

Методи опосередкованих вимірювань випромінювальної здатності вольфраму і залізвуглецевих сплавів

Л.Ф. Жуков¹, Д.О. Петренко²

¹ Інститут загальної енергетики НАН України, вул. Антоновича, 172, 03150, Київ, Україна
zhukov@i.com.ua

² Фізико-технологічний інститут металів та сплавів НАН України, бульв. Вернадського, 34/1, 03142, Київ, Україна
dima-petrenko@meta.ua

Анотація

Метою роботи є підвищення точності та достовірності оптичної пірометрії, в тому числі двоколірної компенсаційної пірометрії випромінювання з усередненим апіорним налаштуванням. Спираючись на отримане раніше авторами рівняння нелінійності, розроблено лінійний, дводіапазонний та параболічний методи опосередкованих вимірювань випромінювальної здатності.

Для вольфраму та залізвуглецевих сплавів методична похибка двоколірної компенсаційної пірометрії випромінювання з налаштуванням за лінійним методом не перевищує 0,52%. При цьому методичні похибки пірометрії спектрального відношення та енергетичної відповідно становлять 3,19 та 6,07...8,42%. При подальшому гіпотетичному зростанні коефіцієнта нелінійності в 2 рази методична похибка лінійного методу зростає до 1,02%, що також прийнятно в чорній металургії для технологічного термоконтролю.

Дводіапазонний метод базується на використанні інверсії нелінійності спектрального розподілу випромінювальної здатності. Похибка дводіапазонного методу для вольфраму, при правильному виборі спектральних інтервалів, не перевищує похибок еталонних вимірювань і становить 0,06%.

Для суттєво нелінійних розподілів випромінювальної здатності запропоновано параболічний метод. За однакової нелінійності спектрального розподілу випромінювальної здатності, наприклад, для вольфраму, похибка параболічного методу в 1,24 рази менша, ніж лінійного.

Ключові слова: рівняння та коефіцієнт нелінійності спектрального розподілу випромінювальної здатності; температура об'єкта; температура випромінювання об'єкта.

Отримано: 12.01.2022

Відредаговано: 23.02.2022

Схвалено до друку: 28.03.2022

1. Вступ

Оптична пірометрія є безальтернативною в більшості випадків найбільш ефективного для оптимального управління високотемпературними процесами безперервного термоконтролю. Тут оперують двома фізичними матеріальними субстанціями, тобто речовиною (об'єктом, що контролюється) та її електромагнітним полем (тепловим випромінюванням). Випромінювання переносить тепло, а значить має енергію, ентропію та температуру. У випадку абсолютно чорного тіла субстанції перебувають у термодинамічній рівновазі, й тому їхні температури співпадають. Ця властивість абсолютно чорного тіла та його випромінювання використовується в оптичній пірометрії для еталонних вимірювань, побудови температурних шкал та градування оптичних термометрів. Для нечорного тіла вимірювана одноколірним пірометром температура випромінювання пов'язана з температурою контрольованого об'єкта через довжину хвилі та відповідну їй випромінювальну

здатність. Цей зв'язок кількісно виражається пірометричним рівнянням, яке впливає із закону Планка (Віна). Застосування перших оптичних пірометрів у металургії співпадає у часі з розробкою теорії теплового випромінювання. У той час ще не користувались поняттям “температури випромінювання”, і тому її назвали “умовною температурою” або “псевдотемпературою”. Це не відповідає фізичному змісту та визначенню температури в термодинаміці, молекулярно-кінетичній теорії й статистичній фізиці, де температура задає напрямок теплообміну. Тому Жуков Л.Ф. раніше запропонував використовувати природне в оптичній термометрії й фізично обґрунтоване поняття температури випромінювання [1]. Наведеної концепції автори дотримуються і в цій статті.

Зі зростанням кількості робочих хвиль (спектральних каналів [2]) можливості оптичної пірометрії розширюються. Тому останнім часом дослідження було переорієнтовано на спектраль-

ні технології, які забезпечують підвищення метрологічних характеристик безконтактного термомоніторингу в умовах випадково змінних оптичних характеристик випромінюючої поверхні. Під оптичними характеристиками поверхні мається на увазі спектральний розподіл випромінювальної здатності ($\epsilon=f(\lambda)$) на робочих хвилях.

Відповідно до закону Віна, для 3 робочих хвиль система пірометричних рівнянь має такий вигляд:

$$\begin{aligned} \frac{1}{T} - \frac{1}{S_1} &= \frac{\lambda_1}{C_2} \ln(\epsilon_1), \\ \frac{1}{T} - \frac{1}{S_2} &= \frac{\lambda_2}{C_2} \ln(\epsilon_2), \\ \frac{1}{T} - \frac{1}{S_3} &= \frac{\lambda_3}{C_2} \ln(\epsilon_3), \end{aligned} \quad (1)$$

де $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, m$ – ефективні довжини робочих хвиль пірометричної системи; $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ – випромінювальні здатності об'єкта на робочих хвилях; S_1, S_2, S_3, K – одноколірні температури випромінювання об'єкта на робочих хвилях; $C_2=1,4388 \times 10^{-2}$ К·м – друга радіаційна стала; T, K – температура об'єкта, який термометрується.

Система має безліч розв'язків відносно T , тому що 3 рівняння містять 4 невідомі: $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ і T . Кількість рівнянь та невідомих можливо зрівняти шляхом заміни значення випромінювальної здатності на одній з робочих хвиль через її значення на інших хвилях.

2. Відомі рішення та їхні недоліки

Для виключення методичної похибки вимірювання температури забарвлених об'єктів у випадку двоколірної пірометрії випромінювання необхідна однозначна залежність між випромінювальними здатностями на робочих хвилях. У [3] здійснено спробу визначити T і ϵ_1, ϵ_2 за допомогою вимірювань яскравості на двох робочих хвилях і системи трьох рівнянь. Але по суті запропоновано систему двох рівнянь і тотожності, через що вона має нескінченну множину розв'язків.

Встановлено, що при використанні спрощення в методах подвійного спектрального відношення [4] з'являється методична похибка навіть для лінійних

$\epsilon=f(\lambda)$. Жуков Л.Ф. та Корнієнко А.Л. розробили метод [1], що виключає методичні похибки вимірювань T об'єктів з лінійними $\epsilon=f(\lambda)$. Однак використання трьох хвиль не завжди достатньо для ідентифікації правильного розв'язку системи (1).

Основним недоліком запропонованого в роботі [5] методу є нескінченна множина розв'язків системи трьох пірометричних рівнянь, яка впливає з (1). У роботі [6] констатується, що запропонована функція " $f_w(\lambda, T, T_f)$ " не має фізичного змісту. Термометрія є розділом фізики та метрології, тому для розуміння, оцінки, розвитку та використання нових рішень необхідні фізично обгрунтовані параметри й терміни. Крім того, для визначення правильного розв'язку узагальнюючого рівняння запропоновано складний алгоритм. При цьому похибка "зразка" в 4 рази перевищує наведений результат.

3. Постановка завдання

Раніше авторами статті було запропоновано концепцію двоколірної компенсаційної пірометрії випромінювання (ДКПВ). Встановлено, що в умовах селективно змінної випромінювальної здатності ДКПВ має значно вищі метрологічні характеристики порівняно з пірометрією спектрального відношення (ПСВ) і енергетичною пірометрією випромінювання (ЕПВ) [7]. Однак при неселективних змінах ϵ в умовах апріорного усередненого налаштування похибки ДКПВ досягають неприйнятних значень. Вказаний недолік можна усунути шляхом уточнення значень ϵ на робочих хвилях. Для досягнення цієї мети розроблено лінійний, дводіапазонний і параболічний методи, які ґрунтуються на отриманому рівнянні нелінійності (РН).

4. Методи опосередкованих вимірювань випромінювальної здатності та температури

4.1. Рівняння нелінійності спектрального розподілу випромінювальної здатності

РН визначає залежність коефіцієнта нелінійності Kn_2 спектрального розподілу випромінювальної здатності об'єкта від ϵ_1 чи ϵ_3 та прямо вимірюваних S_1, S_2, S_3 . Фізичний зміст Kn , коефіцієнта селективності Ks і середньої випромінювальної здатності ϵ_{cp} , наведено на рис. 1.

У роботі [8] отримано РН, яке пов'язує Kn_2 з ϵ_3 і ϵ_1 через S_1, S_2, S_3 :

$$Kn_2 = e^{\frac{C_2}{2\lambda_1 S_3} - \frac{C_2}{\lambda_2 S_2} + \frac{C_2}{2\lambda_3 S_3}} \cdot \epsilon_3^{\frac{1}{2} + \frac{\lambda_3}{2\lambda_1}} - e^{\frac{C_2}{\lambda_1 S_3} - \frac{C_2}{\lambda_1 S_1}} \cdot \epsilon_3^{\frac{\lambda_3}{\lambda_1}} - \frac{e^{\frac{C_2}{\lambda_1 S_3} - \frac{C_2}{\lambda_1 S_1}} \cdot \epsilon_3^{\frac{\lambda_3}{\lambda_1}}}{\lambda_3 - \lambda_1} \cdot (\lambda_2 - \lambda_1) \quad (2)$$

$$Kn_2 = \frac{\epsilon_1^{\frac{1}{2} + \frac{\lambda_1}{2\lambda_3}}}{e^{\frac{C_2}{\lambda_2 S_2} - \frac{C_2}{2\lambda_3 S_1} - \frac{C_2}{2\lambda_1 S_1}}} - \epsilon_1 - \frac{\epsilon_1^{\frac{\lambda_1}{\lambda_3}} - \epsilon_1 \cdot e^{\frac{C_2}{\lambda_3 S_3} - \frac{C_2}{\lambda_3 S_1}}}{e^{\frac{C_2}{\lambda_3 S_3} - \frac{C_2}{\lambda_3 S_1}} \cdot (\lambda_3 - \lambda_1)} \cdot (\lambda_2 - \lambda_1), \quad (3)$$

де $\lambda_2 = 2 / \left(\frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_3} \right)$.

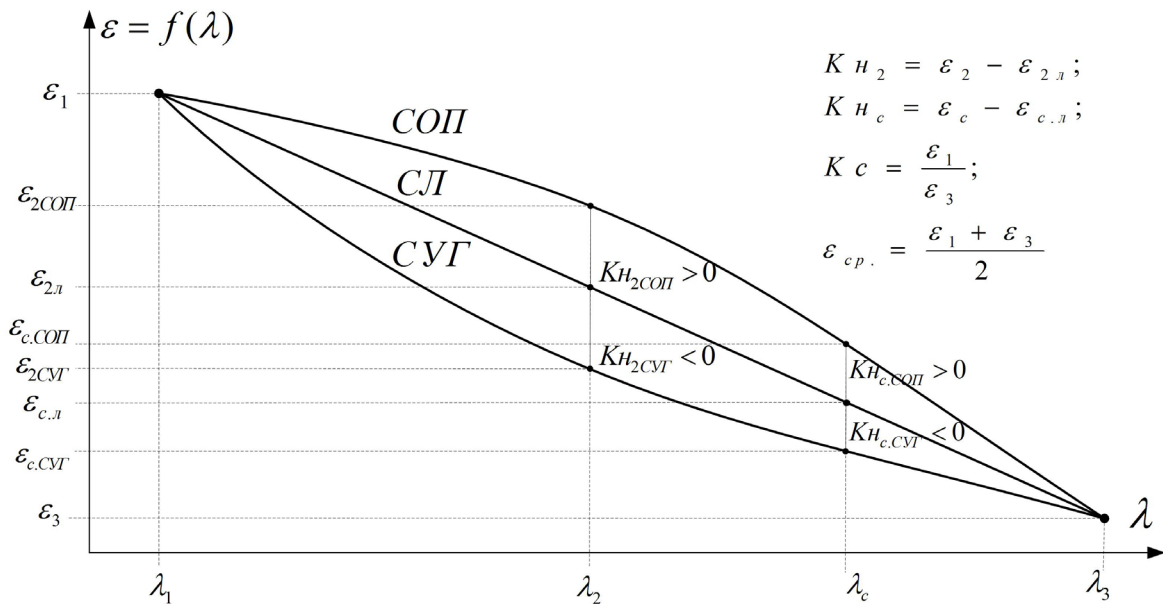


Рис. 1. Спадаючі опуклі (СОП), лінійні (СЛ) та увігнуті (СУГ) $\varepsilon=f(\lambda)$ та їхні кількісні характеристики

4.2. Лінійний метод

За апіорі відомих точних кількісних оцінок K_{H_2} та S_1, S_2, S_3 , РН (2,3) дозволяє без похибок розрахувати ε_1 і ε_3 . РН з апіорі заданим $K_{H_2}=0$ покладено в основу лінійного методу визначення випромінювальної здатності.

РН (2,3) відносно ε_1 і ε_3 розв'язується тільки чисельно. Класичним при цьому є питання про множинність розв'язків. Дослідження виконано для вольфраму, з найбільш вивченими в металооптиці відомими табульованими кількісними оцінками випромінювальної здатності. Експериментальні дані щодо випромінювальної здатності вольфраму при $T=1600$ К у спектральному діапазоні 0,3...1,5 мкм апроксимовано поліномом 6-го степеня. В результаті отримано спектральний розподіл $\varepsilon_{aW}=f(\lambda)$ [1]. На різних ділянках спектра він може

належати до СОП-, СЛ- чи СУГ-розподілів (рис. 1). Також $\varepsilon_{aW}=f(\lambda)$ аналогічний найбільш розповсюдженим у металургії залізвуглецевим сплавам [1]. Встановлено, що РН для нелінійних розподілів має до 3 розв'язків, а для лінійних – до 2. Ідентифікувати правильний розв'язок можливо, спираючись на апіорну інформацію про $\varepsilon_{ср.}$ та K_c об'єкта, або алгоритмним способом за допомогою вимірювання одноколірної температури випромінювання на додатковій 4-й хвилі λ_c (рис. 1) [8].

Використовуючи отримані за допомогою лінійного методу ε_1 та ε_3 , а також виміряні S_1, S_2, S_3 , розраховуємо T за алгоритмом ДКПВ [7].

Модуль методичної похибки ДКПВ з уточненим усередненим налаштуванням за лінійним методом для СОП-розподілу вольфраму при $T=1600$ К не перевищує 0,52% (рис. 2).

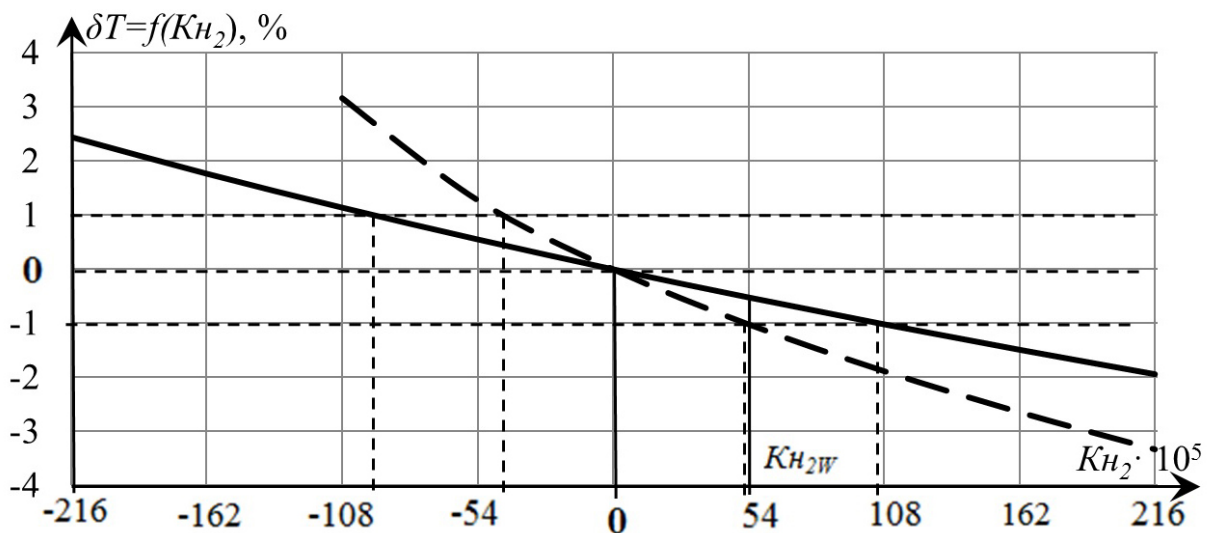


Рис. 2. Залежності методичних похибок від K_{H_2} при $\varepsilon_{ср.W}=0,41729$.
 $\lambda_1=0,7000$ мкм, $\lambda_2=0,7875$ мкм, $\lambda_3=0,9000$ мкм, $T=1600$ К.
 — — — — — $K_c=1,09235$; - - - - - $K_c=0,91545$

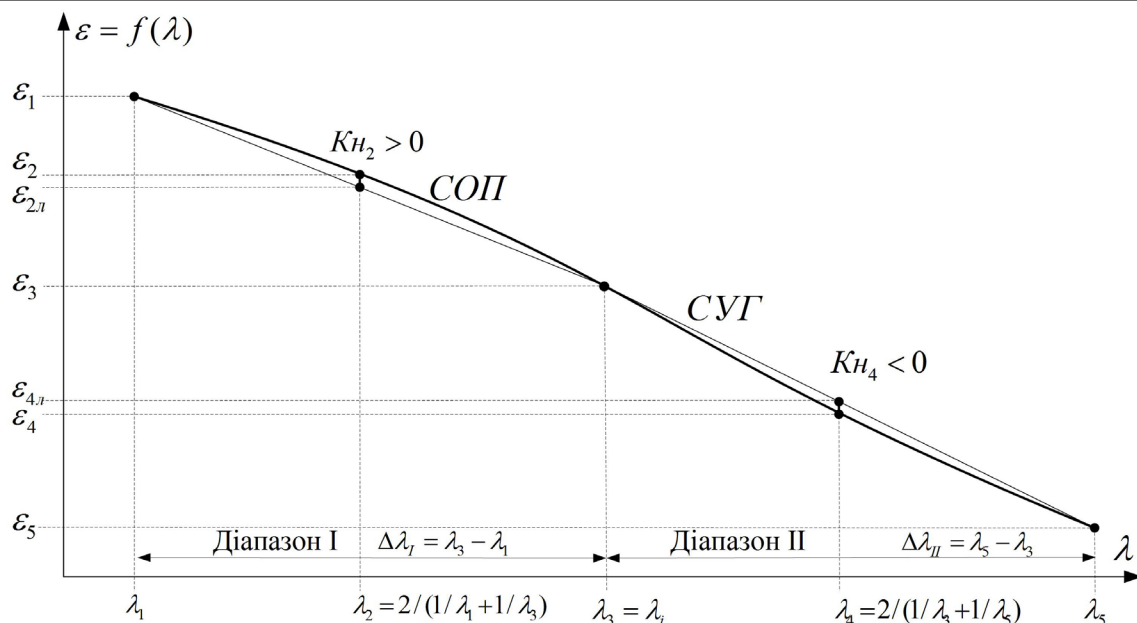


Рис. 3. Якісний спектральний розподіл випромінювальної здатності вольфраму в області інверсії

Це цілком прийнятно для технологічного термоконтролю залізвуглецевих сплавів у металургії. В цих же умовах методичні похибки ПСВ на $\lambda_{екв. ПСВ} = \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_3}{\lambda_3 - \lambda_1}$, а також ЕПВ на λ_1 і λ_3 (без налаштування) становлять 3,19, а також 6,07 і 8,42%, відповідно.

Для спадаючих $\varepsilon=f(\lambda)$ вольфраму та залізвуглецевих сплавів ($K_c=1,09235$) методична похибка, за рахунок зміни K_{H_2} від $-0,00096$ до $0,00106$, не перевищує прийняте для технологічного термоконтролю значення в 1%. Для похідних від вольфраму зростаючих розподілів ($K_c=0,91545$) крутизна залежності $\delta T=f(K_{H_2})$ зростає, через що діапазон значень K_{H_2} , який обмежує допустиму для технологічного термоконтролю похибку, зужується практично в 2 рази.

4.3. Дводіапазонний метод

Для зменшення методичної похибки, спричиненої нелінійністю $\varepsilon=f(\lambda)$, авторами запропоновано дводіапазонний метод, який ґрунтується на використанні для налаштування ДКПВ спектральної ділянки, яка містить інверсійну довжину хвилі λ_i (рис. 3).

При переході через λ_i відбувається інверсія нелінійності $\varepsilon=f(\lambda)$, тобто, наприклад, СОП-переходить у СУГ-розподіл. У випадку вольфраму це явище особливо чітко спостерігається в температурному діапазоні 1400...2000 К.

З метою визначення λ_i апроксимовані поліномами 6-го степеня спектральні розподіли випромінювальної здатності вольфраму двічі продиференційовано, й отримані другі похідні прирівняно до 0. При підвищенні T від 1400 до 2000 К, λ_i зменшується від 1,207 до 1,026 мкм. Отримані результати визначають вимоги до спектральної роздільної здатності пірометричної

системи. Наприклад, похибка за рахунок реальної для сучасної спектрометрії роздільної здатності 0,25 нм (мікроспектрометр HR4000 Ocean Optics) не перевищує 0,002% (0,03 К) та є нехтовно малою, тому що гранична похибка еталонів у цьому випадку становить 0,68 К [9].

Для реалізації дводіапазонного методу вимірюють S_1, S_2, S_3, S_4, S_5 у діапазонах I та II. За допомогою РН (2,3) з апіорі заданими $K_{H_2}=0$ та $K_{H_4}=0$, відповідно для діапазонів I та II, розраховують ε_{1p} та ε_{5p} . За ε_{1p} і ε_{5p} , а також вимірними S_1 і S_5 за алгоритмом ДКПВ визначають T . При різних за знаком та близьких за модулем K_{H_2} і K_{H_4} , ε_1 та ε_5 будуть визначені з різними за знаком похибками $\Delta\varepsilon_1=\varepsilon_{1p}-\varepsilon_1$ та $\Delta\varepsilon_5=\varepsilon_{5p}-\varepsilon_5$. У нашому випадку, для $\varepsilon_{aW}=f(\lambda)$ при $T=1600$ К і ширині кожного із діапазонів 0,100 мкм, $\lambda_3=\lambda_i=1,140$ мкм, $\Delta\varepsilon_1=0,0096$, а $\Delta\varepsilon_5=-0,0097$. Використання $\varepsilon_1, \varepsilon_5$, визначених із вказаними похибками, для налаштування ДКПВ, ПСВ, а також ЕПВ на λ_1 і λ_5 , обумовить методичні похибки вимірювання температури 0,06, 6,60, а також 0,30 і 0,41%, відповідно.

4.4. Параболічний метод

Як було показано вище, при значних нелінійностях спектральних розподілів випромінювальної здатності та одному робочому діапазоні, методичні похибки лінійного методу можуть досягати суттєвих неприйнятних значень. У цих умовах необхідно мати точну апіорну інформацію про K_{H_2} або використовувати параболічний метод.

Метод запропонований авторами для термоконтролю об'єктів з $\varepsilon=f(\lambda)$, які описуються, на 4 робочих хвилях, параболою, тобто поліномом 2-го степеня. Основа методу – критерій відповідності $\Delta\varepsilon_{кол.}$ модельного розподілу $\varepsilon_{мод}=f(\lambda)$ реальному $\varepsilon=f(\lambda)$. Критерій визначається різницею значень

колірної випромінювальної здатності, взятих для хвиль λ_c і λ_3 . Для реалізації методу використовуються виміряні S_1, S_2, S_c, S_3 , РН (2,3) і параболічний $\varepsilon_{\text{мод}}=f(\lambda)$.

Мета методу – ітераційно визначити реальне значення K_{H_2} . Розглянемо детально алгоритм реалізації методу.

1. Для РН задаємо значення $K_{H_{2p(i)}}$ на i -й ітерації

$$K_{H_{2p(i)}} = K_{H_{2(0)}} + D \cdot i \cdot \Delta K_{H_2}, \quad (4)$$

де $K_{H_{2(0)}}=0$ – початкове значення K_{H_2} ; $\Delta K_{H_2}=0,00001$ – дискретність K_{H_2} , за рахунок якої похибка за температурою не перевищує 0,001%; $D=\pm 1$ – вказівник напрямку зміни K_{H_2} .

2. За РН (2,3) при заданому $K_{H_{2p(i)}}$ і виміряних S_1, S_2, S_3 розраховуємо $\varepsilon_{1p(i)}, \varepsilon_{3p(i)}$, а також $\varepsilon_{2p(i)}$

$$\varepsilon_{2p(i)} = \varepsilon_{1p(i)} + \frac{\varepsilon_{3p(i)} - \varepsilon_{1p(i)}}{\lambda_3 - \lambda_1} \cdot (\lambda_2 - \lambda_1) + K_{H_{2p(i)}}. \quad (5)$$

3. Розраховуємо коефіцієнти модельної параболи $a_{2(i)}, a_{1(i)}, a_{0(i)}$

$$a_{2(i)} = \frac{\varepsilon_{3p(i)} - \frac{\lambda_3 \cdot (\varepsilon_{2p(i)} - \varepsilon_{1p(i)}) + \lambda_2 \cdot \varepsilon_{1p(i)} - \lambda_1 \cdot \varepsilon_{2p(i)}}{\lambda_2 - \lambda_1}}{\lambda_3 \cdot (\lambda_3 - \lambda_1 - \lambda_2) + \lambda_1 \cdot \lambda_2}, \quad (6)$$

$$a_{1(i)} = \frac{\varepsilon_{2p(i)} - \varepsilon_{1p(i)}}{\lambda_2 - \lambda_1} - a_{2(i)} \cdot (\lambda_1 + \lambda_2), \quad (7)$$

$$a_{0(i)} = \frac{\lambda_2 \cdot \varepsilon_{1p(i)} - \lambda_1 \cdot \varepsilon_{2p(i)}}{\lambda_2 - \lambda_1} + a_{2(i)} \cdot \lambda_1 \cdot \lambda_2. \quad (8)$$

4. З використанням коефіцієнтів (6–8) модельної параболи розраховуємо випромінювальну здатність $\varepsilon_{\text{с.мод}(i)}$ на λ_c

$$\varepsilon_{\text{с.мод}(i)} = a_{0(i)} + a_{1(i)} \cdot \lambda_c + a_{2(i)} \cdot \lambda_c^2. \quad (9)$$

5. За $\varepsilon_{\text{с.мод}(i)}$ та $\varepsilon_{3p(i)}$ визначаємо модельну колірну випромінювальну здатність $\varepsilon_{\text{кол.мод}(i)}$ [4]

$$\varepsilon_{\text{кол.мод}(i)} = \lambda_c \cdot \lambda_3 \sqrt{\frac{\varepsilon_{\text{с.мод}(i)} \cdot \lambda_c}{\varepsilon_{3p(i)} \cdot \lambda_3}}. \quad (10)$$

6. За виміряними S_c та S_3 розраховуємо $\varepsilon_{\text{кол.(c-3)}}$ [4]

$$\varepsilon_{\text{кол.(c-3)}} = e^{\frac{C_2 \left(\frac{1}{S_c} - \frac{1}{S_3} \right)}{\lambda_3 - \lambda_c}}. \quad (11)$$

7. Розраховуємо критерій відповідності

$$\Delta \varepsilon_{\text{кол}(i)} = \varepsilon_{\text{кол.мод}(i)} - \varepsilon_{\text{кол.(c-3)}}. \quad (12)$$

При $\Delta \varepsilon_{\text{кол}(i)}=0$ критерій виконується, визначено правильні $K_{H_{2p(i)}}$, а також $\varepsilon_{1p(i)}, \varepsilon_{3p(i)}$. При $\Delta \varepsilon_{\text{кол}(i)} < 0$ чи $\Delta \varepsilon_{\text{кол}(i)} > 0$ критерій не виконується і переходимо до наступної ітерації з $D=+1$ або $D=-1$.

Параболічний метод дозволяє підвищити точність вимірювань температури при значних відхиленнях K_{H_2} від 0. Методична похибка зменшується практично до 0, якщо реальний $\varepsilon=f(\lambda)$ є параболічним або лінійним. Для параболічних розподілів, при $\lambda_1=0,7000$, $\lambda_2=0,7875$, $\lambda_c=0,8438$, $\lambda_3=0,9000$ мкм, встановлено, що $K_{H_2}/K_{H_c}=1,227$. Методична похибка з'являється при відхиленні $\varepsilon_{\text{мод}}=f(\lambda)$ від $\varepsilon=f(\lambda)$ і, відповідно – K_{H_2}/K_{H_c} від 1,227. Наприклад, для $\varepsilon_{\text{с.мод}}=f(\lambda)$ при $T=1600$ К і вказаних вище робочих хвиль отримано $K_{H_2}/K_{H_c}=1,286$. У цих умовах методичні похибки для лінійного і параболічного методів досягають 0,52 та 0,42%, відповідно. При подальшому пропорційному збільшенні K_{H_2} та K_{H_c} у 2 та 3 рази ($K_{H_2}/K_{H_c}=1,286=\text{const}$), ці похибки відповідно досягають 1,02; 1,49%, для лінійного, та 0,87; 1,32% для параболічного методів.

5. Висновки

Таким чином, на базі отриманого раніше авторами рівняння нелінійності розроблено лінійний, дводіапазонний та параболічний методи опосередкованих вимірювань випромінювальної здатності. В комплексі з двоколірною компенсаційною пірометрією випромінювання, методи дозволяють підвищити точність і достовірність оптичної пірометрії.

Апріорна інформація про коефіцієнт нелінійності спектрального розподілу випромінювальної здатності на середній хвилі значно зменшує методичну похибку вимірювання випромінювальної здатності за рівнянням нелінійності. При реальних для вольфраму та залізвуглецевих сплавів спадаючих опуклих розподілах випромінювальної здатності, методичні похибки лінійного методу у видимій червоній та ближній інфрачервоній ділянках спектра не перевищують 0,52%.

Заснований на інверсії нелінійності спектрального розподілу випромінювальної здатності вольфраму дводіапазонний метод зменшує методичну похибку, порівняно з лінійним у кожному із діапазонів, у 5...7 разів.

За однакової нелінійності спектрального розподілу випромінювальної здатності вольфраму похибка параболічного методу в 1,24 рази менша, ніж лінійного.

Цілком очевидно, що подібні результати можуть бути отримані на об'єктах із близькими до вольфраму та залізвуглецевих сплавів спектральними розподілами випромінювальної здатності.

Методы опосредованных измерений излучательной способности вольфрама и железоуглеродных сплавов

Л.Ф. Жуков¹, Д.А. Петренко²

¹ Институт общей энергетики НАН Украины, ул. Антоновича, 172, 03150, Киев, Украина
zhukov@i.com.ua

² Физико-технологический институт металлов и сплавов НАН Украины, бульв. Вернадского, 34/1, 03142, Киев, Украина
dima-petrenko@meta.ua

Аннотация

Целью работы является повышение точности и достоверности оптической пирометрии, в том числе двухцветовой компенсационной пирометрии излучения с априорной усредненной настройкой. На базе уравнения нелинейности разработаны линейный, двухдиапазонный и параболический методы определения излучательной способности.

Для вольфрама и железоуглеродистых сплавов методическая погрешность измерений температуры в случае линейного метода не превышает 0,52%. При дальнейшем гипотетическом повышении нелинейности в 2 раза эта погрешность достигает допустимого в черной металлургии значения в 1%.

Двухдиапазонный метод основан на использовании инверсии нелинейности спектрального распределения излучательной способности. Погрешность двухдиапазонного метода в случае вольфрама не превышает погрешности эталонных измерений и составляет 0,06%.

Для существенно нелинейных распределений излучательной способности предложен параболический метод. При одинаковой нелинейности спектрального распределения излучательной способности, например, для вольфрама, погрешность параболического метода в 1,24 раза меньше, чем линейного.

Ключевые слова: уравнение и коэффициент нелинейности спектрального распределения излучательной способности; температура объекта; температура излучения объекта.

Methods for indirect measurements of the emissivity of tungsten and iron-carbon alloys

L. Zhukov¹, D. Petrenko²

¹ Institute of General Energetics of NAS of Ukraine, Antonovycha Str., 172, 03150, Kyiv, Ukraine
zhukov@i.com.ua

² Physico-Technological Institute of Metals and Alloys of NAS of Ukraine, Vernadskogo Blvd., 34/1, 03142, Kyiv, Ukraine
dima-petrenko@meta.ua

Abstract

The purpose of the article is to increase accuracy and reliability of optical thermometry, including two-colour compensative thermometry with *a priori* averaged adjustment. The equation of nonlinearity of emissivity spectral distribution was previously obtained. The equation connects the nonlinearity coefficient of emissivity spectral distribution on the middle wave of the operating spectral range with the emissivity value at one of the boundary waves via 3 one-colour radiation temperatures. Based on the equation, linear two-range and parabolic methods for indirect measurements of emissivity is proposed. The results of emissivity determination are used to correct the *a priori* averaged adjustment of two-colour compensative thermometry.

The linear method excludes the methodical error of temperature measurements for linear spectral distributions of emissivity. For tungsten and iron-carbon alloys, the methodical error of the two-colour compensative thermometry adjusted using the linear method does not exceed 0.52%. At the same time, the methodical errors of spectral ratio and energy pyrometry reach 3.19 and 6.07–8.42%. With a further hypothetical increase of nonlinearity coefficient by 2 times, the error of linear method increases from 0.52 to 1.02%. Both values are permissible in ferrous metallurgy.

The two-range method is based on the inversion of nonlinearity of emissivity spectral distribution. The inversion means that nonlinearity coefficient changes its sign. In the case of tungsten, when spectral ranges are correctly chosen, the error of two-colour compensative thermometry with a corrected adjustment using the two-range method does not exceed the errors of reference measurements and makes up 0.06%.

For essentially nonlinear distributions of emissivity, the parabolic method is proposed. The method excludes methodical error in case the emissivity on operating waves can be described by a polynomial of the 2-nd order. This polynomial

approximation is typical for ferrous metals and their alloys. With the same nonlinearity of emissivity spectral distribution, for example, in case of tungsten, the error of parabolic method is 1.24 times less than of the linear method.

Keywords: equation and nonlinearity coefficient of emissivity spectral distribution; temperature of an object; radiation temperature of an object.

Список літератури

1. Жуков Л.Ф., Корниенко А.Л. Новые технологии многоцветовой симметрично-волновой термометрии. Saarbrücken, Lambert Academic Publishing, 2014. 160 с.
2. Гоц Н.Є., Назаренко Л.А., Микийчук М.М. Розвиток багатоканальної термометрії за випромінюванням для реалізації багатосмугових та тестових методів вимірювання температури. *Український метрологічний журнал*. 2016. № 4. С. 64–67.
3. Reichel D. Development and Validation of an Algorithm for Emissivity-Corrected Pyrometry Independent of Material Properties. Proceeding CERC 2020, Data Computing and Artificial Intelligence, 2020, pp. 89–99.
4. Снопко В.Н. Основы методов пирометрии по спектру теплового излучения. Минск: Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, 1999. 224 с.
5. Самсонов А.И. Универсальная пирометрическая система. *Вестник МГСУ*. 2011. № 4. С. 329–333.
6. Русин С.П. Восстановление температуры непрозрачных тел по спектру теплового излучения: использование относительной излучательной способности для выбора оптимального спектрального участка. *Теплофизика и аэромеханика*. 2013. Т. 20. № 5. С. 643–659.
7. Жуков Л.Ф., Петренко Д.О. Вплив випромінювальних характеристик металевих сплавів на методичні похибки двокольорової компенсаційної та класичної термометрії. *Вимірювальна техніка та метрологія*. 2019. Т. 80. Вип. 3. С. 39–45. doi: <https://doi.org/10.23939/istcmtm2019.03.039>
8. Zhukov L.F., Petrenko D.O. Two-color compensative thermometry with corrected adjustment using nonlinearity equation of emissivity spectral distribution. *Measuring Equipment and Metrology*, 2021, vol. 82, no. 3, pp. 18–25. doi: <https://doi.org/10.23939/istcmtm2021.03.018>
9. Киренков И.И. Метрологические основы оптической пирометрии. Москва: Издательство стандартов, 1976. 140 с.
10. Zhukov L., Kornienko A. Novye tekhnologii mnogocvetovoj simmetrichno-volnovoj termometrii [New technologies of multicolor symmetric-wave thermometry]. Saarbrücken, Lambert Academic Publishing, 2014. 160 p. (in Russian).
11. Gots N., Nazarenko L., Mikuichuk M. Rozvytok bahatokanalnoi termometrii za vyprominenniam dlia realizatsii bahatosmuhovykh ta testovykh metodiv vymiriuvannia temperatury [Development of multichannel radiation thermometry for multiband and test methods of temperature measurement implementation]. *Ukrainian Metrological Journal*, 2016, no. 4, pp. 64–67 (in Ukrainian).
12. Reichel D. Development and Validation of an Algorithm for Emissivity-Corrected Pyrometry Independent of Material Properties. Proceeding CERC 2020, Data Computing and Artificial Intelligence, 2020, pp. 89–99.
13. Snopko V. Osnovy metodov pirometrii po spektru teplovogo izlucheniya [The bases of pyrometry methods with the use of spectrum of heat radiation]. Minsk, 1999. 224 p. (in Russian).
14. Samsonov A. Universalnaya pirometricheskaya sistema [Universal pyrometric system]. *MGSU Bulletin*, 2011, no. 4, pp. 329–333 (in Russian).
15. Rusin S. Vosstanovleniye temperatury neprozrachnykh tel po spektru teplovogo izlucheniya: ispolzovaniye odnositelnoy izluchatelnoy sposobnosti dlya vybora optimalnogo spektralnogo uchastka [Recovery of the temperature of opaque bodies from the spectrum of thermal radiation: using the relative emissivity to select the optimal spectral range]. *Thermophysics and Aeromechanics*, 2013, vol. 20, no. 5, pp. 643–659 (in Russian).
16. Zhukov L.F., Petrenko D.O. Vplyv vyprominyuvalnykh kharakterystyk metalevykh splaviv na metodychni pokhybky dvokolorovoyi kompensatsiynoyi ta klasychnoyi termometriyi [Influence of metal alloys radiative characteristics on methodical errors of two-color compensative and classical thermometry]. *Measuring Equipment and Metrology*, 2019, vol. 80, no. 3, pp. 39–45 (in Ukrainian). doi: <https://doi.org/10.23939/istcmtm2019.03.039>
17. Zhukov L., Petrenko D. Two-color compensative thermometry with corrected adjustment using nonlinearity equation of emissivity spectral distribution. *Measuring Equipment and Metrology*, 2021, vol. 82, no. 3, pp. 18–25. doi: <https://doi.org/10.23939/istcmtm2021.03.018>
18. Kirenkov I.I. Metrologicheskiye osnovy opticheskoy pirometrii [Metrological bases of optical pyrometry]. Moscow, 1976. 140 p. (in Russian).

References