

Tadeusz PIĄTKOWSKI, Henryk MADURA, Krzysztof CHMIELEWSKI, Mariusz KOŁODZIEJCZYK

WOJSKOWA AKADEMIA TECHNICZNA, INSTYTUT OPTOELEKTRONIKI, ZAKŁAD TECHNIKI PODCZERWIENI I TERMOWIZJI

Kompensacja wpływu emisyjności w pirometrycznych metodach ilorazowych

Dr inż. Tadeusz PIĄTKOWSKI

Ukończył studia na Wydziale Mechaniki Precyzyjnej (1981) i Wydziale Elektroniki Politechniki Warszawskiej (1984). Od 1995 roku pracuje w Instytucie Optoelektroniki WAT. Stopień naukowy doktora nauk technicznych uzyskał w 2003 roku. Obecnie pracuje na stanowisku adiunkta. Zajmuje się zdalnymi pomiarami temperatury, projektowaniem układów optycznych i elektronicznych oraz systemów mikroprocesorowych. Jest autorem i współautorem ponad 30 publikacji.

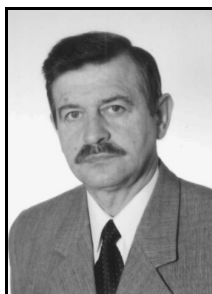
e-mail: tpiatkowski@wat.edu.pl



Dr hab. inż. Henryk MADURA

Specjalista w dziedzinie optoelektroniki, techniki podczerwieni i termowizji. Absolwent Wydziału Elektroniki WAT (1976). Stopień doktora nauk technicznych uzyskał w roku 1983, a stopień doktora habilitowanego w 1999 roku. W latach 1991-1997 zastępca Komendanta Instytutu Optoelektroniki. Opublikował ponad 140 artykułów i referatów konferencyjnych. Autor i współautor 19 wdrożeń i 12 patentów. Od 2000 roku profesor Wojskowej Akademii Technicznej.

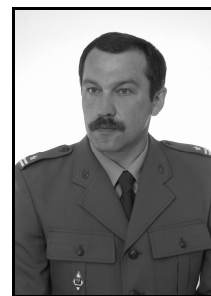
e-mail: hmadura@wat.edu.pl



Dr inż. Krzysztof CHMIELEWSKI

Absolwent Wydziału Chemii i Fizyki Technicznej Wojskowej Akademii Technicznej. W 1991r. podjął pracę w Instytucie Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy, a od 1992r. pracuje w Instytucie Optoelektroniki WAT. Stopień naukowy doktora nauk technicznych uzyskał w 2001r. Obecnie pracuje na stanowisku adiunkta. Zajmuje się głównie projektowaniem układów optoelektronicznych i systemów mikroprocesorowych do urządzeń termowizyjnych. Autor i współautor 20 publikacji naukowych.

e-mail: kchmielewski@wat.edu.pl



Mgr inż. Mariusz KOŁODZIEJCZYK

Absolwent Wydziału Elektroniki Wojskowej Akademii Technicznej (1999). Od 2002 roku uczestnik dziennych studiów doktoranckich w WAT. Zajmuje się problematyką związaną z pirometrycznymi oraz termowizyjnymi pomiarami temperatury oraz metodami eliminacji zakłóceń słonecznych w urządzeniach podczerwieni. Przygotowuje rozprawę doktorską na temat „Metoda radiacyjnego pomiaru temperatury z korekcją wpływu promieniowania słonecznego”.

e-mail: mkolodziejczyk@wat.edu.pl



Streszczenie

W artykule przedstawiono nową metodę kompensacji wpływu emisyjności na dokładność pomiaru dla pirometrów dwupasmowych oraz nową metodę pomiaru temperatury dla pirometrów trzypasmowych zapewniających mniejszy poziom błędów pomiarowych. Dla pirometrów trzypasmowych następuje automatyczny wybór funkcji opisującej emisyjność spektralną.

Słowa kluczowe: emisyjność, pirometry, bezkontaktowe pomiary temperatury.

Compensation of emissivity influence in pyrometry ratio methods

Abstract

The paper presents the new compensation method for two-band pyrometry and new temperature measurement method for three-band pyrometry provided minimal methods error. In the three-band method emissivity approximation function is automatic chosen.

Keywords: emissivity, pyrometers, non contact temperature measurements.

1. Wprowadzenie

Postęp w dziedzinie detektorów podczerwieni, w tym pojawienie się detektorów wykonanych w technikach MEMS, spowodował obniżenie cen pirometrów i co za tym idzie ich powszechne wykorzystywanie w przemyśle, nauce i medycynie. Oznacza to znaczny wzrost liczby użytkowników. W części są to użytkownicy nie zajmujący się pomiarami w podczerwieni, dysponujący niepełną wiedzą i oczekujący przyrządu prostego w obsłudze, lecz dokładnego. Inni oczekują przyrządów o wyższej dokładności pomiaru niż do tej pory oferowano. Zaspokojenie tak różnych wymagań możliwe jest przez zaproponowanie nowych metod pomiaru, bądź zmodyfikowanie starych. Głównym źródłem błędów w pomiarach pirometrycznych jest brak informacji o wartości emisyjności obiektu badanego i jej charakterystyce spektralnej.

Emisyjność silnie zależy od właściwości powierzchni przedmiotu i można powiedzieć, że jest charakterystyczna dla niego. Ponadto często jest brak danych literaturowych lub też dane zostały określone w innych warunkach niż wymagane. Przykładem jest zakres spektralny przyrządu. We współczesnych pirometrach wykorzystuje się detektory i filtry optyczne nowej generacji, co powoduje, że nie są to urządzenia pełnego pasm, lecz przyrządy pasmowe często o wąskim paśmie pomiarowym. Kompensacja wpływu emisyjności jest możliwa w pirometrach wykorzystujących do przetwarzania danych informacje z dwu lub więcej pasm pomiarowych.

Dla przyrządów dwu i więcej pasmowych są dwie różne metody przetwarzania danych. Pierwsza zakładająca określony model emisyjności obiektu oraz druga oparta na sieciach neuronowych. W tej ostatniej metodzie wykorzystywany jest algorytm SPDS (Single Parametr Dynamic Serach). Pozwala on na najlepszą aproksymację zależności emisyjności od długości fali, a tym samym możliwe jest wyznaczenie rzeczywistej temperatury obiektu. Metody z sieciami neuronowymi stosowane są w przyrządach wielopasmowych. Mimo znacznego postępu w pirometrii wielopasmowej, aktualnie dominujące są pirometry dwu i trzypasmowe z zastosowaniem do wyznaczenia temperatury metod ilorazowych. W przyrządach dwu i trzypasmowych przyjmuje się określony, stały model emisyjności spektralnej. W Instytucie Optoelektroniki zaproponowano modyfikację metody dwupasmowej oraz nową metodę trzypasmową pomiaru temperatury pozwalającą na kompensację wpływu emisyjności na wynik pomiaru.

2. Kompensacja wpływu emisyjności

Dla pirometrów dwupasmowych oraz trzypasmowych emisyjność spektralną można modelować za pomocą funkcji odpowiednio jedno i dwu parametrowej. Zakłada się przy tym, że emisyjność większości materiałów jest dostatecznie wolnozmienna w zakresie roboczym przyrządu. Zaproponowano aproksymację funkcją potęgową dla obu metod oraz funkcją wykładniczą

z wykładnikiem liniowym i kwadratowym dla pirometru trzypasmowego.

Modelująca funkcja potęgowa ma postać:

$$\varepsilon(\lambda) = a\lambda^b, \quad (1)$$

gdzie: a, b - parametry.

Dla funkcji wykładniczej przyjmuje się zależność:

$$\varepsilon(\lambda) = e^{a+b\lambda} \quad (2)$$

i odpowiednio dla funkcji wykładniczej z ekstremum dla środkowej długości fali λ_2 :

$$\varepsilon(\lambda) = e^{a+b(\lambda-\lambda_2)^2}. \quad (3)$$

Pierwsze dwie ((1), (2)) z tych funkcji dotyczą materiałów, których emisyjność jest monotoniczna natomiast trzecia z nich (3) opisuje przypadek emisyjności z ekstremum w roboczym zakresie widmowym (np. takie właściwości wykazuje emisyjność spektralna tlenków).

Tak określone funkcje są następnie podstawiane do zależności na energię wypromieniowaną przez obiekt i odbierane przez pirometr. Dla i -tego spektralnego kanału pomiarowego sygnał opisany jest zależnością:

$$S_i = q_i C_i \varepsilon(\lambda_i) \lambda_i^{-5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_i T}\right), \quad (4)$$

gdzie: T - temperatura obiektu,

i - numer kanału spektralnego 1, 2 lub 1, 2, 3,

q_i - stała konstrukcyjna,

C_1 - stała $3,74177107(29) \cdot 10^{-16}$ W m²,

C_2 - stała $1,4387752(25) \cdot 10^{-2}$ m K.

2.1. Modyfikacja metody dwupasmowej

W metodzie tej temperaturę wyznacza się na podstawie ilorazu sygnałów [1, 4]:

$$\eta = \frac{S_1}{S_2} = \frac{q_1 C_1 \varepsilon(\lambda_1) \lambda_1^{-5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_1 T}\right)}{q_2 C_1 \varepsilon(\lambda_2) \lambda_2^{-5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_2 T}\right)} \quad (5)$$

Metoda nie wnosi błędów przy pomiarach temperatury ciał szarych, dla których z definicji emisyjność spektralna jest stała [4]. W znakomitej liczbie przypadków tak nie jest. Przykładem są metale, dla których emisyjność zgodnie z prawem Hagena-Rubensa może być zapisana jako:

$$\varepsilon(\lambda) = \frac{a}{\sqrt{\lambda}} \quad (6)$$

Odpowiada to aproksymacji emisyjności funkcją potęgową (1), gdy $b = -1/2$. W pomiarach temperatury metodą dwupasmową obiektów, których emisyjność spektralna może być aproksymowana funkcją potęgową zaproponowano wprowadzenie multiplikatywnego współczynnika korekcyjnego:

$$w = \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^b \quad (7)$$

Wartość tego współczynnika modyfikuje wartość ilorazu (5) dla charakterystyki kalibracyjnej wyznaczonej dla ciała czarnego.

2.2. Metoda trzypasmowa

W klasycznej metodzie trzypasmowej sygnał wyznaczany jest na podstawie następującego ilorazu [1]:

$$\eta = \frac{S_1 S_2}{S_3^2} \quad (8)$$

Metoda ta nie wnosi błędów przy pomiarach temperatury ciał, których emisyjność spełnia następującą zależność:

$$\varepsilon(\lambda_3) = \sqrt{\varepsilon(\lambda_1) \varepsilon(\lambda_2)} \quad (9)$$

Mimo, że emisyjności rozłożone są na powierzchni (w trójwymiarowym układzie współrzędnych $\varepsilon(\lambda_1), \varepsilon(\lambda_2), \varepsilon(\lambda_3)$) ogranicza to liczbę materiałów, dla których pomiary nie są obciążone błędem metody. Mając to na względzie zaproponowano nową metodę pomiaru temperatury. W metodzie tej do zależności (4) podstawiane są funkcje na emisyjność jak w (1), (2) albo (3). Dla danej funkcji aproksymującej emisyjność i trzech pasm pomiarowych otrzymuje się układ trzech równań, który po rozwiązaniu pozwala wyznaczyć temperaturę obiektu. I tak dla aproksymacji emisyjności funkcją potęgową zależność ta opisana jest wzorem [2]:

$$T = \frac{A}{B \ln\left(\frac{S_2}{S_1}\right) + C \ln\left(\frac{S_3}{S_2}\right) + D}, \quad (10)$$

gdzie stałe A, B, C , i D wynoszą:

$$A = C_2 \left[\frac{(\lambda_1 - \lambda_2)^2 - (\lambda_3 - \lambda_2)^2}{\lambda_2} - \frac{(\lambda_1 - \lambda_2)^2}{\lambda_3} - \frac{(\lambda_3 - \lambda_2)^2}{\lambda_1} \right],$$

$$B = (\lambda_3 - \lambda_2)^2,$$

$$C = (\lambda_1 - \lambda_2)^2,$$

$$D = 5 \left[(\lambda_1 - \lambda_2)^2 \ln\left(\frac{\lambda_3}{\lambda_2}\right) + (\lambda_3 - \lambda_2)^2 \ln\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right) \right].$$

Analogicznie uzyskuje się wzory dla emisyjności spektralnych opisanych funkcjami wykładniczymi. Ponadto można określić wartości stałych a i b występujących we wzorach na emisyjność ((1), (2) i (3)).

Wyznaczenie temperatury następuje w dwu krokach. W pierwszym określone są wartości temperatury luminancyjnej wyznaczonej dla poszczególnych pasm pirometru (T_1, T_2, T_3) oraz wyznaczone temperatury metodą ilorazową (wg (5)) dla trzech ilorazów (T_{12}, T_{13}, T_{23}). W drugim kroku na podstawie wyznaczonych wartości parametrów funkcji aproksymującej oraz wyznaczonych w kroku pierwszym temperatur dobierany jest automatycznie model emisyjności [2, 3]. Po tym wyborze obliczana jest temperatura z jednej z czterech zależności zapewniającej minimalny błąd. Pierwszą z tych zależności stosuje się, gdy wartość wyznaczonej potęgi w (1) jest bliska zeru ($|b| < \varepsilon$). Oznacza to, że obiekt pomiarowy jest ciałem szarym. W takim przypadku minimalny błąd zapewnia metoda dwupasmowa. W celu dalszego zmniejszenia błędów pomiarowych w pirometrze trzypasmowym temperaturę wyznacza się jako wartość średnią z trzech wartości temperatur obliczonych metodą dwupasmową:

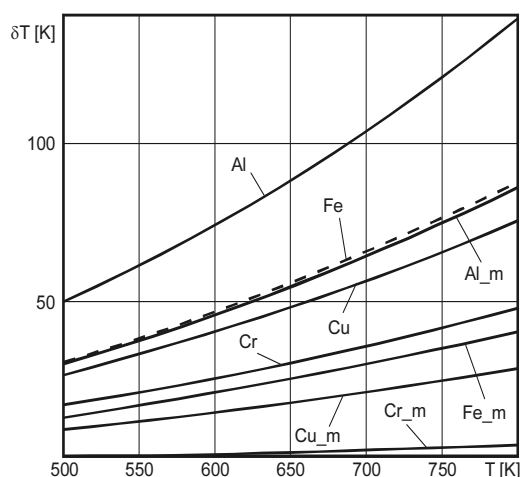
$$T = \frac{T_{12} + T_{13} + T_{23}}{3} \quad (11)$$

Przedział wartości ε umownie opisujący ciała szare zależy od konstrukcji pirometru i powinien być określony na etapie kalibracji przyrządu. Dla ciał innych niż szare temperatura wyznaczana jest z odpowiedniej zależności dla trzech pasm pomiarowych. Gdy emisyjność spektralną obiektu można aproksymować funkcją potęgową jest to zależność (10).

3. Symulacje komputerowe

Ocena wpływu metody pomiaru na błąd wnoszony przez tę metodę jest możliwa na drodze symulacji komputerowych. W tym przypadku inne źródła błędów jak poziom szumów, promieniowanie własne i otoczenia nie mają wpływu na wynik pomiaru. Przeprowadzono symulacje komputerowe dla pirometru dwupasmowego ($\lambda_1 = 1,6\mu\text{m}$, $\Delta\lambda_1 = 100\text{nm}$; $\lambda_2 = 2,0\mu\text{m}$, $\Delta\lambda_2 = 105\text{nm}$) i trzypasmowego ($\lambda_1 = 1,6\mu\text{m}$, $\Delta\lambda_1 = 110\text{nm}$; $\lambda_2 = 1,8\mu\text{m}$, $\Delta\lambda_2 = 100\text{nm}$; $\lambda_3 = 2,0\mu\text{m}$, $\Delta\lambda_3 = 100\text{nm}$). Odpowiada to parametrom spektralnym aktualnie budowanym w Instytucie Optoelektroniki przyrządom.

Dla pirometru dwupasmowego wyznaczono względne błędy pomiaru dla wybranych metali, przy założeniu współczynnika korekcji obliczonego po uwzględnieniu parametrów pirometru zgodnie z zależnością (7). Wyniki przedstawiono na rys. 1.

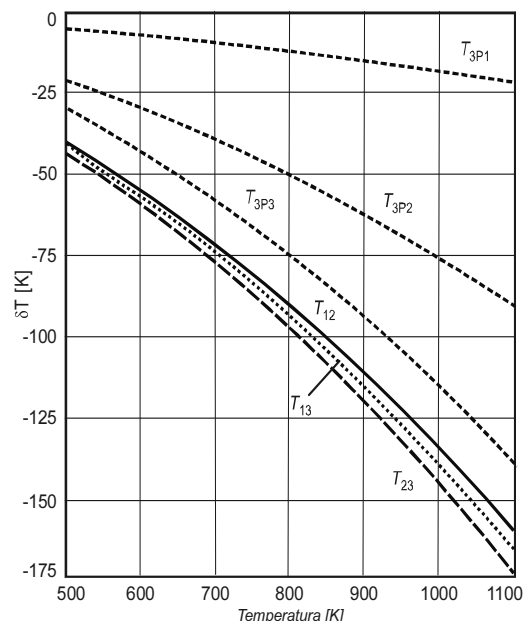


Rys. 1. Metoda dwupasmowa
- błędy wyznaczenia temperatury.
Oznaczenie *_m* wskazuje metodę zmodyfikowaną
Fig. 1. Twoband method
- temperature measurements errors.
Indication *_m* denote modified method

Błąd pomiaru temperatury metodą zmodyfikowaną jest niezależnie od metalu prawie dwukrotnie mniejszy.

Dla pirometru trzypasmowego symulacje przeprowadzono dla obiektów o charakterze metalu, ale o emisyjności spektralnej zmieniającej się od 0,9 do ~0,8 (zmiana o -20%). Wykres błędów dla metod dwupasmowych T_{ij} oraz trzypasmowych z aproksymacją funkcją potęgową T_{3P1} , wykładniczą z wykładnikiem liniowym T_{3P2} oraz wykładnikiem kwadratowym T_{3P3} przedstawiono na rys. 2.

Wszystkie metody trzypasmowe wnoszą mniejszy błąd związany z metodą niż dwupasmowe. Jak należało oczekiwać, szczególnie małe błędy są dla metody trzypasmowej, w której wybrano aproksymację emisyjności funkcją potęgową. Są one zdecydowanie mniejsze niż dla aproksymacji emisyjności funkcją wykładniczą z liniowym wykładnikiem a jest to najczęściej wybierana postać w doniesieniach literaturowych.



Rys. 2. Błędy wyznaczenia temperatury
- porównanie metod dwu- i trzypasmowych
Fig. 2. Temperature measurements errors
- comparison twoband and threeband methods

4. Wnioski

Przedstawiona modyfikacja metody dwupasmowej pozwala zmniejszyć błędy wprowadzane przez metodę dla określonych grup materiałów. Pokazano to na przykładzie metali. Dzięki temu użytkownik zamiast wprowadzenia współczynnika nieszałości, jak to ma miejsce w przyrządach dostępnych na rynku, może wybierać określona klasę obiektów. Dalszą poprawę dokładności pomiaru temperatury uzyskano dla metody trzypasmowej. Dzięki automatycznemu wyborowi jednej z trzech funkcji opisującej emisyjność spektralną następuje minimalizacja wpływu emisyjności na wynik pomiaru bez ingerencji użytkownika.

W artykule przedstawiono wyniki badań przeprowadzonych w ramach pracy badawczej nr 3 T10C 006 29 finansowanej ze środków na naukę w latach 2005-2007.

5. Literatura

- [1] Khan M. A., Allemand C., Eagar T. W., Noncontact temperature measurement. I Interpolation based techniques, Review of Scientific Instruments, vol. 62, no. 2, 392-402, 1991
- [2] Piątkowski T., Metoda bezkontaktowego pomiaru temperatury obiektów o dużej dynamice procesów termicznych, praca doktorska, Biblioteka Główna WAT, Warszawa 2003.
- [3] Piątkowski T., Madura H., Sposób bezkontaktowego pomiaru temperatury, Zgłoszenie patentowe P 360065, 2003
- [4] Tsai B. K., i in., Dual wavelength radiation thermometry: emissivity compensation algorithms, International Journal of Thermophysics, vol. 11, No 1, 269-281, Jan., 1990.

Artykuł recenzowany