

5. Diagnostyka termowizyjna

Wykorzystanie termowizji w różnych dziedzinach techniki staje się obecnie powszechne. Stosuje się ją w ekologii, medycynie (badaniach nowotworów), ratownictwie, budownictwie, w obserwacji procesów cieplnych, np. do oceny jakościowej i ilościowej, jak również w badaniach materiałów czy też do monitorowania procesów produkcyjnych i przetwórczych w odlewnictwie. Należy podkreślić, że pomiary termowizyjne stanowią często metodę uzupełniającą inne metody diagnostyczne. Zastosowanie termowizji do nieniszczących badań zostało bogato opisane w literaturze [3,4,11,74,102,103,136,141,170].

W badaniach nieniszczących określa się rodzaj i wielkość defektów oraz ich własności, dlatego też różne techniki badawcze są stosowane do określenia różnych defektów. Terminy „termografia” i „termowizja” obejmują metody badawcze polegające na zdalnej i bezdotykowej ocenie rozkładu temperatury na powierzchni badanego ciała [104,122,129,183,196]. Metody te są oparte na obserwacji i zapisie rozkładu promieniowania podczerwonego wysyłanego przez każde ciało, którego temperatura jest wyższa od zera bezwzględnego i przekształceniu tego promieniowania na światło widzialne. Termografia polega więc na rejestrowaniu przez specjalną kamerę podczerwonej części widma promieniowania emitowanego przez ciało, a następnie przetwarzaniu go na kolorową mapę temperatur. System termowizyjny umożliwia pomiar temperatury na odległość i jednocześnie na całej powierzchni.

Ze względu na temperaturę badanego obiektu oraz potrzebę dostarczenia ciepła z zewnątrz (pobudzenie impulsem cieplnym) wyróżnia się termografię:

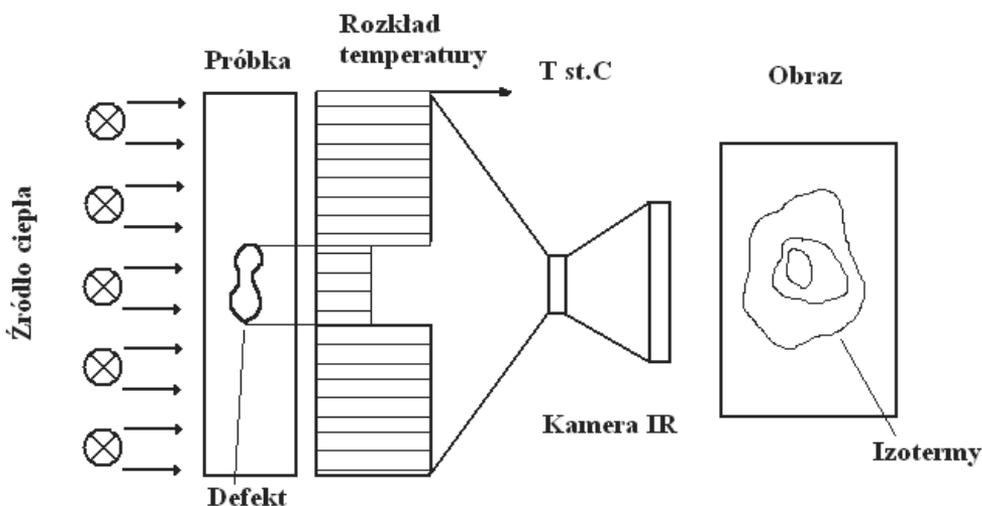
- pasywną, gdzie obserwuje się promieniowanie emitowane przez badany obiekt, niepobudzany zewnętrznym źródłem promieniowania cieplnego. Możliwe jest zastosowanie tej metody tylko do obserwacji obiektów o temperaturze różniącej się od otoczenia w znacznym stopniu, pozwalającym na wykonanie badań i późniejsze analizowanie promieniowania pochodzącego od badanego obiektu.
- aktywną, której istotą jest badanie termicznej odpowiedzi materiału w funkcji czasu na stymulację zewnętrznym impulsem ciepła i ta odpowiedź jest rejestrowana za pomocą termografu. Zasadę pomiaru defektów metodą termograficzną przedstawiono na rysunku 5.1.

W zależności od sposobu stymulacji rozróżnia się kilka rodzajów termografii aktywnej, a mianowicie termografię:

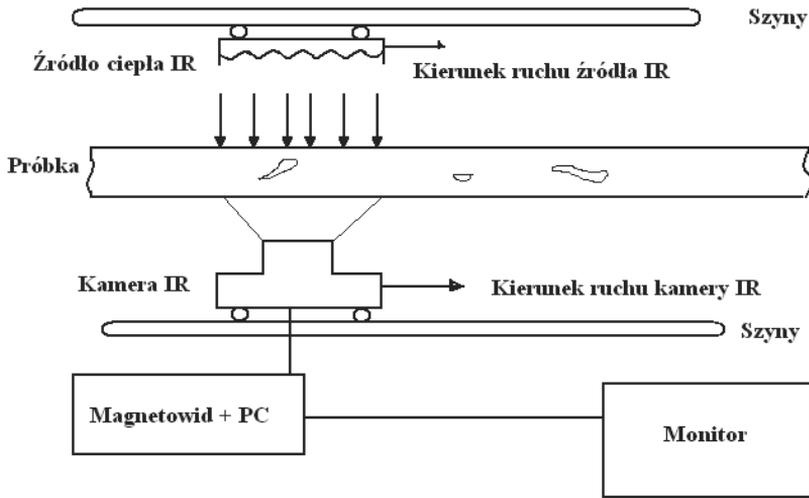
- impulsową (pulsed thermography), uważaną za stosunkowo prosty rodzaj termografii aktywnej. Polega ona na wyznaczeniu i analizie rozkładu temperatury na badanej

powierzchni w czasie jej stygnięcia po uprzednim równomiernym nagraniu impulsem cieplnym.

- modulatoryjną (lock-in thermography with modulated heating), wykorzystującą teorię fal termicznych. Fale termiczne są generowane przez nagrzewanie badanej powierzchni źródłem ciepła, którego natężenie zmienia się sinusoidalnie. Za pomocą termografu podczerwieni wyznacza się oscylujące pole temperatury na powierzchni badanego obiektu w stanie ustalonym. Sekwencja czasowa pól temperatury pozwala odtworzyć postać fali termicznej na badanej powierzchni, co umożliwia wyznaczenie przesunięcia fazy tej fali względem oscylacji źródła ciepła. Otrzymuje się mapę przesunięć fazowych. Przesunięcie fazowe, przy zadanej częstotliwości, jest funkcją dyfuzyjności wady w warstwie powierzchniowej materiału [121].
- impulsowo-fazową (pulsed phase thermography), łączącą zalety termografii impulsowej i modulatoryjnej. Podobnie jak w metodzie termografii impulsowej powierzchnia badanego obiektu jest stymulowana impulsem ciepła i za pomocą termografu podczerwieni rejestruje się rozkład temperatury na badanej powierzchni w czasie jej stygnięcia. Zarejestrowany sygnał, w postaci zależności temperatury od czasu $T(t)$ w poszczególnych punktach powierzchni podczas stygnięcia, zostaje poddany dyskretniej transformacji Fouriera. Sposób pomiaru defektów w sposób ciągły pokazano na rysunku 5.2.



Rysunek 5.1. Zasada pomiaru defektów metodą termograficzną [129]



Rysunek 5.2. Pomiary defektów w sposób ciągły [129]

5.1. Promieniowanie cieplne

Każde ciało o temperaturze wyższej od temperatury zera bezwzględnego emituje promieniowanie cieplne, zwane też temperaturowym. Natężenie tego promieniowania zależy od długości fali λ oraz temperatury obiektu T_{ob} . Obiekty o temperaturze $T_{ob} < 500^{\circ}\text{C}$ emitują promieniowanie leżące prawie całkowicie w zakresie promieniowania podczerwonego. Jeżeli $T_{ob} > 500^{\circ}\text{C}$, to część wysyłanego promieniowania obiektu leży już w zakresie promieniowania widzialnego.

Promieniowanie cieplne jest jednym z rodzajów promieniowania elektromagnetycznego występującego w przyrodzie. Przy założeniu, że na powierzchnię ciała o określonej grubości pada strumień cieplny Φ (ilość ciepła w jednostce czasu), którego strumień Φ_A został pochłonięty, Φ_R - odbity, Φ_p - przepuszczony, wprowadza się następujące określenia:

- współczynnik pochłaniania (absorpcji, ang. absorptance):

$$A = \Phi_A / \Phi \quad (5.1)$$

- współczynnik odbicia (refleksyjności, ang. reflectance):

$$R = \Phi_R / \Phi \quad (5.2)$$

- współczynnik przepuszczania (transmitancji, ang. transmittance):

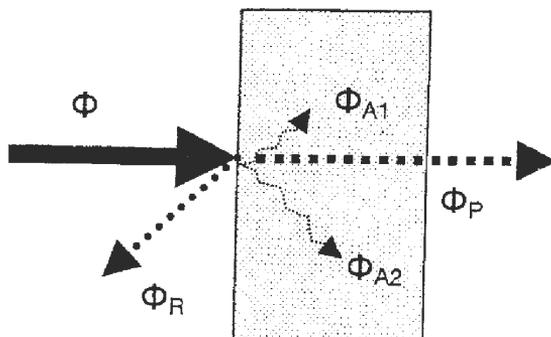
$$P = \Phi_A / \Phi \quad (5.3)$$

Zjawiska te pokazano na rysunku 5.3, przy czym w rzeczywistych przypadkach dla ciał półprzezroczystych występują wielokrotne odbicia wewnętrzne oraz związane z tym wielokrotne pochłanianie promieniowania. Wyróżnia się następujące przypadki szczególne:

- $A = 1, R = 0, P = 0$ - ciało czarne (ang. perfect blackbody), tj. ciało, które pochłania całe padające promieniowanie,
- $R = 1, A = 0, P = 0$ - ciało białe (ang. perfect mirror), tj. ciało, które odbija całe padające promieniowanie,
- $P = 1, A = 0, R = 0$ - ciało przezroczyste (ang. perfect transparent body), tj. ciało, które przepuszcza całe padające promieniowanie.

Dla każdego ciała słuszna jest zależność opisana prawem Kirchhoffa:

$$A + R + P = 1 \quad (5.4)$$



Rysunek 5.3. Rozkład strumienia promieniowania cieplnego Φ padającego na ciało półprzezroczyste [129]

W pomiarach termowizyjnych duże znaczenie ma pojęcie ciała czarnego. Na rysunku 5.4 przedstawiono modele o własnościach bliskich własnościom ciała czarnego. Warunki całkowitego pochłaniania padającego promieniowania uzyskuje się w przedstawionych modelach na drodze wielokrotnego odbicia wewnętrznego.

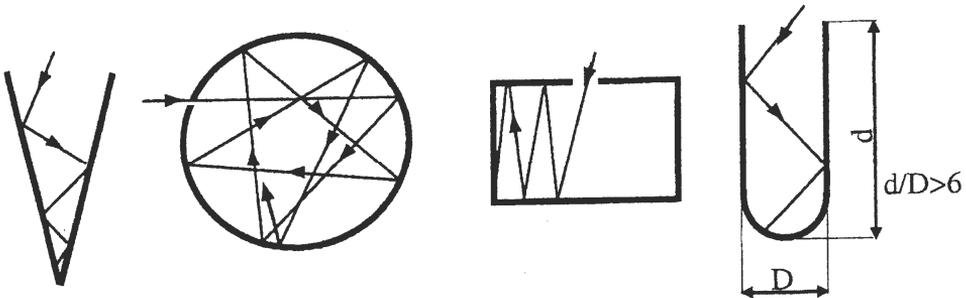
Analogicznie do współczynników pochłaniania A , odbicia R i przepuszczania P , dla promieniowania całkowitego, tj. w pełnym zakresie długości fal, można również wprowadzić współczynniki widmowe dla promieniowania monochromatycznego, tj. przy pewnej określonej długości λ fali:

$$A_\lambda = \Phi_{\lambda A} / \Phi_\lambda, \quad R_\lambda = \Phi_{\lambda R} / \Phi_\lambda, \quad P_\lambda = \Phi_{\lambda P} / \Phi_\lambda \quad (5.5)$$

Również i w tym przypadku słuszna jest zależność

$$A_\lambda + R_\lambda + P_\lambda = 1 \quad (5.6)$$

Współczynniki A , R i P zależą od rodzaju materiału i stanu jego powierzchni, zaś współczynniki A_λ , R_λ , P_λ zależą dodatkowo od długości fali. Należy zaznaczyć, że w ultraszybkich procesach cieplnych dodatkowo zależą od czasu.



Rysunek 5.4. Modele ciała czarnego [129]

Stosunek mocy promienistej (strumienia cieplnego) $d\Phi$ wysyłanej przez dowolnie mały element powierzchni, na którym leży rozpatrywany punkt powierzchni, do pola dF powierzchni tego elementu, nosi nazwę emitancji (egzytancji) energetycznej (ang. radiant emittance, radiant exitance), a w odniesieniu do kąta przestrzennego - natężenia promieniowania (ang. radiant intensity) [129]:

$$M = \frac{d\Phi}{dF}, [W / m^2] \quad (5.7)$$

W tych samych jednostkach co egzytancję wyraża się gęstość strumienia ciepłego, zwaną też natężeniem napromienienia (ang. irradiance):

$$q = \frac{d\Phi}{dF}, [W / m^2] \quad (5.8)$$

a więc strumień ciepły przypadający na jednostkę powierzchni. Strumień ciepły stanowi jednak szersze pojęcie, obejmujące nie tylko promieniowanie, lecz i inne sposoby przenoszenia energii cieplnej, jak przewodzenie i konwekcję.

Monochromatyczne natężenie promieniowania (monochromatyczna emitancja energetyczna) można zdefiniować następująco:

$$M(\lambda, T) = \frac{dM}{d\lambda}, [W / (m^2 \cdot \mu m)] \quad (5.9)$$

Widmowe natężenie promieniowania (ang. spectral radiant emittance, exitance lub intensity) dla ciała czarnego wyraża się prawem Plancka [129]:

$$M_0(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1 \right]} \quad (5.10)$$

gdzie: $c = 299\,792\,458 \pm 1,2$ m/s - prędkość światła w próżni,

$h = (6,626176 \pm 0,000036) \cdot 10^{-34}$ W • s² - stała Plancka,

$k = (1,380662 \pm 0,000044) \cdot 10^{-23}$ W • s/K - stała Boltzmana.

Indeks „o” dotyczy ciała czarnego.

Uwzględniając te stałe, równanie (5.8) można przedstawić w innej postaci

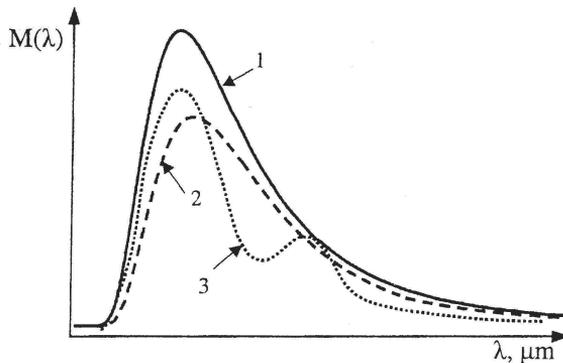
$$M_0(\lambda, T) = \frac{c_1}{\lambda^5 \left[\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]} \quad (5.11)$$

gdzie: $c_1 = 2\pi h c^2 = (3,741832 \pm 0,000020) \cdot 10^{-16}$ [W • m²] - pierwsza stała promieniowania

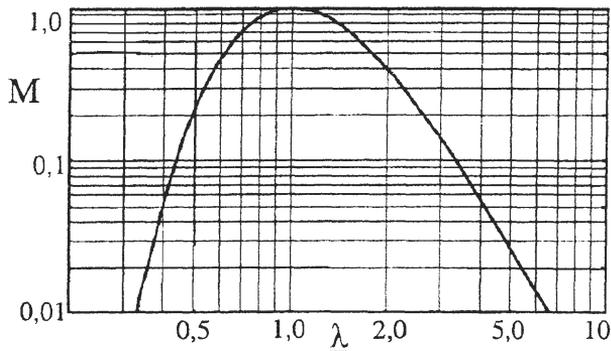
$c_2 = h \cdot c/k = (1,438786 \pm 0,000045) \cdot 10^{-2}$ m • K - druga stała promieniowania.

Na rysunku 5.5 przedstawiono graficznie zależność natężenia promieniowania ciała czarnego $M_0(\lambda, T)$, według wzoru (5.11), od długości fali i temperatury T ciała czarnego.

Niekiedy spotyka się jeszcze inną, uogólnioną interpretację graficzną prawa Plancka (rys. 5.6), podaną w jednostkach względnych: $M = f(\lambda)$, gdzie: $M = M_0(\lambda, T)/M_{0max}$ oraz $\lambda = \lambda/\lambda_{max}$. Taka interpretacja ma charakter uniwersalny, niezależny od wartości temperatury ciała czarnego.



Rysunek 5.5. Zależność natężenia promieniowania ciała czarnego $M_0(\lambda, T)$ według wzoru (5.11) [129]



Rysunek 5.6. Uogólniona interpretacja graficzna prawa Plancka (5.11) podana w jednostkach względnych [129]

Pasmowe natężenie promieniowania $M_0(\lambda_1, \lambda_2)$ otrzymuje się, całkując wzór (5.11) dotyczący określonego zakresu długości fali od λ_1 do λ_2 :

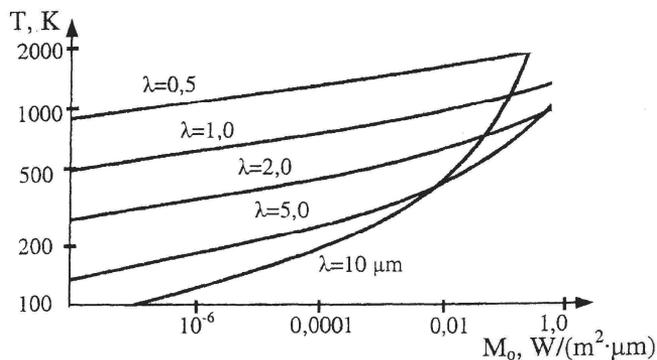
$$M_0(\lambda_1 \div \lambda_2) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{c_1 d\lambda}{\lambda^5 \left[\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]} \quad (5.12)$$

Na podstawie tego wzoru można wykazać, że cała w przedziale $0 - \lambda_{\max}$ zawiera 25% całkowitej energii promieniowania, zaś w przedziale $\lambda_{\max} - \infty$ pozostałe 75%.

Prawo Plancka umożliwia obliczenie natężenia promieniowania ciała czarnego $M_0(\lambda, T)$ dla danej temperatury T i długości fali λ . Niekiedy istnieje potrzeba określenia temperatury T ciała czarnego w sytuacji, gdy $M_0(\lambda)$ jest zmierzone dla danego λ . Można tego dokonać, stosując odwrotne prawo Plancka [129]:

$$T = \frac{c_2}{\ln \left[\frac{c_1 + \lambda M_0(\lambda)}{\lambda^5 M_0(\lambda)} \right]} \quad (5.13)$$

Interpretację odwrotnego prawa Plancka według wzoru (5.13) przedstawiono na rysunku 5.7.



Rysunek 5.7. Interpretacja odwrotnego prawa Plancka [129]

5.2. Emisyjność

Emisyjnością ϵ danego ciała dla całkowitego zakresu promieniowania, zwaną emisyjnością całkowitą, nazywa się stosunek natężenia promieniowania $M(T)$ w pełnym zakresie

promieniowania dla tego ciała do natężenia promieniowania $M_0(T)$ w pełnym zakresie promieniowania dla ciała czarnego, znajdującego się w tej samej temperaturze:

$$\varepsilon = \frac{M(T)}{M_0(T)} \quad (5.14)$$

Stosunek monochromatycznego natężenia promieniowania $M_\lambda(\lambda, T)$ w danej długości fali λ dla ciała nie czarnego do monochromatycznego natężenia promieniowania $M_{0\lambda}(\lambda, T)$ przy tej samej długości fali dla ciała czarnego, znajdującego się w tej samej temperaturze, nazywa się emisyjnością monochromatyczną ε_λ

$$\varepsilon_\lambda = \frac{M_\lambda(\lambda, T)}{M_{0\lambda}(\lambda, T)} \quad (5.15)$$

Uwzględniając wartość emisyjności ε , ciała występujące w przyrodzie można podzielić na czarne, nie czarne i rozpraszające – rysunek 5.8:

- $\varepsilon_0(\alpha) = 1$; $\varepsilon_0(\lambda, T) = 1$ - ciała czarne (ang. blackbody); α - kąt obserwacji,
- $0 < \varepsilon_0(\lambda, T) < 1$ - ciała nie czarne,
- $\varepsilon_0(\alpha) = \text{const}$; $\varepsilon_0(\alpha) < 1$ - ciała rozpraszające (ang. diffusive radiator).

Ciała nie czarne można podzielić następująco:

- $0 < \varepsilon(\lambda, T) < 1$; $\varepsilon(\lambda, T) = \text{const}$; $\varepsilon(\alpha) = \text{var}$ - ciała szare (ang. greybody),
- $0 < \varepsilon(\lambda, T) < 1$; $\varepsilon(\lambda, T) = \text{var}$; $\varepsilon(\alpha) = \text{var}$ - ciała nie szare, tj. ciała promieniujące selektywnie (ang. selective radiator).

Ciała rozpraszające to takie, których wartość emisyjności jest niezależna od kąta obserwacji α . Powierzchnia takich ciał zwane jest powierzchnią Lamberta (ang. Lambertian surface). Analogicznie, niekiedy mówi się także o ciele odbijającym (ang. diffusive reflector). Jest to ciało, którego wartość współczynnika odbicia R nie jest zależna od kąta obserwacji α .

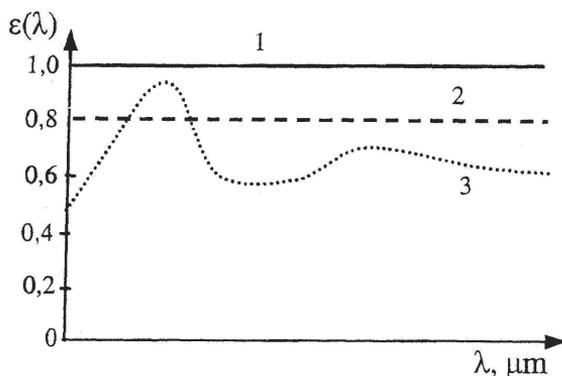
Dla zjawisk o dużej szybkości zmian temperatury następują również znaczące zmiany emisyjności. Efekt ten jest powodem pogorszenia dokładności pomiaru temperatury szybkich procesów cieplnych za pomocą metod bezstykowych [25].

Można więc zapisać, że emisyjność ε danego ciała jest funkcją kąta obserwacji α , długości fali λ , temperatury ciała T oraz czasu τ .

$$\varepsilon = f(\alpha, \lambda, T, \tau) \quad (5.16)$$

W przyrodzie występują także ciała półprzezroczyste. Ich współczynnik emisyjności można przedstawić wzorem [129]:

$$\varepsilon = \frac{(1-R)(1-P)}{1-RP} \quad (5.17)$$



Rysunek 5.8. Zależność emisyjności ε różnych ciał występujących w przyrodzie od długości fali λ : 1 - ciała czarne, 2 - szare, 3 - promieniujące selektywnie [129]

Uwzględniając prawo Kirchhoffa (5.16), w uzupełnieniu materiału podanego na początku tego rozdziału, można wyróżnić następujące przypadki szczególnie:

- dla ciał czarnych ($R = 0, P = 0$): $\varepsilon = 1$,
- dla ciał białych ($R = 1, P = 0$): $\varepsilon = 0$,
- dla ciał nie białych (nie odbijających) ($R = 0$): $\varepsilon = 1 - P$,
- dla ciał przezroczystych ($P = 1, R = 0$): $\varepsilon = 0$,
- dla ciał nieprzezroczystych ($P = 0$): $\varepsilon = 1 - R$.

W celu określenia ε należy jeszcze uwzględnić wiele innych czynników, które są trudne do ujęcia matematycznego, np. stan powierzchni badanego ciała czy jej jednorodności. W związku z powyższym, wartości emisyjności poszczególnych ciał udaje się wyznaczyć z niewielką dokładnością.

W celu umożliwienia porównania własności różnych materiałów w sposób niezależny od stanu ich powierzchni stosuje się niekiedy pojęcie emisyjności właściwej, oznaczanej odpowiednio: ε' – emisyjność właściwa całkowita, ε'_λ – emisyjność właściwa monochromatyczna oraz $\varepsilon'_{\lambda_1+\lambda_2}$ – emisyjność właściwa pasmowa. Emisyjności właściwe ε' ,

ε_λ' lub $\varepsilon'_{\lambda_1+\lambda_2}$ są to emisyjności wyznaczone w kierunku normalnym do płaskiej, polerowanej i dostatecznie grubej powierzchni, tak aby była ona nieprzezroczysta. Emisyjności te także podawane są jako normalne.

Z prawa Kirchhoffa przyjmuje się, że przy pełnym zakresie promieniowania, tj. $\lambda = 0 - \infty$, współczynnik absorpcji (pochłaniania) A jest równy emisyjności ε

$$A = \varepsilon \quad (5.18)$$

Podobnie w wszelkich ciałach w danej temperaturze i przy danej długości fali λ współczynnik pochłaniania A_λ jest równy emisyjności monochromatycznej ε_λ

$$A_\lambda = \varepsilon_\lambda \quad (5.19)$$

oraz dla określonego pasma promieniowania w zakresie $\lambda_1 \div \lambda_2$

$$A_{\lambda_1 \div \lambda_2} = \varepsilon_{\lambda_1 \div \lambda_2} \quad (5.20)$$

gdzie: $A_{\lambda_1 \div \lambda_2}$ - współczynnik pochłaniania dla zakresu fal $\lambda_1 \div \lambda_2$,

$\varepsilon_{\lambda_1 \div \lambda_2}$ - emisyjność pasmowa dla zakresu długości fal $\lambda_1 \div \lambda_2$.

Należy zaznaczyć, że przy napromienieniu cieplnym współczynnik absorpcji A (lub A_λ , $A_{\lambda_1 \div \lambda_2}$) danego ciała równy jest jego emisyjności ε (ε_λ lub $\varepsilon_{\lambda_1 \div \lambda_2}$) tylko wtedy, gdy napromienienie nie powoduje wzrostu temperatury ciała.

Ciało czarne jest zdefiniowane jako takie ciało, które pochłania całe padające promieniowanie (nie zachodzi więc odbicie - dlatego właśnie ciało wydaje się czarne). W stanie równowagi termodynamicznej natężenie promieniowania emitowanego musi być równe natężeniu promieniowania pochłoniętego przez dane ciało.

Żaden zatem inny obiekt o takiej samej temperaturze jak ciało czarne oraz w identycznych warunkach nie może wypromieniować więcej energii niż ciało czarne, które jest jednocześnie doskonałym emiterem. Dla ciał nie czarnych (rozpraszających, szarych, nie szarych, promieniujących selektywnie) we wszystkich podanych wyżej wzorach należy uwzględnić współczynnik emisyjności ε , który jest mniejszy od 1. Wtedy wzory te przyjmą postać:

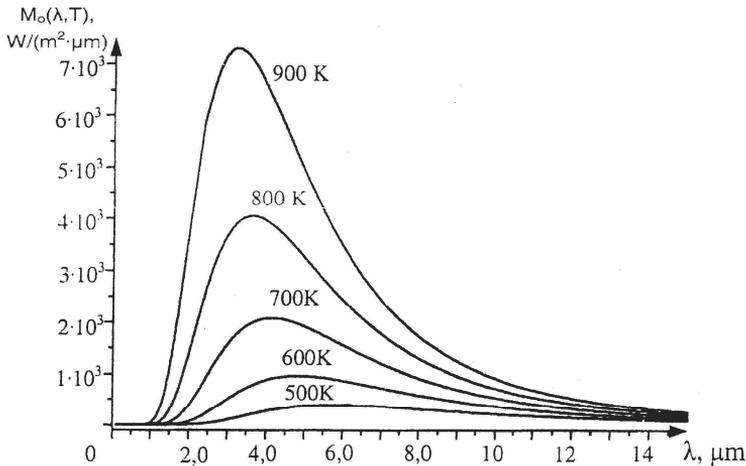
$$M(\lambda, T) = \frac{\varepsilon(\lambda, T) \cdot c_1}{\lambda^5 \left[\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]} \quad (5.21)$$

$$M(\lambda, T) = \frac{\varepsilon(\lambda, T) \cdot c_1}{\lambda^5 \cdot \exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right)} \quad (5.22)$$

$$M(\lambda, T) = \frac{1}{c_2} \cdot \varepsilon(\lambda, T) \cdot T \cdot \lambda^4 \quad (5.23)$$

$$M(T) = \frac{\pi^4}{15} \frac{c_1}{c_2^4} \cdot \varepsilon(T) \cdot T^4 = \varepsilon(T) \cdot \sigma_0 \cdot T^4 = \varepsilon(T) \cdot C_o \left(\frac{T}{100}\right)^4 \quad (5.24)$$

Uwzględniając powyższe zależności, na rysunku 5.9 przedstawiono porównawczo charakterystyki natężenia promieniowania $M(\lambda)$ odpowiednio dla ciała: czarnego - krzywa 1, szarego - krzywa 2 oraz promieniującego selektywnie - krzywa 3.



Rysunek 5.9. Charakterystyki natężenia promieniowania $M(\lambda)$ według wzoru Plancka dla ciała czarnego (1), szarego (2) oraz promieniującego selektywnie (3) [129]

W obliczeniach technicznych większość ciał rzeczywistych można uważać za szare lub promieniujące selektywnie [129].

Emisyjność jest wskaźnikiem mówiącym o zdolności danego obiektu do wypromieniowania energii promienistej. Duża wartość ε obiektu świadczy o tym, że jest on dobrze „mierzalny” przez kamerę. Jeśli ε jest bliskie zera, to świadczy to o tym, że obiekt jest „trudno mierzalny” przez kamerę. Wiąże się to z wpływem promieniowania otoczenia odbitego od obiektu. Wartość współczynnika emisyjności zależy od rodzaju materiału, wykończenia jego powierzchni (polerowana, utleniona), geometrii powierzchni, temperatury materiału (równanie 5.16).

Wprowadzenie do kamery termowizyjnej dokładnej wartości ε badanego obiektu ma podstawowe znaczenie dla prawidłowego pomiaru temperatury.

Metoda ta polega na wyznaczeniu emisyjności obiektu z zastosowaniem stykowych metod pomiaru temperatury. Należy tak dostrajać wartość emisyjności w kamerze, aby wskazała ona tę samą temperaturę, jaką uzyskano, stosując metodę stykową. Otrzymana w ten sposób wartość emisyjności równa jest emisyjności powierzchni obiektu. Inna metoda pomiaru temperatury obiektu polega na nawierceniu w nim otworu o głębokości co najmniej 6 razy większej od średnicy. Taki otwór można traktować jak ciało czarne o emisyjności $\varepsilon_{ob} \approx 1$. Należy zaznaczyć, że opisana metoda jest metodą przybliżoną, gdyż prowadzi do zaburzenia rozkładu temperatury na powierzchni obiektu.

Współczynnik emisyjności ε_α obiektów o wysokiej temperaturze, zależny od kąta obserwacji α , dla dowolnego punktu krzywizny walca lub ε dowolnej powierzchni płaskiej można także wyznaczyć, stosując przybliżoną zależność

$$\varepsilon_\alpha \approx \left(\frac{T_w}{T_r} \right)^4 \quad (5.25)$$

gdzie: T_w , - temperatura wskazana przez kamerę w danym punkcie powierzchni ciała lub krzywizny walca,

T_r - temperatura rzeczywista w danym punkcie powierzchni ciała lub krzywizny walca, zmierzona np. metodą stykową z zastosowaniem termometru wzorcowego.

Strumień cieplny promieniowania ciała czarnego o temperaturze T_r , pochłaniany przez detektor kamery o temperaturze T_d i powierzchni F_d , można zapisać

$$\Phi_{1-2} \approx \sigma_o \cdot F_d (T_r^4 - T_d^4) \quad (5.26)$$

Jest to wzór przybliżony, gdyż między innymi nie uwzględniono w nim geometrii optyki oraz parametrów transmisji atmosfery.

Strumień cieplny wysyłany przez ciało nie czarne o emisyjności ϵ_o zależnej od kąta obserwacji α . w analogicznych warunkach wynosi

$$\Phi_{1-2} \approx \sigma_o \cdot F_d \cdot \epsilon_\sigma (T_r^4 - T_d^4) \quad (5.27)$$

Po wprowadzeniu do mikrokontrolera kamery wartość emisyjności $\epsilon_\alpha = 1$, wskaże ona jakąś inną temperaturę T_w , niższą niż T_r . Do detektora kamery dotrze jednak taki sam strumień ciepła Φ_{1-2}

$$\Phi_{1-2} \approx \sigma_o \cdot F_d (T_r^4 - T_d^4) \quad (5.28)$$

Porównując wzory (5.27) oraz (5.28), po przekształceniach otrzymuje się

$$\epsilon_\alpha = \frac{T_w^4 - T_d^4}{T_r^4 - T_d^4} \quad (5.29)$$

Wówczas, gdy T_w , (T_r) jest dużo wyższe od temperatury detektora kamery, T_d , (dla kamer z detektorami chłodzonymi $T_d = 70 - 200$ K), wzór (5.29) można zapisać w postaci (5.25). Wyznaczona w ten sposób emisyjność jest przybliżoną emisyjnością średnią w zakresie pasma czułości detektora. Niekiedy można skorzystać z zależności przybliżonych:

- emisyjność idealnie gładkiej powierzchni metalu w funkcji długości fali promieniowania λ (wzór jest słuszny dla $\lambda > 2 \mu\text{m}$):

$$\epsilon_\lambda = k \sqrt{\frac{\rho}{\lambda}}, \quad (5.30)$$

gdzie: $k = 0,365 \Omega^{-1/2}$ - stały współczynnik, ρ - rezystywność, Ωm .

- emisyjność rzeczywistej powierzchni metalu w funkcji długości fali λ

$$\epsilon_\lambda = \frac{1}{b_1 \sqrt{\lambda} + b_2}, \quad (5.31)$$

gdzie: b_1 , (μm)^{-1/2}, b_2 - stałe współczynniki.

- emisyjność monochromatyczna ε_λ materiałów nieprzewodzących, zależna od ich współczynnika załamania n_λ

$$\varepsilon_\lambda = \frac{4n_\lambda}{(n_\lambda + 1)^2}, \quad (5.32)$$

gdzie: $n_\lambda = 1,5\div 4$ dla związków nieorganicznych oraz $2,0\div 3,0$ dla tlenków metali.

Przy pomiarach temperatury obiektów z zastosowaniem kamer termowizyjnych należy się liczyć z następującymi rodzajami błędów:

- metody,
- wzorcowania,
- toru elektronicznego.

Do źródeł błędów metody pomiaru termowizyjnego w warunkach rzeczywistych można zaliczyć:

- błąd oszacowania emisyjności ε_{ob} obiektu. Jest ważny szczególnie wtedy, gdy na tym samym termogramie mierzone jest pole temperaturowe składające się z wielu obiektów o różnej emisyjności. Jednocześnie należy zaznaczyć, że nie istnieje kamera, która umożliwiałaby precyzyjny, zdalny pomiar temperatury badanego obiektu i pełne wyeliminowanie wpływu błędnego oszacowania emisyjności na dokładność pomiaru. Emisyjność obiektu zależy od długości fali λ , temperatury T , rodzaju materiału, stanu powierzchni, kierunku obserwacji, polaryzacji, a w ultraszybkich procesach cieplnych także od czasu τ . Błąd pomiaru termowizyjnego związany z błędem oszacowania emisyjności obiektu można przykładowo znacznie zmniejszyć poprzez pomalowanie obiektu farbą o znanej emisyjności lub, w miarę możliwości, dokonując równomiernego nagrzewania obiektu, a następnie tworząc mapę jego emisyjności.

Błąd ponadto może być spowodowany wpływem odbitego przez obiekt promieniowania otoczenia.

Wpływ promieniowania emitowanego przez otoczenie jest znaczny, gdy $T_o \geq T_{ob}$ i/lub jeśli ε_{ob} jest małe. Podczas pomiarów termowizyjnych na zewnątrz należy się dodatkowo liczyć z błędami związanymi z wpływem promieniowania słonecznego. Słońce może być bowiem traktowane jako wysokotemperaturowe ciało czarne. Promieniowanie słoneczne padające na badany obiekt podlega filtrującemu działaniu atmosfery, zależnemu od pory dnia i warunków atmosferycznych. Analiza wpływu promieniowania słonecznego na dokładność termowizyjnego pomiaru temperatury nie jest zadaniem prostym, gdyż jego

wpływ generalnie uniemożliwia pomiar. Wyjątkiem może być tutaj badanie jakościowe obiektów wysokotemperaturowych o $\epsilon_{ob} \approx 1$. Sytuacja komplikuje się jeszcze bardziej, gdy od badanego obiektu odbija się również promieniowanie niebosłonu, zabudowań i gruntu. Aby skompensować te niekorzystne zjawiska, przed pomiarem należałoby wprowadzić do mikrokontrolera kamery odpowiednie parametry wejściowe, których określenie niekiedy może być kłopotliwe.

- błąd spowodowany ograniczoną przepuszczalnością (transmisją) atmosfery oraz jej promieniowaniem (emisją). Błąd emisji własnej atmosfery można pominąć, gdy odległość obiekt-kamera nie przekracza kilku metrów.
- błąd spowodowany brakiem możliwości uśredniania wyników pomiarów, a tym samym redukcji wpływu szumu detektora promieniowania, związany z wymaganiami dotyczącymi szybkości pomiaru.

Z błędami wzorcowania są związane błędy dotyczące rzeczywistych warunków pomiaru termowizyjnego:

- promieniowanie własne elementów optycznych i filtrów kamery ma inne wartości niż w warunkach wzorcowania i zależy od temperatury oraz emisyjności układów optycznych,
- odległość obiekt-kamera jest inna niż w trakcie wzorcowania,
- w warunkach wzorcowania precyzyjnie jest określona emisyjność obiektu, pomijalny jest natomiast wpływ promieniowania otoczenia odbitego od ciała czarnego oraz ograniczonej rozdzielczości temperaturowej kamery,
- ograniczonej dokładności wzorca, ograniczonej liczby punktów wzorcowania oraz błędów interpolacji.

Na błędy toru elektronicznego wpływają:

- szumy detektora,
- niestabilność układu chłodzenia (dla kamer z osnowami chłodzonymi),
- wahania wzmocnienia przedwzmacniacza i innych układów elektronicznych,
- ograniczone pasmo przenoszenia detektora i innych układów elektronicznych,
- ograniczona rozdzielczość i nieliniowość przetworników analogowo-cyfrowych.

Błędy toru elektronicznego są poniżej $\pm 1\%$ dla temperatur otoczenia $-15 \div +40^\circ\text{C}$.

W typowych sytuacjach pomiarowych błędy metody osiągają nawet kilka procent i stanowią główne źródło błędów bezstykowego pomiaru pola temperatury za pomocą kamer termowizyjnych. Metoda termowizyjna bezstykowego pomiaru temperatury obiektu nie jest dokładna, szczególnie przy pomiarach rozkładu temperatury obiektu. Charakteryzuje się ona podobnymi niedokładnościami jak dobrze znana i powszechnie wykorzystywana

metoda z zastosowaniem pirometrii optycznej. Dużo lepsze dokładności uzyskuje się, stosując stykowe metody, np. z użyciem termometrów termoelektrycznych, rezystancyjnych czy termistorowych, tym bardziej, że typowy zakres mierzonych temperatur dla obydwu metod jest podobny. Metody stykowe niekiedy jednak nie mogą być stosowane. Niedokładności pomiarów termowizyjnych są szczególnie widoczne podczas pomiaru pola temperatury obiektu niejednorodnego, zbudowanego z różnych materiałów o różnej emisyjności. Z tego względu kamery termowizyjne zaleca się stosować do zdalnego określania rozkładu temperatury obiektów jednorodnych o zbliżonej emisyjności. Mimo że rozdzielczość typowej kamery wynosi 0,1 K, to wartość zmierzonej temperatury obarczona jest bardzo wieloma wielkościami wpływowymi. Dlatego też analiza wyników wymaga indywidualnego podejścia, a od służb pomiarowych wymaga się dużego doświadczeni przy interpretacji rezultatów pomiarów termowizyjnych.