

Jerzy BODZENTA

METODY POMIARU PARAMETRÓW CIEPLNYCH CIENKICH WARSTW

Streszczenie. Wyznaczanie własności cieplnych cienkich warstw jest stosunkowo trudnym problemem. Największe trudności sprawiają pomiary dla warstw naniesionych na grube podłoża. W artykule przedstawiono przegląd metod, które są wykorzystywane w takich pomiarach. Szczególną uwagę zwrócono na metody opracowane i stosowane w Instytucie Fizyki Politechniki Śląskiej. Przeanalizowano również możliwości przedstawionych technik pomiarowych.

METHODS FOR DETERMINATION OF THERMAL PARAMETERS OF THIN FILMS

Summary. Determination of thermal properties of thin films is rather complicated problem. The greatest difficulties cause measurements for films deposited on thick substrates. In the paper a review of methods using in such measurements is done. Special attention is paid to photothermal methods elaborated and applied in Institute of Physics, Silesian University of Technology. Analysis of potentialities of presented measuring techniques is also carried out.

1. Wstęp

W dielektrykach współczynnik przewodnictwa cieplnego silnie zależy od struktury krystalicznej materiału. Dobrym przykładem są wyniki pomiarów przeprowadzonych dla próbek naturalnego i syntetycznego diamentu. Współczynnik przewodnictwa cieplnego monokryształów diamentu wynosi około $2200 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\text{K}^{-1}$ [1] i jest ponad pięciokrotnie większy niż dla miedzi. Warstwy syntetycznego diamentu o grubości większej od $100 \mu\text{m}$ i zbudowane z ziaren o średnicach większych od $10 \mu\text{m}$ charakteryzują się również dużą wartością współczynnika przewodnictwa cieplnego. Dla najlepszych z nich osiąga on wartości $1500\text{--}2000 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\text{K}^{-1}$ [2, 3, 4]. Natomiast cienkie warstwy diamentopodobne o grubościach nie przekraczających $1 \mu\text{m}$ źle przewodzą ciepło. Oszacowana w [5] wartość współczynnika przewodnictwa cieplnego takich warstw była równa około $0.2\text{--}0.3 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\text{K}^{-1}$. Tak drastyczna

zmiana własności materiału jest związana z mechanizmem transportu ciepła w dielektrykach. Bardzo duży wpływ na własności cieplne warstw ma ich struktura wewnętrzna. Szerzej zagadnienie to zostało opisane w następnym rozdziale. W konsekwencji bardzo trudno jest przewidzieć, jak będzie przewodziła ciepło konkretna warstwa, a zakładanie, że własności warstwy są zbliżone do własności cieplnych próbki o dużych rozmiarach, może prowadzić do znaczących błędów. Dlatego też ważne jest opracowanie metod pozwalających na pomiar własności cieplnych cienkich warstw. W artykule przedstawiono przegląd stosowanych obecnie metod pomiaru współczynnika przewodnictwa cieplnego, dyfuzyjności cieplnej i oporu cieplnego cienkich warstw. Szczególną uwagę zwrócono na metody opracowane i stosowane w Instytucie Fizyki Politechniki Śląskiej.

2. Własności cieplne cienkich warstw

Jak już wspomniano we wstępie, własności cieplne cienkich warstw są inne niż materiałów objętościowych. W szczególności dotyczy to współczynnika przewodnictwa cieplnego. W niniejszej pracy ograniczono się do warstw dielektrycznych, w których ciepło jest przenoszone w wyniku drgań sieci krystalicznej. Drgania sieci powodujące powstanie w niej fal stojących wygodnie jest opisywać poprzez quasi-cząstki - fonony. W najprostszym przybliżeniu, opartym na kinetyczno-molekularnej teorii gazów, współczynnik przewodnictwa cieplnego κ jest dany wzorem [6]

$$\kappa = \frac{1}{3} C u \lambda \quad (1)$$

gdzie: C - ciepło właściwe, u - prędkość fononów (prędkość dźwięku), λ - średnia droga swobodna fononów. Średnia droga swobodna fononów jest określona występującymi w materiale mechanizmami rozpraszania fononów. Ogólnie mechanizmy te można podzielić na dwie grupy - rozpraszanie przez inne fonony oraz rozpraszanie na defektach kryształu (rozpraszanie geometryczne). Fakt występowania w cienkich warstwach dużej liczby defektów powoduje silne rozpraszanie fononów i, co za tym idzie, ograniczenie ich średniej drogi swobodnej. Tak więc wzór (1) pozwala jakościowo wytłumaczyć fakt znacznego zmniejszenia wartości współczynnika przewodnictwa cieplnego w przypadku cienkich warstw. Pierwsza poprawna teoria przewodnictwa cieplnego dielektryków została opracowana przez Debye'a i jest przedstawiana w większości podręczników dotyczących fizyki ciała stałego lub własności cieplnych ciał stałych (zobacz np. [7]). Jej wadą jest nieuwzględnienie wpływu normalnych proce-

sów rozpraszania fonon-fonon na przewodnictwo ciepłe. Wpływ ten został uwzględniony w fenomenologicznym modelu przewodnictwa ciepłego dielektryków, stworzonym przez Callawaya [8]. Zgodnie z nim współczynnik przewodnictwa ciepłego dielektryków jest dany wzorem

$$\kappa = \frac{k_B^4}{6\pi^2\hbar^3} T^3 \sum_{j=1}^3 \frac{1}{u_j} \left\{ \int_0^{\Theta_D/T} \tau_{C_j}(x) \frac{x^4 e^x}{(e^x-1)^2} dx + \frac{\left[\int_0^{\Theta_D/T} \frac{\tau_{C_j}(x)}{\tau_j(x)\tau_{N_j}(x)} \frac{x^4 e^x}{(e^x-1)^2} dx \right]^2}{\int_0^{\Theta_D/T} \frac{\tau_{C_j}(x)}{\tau_j(x)\tau_{N_j}(x)} \frac{x^4 e^x}{(e^x-1)^2} dx} \right\}, \quad (2)$$

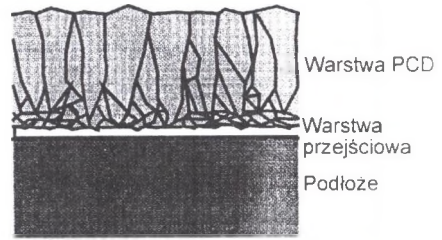
gdzie: τ , τ_N – czas relaksacji fononów odpowiednio w rozprośzeniach typu umklapp i procesach normalnych, $\tau_C = (\tau^{-1} + \tau_N^{-1})^{-1}$, Θ_D – temperatura Debye'a, T – temperatura, $x = \hbar\omega/k_B T$, ω – częstość fononu, a sumowanie odbywa się po trzech możliwych modach.

Model Callawaya może być stosowany przy opisie przewodnictwa ciepłego próbek krystalicznych – monokryształów i polikryształów. Natomiast w przypadku próbek amorficznych korzystanie z modelu opartego na pojęciu fononu traci uzasadnienie. Fonony są związane z drganiami atomów w sieci krystalicznej. Atomy są powiązane ze sobą i drgania dowolnego atomu powodują, że w kryształach propaguje się fala sprężysta. Brak uporządkowania dalekiego zasięgu w materiałach amorficznych prowadzi do lokalizacji drgań. Przewodnictwo ciepłe jest wynikiem przekazywania energii pomiędzy zlokalizowanymi oscylatorami. Model teoretyczny przewodnictwa ciepłego materiałów amorficznych, oparty na klasycznej teorii Einsteina, opracowali Cahill i Pohl [9]. Zgodnie z ich teorią współczynnik przewodnictwa ciepłego materiałów amorficznych jest dany wzorem

$$\kappa = \left(\frac{\pi}{6}\right)^{1/3} k_B n^{2/3} \sum_{j=1}^3 u_j \frac{T}{\Theta_{Dj}} \int_0^{\Theta_{Dj}/T} \frac{x^3 e^x}{(e^x-1)^2} dx. \quad (3)$$

Analiza numeryczna przeprowadzona w pracy [10] wykazała, że przy przejściu od próbek polikrystalicznych do amorficznych następuje wyraźne zmniejszenie współczynnika przewodnictwa ciepłego.

W przypadku cienkich warstw opis przewodnictwa cieplnego komplikuje dodatkowo wy-
 różna anizotropia własności cieplnych oraz wy-
 stępowanie pomiędzy warstwą i podłożem war-
 stwy przejściowej o trudnej do określenia
 strukturze i własnościach. Na rys. 1 przedsta-
 wiono schematycznie typową strukturę cienkiej
 warstwy polikrystalicznego diamentu. Anizo-
 tropia własności cieplnych wynika z jej kolum-
 nowego wzrostu. Typowe warstwy o grubo-
 ściach większych od 10 μm znacznie lepiej
 przewodzą ciepło w kierunku prostopadłym do



Rys. 1. *Struktura cienkiej warstwy poli-
 krystalicznego diamentu*
 Fig. 1. *Structure of polycrystalline
 diamond film*

powierzchni warstwy (wzdłuż ziaren) niż w kierunku równoległym do jej powierzchni. Na-
 tomiaś istniejąca pomiędzy warstwą i podłożem silnie zdeformowana warstwa przejściowa
 stanowi dodatkową barierę dla przepływu ciepła pomiędzy warstwą i podłożem. W przypadku
 warstw o grubościach nie przekraczających 1 μm warstwa przejściowa może mieć dominują-
 cy wpływ na własności cieplne całej warstwy.

3. Metody pomiaru parametrów cieplnych cienkich warstw

Pomiar parametrów opisujących własności cieplne cienkich warstw nie jest zadaniem pro-
 stym. Dotyczy to szczególnie cienkich warstw znajdujących się na grubych podłożach. Wpływ warstwy na własności cieplne całego układu jest wówczas niewielki, co powoduje, że
 stosowanie klasycznych metod wyznaczania parametrów opisujących transport ciepła nie jest
 możliwe. Dodatkowy problem wiąże się z anizotropią własności cieplnych warstw. Koniecz-
 ne się staje określenie, dla jakiego kierunku zostały zmierzone parametry cieplne. Ważne jest
 również, czy w konkretnej metodzie wyznaczane są lokalne parametry cieplne próbki, czy też
 wielkości uśrednione.

Wszystkie metody pomiaru parametrów opisujących transport ciepła można podzielić
 na dwie grupy – metody stałego strumienia oraz metody impulsowe i falowe. Metody stałego
 strumienia są oparte na prawie Fouriera, wiążącym gęstość strumienia ciepła \vec{j}_Q z gradientem
 temperatury w ośrodku

$$\vec{j}_Q = -\kappa \text{grad } T \quad (4)$$

i jako jedyne pozwalają bezpośrednio wyznaczyć współczynnik przewodnictwa cieplnego κ . Aby było to możliwe, należy zmierzyć gęstość strumienia ciepła dla znanego rozkładu temperatury w ośrodku. W praktyce realizacja takiego pomiaru, szczególnie dla próbek o małych rozmiarach, jest bardzo trudna. Probka musi pozostawać w kontakcie ze źródłami ciepła (grzejnikami) oraz elementami odbierającymi ciepło. Należy również mierzyć temperaturę w wybranych punktach próbki. W przypadku cienkich warstw konieczne się staje naniesienie grzejników i czujników temperatury bezpośrednio na próbkę. Pomiar współczynnika przewodnictwa cieplnego cienkich warstw metodą stałego strumienia prowadzili między innymi Graebner ze współpracownikami [11] i Anthony ze współpracownikami [12]. Aby interpretacja wyników eksperymentalnych była poprawna, należy w analizie uwzględnić również inne mechanizmy transportu ciepła, takie jak konwekcja i promieniowanie. W celu zminimalizowania ich wpływu pomiary prowadzi się w próżni dla próbek zamkniętych w specjalnym ekranie [3] lub stosuje się skomplikowany, wybrany na podstawie szczegółowej analizy numerycznej, układ grzejników i czujników temperatury [13]. We wszystkich cytowanych powyżej pracach mierzono współczynnik przewodnictwa cieplnego warstw dla kierunku równoległego do ich powierzchni. Pomiar prowadzono dla warstw swobodnych (membran) o grubości większej od kilku μm . Poważną wadą metod stałego strumienia jest konieczność naniesienia na próbkę dodatkowych elementów. Analiza przeprowadzona w pracy [14] wykazała, że nawet cienkie warstwy metalizacji mogą zdecydowanie zmienić efektywne własności cieplne warstwy. Ma to szczególne znaczenie w przypadku warstw bardzo cienkich.

Metody impulsowe i falowe są oparte na równaniu Fouriera-Kirchhoffa, które dla materiałów izotropowych można zapisać w postaci

$$\frac{1}{\beta} \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} - \nabla^2 T(\vec{r}, t) = \frac{q(\vec{r}, t)}{\kappa} \quad (5)$$

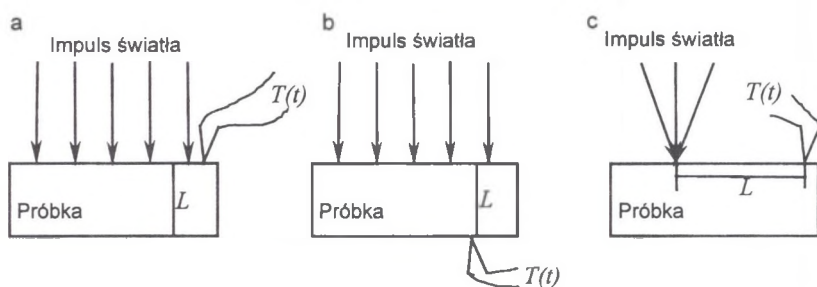
gdzie: $\beta = \kappa/\rho C$ – dyfuzyjność cieplna, ρ – gęstość, C – ciepło właściwe, q – gęstość objętościowych źródeł ciepła. Podstawę pomiaru stanowi w nich analiza przestrzennego i czasowego rozkładu temperatury $T(\vec{r}, t)$ w próbce i jej otoczeniu dla znanego rozkładu źródeł ciepła $q(\vec{r}, t)$.

Pierwsza metoda wyznaczania dyfuzyjności cieplnej została zaproponowana przez Parkera i współpracowników [15]. Zasada pomiaru jest prosta. Górna powierzchnia warstwy jest ogrzewana krótkim impulsem światła. Rejestrowane są zmiany temperatury górnej lub dolnej powierzchni warstwy w funkcji czasu. Na podstawie czasów wyznaczanych z tych zależności czasów charakterystycznych można wyliczyć dyfuzyjność cieplną warstwy. Jednym z defi-

niowanych czasów charakterystycznych jest czas $t_{1/2}$, po którym temperatura powierzchni dolnej osiąga połowę wartości maksymalnej. Jest on związany z dyfuzyjnością cieplną warstwy wzorem

$$\beta = \frac{1.38L^2}{\pi^2 t_{1/2}}, \quad (6)$$

gdzie L – grubość warstwy. Metoda Parkera jest stosunkowo szeroko stosowana i doczekała się wielu modyfikacji. Wyczerpujący przegląd impulsowych metod pomiaru własności cieplnych można znaleźć w pracy Balageasa [16]. Typowe geometrie impulsowych pomiarów fototermicznych wraz z zaznaczonymi punktami rejestracji zmian temperatury zostały pokazane na rys. 2. W przypadku dwóch pierwszych geometrii (rys. 2 a, 2b) wyznaczana jest dyfuzyjność cieplna dla kierunku prostopadłego do powierzchni warstwy, natomiast trzecia z geometrii (rys. 2c) odpowiada pomiarom dla kierunku równoległego do powierzchni warstwy.



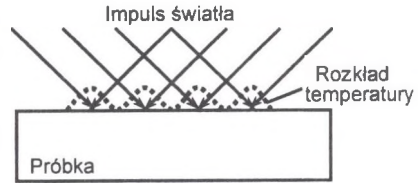
Rys. 2. Geometrie impulsowych pomiarów fototermicznych: L – długość charakterystyczna
Fig. 2. Geometries of pulse photothermal measurements: L – characteristic length

Praktyczna realizacja impulsowych pomiarów fototermicznych dla cienkich warstw jest związana z szeregiem trudności. Aby możliwe było stosowanie prostych wzorów, wykorzystujących czasy charakterystyczne, długość trwania impulsu światła musi być znacznie mniejsza od mierzonych czasów charakterystycznych. Dla warstwy o grubości $1 \mu\text{m}$ i dyfuzyjności cieplnej $1 \text{ cm}^2/\text{s}$ czas $t_{1/2}$ wynosi 1.4 ns , a impuls światła powinien być znacznie krótszy. Pomijając problemy związane z uzyskaniem tak krótkich impulsów, dodatkową trudność stanowi fakt, że krótki impuls niesie niewielką porcję energii. W konsekwencji zmiany temperatury próbki są bardzo małe i często trudne do zarejestrowania. Sytuacja taka ma miejsce szczególnie w geometrii pokazanej na rys. 2c. Próbą rozwiązania tego problemu jest metoda zbiegającej się fali cieplnej, zaproponowana przez Cielo i współpracowników [17]. Zaproponowali oni modyfikację geometrii pomiaru polegającą na uformowaniu impulsu światła w taki sposób, aby oświetlał na powierzchni próbki pierścień o określonym promieniu. Rejestrowana

jest temperatura w środku pierścienia. Dzięki efektowi skupiania się zaburzenia w środku pierścienia zwiększony zostaje stosunek sygnału do szumu – łatwiej jest zarejestrować zmiany temperatury wywołane oświetleniem.

Ciekawą impulsową metodę pomiarową, nazwaną metodą przejściowej siatki cieplnej, zaproponował Eichler ze współpracownikami [18].

Ideę metody ilustruje rys. 3. Powierzchnia próbki jest oświetlana dwiema koherentnymi wiązkami światła, których kierunki propagacji tworzą pewien kąt. W wyniku interferencji natężenie światła na powierzchni próbki zmienia się periodycznie



w przestrzeni, co powoduje, że zaburzenie temperatury również jest periodyczne. W próbce powstaje tak zwana siatka cieplna. Badając zanik siatki w czasie można z dobrą dokładnością wyznaczyć dyfuzyjność cieplną materiału w kierunku równoległym do powierzchni próbki. Głębokość wnikania zaburzenia pola temperatury zależy od okresu siatki cieplnej, a ten można zmieniać zmieniając kąt pomiędzy padającymi wiązkami światła. Tak więc możliwe jest badanie profilu głębokościowego dyfuzyjności cieplnej.

W metodach falowych próbka jest ogrzewana w sposób okresowy. Jeżeli źródła ciepła pojawiające się w próbce na skutek oświetlenia są periodyczne w czasie, to pole temperatury w próbce i jej otoczeniu zawiera składowe okresowe w czasie i przestrzeni – w próbce i jej otoczeniu rozchodzą się fale termiczne. W przypadku jednowymiarowym zaburzenie pola temperatury związane z falą termiczną jest opisane wzorem

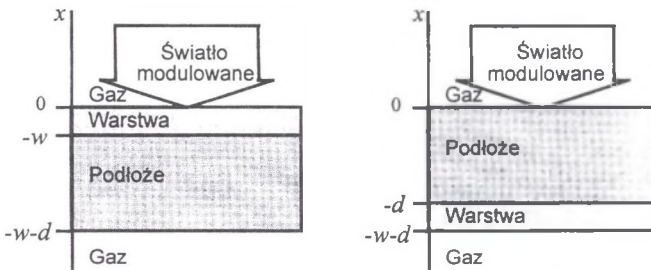
$$\theta(x, t) = \theta_0 \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2\beta}} x\right) \cos\left(\omega t - \sqrt{\frac{\omega}{2\beta}} x + \varphi_0\right), \quad (7)$$

gdzie θ_0 – amplituda zaburzenia, ω – częstość modulacji padającej wiązki światła. Analizując sposób propagacji fali termicznej w materiale można wyznaczyć dyfuzyjność cieplną. W zależności od przestrzennego rozkładu źródeł ciepła metody pomiarowe wykorzystujące fale termiczne można podzielić na jednowymiarowe (oparte na jednowymiarowym opisie teoretycznym) i wielowymiarowe (oparte na model dwu- lub trójwymiarowym). W przypadku metod jednowymiarowych wiązka światła oświetla stosunkowo dużą powierzchnię próbki. Wyznaczane są wtedy parametry cieplne dla kierunku prostopadłego do powierzchni próbki. Można wówczas założyć, że propagujące się w próbce fale termiczne są płaskie. Taki model jest wykorzystywany w wielu metodach pomiarowych (zobacz np. [19, 20, 21]), jednak w przypadku badania cienkich warstw pojawia się wiele trudnych do rozwiązania problemów.

Podstawowy jest związany z niewielkim wpływem cienkiej warstwy na efektywne własności cieplne próbki. Jeżeli istnieje możliwość uzyskania warstwy swobodnej, to problem ten może być łatwo rozwiązany [22, 23]. Jednak dla warstw o grubościach mniejszych od $1 \mu\text{m}$ jest to praktycznie niemożliwe. Metodę pomiaru własności cieplnych takich warstw zaproponowano w [24]. Porównywano sygnały rejestrowane w dwóch geometriach eksperymentu – przy oświetleniu próbki od strony warstwy i oświetleniu od strony podłoża (rys. 4). Analizowano zależność stosunku tych sygnałów od częstotliwości, opisaną równaniem

$$SR(\omega) = \frac{S_g(\omega)}{S_d(\omega)} = \frac{\alpha I_1 (C_4 - 2\pi C_1 w) + I_2 \frac{\kappa_c}{\kappa_s} - \pi \alpha I_1 C_1 w^2 \frac{\kappa_s}{\kappa_c} \sqrt{\frac{i\omega}{\beta_s}} \tanh\left(\sqrt{\frac{i\omega}{\beta_s}} d\right)}{I_3 \left(\kappa_s + \frac{\rho_c c_c}{\beta_s} w \sqrt{\frac{i\omega}{\beta_s}} \tanh\left(\sqrt{\frac{i\omega}{\beta_s}} d\right) \right)}, \quad (8)$$

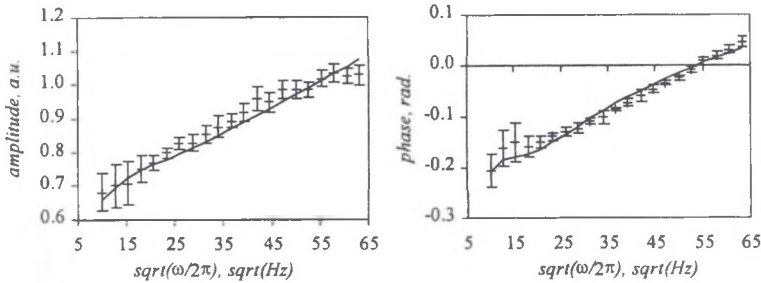
gdzie: I_1, I_2, I_3, C_1, C_4 – stałe określone natężeniem wiązek padających i rozkładem źródeł ciepła, w – grubość warstwy, d – grubość podłoża. Analiza numeryczna wykazała, że na jego podstawie można wyznaczyć efektywny współczynnik przewodnictwa cieplnego warstwy w kierunku prostopadłym do jej powierzchni. Na rys. 5 pokazano wyniki eksperymentalne



Rys. 4. Geometria pomiarów mających na celu wyznaczenie własności cieplnych cienkiej warstwy

Fig. 4. Geometry of measurements the aim of which is determination of thermal properties of a film

otrzymane dla cienkiej warstwy węgla diamentopodobnego, naniesionej na podłożę krzemowe. Na podstawie dopasowania krzywych teoretycznych wyznaczono efektywny współczynnik przewodnictwa cieplnego warstwy. W prezentowanym przykładzie był on równy $0.3 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$. Wadą opisaną powyżej metody jest konieczność dopasowania stosunkowo dużej liczby parametrów modelu teoretycznego. Szczególnie trudne jest określenie rozkładu źródeł ciepła w warstwie. Wolna od tych problemów jest metoda opisana w [25]. Aby zmniejszyć liczbę parametrów modelu, zdecydowano się opisać wpływ warstwy na transport ciepła



Rys. 5. Wyniki pomiarów dla cienkiej warstwy węglowej na krzemie
 Fig. 5. Experimental data for thin carbon film on silicon

jedną wielkością – jej oporem cieplnym. Opór cieplny warstwy może być rozumiany jako stosunek jej grubości w do efektywnego współczynnika przewodnictwa cieplnego κ

$$R_{th} = w / \kappa \quad (9)$$

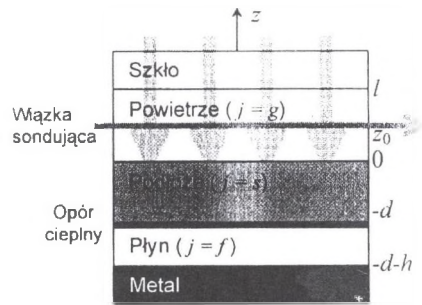
W celu dobrego zdefiniowania warunków brzegowych rozważono układ pomiarowy, w którym badana próbka została umieszczona w tak zwanej komorze fototermicznej (rys. 6). Szczegółowy opis układu można znaleźć w pracy [26].

Zależność sygnału od częstości modulacji jest w rozpatrywanym przypadku dana wzorem

$$S(\omega) = -\frac{KI_0\Gamma_{g,s}}{\kappa_g} \text{ch}[\delta_g(l-z_0)] \times \frac{\text{ch}(\delta_s d) \text{sh}(\delta_f h) + \Gamma_{f,s} \text{sh}(\delta_s d) \text{ch}(\delta_f h) + \sqrt{i\omega} \Gamma_{f,R} \text{ch}(\delta_s d) \text{ch}(\delta_f h)}{M(\omega)} \quad (10)$$

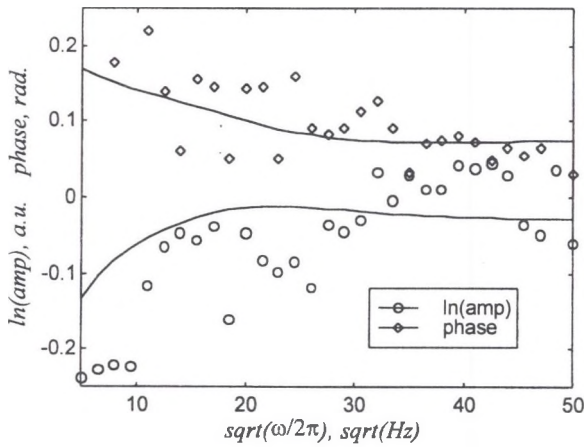
gdzie: $\delta_m = \sqrt{i\omega/\beta_m}$, $\Gamma_{m,\mu} = \epsilon_m/\epsilon_n$, $\Gamma_{m,R} = \epsilon_m R$, $\epsilon_m = \sqrt{\kappa_m \rho_m c_m}$ - efuzyjność cieplna,

$$M(\omega) = \text{sh}(\delta_g l) [\text{sh}(\delta_s d) \text{sh}(\delta_f h) + \Gamma_{f,s} \text{ch}(\delta_s d) \text{ch}(\delta_f h)] + \Gamma_{g,s} \text{ch}(\delta_g l) [\text{ch}(\delta_s d) \text{sh}(\delta_f h) + \Gamma_{f,s} \text{sh}(\delta_s d) \text{ch}(\delta_f h)] + \sqrt{i\omega} \Gamma_{f,R} \text{ch}(\delta_f h) [\text{sh}(\delta_g l) \text{sh}(\delta_s d) + \Gamma_{g,s} \text{ch}(\delta_g l) \text{ch}(\delta_s d)],$$



Rys. 6. Komora fototermiczna z próbką
 Fig. 6. Photothermal cell with a sample

Analizę możliwości wyznaczania oporu cieplnego warstw zaproponowaną metodą przeprowadzono w artykułach [27, 28]. Podobnie jak w poprzednim przypadku analizowano nie sygnał zmierzony dla jednej próbki, a stosunek sygnałów dla próbki z warstwą i próbki bez warstwy. Na jej podstawie oszacowano, że w przypadku warstw nanoszonych na podłoża krzemowe o grubości 300-500 μm możliwe jest wyznaczanie oporów cieplnych większych od $10^{-6} \text{ m}^2\text{K}\cdot\text{W}^{-1}$. Na rys. 7 pokazano wyniki doświadczalne z dopasowanymi krzywymi teoretycznymi. Pomiary prowadzono dla cienkiej warstwy amorficznego węgla, naniesionej na podłoże krzemowe o grubości 340 μm . Opór cieplny warstwy oszacowany na podstawie dopasowania wynosi $5\cdot 10^{-4} \text{ m}^2\text{K}\cdot\text{W}^{-1}$.



Rys. 7. Wyniki pomiarów dla cienkiej warstwy węglowej z dopasowanymi krzywymi teoretycznymi

Fig. 7. Experimental data for thin carbon film with fitted theoretical curves

4. Podsumowanie

Pomiar własności cieplnych cienkich warstw jest trudnym problemem pomiarowym, co wiąże się przede wszystkim z niewielkim wpływem cienkiej warstwy na efektywne własności cieplne całego układu warstwa-podłoże. Z drugiej jednak strony w wielu przypadkach własności te mają ogromne znaczenie dla poprawnego działania konkretnych przyrządów. Na przykład, w przyrządach mikroelektronicznych ciepło jest wydzielane w cienkiej warstwie przypowierzchniowej i dobre odprowadzanie ciepła z tego obszaru przez warstwę pokrycia określa dopuszczalne moce, które mogą się wydzielać w przyrządzie. Sytuację dodatkowo komplikuje fakt, że cienkie warstwy przewodzą ciepło znacznie gorzej od monokryształów.

Dlatego też nie można zakładać, że własności cieplne warstw są porównywalne z własnościami monokryształów, ale należy wyznaczać te własności eksperymentalnie.

Spośród opisanych powyżej metod pomiaru parametrów cieplnych cienkich warstw na szczególną uwagę zasługują metody fototermiczne. Do ich głównych zalet należy zaliczyć to, że są one metodami nieniszczącymi, a przy wyborze odpowiedniej metody detekcji sygnału pozwalają również na pełną bezkontaktowość pomiaru. Wszystkie przedstawione w artykule metody nie są również wolne od wad. Często dokładność pomiaru jest niewielka – możliwe jest oszacowanie rzędu wielkości wyznaczanego parametru, a nie jego dokładnej wartości. Często również ograniczony jest zakres wartości parametrów, które mogą być wyznaczane daną metodą. Dlatego też nadal prowadzone są prace nad nowymi metodami wyznaczania parametrów cieplnych cienkich warstw.

Literatura

1. Bermann R., in *Properties of Diamond*, edited by Field J.E., Academic Press, London 1979.
2. Jin S., Chen L.H., Graebner J.E., McCormack M., Reiss M.E., *Appl. Phys. Lett.* **63**, 622 (1993).
3. Graebner J.E., Jin S., Kammlott G.W., Herb J.A., Gardinier C.F., *Appl. Phys. Lett.* **60**, 1576 (1992).
4. Graebner J.E., Jin S., Herb J.A., Gardinier C.F., *J. Appl. Phys.* **76**, 1552 (1994).
5. Bodzenta J., Mazur J., Kleszczewski Z., *J. Chem. Vap. Deposit.* **5**, 288 (1997).
6. Kittel C., *Introduction to Solid State Physics*, John Wiley and Sons, New York 1956.
7. Bermann R., *Thermal Conductivity of Solids*, Oxford University Press, Oxford 1976.
8. Callaway J., *Phys. Rev.* **113**, 1046 (1959).
9. Cahill D.G., Pohl R.O., *Solid State Commun.* **70**, 927 (1989).
10. Bodzenta J., *Chaos, Solitons & Fractals* **10**, 2087 (1999).
11. Graebner J.E., Mucha J.A., Seibles L., Kammlott G.W., *J. Appl. Phys.* **71**, 3143 (1992).
12. Anthony T.R., Fleischer J.L., Olson J.R., Cahill D.G., *J. Appl. Phys.* **69**, 8122 (1991).
13. Jansen E., Obermeier E., *phys. stat. sol. (a)* **154**, 395 (1996).
14. Hartmann J., Voigt P., Reichling M., *J. Appl. Phys.* **81**, 2966 (1997).
15. Parker W.J., Jenkins R.J., Butler C.P., Abbott G.L., *J. Appl. Phys.* **32**, 1679 (1961).
16. Balageas D.L., *High Temperatures – High Pressures* **21**, 85 (1989).
17. Cielo P., Utracki L.A., Lamontagne M., *Can. J. Phys.* **64**, 1172 (1986).
18. Adams J., Kirkbright G.F., *Analyst* **102**, 678 (1977).
19. Lachaine A., Poulet P., *Appl. Phys. Lett.* **45**, 953 (1984).

20. Bodzenta J., Mazur J., Bukowski R., Kleszczewski Z., Proc. SPIE **2643**, 286 (1995).
21. Plamann K., Fournier D., Anger E., Gicquel A., Diamond Relat. Mater. **3**, 752 (1994).
22. von Kaenel Y., Stiegler J., Blank E., Chauvet O., Hellwig Ch., Plamann K., phys. stat. sol. (a) **154**, 219 (1996).
23. Bodzenta J., Mazur J., Kleszczewski Z., J. Chem. Vap. Deposit. **5**, 288 (1997).
24. Bodzenta J., Mazur J., Burak B., Proc. 28th Winter School on Molecular and Quantum Acoustics, Wisła 1999, 111.
25. J. Bodzenta, J. Mazur, Proc. SPIE **3581**, 278 (1998).
26. J. Bodzenta, J. Mazur, B. Burak, Materiały XLVI Otwartego Seminarium z Akustyki OSA'99, Kraków-Zakopane 1999, 243.
27. Bodzenta J., Burak B., Zeszyty Naukowe Pol. Śląskiej, seria Matematyka-Fizyka (w tym numerze).

Recenzent: Prof. dr hab. inż. Brunon Szadkowski

Institute of Physics
Silesian University of Technology
Krzywoustego 2, 44-100 Gliwice, Poland
e-mail: bodzenta@polsl.gliwice.pl

Abstract

Determination of thermal properties, such as the thermal conductivity, the thermal diffusivity or the thermal resistance of thin films is rather complicated problem. Particular difficulties arise in the case when the film can not be removed from the substrate. The influence of thin coating on resulting thermal properties of the sample is typically very weak. Thermal parameters of thin films considerably differ from parameters of bulk materials and they have to be determined separately. Moreover thin films show high anisotropy of thermal parameters. So, it is necessary to define for which direction these parameters are measured. There are only a few methods for determination of thermal parameters of thin films deposited on thick substrates. Steady – state methods are seldom used. They typically require deposition of sophisticated structure of heaters and sensors on sample surface and allow determination of the thermal conductivity only in the direction parallel to the sample surface. Pulse and modulated methods give more possibilities. Depending on geometry of experiment they allow measurement of thermal parameters for directions parallel and perpendicular to the film. Majority of these methods base on photothermal effect. They require rather simply instrumentation and give possibility to do measurement nondestructively and even without direct contact to the sample.