



Politechnika Wroclawska

**Wydział Elektryczny,
Katedra Maszyn, Napędów i Pomiarów Elektrycznych
Laboratorium Przetwarzania i Analizy Sygnałów Elektrycznych
(bud A5, sala 310)**

Instrukcja dla studentów kierunku Automatyka i Robotyka do zajęć laboratoryjnych

Pomiary przemysłowe

Ćwiczenie 9 – seria II

Wyznaczanie współczynnika emisyjności cieplnej

1 Wstęp – promieniowanie cieplne

Każde ciało o temperaturze wyższej niż 0K jest źródłem promieniowania termicznego wywołanego ruchem cieplnym cząsteczek i atomów. Strumień wypromieniowanej energii jest zależny od temperatury oraz od rodzaju wiązań elektronowych w ramach cząsteczek.

Ciało jest także odbiornikiem promieniowania termicznego.

Promieniowanie padające na ciało może zostać przez nie odbite (Φ_r), pochłonięte (Φ_A) lub przepuszczone (Φ_t). Stosunek strumienia energii promieniowania pochłoniętego przez ciało $\Phi_A(T)$ do strumienia promieniowania padającego na nie $\Phi_0(T)$ nazywa się współczynnikiem pochłaniania $A(T)$.

W dalszych rozważaniach wprowadza się dwa idealne przypadki :

- ciało doskonale czarne - całkowicie pochłaniające padające na nie promieniowanie

$$A(\lambda, T) = 1$$

- ciało szare , którego współczynnik pochłaniania nie zależy od długości fali

$$A(\lambda, T) = \text{const}$$

i przyjmuje się, że współczynnik pochłaniania A jest taki sam jak współczynnik emisji ϵ .

Monochromatyczne natężenie promieniowania wyrażone zależnością:

$$E_\lambda = \frac{dE}{d\lambda} \quad (1)$$

określa ilość energii promieniowanej w danym paśmie fali.

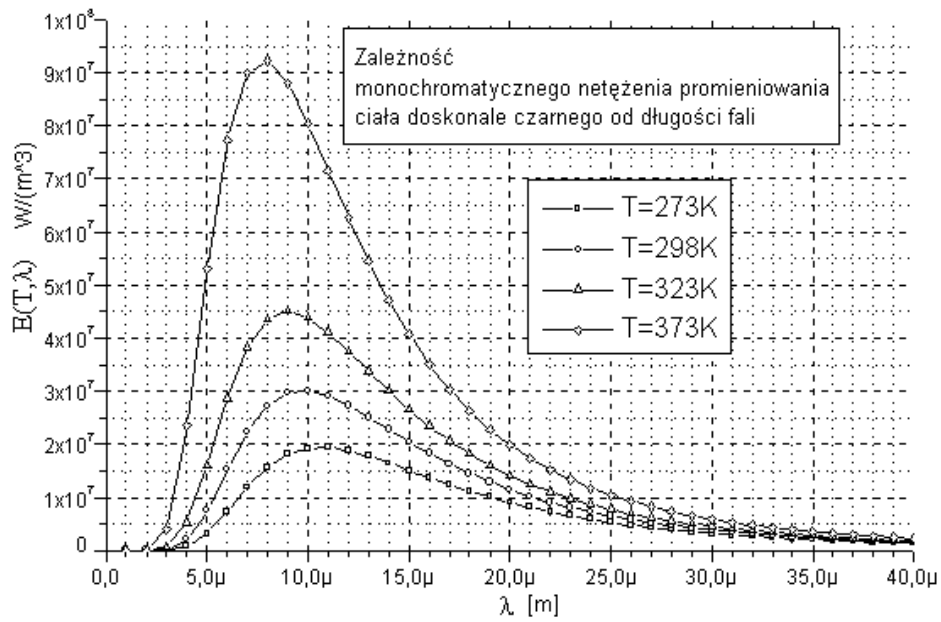
W każdym paśmie promieniowania, określonym długością fal , ilość wypromieniowanej energii jest różna i zależy od temperatury powierzchni ciała oraz od stopnia zdolności emisji.

Zależność pomiędzy gęstością strumienia energii promieniowanej przez ciało doskonale czarne a długością fali i temperaturą opisuje prawo Plancka.

$$E_{0\lambda} = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1} \quad (2)$$

gdzie: T - temperatura ciała [K] ; λ -długość fali [m] ; $C_1=3.74 \cdot 10^{-16}$ [Wm²] ; $C_2=0.0144$ [mK]

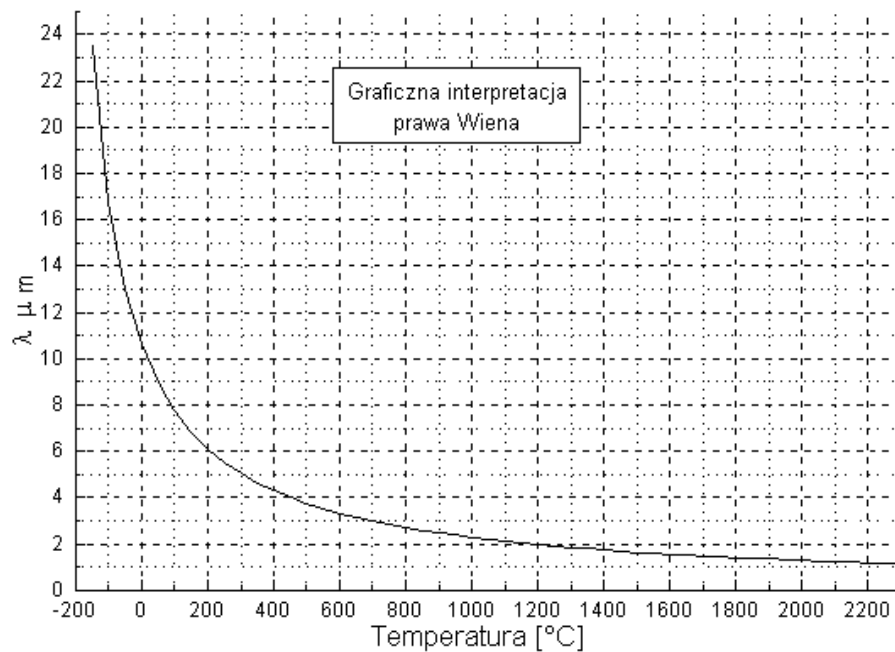
$E_{0\lambda}$ -Monochromatyczne natężenie promieniowania ciała doskonale czarnego.



Rys. 1 : Rozkład gęstości spektralnej gęstości strumienia energii ciała doskonale czarnego.

Wraz ze wzrostem temperatury ciała maleje długość fali przy której jest maksimum promieniowania. Prawidłowość tą wyraża zależność zwana prawem Wiena:

$$\lambda_{\max} * T = 2896 \text{ } [\mu\text{m} * \text{K}] \quad (3)$$



Rys. 2: Graficzna interpretacja prawa Wiena

Pole pod krzywą rozkładu gęstości spektralnej strumienia energii promieniowania w zależności od długości fali przy temperaturze T jest całkowitą energią emitowaną przez ciało doskonale czarne:

$$E_0 = \int_0^{\infty} E_{0\lambda} d\lambda \quad \frac{W}{m^2} \quad (4)$$

i może być obliczone z równania:

$$E_0 = kT^4 \left[\frac{W}{m^2} \right] \quad (5)$$

gdzie $k=5.6697 \cdot 10^{-8} [W/(m^2K^4)]$ – stała Stefana-Boltzmannna

Stosunek monochromatycznego natężenia promieniowania E_λ ciała nieczarnego do monochromatycznego natężenia promieniowania $E_{0\lambda}$ ciała doskonale czarnego nazywa się emisyjnością monochromatyczną

$$\varepsilon_\lambda = \frac{E_\lambda}{E_{0\lambda}} \quad (6).$$

W podobny sposób określana jest emisyjność w pełnym zakresie promieniowania:

$$\varepsilon = \frac{E}{E_0} \quad (7)$$

Prawo Kirchhoffa mówi, że dla wszelkich ciał w danej temperaturze i dla danej długości fali współczynnik emisyjności monochromatycznej ε_λ jest równy współczynnikowi pochłaniania A_λ . $\varepsilon_\lambda = A_\lambda$. Prawo jest słuszne dla pełnego pasma promieniowania.

W przyrodzie nie występują ciała doskonale czarne lecz za to powszechnie ciała szare o właściwościach emisji energii $E_\lambda=f(\lambda)$ takich jak dla ciała doskonale czarnego. Gęstość strumienia energii jest mniejsza proporcjonalnie do współczynnika emisji ε mieszczącego się w przedziale od 0 do 1. Dla ciała doskonale czarnego $\varepsilon =1$, a dla ciała doskonale białego (nie pochłaniającego promieniowania) $\varepsilon =0$.

Cechą charakterystyczną ciał szarych jest stałość współczynnika emisji od temperatury oraz długości fali : $\varepsilon (T,\lambda) = \varepsilon_\lambda(T) = \text{const} < 1$

Gęstość strumienia energii wypromieniowanej przez ciało o temperaturze T wynosi :

$$E = \varepsilon kT^4 \left[\frac{W}{m^2} \right] \quad (8)$$

2 Bezstykowy pomiar temperatury powierzchni

Pomiar bezstykowy, wykonywany przyrządami zwanymi pirometrami, wykorzystuje właściwości emisji energii cieplnej z powierzchni ciała.

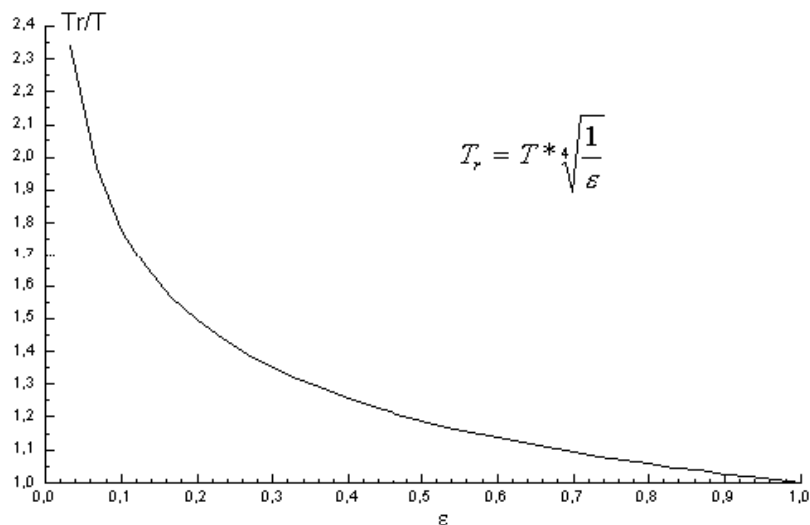
2.1 Pirometr całkowitego promieniowania

W pirometrach całkowitego promieniowania zwanych pirometrami radiacyjnymi, promieniowane z powierzchni ciała, którego temperatura jest mierzona, jest skupiane układami optycznymi na detektorze promieniowania. Detektorem promieniowania jest zazwyczaj stos termopar przytwierdzonych do płytki z materiału o właściwościach zbliżonych do ciała doskonale czarnego np. płytki czernionej platyny. Płytką będzie się nagrzewać pod wpływem skupionego na niej promieniowania.

Jeżeli przyjmijemy, że strumień energii wypromieniowanej ciała szarego równy jest strumieniowi energii ciała doskonale czarnego to

$$T_r = T \sqrt[4]{\frac{1}{\varepsilon}}, \quad (9)$$

gdzie: T_r to temperatura ciała szarego, a T temperatura ciała doskonale czarnego.



Rys. 3: Zależność pomiędzy temperaturą ciała szarego a ciała doskonale czarnego

Zależność z rysunku 3 pozwala wyznaczyć temperaturę ciała szarego (rzeczywistego) przy zmierzonej temperaturze T odpowiadającej ciału czarnemu.

W pirometrach radiacyjnych jako detektory zazwyczaj stosuje stopy termoelementów. Zastosowanie takich detektorów ze względu na ich masę powodują że najszybsze pirometry osiągają czas odpowiedzi w granicach sekundy.

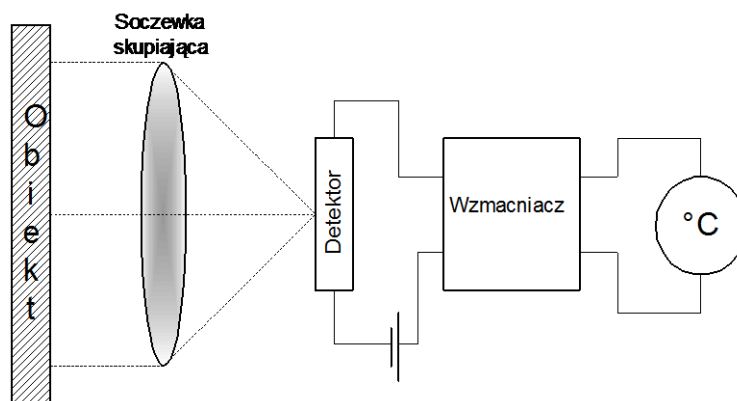
Zasada działania pirometrów fotoelektrycznych polega na pomiarze sygnału elektrycznego z detektora [3], którym jest fotoelement.

Jako detektory promieniowania stosuje się następujące fotoelementy:

- Detektory fotoprzewodzące np. fotorezystory wykonane z cienkich warstw siarczku ołowiu (PbS), siarczku kadmu (CdS), selenku ołowiu (PbSe), telurku ołowiu (PbTe) itp. Charakteryzujących się szerokim pasmem pracy (PbS od $0,7\mu\text{m}$ do $4,7\mu\text{m}$). Fotodiody z krzemu (pasmo od $0,6\mu\text{m}$ do $1,1\mu\text{m}$), germanu (pasmo od $0,4\mu\text{m}$ do $1,7\mu\text{m}$) lub innego półprzewodnika. Fototranzystory o pasmach podobnych do fotodiod.
- Detektory fotoemisyjne wykorzystujące zjawisko emisji elektronów z powierzchni metalicznej fotokatody, na którą pada promieniowanie podczerwone. Przykładem są specjalnie konstruowane fotokomórki.
- Detektory fotowoltaniczne wykorzystujące zjawisko emisji wewnętrznej pomiędzy dwiema warstwami. Przykładem tego rodzaju detektorów są fotoogniwa.

W konstrukcji pirometrów fotoelektrycznych dominują układy dwa rodzaje układów wychyłowe oraz zerowe.

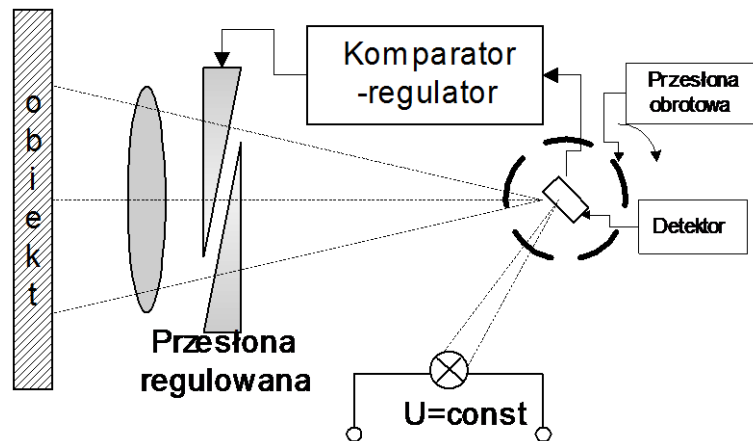
2.2 Pirometr fotoelektryczny w układzie wychyłowym



Rys. 4: Schemat działania pirometru fotoelektrycznego w układzie wychyłowym [4]

Promieniowanie wysyłane przez ciało badane (obiekt) skupiane jest przez soczewkę skupiającą na fotodetektorze przewodzącym zasilanym stałym napięciem. Prąd płynący przez fotodetektor jest mierzony (zazwyczaj po wzmocnieniu) miernikiem wyskalowanym w jednostkach temperatury. W przypadku stosowania detektora fotowoltaicznego (fotoogniwa) mierzone jest napięcie na detektorze.

2.3 Pirometr fotoelektryczny w układzie zerowym



Rys.5: Schemat działania pirometru fotoelektrycznego w układzie zerowym

Promieniowanie z badanego obiektu skupiane jest soczewką na fotodetektorze. Fotodetektor mierzy na przemian promieniowanie z ciała badanego i z ciała wzorcowego (żarówka zasilana napięciem stałym). Promieniowania te są porównywane. Sygnał różnicy steruje przysłoną regulowaną, która zmienia ilość promieniowania z ciała badanego docierającego do fotodetektora, tak aby różnica energii promieniowania z ciała badanego i wzorcowego dążyła do zera. Przysłona sprzężona jest ze skalą temperaturową. Odpowiednia konstrukcja przysłony umożliwia uzyskanie liniowej skali temperatur.

3 Program ćwiczenia

1.

- Umieścić w komorze kalibratora temperatury ciało doskonale czarne.
- Ustawić temperaturę kalibratora na wartość 50°C .
- Zmierzyć temperaturę ciała doskonale czarnego przy ustawionym współczynniku emisyjności 1, następnie wyjąć obiekt.

2.

- Umieścić w komorze kalibratora ciało szare i po ustaleniu temperatury (około 5 minut) dokonać pomiaru temperatury przy współczynniku $\varepsilon=1$.
- Zmieniać nastawę współczynnika emisyjności do uzyskania takiego samego wyniku jak dla ciała doskonale czarnego.
- Uzyskaną wartość współczynnika emisyjności obiektu porównać z wartościami z tablicy.

3.

Powtórzyć pomiary dla innych próbek znajdujących się na stanowisku.

4.

Wykonać pomiary tych samych próbek przy temperaturze 70°C

Tabela 1. Wartości współczynnika emisyjności cieplnej wybranych materiałów

Material	ϵ	Material	ϵ
Aluminium: polerowane chropowate utlenione	0,04...0,06 0,06...0,08 0,08...0,25	Miedź: polerowana utleniona tleniona, szerniała	0,02 0,55..0,85 0,88
Brąz polerowany szorstki	0,1 0,55	Węgiel, miał Węgiel oczyszczony	0,95 0,8
Lakier, bakelitowy Lakier, biały Lakier, czarny, błyszczący Lakier, czarny, matowy	0,93 0,87 0,87 0,97	Cegła czerwona Szamotowa Krzemionkowa Mur ceglany otynkowany	0,88...0,93 0,75 0,8..0,85 0,9...0,94
Papier azbestowy Papier,	0,94 0,7...0,9	Guma	0,85...0,95
Gips	0,8..0,9	Wolfram	0,06...0,4
Piasek	0,6	Drewno heblowane	0,8...0,9
Farba olejna	0,9...0,95	Złoto polerowane	0,02...0,003

4 Literatura

[1] Rząsa M., Kiczma B. – Elektryczne i elektroniczne czujniki temperatury, Wydawnictwo Komunikacji i Łączności, Warszawa 2005,

[2] Zakrzewski Jan – Czujniki i przetworniki pomiarowe, Wydawnictwo Politechniki Śląskiej, Gliwice 2004

[3]. Ryszard Petela - „Przepływ ciepła” PWN Warszawa 1983

[4]. L.Michalski , K Eckersdorf - „Pomiary temperatury” WNT Warszawa 1969

[5]. L.Kołodziejczyk, S.Mańkowski, M.Rubik - „Pomiary w inżynierii sanitarnej” Arkady Warszawa 1980

[6]Romer R., Miernictwo przemysłowe, PWN, Warszawa, 1970