



Wyznaczanie termofizycznych charakterystyk materiałów metodami termografii w podczerwieni

WALDEMAR ŚWIDERSKI, VLADIMIR VAVILOV¹

Wojskowy Instytut Techniczny Uzbrojenia,
05-220 Zielonka, ul. Prymasa Stefana Wyszyńskiego 7

¹Tomsk Polytechnic University, Research Institute of Introscopy,
Tomsk, 634028 Russia, ul. Savinykh 7

Streszczenie. W pracy przedstawiono metody pomiarowe termografii w podczerwieni umożliwiające wyznaczenie charakterystyk termofizycznych materiałów stałych, takich jak przewodność i pojemność cieplna, oraz dynamicznych: współczynnika dyfuzyjności i inercji cieplnej. Znajomość tych charakterystyk jest istotna w badaniach nieniszczących materiałów metodami termografii w podczerwieni. Podane w pracy metody są realizowane za pomocą typowej aparatury wykorzystywanej w badaniach nieniszczących metodami termografii w podczerwieni.

Słowa kluczowe: termografia w podczerwieni, badania nieniszczące, charakterystyki termofizyczne materiałów

Symbole UKD: 620.14

Wykaz oznaczeń

- λ — współczynnik przewodności cieplnej;
- c_p — ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu;
- ρ — gęstość;
- α — współczynnik dyfuzyjności cieplnej;
- e — współczynnik aktywności cieplnej;
- Γ — współczynnik odbicia fali cieplnej;
- T — temperatura bezwzględna;
- Θ — nadwyżka temperatury;
- τ — czas;
- L — grubość próbki;
- W — energia;

- Fo^* — liczba Fouriera;
- Q — strumień ciepła;
- A — współczynnik stosunku cieplnego;
- μ — głębokość wnikania dyfuzji cieplnej;
- ω — częstotliwość przestrzenna.

1. Wprowadzenie

W badaniach nieniszczących z zastosowaniem termografii w podczerwieni podstawowe znaczenie w wykryciu defektów w materiałach mają różnice w parametrach termofizycznych między zasadniczym materiałem a poszukiwanymi defektami. Wiele typowych defektów, będących obiektami badań termograficznych, można rozpatrywać jako cienkie szczeliny gazowe, najczęściej wypełnione powietrzem, których parametry termofizyczne różnią się od większości materiałów stałych będących obiektem badań nieniszczących (tab. 1).

Znajomość wartości parametrów termofizycznych badanego obiektu jest istotna przy symulacjach komputerowych umożliwiających określenie warunków badań wykrywania defektów w tym obiekcie, wyboru najbardziej skutecznej metody badawczej oraz w metodach badań aktywnych określenia rodzaju i parametrów źródła stymulacji cieplnej. Ma to w wielu przypadkach istotny wpływ na zmniejszenie czasochłonności badań eksperymentalnych.

Podstawowymi termofizycznymi charakterystykami materiałów są współczynnik przewodności cieplnej λ , ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu c_p i gęstość ρ . Współczynnik przewodności cieplnej określa wielkość strumienia ciepła, rozchodzącego się w ciele przy stacjonarnej wymianie ciepła oraz jest miarą szybkości przewodzenia ciepła w danym materiale. Ciepło właściwe jest powszechnie stosowaną nazwą pojemności cieplnej właściwej, która stanowi stosunek ciepła przemiany termodynamicznej do ilości substancji wykonującej przemianę oraz do przyrostu temperatury podczas tej przemiany [1]. W termodynamice najczęściej występuje ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu lub ciepło właściwe przy stałej objętości.

Dynamicznymi charakterystykami termofizycznymi są: współczynnik dyfuzyjności cieplnej (*thermal diffusivity*) $\alpha = \lambda / (c_p \rho)$, m^2/s i współczynnik aktywności cieplnej lub inercja cieplna (*thermal effusivity*) $e = \sqrt{\lambda c_p \rho}$, $Ws^{1/2}/(m^2K)$. Współczynnik dyfuzyjności jest wskaźnikiem dyfuzji wewnętrznej energii w materiale. Jego wielkość jest proporcjonalna do szybkości rozchodzenia się izotermicznej powierzchni. Znajomość wielkości dyfuzyjności cieplnej jest niezbędna, m.in. do określenia rozkładów pola temperatury i naprężeń termicznych w elementach wysoko obciążonych mechanicznie [2].

Inercja cieplna to wielkość charakteryzująca sposób reagowania materiału na zmiany temperatury i jest odwrotnie proporcjonalna do amplitudy zmian temperatury na powierzchni materiału. Inercja cieplna również charakteryzuje ciepłe

TABELA 1

Termofizyczne charakterystyki materiałów

Materiał**	Gęstość ρ , [kg/m ³]	Ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu c_p , [J/kgK]	Przewodność cieplna λ , [W/mK]	Dyfuzyjność cieplna a , 10 ⁻⁶ [m ² /s]	Inercja cieplna e , [Ws ^{1/2} /m ² K]
Powietrze (cienkie warstwy) [3]	1,2	1005	0,070	58,0	9,19
Guma [1]	1200	1420	0,160	0,0939	522
Poliaramid [3]	1330	1047	0,142 (⊥) 1,69 ()	0,102(⊥)** 0,121 ()	445 (⊥) 485 ()
Żywicę epoksydowe [3]	1100-1300	800-1200	0,17-0,19	0,15	465
Żywicę formaldehydowe [3]	1200	1850	0,2	0,09	666
Laminat szklany*	-	-	0,3 (⊥) 0,38 ()	0,13 (⊥) 0,17 ()	832 (⊥) 922 ()
Woda [3]	1000	4193	0,586	0,140	1570
Teflon [3]	2210	1050	0,23	0,099	731
Tworzywo węglowe*	-	-	0,64(⊥) 1,28 ()	0,52 (⊥) 1,04 ()	888 (⊥) 1260 ()
Szkło kwarcowe [1]	2210	730	0,710	0,440	1070
Borowo-epoksydowy kompozyt*	2000	1000	11 (⊥) 16 ()	5,5 (⊥) 8,0 ()	-
Stal chromowa [1]	8100-9000	420	20-40	5,88-10,58	8248-12296
Tytan [4]	4500	470	16	7,56	5817
Stal węglowa [1]	7850	470	46-50	12,46-13,55	13027-13582
Grafit [1]	1685	710	12-174	0,1-145,4	3789-14428
Duraluminium [1]	2800	913	165	0,64	20538
Mosiądz [1]	8600	381	100-110	30,52-33,57	18101-18985
Miedź [4]	8900	380	380	112	35849
Aluminiowe stopy [1]	2600-2800	870	105-140	0,46-0,57	15411-18467

* Orientacyjne wartości (zależne od producenta i procesu technologicznego).

** (⊥) — prostopadle do włókien; (||) — równoległe z włóknami.

W kompozytowych materiałach, np. w tworzywie węglowym, mogą być wyznaczone trzy składniki przewodności cieplnej, zależne od wzajemnego położenia włókien.

dopasowanie dwóch środowisk (1 i 2) i określa na przykład współczynnik odbicia fali cieplnej Γ :

$$\Gamma = \frac{e_1 - e_2}{e_1 + e_2}. \quad (1)$$

Przy założeniu, że jest spełniony warunek $e_1 = e_2$, wartość wyrażenia (1) wynosi $\Gamma = 0$. Oznacza to brak cieplnego kontaktu, kiedy $e_1 \gg e_2$, wówczas $\Gamma = 1$ i odpowiada to przypadkowi, w którym drugie środowisko jest absolutnym przewodnikiem ciepła, a kiedy $e_1 \ll e_2$, to $\Gamma = -1$ i ma miejsce, jeżeli drugie środowisko jest absolutnym izolatorem ciepła.

2. Wyznaczenie dyfuzyjności cieplnej

Metody wyznaczania dyfuzyjności cieplnej można podzielić na metody pośrednie i bezpośrednie. W metodach pośrednich za pomocą badań doświadczalnych wyznaczane są gęstość, ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu oraz przewodność cieplną. Następnie na podstawie zależności (2) wylicza się dyfuzyjność cieplną.

$$\alpha = \lambda / (c_p \rho). \quad (2)$$

Podstawową wadą tych metod jest przenoszenie się błędu pomiaru każdej wielkości składowej na niedokładność obliczenia dyfuzyjności. Tej wady pozbawione są metody bezpośrednie, w których na podstawie zarejestrowanych sygnałów wykorzystując procedury matematyczne opracowania danych wyznacza się dyfuzyjność cieplną [5].

Reprezentatywne metody wyznaczania dyfuzyjności cieplnej alternatywne do przedstawionych w artykule zawarte są w pracach [5-9].

W pracy [6] przedstawiono m.in. prostą impulsową metodę nieograniczonego wzorca opracowaną przez A. W. Łykowa. Idea tej metody polega na obserwacji zmian temperatury w dwu punktach wzorcowego bloku, aż do ustalenia maksymalnego wzrostu temperatury w wyniku impulsowego włączenia foliowego grzejnika elektrycznego umieszczonego między dwoma próbkami materiału ściśniętymi blokami wzorcowego materiału o znanych właściwościach cieplnych. Dyfuzyjność cieplną określa się z zależności:

$$\alpha = \frac{\alpha_{ref} L^2}{\left(\sqrt{2\alpha_{ref} \tau_{max}} + L - x\right)^2},$$

gdzie: α_{ref} — dyfuzyjność cieplna wzorca;

τ_{max} — czas, po którym uzyskano maksymalną różnicę temperatury;

x — odległość pomiaru temperatury od źródła ciepła.

Interesującą metodę impulsową będącą modyfikacją klasycznej metody Parkera [11] przedstawił w swoich pracach [7-10] Terpiłowski. Wymaga ona wyrafinowanej aparatury pomiarowej. Metoda ta oparta jest na pomiarze temperatury między skrajnymi powierzchniami płaskorównoległej próbki poddanej impulsowi promieniowania cieplnego, generowanego przez laser neodymowy, na jedną z nich. Dyfuzyjność cieplna jest obliczana na podstawie modelu rozkładu temperatury w czasie w badanej płycie na podstawie pomiaru zmian różnicy temperatury badanej próbki. Wykorzystując model wymiany ciepła opisany szczegółowo w pracach [8-10], wyznacza się dyfuzyjność cieplną. W pracy [9] prezentowane są wyniki uzyskane metodą wyznaczenia dyfuzyjności cieplnej próbek wykonanych z niklu i ze stali stopowej w zakresie temperatur od 300 do 1000 K z błędem mniejszym niż 6%. Jest to bardzo dobrym wynikiem, kiedy przy innych metodach dla tego rodzaju materiałów zgodność między wartością obliczoną dyfuzyjności cieplnej a wyznaczoną eksperymentalnie zwykle mieści się w granicach błędu do 10%.

W pracy [8] Terpiłowski opisał również metodę impulsową wykorzystującą wymuszenie w postaci skoku temperaturowego. Metoda ta ze względu na mniej wyrafinowaną aparaturę pomiarową jak w metodzie przedstawionej powyżej może być stosowana do zgrubnych pomiarów dyfuzyjności cieplnej.

W pracy [5] przedstawiono dwie metody monotonicznego wymuszenia cieplnego do wyznaczenia dyfuzyjności cieplnej, z wymuszeniem skokowym oraz metodę zmodyfikowaną „dwóch płynów”. Podstawą metod monotonicznych jest teoria Kondratiewa, według której warunki początkowe mają wpływ na kształtowanie się pola temperatury i zmiany temperatury tylko we wstępnym etapie procesu wyrównywania temperatury, po tym okresie wpływ mają tylko właściwości badanego obiektu i warunki brzegowe. Stosując zmiany temperatury o regularnym charakterze na brzegu badanego obiektu na podstawie analizy zmian temperatury wewnątrz tego obiektu, można wyznaczyć dyfuzyjność cieplną, wykorzystując teorię szeregów Fouriera.

Do wyznaczenia dyfuzyjności cieplnej stosowane są również metody wymuszeń okresowych: fale cieplne i wymuszenia periodyczne wiązką elektronów. Metoda fal cieplnych charakteryzuje się złożoną analizą matematyczną problemu i złożoną analizą błędów zaś w metodzie wymuszenia periodycznego wiązką elektronów wymagana jest skomplikowana aparatura i skomplikowany aparat matematyczny [8].

Oprócz wymienionych przykładów metod wyznaczenia dyfuzyjności cieplnej materiałów stałych stosowane są również metody oparte o termografię w podczerwieni, wybrane przykłady tych metod opisane są w dalszej części artykułu.

2.1. Metoda dwustronna

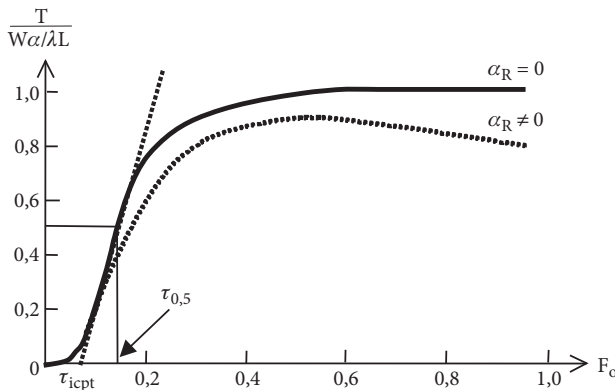
W pracy [11] zaproponowano pomiar szeregu charakterystyk termofizycznych, przede wszystkim przewodności cieplnej i wyznaczenia, w drodze przeliczenia wyników pomiaru dyfuzyjności cieplnej, wykorzystując rozwiązanie dla nieustalanej

temperatury na tylnej powierzchni adiabatycznej płyty, nagrzewanej na czołowej powierzchni krótkimi impulsami cieplnymi (impulsami Diraca):

$$\frac{T^R}{(Wa / \lambda L)} = \theta_D^R = 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n e^{-n^2 \pi^2 Fo}, \quad (3)$$

Wykres funkcji θ_D^R , pokazany na rysunku 1, zaczyna się od punktu zerowego i dąży do stałej wartości $T \rightarrow Wa / \lambda L$. W przypadku rzeczywistej (nieadiabatycznej) płyty, temperatura tylnej powierzchni osiąga maksimum, po tym spada przez oddanie energii do otoczenia (patrz linię kropkowaną na rysunku 1). Narastające czoło odpowiedzi temperaturowej pozwala wyodrębnić szereg charakterystycznych punktów, każdemu z nich odpowiada charakterystyczny czas przekazywania ciepła τ^* , a w szczególności:

- czas osiągnięcia połowy maksymalnej wartości $\tau_{1/2}$;
- czas maksimum pierwszej pochodnej $\tau_{m.d.}$;
- czas τ_{icpt} , odpowiadający punktowi przecięcia linii prostej, poprowadzonej przez prosty odcinek krzywej, z osią czasu.



Rys. 1. Przebieg zmian temperatury na tylnej powierzchni płyty ogrzewanej impulsowo-modelowym wymuszeniem Diraca

Dla dowolnego eksperymentalnie zmierzonego czasu τ^* wartość współczynnika dyfuzyjności cieplnej można wyznaczyć z oczywistego stosunku:

$$a = Fo^* \frac{L^2}{\tau^*}, \quad (4)$$

gdzie współczynnik Fo^* określa się z równania (3). Na przykład:

$$\begin{aligned}
 Fo^* &= 0,1388 && \text{dla } \tau_{1/2}; \\
 Fo^* &= 0,0918 && \text{dla } \tau_{m.d.}; \\
 Fo^* &= 0,04863 && \text{dla } \tau_{icpt}.
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

Wyższą wykorzystania charakterystycznego czasu $\tau_{m.d.}$ jest możliwość określenia przewodności cieplnej w czasie rzeczywistym, tj. nie oczekując chwili wystąpienia maksimum krzywej temperaturowej, koniecznego do obliczenia $\tau_{1/2}$, a także niewielki wpływ na niego intensywności wymiany ciepła z otoczeniem. Jednak konieczność obliczenia pochodnej $\partial T / \partial \tau$ dla zaszumionego sygnału wprowadza istotny wzrost wysokoczęstotliwościowych zakłóceń, co obniża efektywność metody wg parametru $\tau_{m.d.}$. Dlatego dotychczas najczęściej używano metody Parkera z wykorzystaniem charakterystycznego czasu $\tau_{1/2}$. Metoda Parkera — metoda impulsowa (*Parker's method, flash method*), charakteryzuje się wysoką dokładnością, dzięki czemu jest dominująca w badaniach określenia przewodności cieplnej ciał stałych. Istnieją różne modyfikacje metody, w których dokładność pomiaru zwiększa się w wyniku:

- rejestracji oddawania ciepła na powierzchni kontrolowanego obiektu,
- precyzji wyboru charakterystycznego czasu τ^* ,
- rejestracji naturalnych wymiarów kontrolowanego obiektu itp.

Oprócz współczynnika dyfuzyjności cieplnej, metoda Parkera pozwala także określić współczynnik przewodności cieplnej, dlatego jednocześnie z grubością wyrobu konieczny jest pomiar wielkości pochłanianej energii W . Według znanych a i λ można wyznaczyć ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu: $c_p = \lambda / (\rho\alpha)$.

2.2. Metoda jednostronna

Dla czołowej (nagrzewanej) powierzchni adiabatycznej płyty struktura odpowiedniego impulsowego rozwiązania jest taka, że charakterystyczne punkty na krzywej temperaturowej nie występują i określenie charakterystyk termofizycznych jest bardziej złożone, niż przy wykorzystaniu rozwiązania dla powierzchni przeciwległej (tylnej). Oprócz tego, czułość tego rozwiązania, na przykład przy zmianach przewodności cieplnej, jest niższa niż na tylnej powierzchni.

Ogólne podejście do określenia dyfuzyjności cieplnej w procedurze jednostronnej opisane jest w pracy [12]. Istota metody polega na dopasowaniu parametrów jednowymiarowego teoretycznego modelu do jednopikselowej funkcji temperatury $T^F(i, j, \tau)$, otrzymanej eksperymentalnie. Przyjęty model opisany jest następującymi zależnościami:

$$T^F(\tau) = T_\infty \frac{1 + 2 \operatorname{Exp}\left[\frac{-L^2}{a(\tau - \tau_{\text{shift}})}\right]}{\sqrt{\frac{\pi a(\tau - \tau_{\text{shift}})}{L^2}}} \quad \text{dla } \tau \leq 0,62 \frac{L^2}{a};$$

$$T^F(\tau) = T_\infty \left[1 + \operatorname{Exp}\left(-\frac{a\pi^2(\tau - \tau_{\text{shift}})}{L^2}\right)\right] \quad \text{dla } \tau > 0,62 \frac{L^2}{a},$$
(6)

gdzie parametrami dopasowującymi są temperatura na końcu procesu T_∞ i a/L^2 , a parametr τ_{shift} uwzględnia niezbędną długość impulsu prostokątnego (w zasadzie znaczenie tego parametru także może być oceniane w wyniku dopasowania). Dla znanej grubości próbki L można ocenić wartość dyfuzyjności cieplnej a .

Dla przypadku nagrzewania modelowym impulsem Diraca w pracy [13] przedstawiony jest bardzo prosty model:

$$T^F = W \sqrt{a} \left(\frac{1 + 2 e^{-L^2/(a\tau)}}{\lambda \sqrt{\pi\tau}} \right) \quad \text{dla } \tau < 0,062 L^2 / a,$$

$$T^F = \frac{W}{c_p \rho L} (1 + 2 e^{-a\pi^2\tau/L^2}) \quad \text{dla } \tau > 0,062 L^2 / a.$$
(7)

Nieliniowej aproksymacji dokonuje się przy doborze parametrów $p_1 = a/L^2$ i $T_\infty = W/(c_p \rho L)$, wykorzystując zapis równania (7) w postaci:

$$T = T_\infty \left(\frac{1 + 2 e^{-1/(p_1\tau)}}{\sqrt{\pi\tau p_1}} \right), \quad T = T_\infty (1 + 2 e^{-p_1\pi^2\tau}).$$
(8)

2.3. Materiał izotropowy

Dyfuzję cieplną można określić dwustronną impulsową metodą na podstawie temperaturowej odpowiedzi na tylnej powierzchni płyty. Jednostronna procedura jest mniej przydatna dla tego celu z powodu szeregu przyczyn:

- 1) bardzo słabej czułości temperaturowej odpowiedzi na czołowej powierzchni do zmiany dyfuzyjności cieplnej;
- 2) brakiem łatwych do interpretacji charakterystycznych punktów;
- 3) większego wpływu oddawania ciepła do otoczenia;
- 4) obecności odbitego od powierzchni wyrobu promieniowania nagrzewającego, tworzącego zakłócenia przy punktowych pomiarach temperatury.

Określenia dyfuzji ciepłej można dokonać wykorzystując tzw. funkcje wrażliwości. Funkcje wrażliwości, otrzymywane na podstawie klasycznych rozwiązań, są efektywnym narzędziem oceny możliwości określenia tych lub innych parametrów rozwiązania.

Wprowadźmy funkcję wrażliwości w postaci bezwymiarowego parametru

$$S_p = \frac{\partial T / T}{\partial p_i / p_i}, \quad (9)$$

gdzie p_i — pewien parametr rozwiązania odpowiedniego termodynamicznego zagadnienia, na przykład współczynnik dyfuzyjności ciepłej a lub grubość próbki L . Zauważmy, że czas τ także rozpatrywany jest jako specyficzny parametr modelu, który jest mierzony w trakcie eksperymentu, na przykład przy określeniu dyfuzji ciepłej metodą Parkera. Związek między dowolnymi dwoma parametrami rozwiązania może być otrzymany na drodze kombinacji odpowiednich funkcji wrażliwości. Na przykład związek niedokładności określenia czasu procesu i zmian dyfuzji ciepłej podaje wyrażenie:

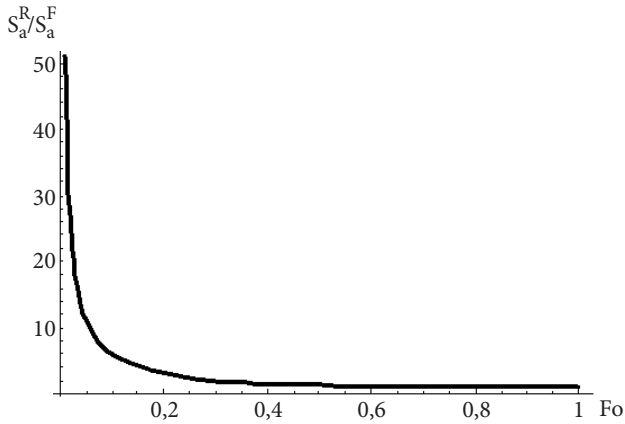
$$\frac{\partial \tau / \tau}{\partial \alpha / \alpha} = S_\alpha / S_\tau. \quad (10)$$

Funkcję wrażliwości można określić dla fizycznych parametrów $\{\tau, \tau_h, Q(W), \alpha, \lambda, a, L\}$ — dla płyty i $\{\tau, \tau_h, Q(W), \alpha, \lambda, a\}$ — dla ciała półnieskończonego.

Przedstawimy pierwszą sytuację, porównamy odpowiednie funkcje wrażliwości dla przedniej i tylnej powierzchni adiabatycznej płyty, nagrzewanej impulsem Diraca:

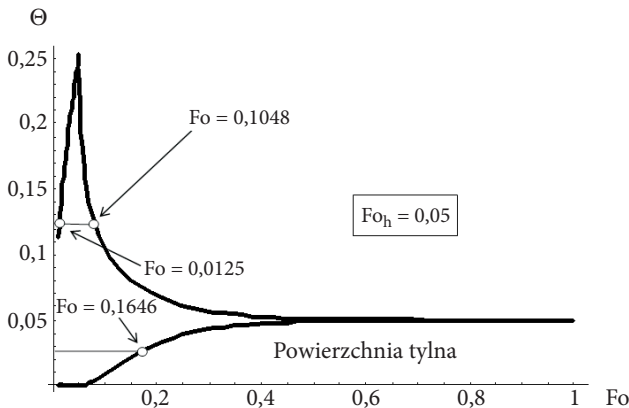
$$S_a^F = 1 - \frac{2\pi^2 Fo \sum_{n=1}^{\infty} n^2 e^{-n^2 \pi^2 Fo}}{1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} e^{-n^2 \pi^2 Fo}}, \quad S_a^R = 1 - \frac{2\pi^2 Fo \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n n^2 e^{-n^2 \pi^2 Fo}}{1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n e^{-n^2 \pi^2 Fo}}. \quad (11)$$

Zmiana stosunku S_a^R / S_a^F w czasie pokazana jest na rysunku 2. Widać, że w ciągu interesującego nas okresu czasu (do $Fo \approx 0,6$) odpowiedź temperaturowa na tylnej powierzchni płyty bardziej jest czuła na zmiany temperatury, niż na czołowej powierzchni, szczególnie, przy $Fo = 0,139$ $S_a^R / S_a^F = 4,5$. Wyrównywanie stosunku S_a^R / S_a^F na końcu procesu nagrzewania wyjaśnione jest wyrównaniem temperatury całej masy płyty do temperatury $T \approx (Wa) / (\lambda L)$.



Rys. 2. Funkcja czułości pomiaru przewodności cieplnej (płyta adiabatyczna nagrzewana modelowym impulsem Diraca)

Przy nagrzewaniu prostokątnym impulsy charakterystyczne punkty, na przykład $\tau_{1/2}$, mogą być rozmieszczone na krzywej odpowiedzi temperaturowej na powierzchni czołowej. W charakterze konkretnego przykładu rozpatrzmy nagrzewanie impulsem o długości $Fo_h = 0,05$ (rys. 3). Przebiegi zmian temperatury na przedniej i tylnej powierzchni adiabatycznej płyty ogrzewanej impulsem prostokątnym przedstawione na rysunku 3 uzyskano w wyniku symulacji komputerowej za pomocą oprogramowania ThermoModelTM. Na powierzchni czołowej czas osiągnięcia połowy maksymalnej wartości $\tau_{1/2}$ może być określony zarówno wewnątrz impulsu nagrzewającego ($Fo^* = 0,0125$), jak i w stadium schładzania ($Fo^* = 0,1048$), w tym czasie jak odpowiedź temperaturowa na tylnej powierzchni charakteryzuje się jedną



Rys. 3. Przebiegi zmian temperatury na powierzchniach adiabatycznej płyty nagrzewanej prostokątnym impulsem o szerokości — czasie trwania $Fo_h = 0,05$ i jednostkowej wysokości we współrzędnych bezwymiarowych

wartością $\tau_{1/2}$ ($Fo^* = 0,1646$). Funkcje wrażliwości charakteryzują się następującymi wartościami:

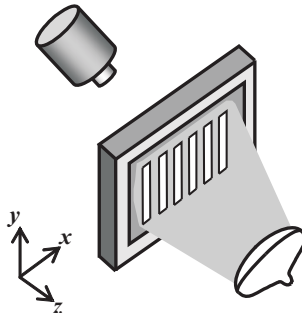
$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial T / T}{\partial a / a}\right)^F &= 0,5 \quad \text{przy } Fo^* = 0,0125, \\ \left(\frac{\partial T / T}{\partial a / a}\right)^F &= -0,691 \quad \text{przy } Fo^* = 0,1048, \\ \left(\frac{\partial T / T}{\partial a / a}\right)^R &= 1,5325 \quad \text{przy } Fo^* = 0,1646. \end{aligned} \quad (12)$$

Powyższe przykłady pokazują, że pomimo czysto praktycznych trudności, dwustronny sposób określenia dyfuzyjności cieplnej zapewnia, przynajmniej, dwukrotnie większą wysokość czułości w porównaniu z jednostronną.

2.4. Materiał anizotropowy

Dyfuzyjność cieplna materiału, jak i przewodność cieplna, są wielkościami tensorowymi. W praktyce najczęściej rozpatrywane są ortotropowe materiały, charakteryzujące się trzema składowymi tego tensora, jeden z nich a_z jest skierowany w głąb materiału, a dwie pozostałe a_x i a_y są jednakowej wartości składowymi płaszczyznowymi. Klasyczne procedury badań termicznych, na przykład, wg metody Parkera, zwykle związane są z określeniem a_z , jednak rozszerzające się zastosowanie anizotropowych materiałów kompozytowych wymaga oceny dwóch pozostałych wielkości. Oczywiście, że do tego niezbędne jest tworzenie w materiale strumieni ciepła, rozprzestrzeniających się w poprzecznych kierunkach. Do których wytworzenia stosuje się punktowe, pasmowe jak również i przypadkowe nagrzewanie, a do analizy wykorzystuje się przekształcenie Fouriera. Szczegółowego badania procedury nagrzewania liniowym źródłem ciepła dokonał J. Krapez i inni [14].

Schemat eksperymentu przedstawiony jest na rysunku 4. Płaski wyrób nagrzewany przy pomocy lampy impulsowej, przed którą umieszczona jest maska ze



Rys. 4. Nagrzewanie ze szczelinową maską

szczelinami, tworząca liniowe pole nagrzewania. Temperaturę wyrobu rejestruje się na tylnej powierzchni za pomocą kamery termowizyjnej. Przedstawienie nieadiabaticznego brzegowego zagadnienia wymaga rozdzielenia funkcji nagrzewania na dwie składowe $Q(x, y)Q_z(z)$:

$$\begin{aligned} \rho C \frac{\partial T}{\partial \tau} &= \lambda_x \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \lambda_y \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z} [\lambda_z(z) \frac{\partial T}{\partial x}]; \\ T(x, y, z, \tau = 0) &= Q(x, y)Q_z(z) / \rho C; \\ -\lambda_z \frac{\partial T(z=0)}{\partial z} &= -\alpha^F T(x, y, z=0, \tau); \\ -\lambda_z \frac{\partial T(z=L)}{\partial z} &= \alpha^R T(x, y, z=L, \tau). \end{aligned} \quad (13)$$

Rozwiązanie zagadnienia przekształceniem Laplace'a w czasie i przekształceniem Fouriera w poprzecznych współrzędnych x i y [14]:

$$(\rho Cp + \lambda_x \omega_x^2 + \lambda_y \omega_y^2) \tilde{\tilde{T}} - \tilde{\tilde{Q}} Q_z(z) = \frac{\partial}{\partial z} [\lambda_z(z) \frac{\partial \tilde{\tilde{T}}}{\partial z}]. \quad (14)$$

Niech $T_z(z, \tau)$ jest rozwiązaniem jednowymiarowego zagadnienia równomierne nagrzewania płyty o przewodności cieplnej $\lambda_z(z)$ strumieniem $Q_z(z)$. Wykorzystując właściwości przesunięcia przekształcenia Laplace'a, otrzymamy:

$$\tilde{\tilde{T}}(\omega_x, \omega_y, z, \tau) = \tilde{\tilde{Q}}(\omega_x, \omega_y) T_z(z, \tau) e^{-a_x \omega_x^2 \tau - a_y \omega_y^2 \tau}. \quad (15)$$

Z zależności (15) wynika, że dla zerowych przestrzennych częstotliwości $\omega_x = \omega_y = 0$ i dowolnej współrzędnej z podwójne przekształcenie przestrzenne Fouriera, zawierające przestrzenne interwały x i y , charakteryzuje się takimi zmianami w czasie jak temperatura, uwarunkowanych równomiernym nagrzewaniem strumieniem $Q_z(z)$. Ten wniosek jest również słuszny dla ograniczonej płyty z izolowanymi cieplnie krawędziami.

Zaznaczmy, że, jeśli $a_z(z)$ jest wielkością stałą, a wielkość $Q_z(z)$ opisuje impuls Diraca, to do funkcji $\tilde{\tilde{T}}(0, 0, \tau)$ na tylnej powierzchni można zastosować procedury określenia dyfuzyjności cieplnej, opisane wcześniej, na przykład metodę Parkera.

Podstawowe wyrażenie dla określenia składowej dyfuzyjności cieplnej można otrzymać z (15), wyłączając T_z :

$$\tilde{\tilde{T}}(\omega_x, \omega_y, z, \tau) / \tilde{\tilde{T}}(0, 0, z, \tau) = \tilde{\tilde{Q}}(\omega_x, \omega_y) / \tilde{\tilde{Q}}(0, 0) e^{-a_x \omega_x^2 \tau - a_y \omega_y^2 \tau}. \quad (16)$$

Ważną cechą wyrażenia (16) jest to, że jest słuszne przy występowaniu strat ciepła dla dowolnej współrzędnej z , zarówno na czołowej, jak i tylnej powierzchni wyrobu. Co więcej, jego zastosowanie nie wymaga nagrzewania wyrobu na powierzchni, dlatego sformułowanie (16) można stosować i dla półprzezroczystych materiałów.

Liniowe nagrzewanie, przedstawione na rysunku 4, przewiduje okresowe zmiany temperatury na jednej ze współrzędnych, na przykład, na x , z okresem Δ . Całkowanie temperatury w dół współrzędnej y w przedziałach od $-Y$ do $+Y$, a przekształcenie funkcji Fouriera zastosowano we współrzędnej x dla całej liczby przedziałów $n\Delta$ (początek osi współrzędnych umieszczono w ten sposób, żeby funkcja okresowego nagrzewania była parzysta i miała maksimum przy $x = 0$):

$$\tilde{\tilde{T}}(\omega_x, 0, z, \tau) = \frac{1}{n\Delta} \frac{1}{2Y} \int_{x'=0}^{x'=n\Delta} \int_{y'=-Y}^{y'=+Y} T(x', y', z, \tau) \cos(\omega_x x') dy' dx'. \quad (17)$$

Dla określenia a_x można wykorzystać następujące liniowe równanie:

$$\text{Ln}[\tilde{\tilde{T}}(\omega_x, 0, z, \tau) / \tilde{\tilde{T}}(0, 0, z, \tau)] = \text{Ln}[\tilde{\tilde{Q}}(\omega_x, 0) / \tilde{\tilde{Q}}(0, 0)] - a_x \omega_x^2 \tau. \quad (18)$$

Ostatnie wyrażenie także jest prawdziwe dla tylnej powierzchni badanej próbki. Oprócz tego, dzięki okresowemu charakterowi zmian temperatury na współrzędnej x , największe zainteresowanie przedstawia częstotliwość $\omega_x = 2\pi / \Delta$. Spełniając liniową regresję funkcji $\text{Ln}[\tilde{\tilde{T}}(\omega_x, 0, z, \tau) / \tilde{\tilde{T}}(0, 0, z, \tau)]$, można na pochyleniu prostej bezpośrednio określić a_x . Dla określenia a_y koniecznym jest obrócenie maksimum nagrzewania o 90° i powtórzenie eksperymentu.

Ustalono, że dokładność oceny składnika tensora dyfuzyjności cieplnej z wykorzystaniem wyżej pokazanej metody wzrasta w miarę zwiększenia tzw. współczynnika stosunku cieplnego (*thermal aspect ratio*):

$$A = \Delta / L \sqrt{a_z / a_x}. \quad (19)$$

Celowe jest zwiększanie A do 4-5, przy większej wartości poprawa dokładności staje się nieistotna [14].

W pracy autorstwa I. Philippi i inni [15] opisano przypadek dowolnego (swobodnego) nagrzewania dla procedury dwustronnej.

P. Bison i inni zmodyfikowali tę procedurę, rozszerzając ją na jednostronną [16]. Rozwiązując następujące zagadnienie nagrzewania nieadiabaticznego półnieskończonego ciała impulsem Diraca $\delta(\tau)$ o energii W ze swobodnym przestrzennym rozkładem $f(x, y)$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} &= \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial \tau}; \\ -\lambda \frac{\partial T(z=0)}{\partial z} &= W \delta(\tau) f(x, y) - \alpha T(x, y, z=0); \\ \iint_{surf} f(x, y) dx dy &= 1. \end{aligned} \quad (20)$$

Stosując przekształcenie Laplace'a w czasie i przekształcenie Fouriera we współrzędnych x i y , przekształcimy zagadnienie w postać:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \bar{\bar{T}}}{\partial z^2} + \sigma^2 \bar{\bar{T}} &= 0; \quad \sigma = \sqrt{\omega_x^2 + \omega_y^2 + p/a}; \\ -\lambda \frac{\partial \bar{\bar{T}}(z=0)}{\partial z} &= W \Phi(\omega_x, \omega_y) - \alpha \bar{\bar{T}}(z=0), \end{aligned} \quad (21)$$

gdzie $\Phi(\omega_x, \omega_y)$ — postać Fouriera funkcji $f(x, y)$.

Rozwiązanie zagadnienia (21) ma postać:

$$\bar{\bar{T}} = \frac{W \Phi}{\lambda \sigma + \alpha} e^{-\sigma z}. \quad (22)$$

Realizując odwrotne przejście z przekształcenia Laplace'a z wykorzystaniem odpowiednich tablic, otrzymamy rozwiązanie dla powierzchni temperatury — Fouriera jako funkcję czasu i częstotliwości Fouriera:

$$\bar{\bar{T}}(\omega_x, \omega_y, z=0, \tau) = \frac{W \Phi(\omega_x, \omega_y)}{\lambda} e^{-a(\omega_x^2 + \omega_y^2)\tau} \left[\sqrt{\frac{a}{\pi\tau}} - \frac{\alpha a}{\lambda} e^{\frac{\alpha}{\lambda} \tau} \operatorname{erf}\left(\frac{\alpha}{\lambda} \sqrt{a\tau}\right) \right]. \quad (23)$$

Rozwiązanie (23) jest ogólne i przedstawia obraz Fouriera temperatury powierzchniowej, która wykładniczo maleje w czasie oraz obniża się ze wzrostem dyfuzyjności cieplnej i kwadratu częstotliwości Fouriera. Człon rozwiązania, zależny od czasu i współrzędnej z , można pominąć, ponieważ podobnie jak przy równaniu (16), można pominąć wpływ nagrzewania powierzchniowego. Wówczas dla $z = 0$ otrzymamy:

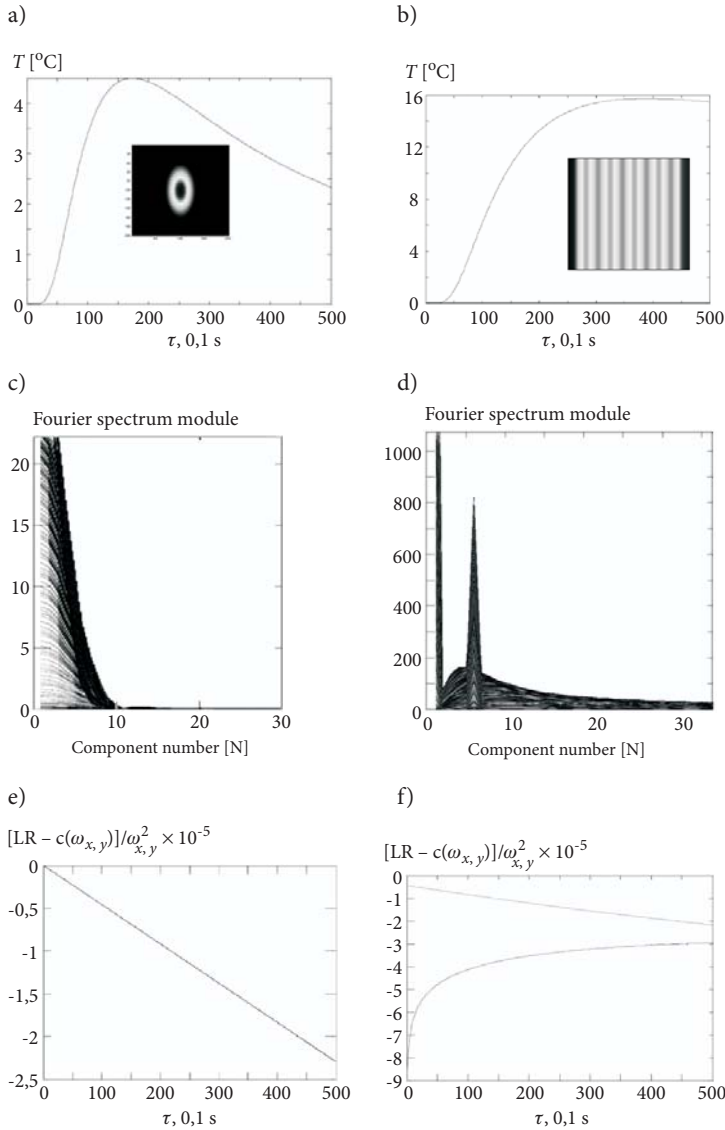
$$\frac{\bar{\bar{T}}(\omega_x, \omega_y, z=0, \tau)}{\bar{\bar{T}}(\omega_x=0, \omega_y=0, z=0, \tau)} = \frac{\Phi(\omega_x, \omega_y)}{\Phi(\omega_x=0, \omega_y=0)} e^{-a(\omega_x^2 + \omega_y^2)\tau}. \quad (24)$$

Procedura identyfikacji anizotropowej dyfuzyjności cieplnej rozpoczyna się od całkowania temperatury wg współrzędnej, która jest ortogonalna do analizowanego kierunku. Wyjątkowo przy określeniu a_x w każdym momencie czasu sumuje się wszystkie temperatury na współrzędnej y , w wyniku czego otrzymujemy zmianę w czasie profilu temperatury na współrzędnej x . Przytaczając rozwiązanie (24) w postaci logarymicznej, funkcję doświadczalną, znajdującą się w lewej części równania (24), aproksymując prostą linią, której pochylenie wyraża poszukiwane składowe dyfuzyjności cieplnej, pomnożoną przez kwadrat wybranej częstotliwości Fouriera. Wartość częstotliwości-Fouriera określamy, znając prawdziwy wymiar piksela. W ten sposób procedurę identyfikacji a_x wyraża równanie:

$$\begin{aligned} \text{Ln}\left[\frac{\overline{\overline{T}}(\omega_n, \tau)}{\overline{\overline{T}}(0, \tau)}\right] &= c(\omega_n) - a\omega_n^2\tau; \quad \omega_n = \frac{2\pi n}{N\Delta x}; \quad n = 0 \dots N-1 \\ a\tau &= -[LR - c(\omega_n)] / \omega_n^2, \quad LR = \text{Ln}\left[\frac{\overline{\overline{T}}(\omega_n, \tau)}{\overline{\overline{T}}(0, \tau)}\right], \end{aligned} \quad (25)$$

gdzie: N — liczba pikseli w dół wybranej linii; Δx — wymiar piksela.

Graficzna ilustracja opisanej metody przedstawiona jest na rysunku 5. Nagrzewanie przez kwadratową maskę o wymiarach 10×10 mm oraz maskę szczelinową (układ stanowiska pomiarowego taki jak na rysunku 4) tworzywa węglowego o grubości 5 mm z jednokierunkowym rozkładem włókien doprowadza do rozkładu temperatury na stronie, położonej przeciwnie do nagrzewanej, zgodnie z rysunkiem 5a) i b). W obu przypadkach nagrzewania wyraźnie widać klasyczne zachowanie sygnałów temperaturowych i ich przekształceń Fouriera. Na rysunku 5a) widać, że na skutek anizotropii dyfuzyjności rozkład temperatury na tylnej powierzchni próbki nagrzewanej przez maskę o profilu kwadratowym ma kształt eliptyczny. Zmianę temperatury w czasie pokazano na rysunku 5a) i b) w postaci wykresu temperatury w centralnym punkcie próbki. Należy zaznaczyć, że analizuje się początkowe stadium procesu, ponieważ temperatura tylnej powierzchni nie osiągnęła w tym czasie maksimum. Widmo Fouriera, przedstawione na rysunku 5c), ujawnia zerowe składowe przy 11. częstotliwości (1-a częstotliwość zerowa), dlatego określona na krzywej typu logarymicznego (rys. 5e) wartość dyfuzyjności cieplnej jest stała za wyjątkiem 11. częstotliwości. W przypadku zastosowania maski szczelinowej (rys. 5b) widmo Fouriera (rys. 5d) ujawnia „wyskok” impulsu, który odpowiada częstotliwości nośnika. Tylko przy tej częstotliwości dyfuzyjność jest liniowo zależna w czasie w skali logarymicznej. Przedstawia to rysunek 5f) — górna linia, kiedy inne częstotliwości dostarczają niepoprawnych danych — druga krzywa na rysunku 5f).



Rys. 5. Wyznaczenie poprzecznej dyfuzyjności (próbka CFRP o powierzchni 100×100 mm, tylna powierzchnia, czas nagrzewania 0,1 s): a, c, e — kwadratowa maska grzewcza 10×10 mm; b, d, f — szczelinowa maska grzewcza, 5 szczelin; a, b — rozkład temperatury dla $\tau = 0,1$ s i zmiany temperatury centralnego punktu w funkcji czasu; c, d — widmo Fouriera; e, f — zmiany obliczeniowych wartości identyfikowanego parametru w funkcji czasu

Poprzeczną dyfuzyjność cieplną wyznaczamy jako tangens kąta pochylenia linii prostej do osi czasu, przedstawionej na rysunku 5e) i f). Dla badanej próbki kompozytu CFRP poprzeczna dyfuzyjność wzdłuż współrzędnej x wynosi $a_x = 6,5 \times 10^{-7}$ m/s²,

a powtarzając przedstawioną powyżej procedurę dla kierunku wzdłuż współrzędnej y , otrzymujemy poprzeczną dyfuzyjność cieplną $a_y = 26 \cdot 10^{-7} \text{ m/s}^2$. Do analizy wyników eksperymentalnych użyte zostało oprogramowanie ThermoLabTM.

Jeszcze jedną dynamiczną termofizyczną charakterystyką w ciele stałym jest umowna głębokość wnikania dyfuzji cieplnej μ , m:

$$\mu = \sqrt{a / (\pi f)}, \quad (26)$$

która jest związana z częstotliwością nagrzewającego harmonicznego strumienia f , Hz. W teorii fal cieplnych parametr ten oznacza, że fale o niskiej częstotliwości wnikają w ciało stałe na większe głębokości (można także powiedzieć, że fala cieplna o ustalonej częstotliwości przenika głębiej w materiał o większej przewodności cieplnej). W badaniach termograficznych głębokość wnikania dyfuzji cieplnej jest oceną głębokości wnikania fal cieplnych w materiał i możliwości wykrycia do tej głębokości defektów w procedurze jednostronnej, kiedy zarówno źródło ciepła, jak i kamera rejestrująca proces znajdują się po tej samej stronie obiektu badań, przy cieplnej stymulacji obiektu fali cieplnymi o różnej częstotliwości.

3. Wyznaczenie inercji cieplnej materiału stałego

Materiał traktujemy jako ciało półnieskończone, a rozwiązanie zagadnienia nagrzewania ciała półnieskończonego impulsem Diraca ma następującą postać:

$$T(0, \tau) = \frac{W}{e\sqrt{\pi}} \frac{1}{\sqrt{\tau}}. \quad (27)$$

Równanie (27) często występuje we współrzędnych $\ln(T) - \ln(\tau)$, gdzie przedstawiona jest linią prostą. W przypadku idealnym dla dowolnego momentu czasu τ^* cieplną inercję ciała można określić z temperatury powierzchni ciała i zmierzonej pochłoniętej energii:

$$e = \frac{W}{T(\tau^*)} \frac{1}{\sqrt{\pi\tau^*}}. \quad (28)$$

Dany przykład ilustruje ten fakt, że wykorzystując rozwiązanie dla ciała półnieskończonego, można określić inercję cieplną ciała stałego jako zespół trzech parametrów ($e = \sqrt{c_p \rho \lambda}$), ale nie można określić każdego parametru osobno. Oprócz tego konieczne jest zmierzenie energii pochłoniętej przez ciało, co w praktyce nie zawsze można wykonać z wymaganą dokładnością. Ostatnią trudność można pokonać, wykorzystując metodę wzorca:

$$\frac{e}{e_{ref}} = \frac{T_{ref}(\tau^*)}{T(\tau^*)}, \quad (29)$$

gdzie indeks *ref* odnosi się do wzorca.

Jako wzorec wykorzystujemy jednorodny materiał o znanej inercji cieplnej, który nagrzewamy impulsem Diraca i wyznaczamy temperaturę jego powierzchni. Stosując metodę porównawczą w identycznych warunkach, powtarzamy eksperyment z badanym materiałem i po wyznaczeniu temperatury jego powierzchni, korzystając z wzoru (29), obliczamy jego inercję cieplną.

4. Ocena granicznej czułości metody termograficznej przy wyznaczaniu termofizycznych charakterystyk materiałów

Wykorzystując koncepcję funkcji czułości, łatwo ocenić, jakie maksymalne zmiany charakterystyk termofizycznych materiałów mogą być pewnie wyznaczone za pomocą metod termografii w podczerwieni. Na przykład, dla tylnej powierzchni adiabatycznej płyty dla $\tau > 0$, nagrzewanej w chwili $\tau = 0$ impulsem Diraca, wartość funkcji czułości wg dyfuzyjności cieplnej przy $Fo_{1/2} = 0,139$ wynosi:

$$S_a^R = \frac{\partial T / T}{\partial a / a} (Fo = 0,139) = 2,3. \quad (30)$$

Wzorując się na metodyce, przedstawionej w [17], graniczną czułość badań termograficznych określa się dla stosunku sygnał/szum, równego jedności. Aparatura IR, przeznaczona do pomiarów temperatury, charakteryzuje się temperaturową rozdzielczością ΔT_{res} , która dla komercyjnego sprzętu zwykle wynosi 0,05-0,1°C. Dla badawczych pirometrów podczerwieni ΔT_{res} może w zasadzie wynosić 0,001°C, chociaż eksperymenty z takim poziomem czułości wymagają termostatowania badanego obiektu, dlatego wartość $\Delta T_{res} \sim 0,01^\circ\text{C}$ można uważać za graniczną. Minimalny odnośny pomiar dyfuzyjności cieplnej, który może być oceniony z wykorzystaniem powyżej przedstawionej aparatury, wynosi

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{\Delta T_{res} / T}{2,3}, \quad (31)$$

gdzie: T — temperatura modelu w momencie czasu $\tau_{1/2}$; proporcjonalna do «zgromadzonej» w modelu energii $W(Q)$ i odwrotnie proporcjonalnej do grubości modelu.

Na przykład, przy termowizyjnym określeniu termofizycznych charakterystyk materiałów kompozytowych, charakterystyczne wartości powyżej pokazanych parametrów wynoszą: $\Delta T_{res} = 0,1^{\circ}\text{C}$, $T = 3 \div 30^{\circ}\text{C}$. Wynika stąd, że graniczna czułość jest równa $\Delta a/a = 0,14 \div 1,4\%$. Jeśli czułość ograniczymy tylko do temperaturowej rozdzielczości aparatury, to można ją podwyższyć, zwiększając moc nagrzewania lub badając bardziej cienkie modele.

5. Podsumowanie

Przedstawione w pracy metody wyznaczania charakterystyk termofizycznych materiałów mogą być bardzo przydatne dla prowadzących badania nieniszczące metodami termografii w podczerwieni ponieważ są wykonywane aparaturą termowizyjną wykorzystywaną w tego typu badaniach.

Stosując przedstawione metody otrzymuje się charakterystyki, których dokładność jest wystarczająca do przeprowadzenia symulacji komputerowych wybranych procesów wymiany ciepła z uwzględnieniem kierunkowych różnic struktury materiału.

Niniejszy artykuł powstał podczas realizacji pracy naukowej finansowanej ze środków na naukę w latach 2007-2009 w ramach Projektu Badawczego Habilitacyjnego Nr 508-O/0012/32, przyznanych przez Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego.

Artykuł wpłynął do redakcji 28.11.2008 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w kwietniu 2009 r.

LITERATURA

- [1] S. WIŚNIEWSKI, *Termodynamika techniczna*, WNT, Warszawa, 1980.
- [2] J. TERPIŁOWSKI, J. PIOTROWSKA-WORONIAK, G. WORONIAK, *Porównanie klasycznej i zmodyfikowanej metody impulsowej do wyznaczania dyfuzyjności cieplnej metali na przykładzie żelaza elektrolitycznego*, Ciepłownictwo, Ogrzewnictwo, Wentylacja, 2007, 1.
- [3] V. VAVILOV, *Infra-red non-destructive testing of bonded structures: aspects of theory and practice*, Br J NDT, Jul. 1980, 175-183.
- [4] X. P. V. MALDAGUE, *Theory and practice of infrared technology for nondestructive testing*, John Wiley&Sons, Inc., New York, 2001, 78.
- [5] A. J. PANAS, *Pomiar dyfuzyjności cieplnej w warunkach uporządkowanej wymiany ciepła*, ZAiT ITL WAT, Warszawa, 2006.
- [6] T. R. FODEMSKI i in., *Pomiary cieplne*, cz. I: *Podstawowe pomiary cieplne*, WNT, Warszawa, 2001.
- [7] J. TERPIŁOWSKI, *A pulse method for determining the thermal diffusivity of solids by measuring the temperature difference between the extreme surfaces of the sample*, Journal of Technical Physics, 25, 3-4, 1984, 429-439.

- [8] J. TERPIŁOWSKI, *Pomiar dyfuzyjności cieplnej metodą impulsową*, roz. 8 w: *Termodynamika — Pomiary Ciepłne*, WAT, Warszawa, 1994.
- [9] J. TERPIŁOWSKI, *A modified flash method for determination of thermal diffusivity in solids*, *Archives of Thermodynamics*, 24, 1, 2003, 59-80.
- [10] J. TERPIŁOWSKI, *A modified flash method for determination of thermal diffusivity in semitransparent solids exposed to laser radiation*, *Archives of Thermodynamics*, 25, 2, 2004, 39-68.
- [11] W. J. PARKER, R. J. JENKINS, C. P. BUTLER, G. L. ABBOT, *Flash method of determining thermal diffusivity, heat capacity and thermal conductivity*, *J. Appl. Physics*, 32, Sept. 1961, 1679-1684.
- [12] J. N. ZALAMEDA, W. P. WINFREE, *Improved sampling of thermal transients using Focal Plane Array infrared imagers*, *Proc. SPIE "Thermosense-XXVI"*, 5405, 2004, 374-381.
- [13] W. P. WINFREE, J. N. ZALAMEDA, *Single sided thermal diffusivity imaging in composites with a shuttered thermographic inspection system*, *Proc. SPIE "Thermosense-XXIV"*, 4710, 2002, 536-544.
- [14] J.-C. KRAPEZ, L. SPAGNOLO, M. FRIESS, *Measurement of in-plane diffusivity in non-homogeneous slabs by applying flash thermography*, *Intern. J. of Thermal Sciences*, 43, 2004, 967-977.
- [15] I. PHILIPPI, J.-C. BATSALÉ, D. MAILLET, A. DEGIOVANNI, *Measurements of thermal diffusivities through processing of infrared images*, *Rev. Sci. Instrum.*, 66, 1, Jan. 1995, 223-229.
- [16] P. G. BISON, E. GRINZATO, S. MARINETTI, *Local thermal diffusivity measurement*, *J. Quant. Infr. Thermogr.*, 1, 2, 2004, 241-250.
- [17] В. П. ВАВИЛОВ, А. И. ИВАНОВ, *Импульсный тепловой контроль многослойных изделий, Дефектоскопия*, 6, 1984, 39-47.

W. ŚWIDORSKI, V. VAVILOV

Determination of Thermo-physical Characteristics of Materials by IR Thermography Methods

Abstract. IR thermography as a measuring method to determine some thermo-physical characteristics of solid materials such as thermal conductivity and capacity, and also dynamic characteristics like thermal inertia and coefficient of diffusivity, is presented in the paper. Such characteristics are very important for nondestructive testing by IR thermography methods. These characteristics can also be determined by other methods than the shown in this paper but they require a special apparatus (often very expensive). The methods presented in this paper use typical equipment of IR thermography nondestructive testing.

Keywords: IR thermography, nondestructive testing (NDT), thermo-physical characteristics of materials

Universal Decimal Classification: 620.14