов D_{RF-GF} , D_{RF} и D_{BF} , поступающих с элементов матрицы, на длительность экспозиции кадра τ , и учете всех необходимых параметров схемы измерений [4]

$$\begin{cases} I_{RF-GF}(T) = \tau_{об} K s_{эл} k_{QD} \left\{ \frac{e}{hc} \int_{\lambda_{sw}}^{\lambda_{fw}} \tau(\lambda) \eta_{RF-GF}(\lambda) [\varepsilon_2 + b(\lambda - \lambda_2)] M(\lambda, T) \lambda d\lambda \right\}, \\ I_{RF}(T) = \tau_{об} K s_{эл} k_{QD} \left\{ \frac{e}{hc} \int_{\lambda_{sw}}^{\lambda_{fw}} \tau(\lambda) \eta_{RF}(\lambda) [\varepsilon_2 + b(\lambda - \lambda_2)] M(\lambda, T) \lambda d\lambda \right\}, \\ I_{BF}(T) = \tau_{об} K s_{эл} k_{QD} \left\{ \frac{e}{hc} \int_{\lambda_{sw}}^{\lambda_{fw}} \tau(\lambda) \eta_{BF}(\lambda) [\varepsilon_2 + b(\lambda - \lambda_2)] M(\lambda, T) \lambda d\lambda \right\}, \end{cases} \quad (7)$$

где $K = \tau_{об} (D_{об}^2 / 4f^2) (1 - f/Z)^2$ - коэффициент связи между освещенностью светочувствительных элементов матрицы термографа и светимостью тел;

$\tau_{об}$, $D_{об}$ и f - пропускание, диаметр и фокусное расстояние объектива соответственно;

k_{QD} - коэффициент преобразования зарядов, формируемых в светочувствительных элементах матрицы, в цифровые отсчеты сигналов на выходах интеграторов;

e , h и c - заряд электрона, постоянная Планка и скорость света соответственно;

$s_{эл}$ - площадь каждого из светочувствительных элементов матрицы фотоприемников;

$M(\lambda, T)$ - поверхностная светимость абсолютно черного тела (АЧТ), описываемая соответствующей формулой Планка;

Z - расстояние от объектива термографа до поверхности тела.

После интегрирования (7) можно представить в удобном для дальнейших выкладок виде

$$\begin{cases} I_{RF-GF}(T) = \varepsilon_2 F_{RF-GF}(T) + b q_{RF-GF}(T) = [\varepsilon_2 + b \mu_{RF-GF}(T)] F_{RF-GF}(T), \\ I_{RF}(T) = \varepsilon_2 F_{RF}(T) + b q_{RF}(T) = [\varepsilon_2 + b \mu_{RF}(T)] F_{RF}(T), \\ I_{BF}(T) = \varepsilon_2 F_{BF}(T) + b q_{BF}(T) = [\varepsilon_2 + b \mu_{BF}(T)] F_{BF}(T), \end{cases} \quad (8)$$

где $F_{RF-GF}(T)$, $F_{RF}(T)$, $F_{BF}(T)$ - соответствуют градуировочным зависимостям термографа, которые определяют экспериментально с использованием модели АЧТ,

$q_{RF-GF}(T)$, $q_{RF}(T)$, $q_{BF}(T)$ - интегралы, полученные расчетным путем и определяющие зависимости этих интегралов от температуры при единичном значении коэффициента b используемой зависимости $\varepsilon(\lambda)$ в соответствующем спектральном участке, а

зависимости $\mu_{RF-GF}(T)$, $\mu_{RF}(T)$, $\mu_{BF}(T)$ представляют собой интегралы $q_{RF-GF}(T)$, $q_{RF}(T)$, $q_{BF}(T)$, нормированные на соответствующие градуировочные зависимости.

Вследствие перекрытия регистрируемых спектральных участков и неизбежного разброса регистрируемых значений I_{RF-GF} , I_{RF} и I_{BF} из-за наличия шумов решение системы (8) дает недопустимый разброс получаемых значений T . Для получения более устойчивого решения используется дополнительное условие в виде функциональной связи $b = \gamma \cdot p(\varepsilon_2)$ между коэффициентом наклона b спектральной зависимости $\varepsilon(\lambda)$ контролируемой поверхности, величиной коэффициента γ и значением ε_2 в виде полинома второй степени с заданными значениями коэффициентов p_2 , p_1 и p_0 . Целесообразность введения этой функциональной связи обусловлено ростом значений $\varepsilon(\lambda)$ при нагреве контролируемой поверхности, который происходит за счет ее окисления атмосферным кислородом. В качестве примера на фиг. 6 показаны спектральные излучательные способности чистой (линия черного цвета 6) и окисленной (линии серого цвета: 7 - слабое окисление, 8 - среднее окисления, 9 - сильное окисление) поверхности стали [5]. Окисление поверхности приводит к снижению коэффициента наклона b от максимально возможного значения до нуля.

Можно предложить несколько наборов коэффициентов p_2 , p_1 и p_0 используемого полинома. Например, при описании связи между значениями b и ε_2 для тел с возможными пределами изменения коэффициента теплового излучения $0,05 < \varepsilon_2 < 1$ можно использовать степенной полином в виде

$$b = \gamma \left(-\frac{80}{361} \varepsilon_2^2 + \frac{8}{361} \varepsilon_2 + \frac{72}{361} \right), \quad (9)$$

который описывает плавное снижение абсолютного значения $|b|$ при увеличении ε_2 . Соответствующие графические зависимости приведены на фиг. 7. Кривые, находящиеся в нижней полуплоскости, где

$\gamma < 0$, относятся к металлам, а в верхней - к диэлектрикам. Так как спектральные зависимости коэффициентов теплового излучения большинства конструкционных материалов известны [5] по величине b и ε_2 чистого неокисленного материала заранее рассчитывают значение γ , что обеспечивает адекватный расчет b при изменении значения ε_2 в процессе окисления атмосферным кислородом. Для вольфрама значение γ составляет $\gamma = -1,07$, а для черных металлов $\gamma \approx -0,5$. Сопоставляя фиг. 6 и 7, можно убедиться, что коэффициент наклона b при окислении стали стремится к нулю по мере роста ε_2 .

Применение зависимости (5), т.е. привлечение априорных сведений о возможном характере поведения $\varepsilon(\lambda)$ поверхности контролируемого тела, позволяет существенно снизить требования к точности измерения тепловых потоков и использовать при определении температуры T перекрывающиеся участки спектра. Необходимо отметить, что увеличение расстояния между используемыми участками спектра, с одной стороны, снижает требования к величине погрешностей измерений, но с другой стороны, из-за отклонения поведения $\varepsilon(\lambda)$ тел в видимой области от линейного закона ведет к нарушению условия линейности $\varepsilon(\lambda) = \varepsilon_2 + b(\lambda - \lambda_2)$, что, в свою очередь, приводит к росту погрешности определения T . Это является основной причиной, препятствующей эффективному использованию R, G и B участков видимого спектра в высокотемпературной термографии.

При использовании (9) и проведении сглаживания I_{RF-GF} , I_{RF} и I_{BF} с помощью цифрового фильтра система уравнений (8) принимает вид

$$\begin{cases} \bar{I}_{RF-GF}(T)/F_{RF-GF}(T) = \varepsilon_2 + \gamma \left(-\frac{80}{361}\varepsilon_2^2 + \frac{8}{361}\varepsilon_2 + \frac{72}{361} \right) \mu_{RF-GF}(T), \\ \bar{I}_{RF}(T)/F_{RF}(T) = \varepsilon_2 + \gamma \left(-\frac{80}{361}\varepsilon_2^2 + \frac{8}{361}\varepsilon_2 + \frac{72}{361} \right) \mu_{RF}(T), \\ \bar{I}_{BF}(T)/F_{BF}(T) = \varepsilon_2 + \gamma \left(-\frac{80}{361}\varepsilon_2^2 + \frac{8}{361}\varepsilon_2 + \frac{72}{361} \right) \mu_{BF}(T). \end{cases} \quad (10)$$

Вычитая из третьего уравнения системы (10) первое уравнение, можно получить квадратное уравнение для нахождения зависимости ε_2 от оценки температуры T^*

$$\varepsilon_2^2(T^*) - 0,1\varepsilon_2(T^*) - 0,9 + \frac{361 \bar{I}_{BF}/F_{BF}(T^*) - \bar{I}_{RF-GF}/F_{RF-GF}(T^*)}{80 \gamma [\mu_{BF}(T^*) - \mu_{RF-GF}(T^*)]} = 0. \quad (11)$$

Выбирая положительное решение этого уравнения

$$\varepsilon_2 = 0,05 + \sqrt{0,9025 - \frac{361 \bar{I}_{BF}/F_{BF}(T^*) - \bar{I}_{RF-GF}/F_{RF-GF}(T^*)}{80 \gamma [\mu_{BF}(T^*) - \mu_{RF-GF}(T^*)]}} \quad (12)$$

и подставляя его во второе уравнение системы (10), получаем нелинейное уравнение для нахождения искомого значения температуры

$$Y(T^*) = \varepsilon_2(T^*) + \gamma \left[-\frac{80}{361}\varepsilon_2^2(T^*) + \frac{8}{361}\varepsilon_2(T^*) + \frac{72}{361} \right] \mu_{RF}(T^*) - \frac{\bar{I}_{RF}}{F_{RF}(T^*)} = 0, \quad (13)$$

которое используется в способе, описанном в [4]. Недостаток этого способа - большая погрешность вычисления ε_2 с помощью (12) из-за наличия шумов при значениях γ близких к нулю. Для устранения этого недостатка в предлагаемом способе используется замеченная особенность зависимости $\varepsilon_2(\lambda)$ - для небольших γ произведение $b\mu_{RF}(T^*)$ составляет всего несколько процентов от значения $\varepsilon_2(T^*)$. Поэтому зависимость $\varepsilon_2(T^*)$ можно приближенно представить как отношение $V_{c2}/F_{c2}(T^*)$ или точнее $V_{c2}/F_{c2}(T^*) - b\mu_2(T^*)$, что позволяет получить приближенное выражение для зависимости $b(T^*)$

$$b(T^*) \approx \gamma \left\{ -\frac{80}{361} \frac{\bar{I}_{RF}^2}{F_{RF}^2(T^*)} + \frac{8}{361} \frac{\bar{I}_{RF}}{F_{RF}(T^*)} + \frac{72}{361} \right\}. \quad (14)$$

Подставляя (14) в первое и второе уравнения системы (10) и формируя их разность, получаем результирующее уравнение для определения T^*

$$\bar{I}_{RF-GF}/F_{RF-GF}(T^*) - \bar{I}_{BF}/F_{BF}(T^*) + b(T^*) [\mu_{BF}(T^*) - \mu_{RF-GF}(T^*)] = 0. \quad (15)$$

Для линеаризации уравнения (15) можно умножить его на отношение $\bar{I}_{RF}/F_{RF}(T^*)$, что существенно упрощает поиск численного решения

$$Y(T^*) = \frac{\bar{I}_{RF}}{F_{RF}(T^*)} \left\{ \frac{\bar{I}_{RF-GF}}{F_{RF-GF}(T^*)} - \frac{\bar{I}_{BF}}{F_{BF}(T^*)} + b(T^*) [\mu_{BF}(T^*) - \mu_{RF-GF}(T^*)] \right\} = 0. \quad (16)$$

Примеры рассчитанных зависимостей $\mu_{RF-GF}(T)$, $\mu_{RF}(T)$, $\mu_{BF}(T)$ и численного решения нелинейного уравнения приведены на фиг. 8, 9.

При численном решении уравнения (16) задают диапазон, в котором ищется решение, т.е. оценка температуры T^* . Как хорошо видно из иллюстрации процесса поиска решения, приведенной на фиг. 9, низкотемпе-

ратурная граница этого диапазона определяется минимальной из трех температур частичной радиации T_{\min} , регистрируемых термографом, а высокотемпературная граница для металлов ($\lambda < 0$) - определяемым термографом значением температуры спектрального отношения для первого и третьего участков спектра T_{sr13} . Для диэлектриков ($\lambda > 0$) T_{sr13} может быть меньше истинной температуры поверхности, поэтому для них высокотемпературная граница выбирается равной $1,15 \cdot T_{sr13}$.

На фиг. 9 приведена иллюстрация процесса решения уравнения (16) для зарегистрированных термографом интенсивностей излучения вольфрамовой ленты с температурой 2019°C в трех перекрывающихся участках спектра, показанных на фиг. 5. При использовании значения $\gamma^* = -1,071/\mu\text{м}$ и учета коэффициента пропускания кварцевого окошка вольфрамовой лампы СИ10-300 полученная оценка температуры T^* вследствие наличия шумов оказалась примерно на 3°C ниже. Штриховой линией на фиг. 9 показано, как изменяется значение $\varepsilon_2(T^*)$ в процессе поиска решения.

Расчеты показывают, что для металлов относительные погрешности определения истинной температуры $\Delta T/T$ при отклонениях используемого значения γ^* от ее истинной величины γ на $\pm 40\%$ в основном, как показано на фиг. 10, не превышают 0,015, что допустимо при решении подавляющего большинства практических задач по бесконтактному измерению температуры различных теплотехнических процессов.

Таким образом, предлагаемый способ определения температурного поля поверхности нагретого тела с неизвестным коэффициентом теплового излучения позволяет за счет измерения интенсивности теплового излучения в трех перекрывающихся участках спектра и решения системы нелинейных уравнений с дополнительными начальными условиями существенно уменьшить методическую погрешность определения температурного поля, вызываемую неконтролируемыми изменениями коэффициента теплового излучения тел при их нагреве и окислении атмосферным кислородом, т.е. повысить точность определения температурного поля поверхности нагретых тел с неизвестным коэффициентом теплового излучения.

Источники информации.

1. Патент США № 4687344 В1, G01J 5/02, опубл. 18.08.1987.
2. В.Н. Снопко. Основы методов пирометрии по спектру теплового излучения. - Минск, 1999. - С. 88-98, 132-151, 152-170.
3. Патент РБ № 13990 С1, G01J 5/00, опубл. 28.02.2011.
4. В.А. Фираго. Цифровая термография. - Минск: БГУ, 2019. - С. 184-194, 226-230.
5. Излучательные свойства твердых материалов: Справочник / Под общ. ред. А.Е. Шейндлина. - М., 1974. - С. 289-296, 320-328, 416.

ФОРМУЛА ИЗОБРЕТЕНИЯ

Способ определения температурного поля поверхности нагретого тела с неизвестным коэффициентом теплового излучения, в котором с помощью матрицы кремниевых RGB-фотоприемников измеряют интенсивности теплового излучения контролируемой поверхности I_{RF-GF} , I_{RF} и I_{BF} в трех перекрывающихся участках спектра, сформированных с помощью полосового оптического фильтра и спектральных характеристик RGB-фотоприемников, причем коротковолновую λ_{Sw} и длинноволновую λ_{Lw} границы коэффициента пропускания полосового фильтра $\tau(\lambda)$ выбирают таким образом, чтобы в области спектра, где R элементы матрицы имеют наибольшую квантовую эффективность, обеспечить близкие квантовые эффективности в первом - коротковолновом - η_{RF-GF} и третьем - длинноволновом - η_{BF} участках спектра регистрации теплового излучения, первый из которых формируют путем вычитания из интенсивности I_{RF} , регистрируемой в R светочувствительных элементах матрицы, интенсивности I_{GF} , регистрируемой в G элементах, а определяемые значения температуры T^* и коэффициента теплового излучения в середине второго участка спектра, т.е. $\varepsilon_2 = \varepsilon(\lambda_2)$, определяют при решении нелинейного уравнения

$$Y(T^*) = \frac{\bar{I}_{RF}}{F_{RF}(T^*)} \left\{ \frac{\bar{I}_{RF-GF}}{F_{RF-GF}(T^*)} - \frac{\bar{I}_{BF}}{F_{BF}(T^*)} + b(T^*) [\mu_{BF}(T^*) - \mu_{RF-GF}(T^*)] \right\} = 0$$

с условием

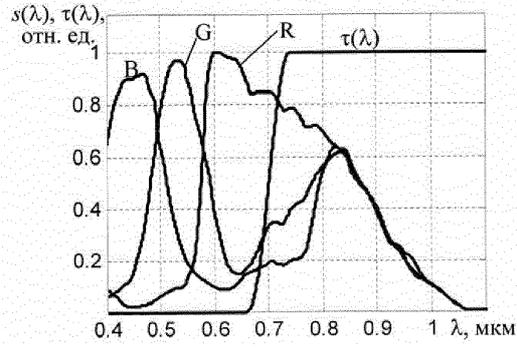
$$b(T^*) \approx \gamma \left\{ p_2 \frac{\bar{I}_{RF}^2}{F_{RF}^2(T^*)} + p_1 \frac{\bar{I}_{RF}}{F_{RF}(T^*)} + p_0 \right\},$$

следующим из системы из трех нелинейных уравнений

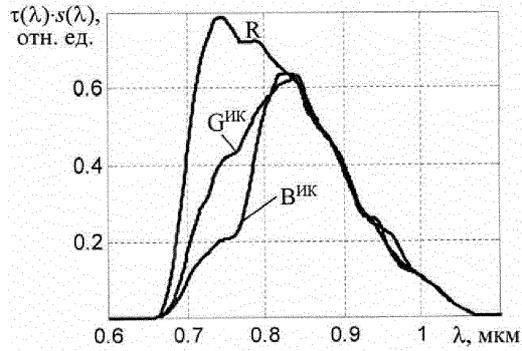
$$\begin{cases} \bar{I}_{RF-GF}/F_{RF-GF}(T) = \varepsilon_2 + \gamma p(\varepsilon_2) \mu_{RF-GF}(T), \\ \bar{I}_{RF}/F_{RF}(T) = \varepsilon_2 + \gamma p(\varepsilon_2) \mu_{RF}(T), \\ \bar{I}_{BF}/F_{BF}(T) = \varepsilon_2 + \gamma p(\varepsilon_2) \mu_{BF}(T), \end{cases}$$

в которую входят зарегистрированные интенсивности \bar{I}_{RF-GF} , \bar{I}_{RF} и \bar{I}_{BF} , сглаженные низкочастотным пространственным цифровым фильтром, заранее полученные градуировочные зависимости $F_{RF-GF}(T)$,

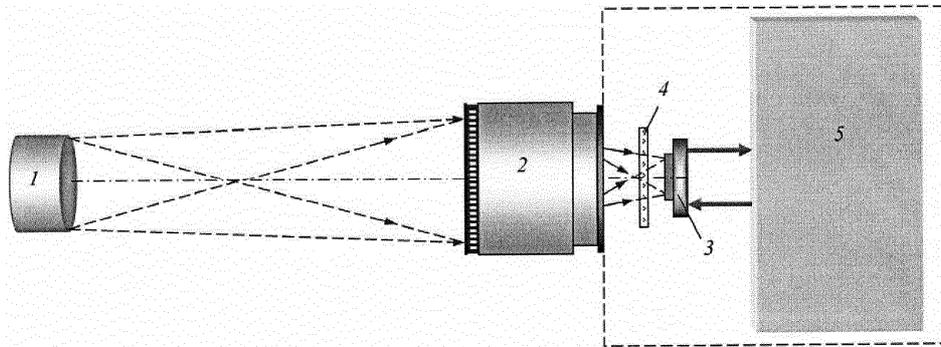
$F_{RF}(T)$, $F_{BF}(T)$, $\mu_{RF-GF}(T)$, $\mu_{RF}(T)$, $\mu_{BF}(T)$ от температуры T , а также дополнительное условие в виде функциональной связи $b = \gamma \cdot p(\epsilon_2)$ между коэффициентом наклона b спектральной зависимости $\epsilon(\lambda)$ контролируемой поверхности, величиной коэффициента γ и значением ϵ_2 в виде полинома второй степени $p(\epsilon_2) = p_2 \epsilon_2^2 + p_1 \epsilon_2 + p_0$ с заданными значениями p_2 , p_1 и p_0 .



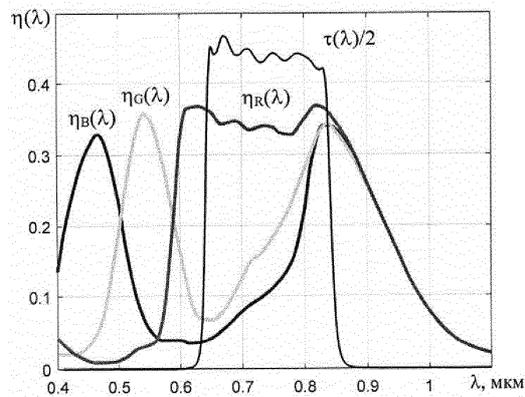
Фиг. 1



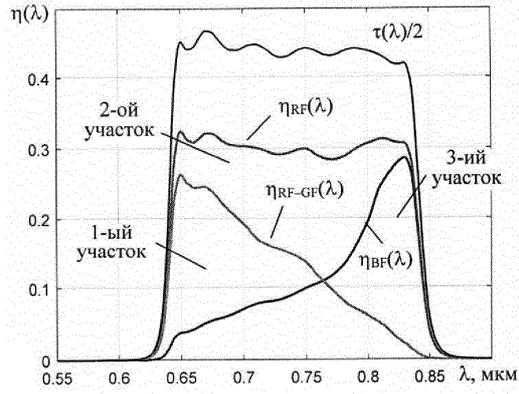
Фиг. 2



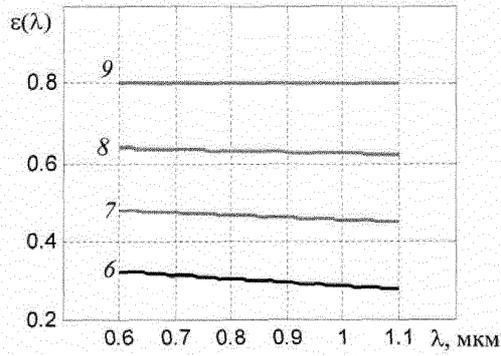
Фиг. 3



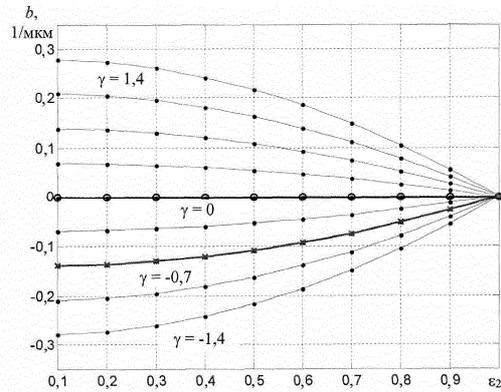
Фиг. 4



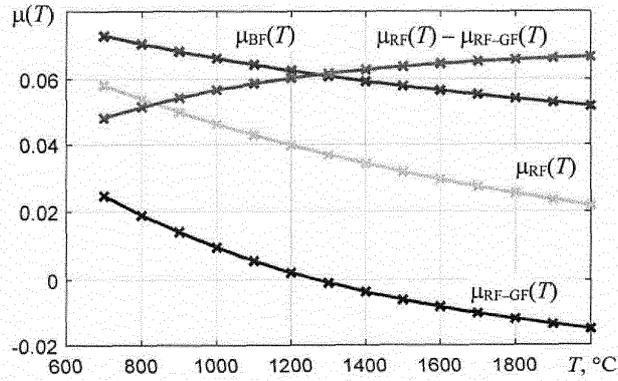
Фиг. 5



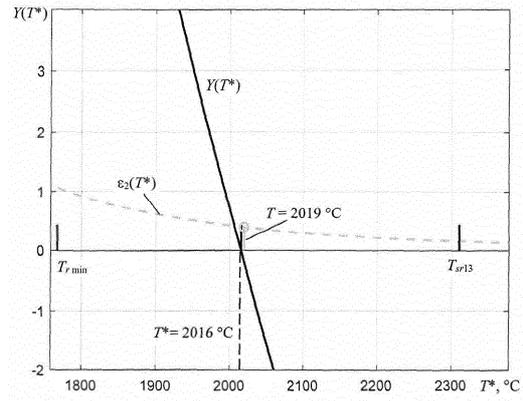
Фиг. 6



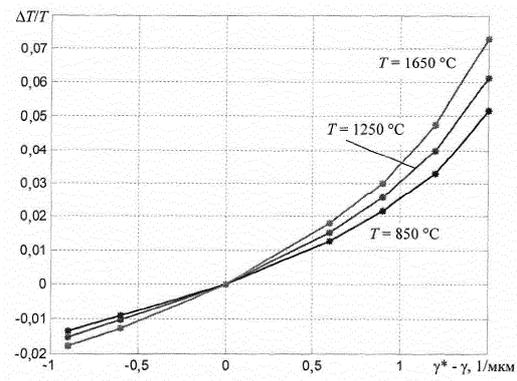
Фиг. 7



Фиг. 8



Фиг. 9



Фиг. 10

