

APLICAREA METODEI REGLĂRII LENTE A PROCESULUI DE ÎNCĂLZIRE LA STUDIAREA PROPRIETĂȚILOR TERMOFIZICE ALE PROBELOR METALICE

Virgil CHEPTEA, Simion BĂNCILĂ

Universitatea de Stat „A. Russo” din Bălți

The research analyses the physical phenomena of heat transference in the metallic samples of different geometric forms. The work offers the physical concept of the slow regulation methods of the heating process of samples with the help of which the measurement of thermic parameters has been performed. Simultaneously, the article suggests an innovative variant of this method implementation using ИТ - $\lambda - 400$ apparatus. Finally, the work studies the errors appearing while determining the thermic conductivity through the above mentioned method.

Introducere

Actualmente, studierea proprietăților termice ale metalelor se efectuează, în principal, prin metode clasice, cum ar fi: metoda undelor radiale de temperatură; metoda calorimetrului adiabatic; metoda reglării lente a procesului de încălzire și altele. Realizarea lor în diferite variante contribuie la mărirea preciziei de măsurare, la simplificarea modalității de efectuare a experimentului fizic și de prelucrare a rezultatelor experimentale. Prin aceste metode se stabilește dependența funcțională dintre mărirea fizică măsurată și câmpul de temperatură $\Theta(r, \tau)$. În general, această legătură se exprimă prin ecuația conducției termice. Condițiile concrete, în care se efectuează măsurările, se exprimă prin condiții inițiale și de frontieră. Fiecare soluție a ecuației conducției termice (există o mulțime infinită de soluții corespunzătoare diferitelor condiții inițiale și de frontieră) poate servi drept bază pentru elaborarea unor noi metode experimentale de studiere a proprietăților termice ale substanței. Prin urmare, analiza fenomenelor fizice legate de transferul de căldură prin probe de diferite forme geometrice poate să permită de a pune în evidență diferite modalități și variante de măsurare a fluxului termic din interiorul probei. Anume această problemă și reprezintă obiectul de studiu propus în lucrarea de față.

1. Aplicarea metodei de reglare lentă a procesului de încălzire (răcire) la măsurarea proprietăților termofizice

Prin reglarea lentă a procesului de încălzire (răcire), denumită regim termic de genul II, se înțelege un proces, la care temperatura tuturor punctelor probei este o funcție liniară de timp. Un astfel de proces se realizează atunci când proba este încălzită (răcită) într-un mediu, a cărui temperatură variază proporțional cu timpul, sau atunci când proba este încălzită de la o sursă de putere constantă și, prin urmare, temperatura variază proporțional cu viteza de încălzire. Această metodă este utilizată frecvent în practică. Ea este obiectul de cercetare într-un impunător de lucrări. O generalizare a acestora este dată în [1]. În procesul măsurărilor termice în interiorul probei, care, de regulă, are forma unui cilindru sau a unei pastile, se creează un câmp uniform de temperatură $t(r, \tau)$ cu o variație relativ mică a temperaturii $\Theta(r, \tau) = t - t_0$ față de punctele reper. Drept punct de reper servește centrul probei ($r = 0$), deoarece la încălzirea ei simetrică condițiile de frontieră au o formă mai simplă. În acest caz se folosește, de obicei, noțiunea de temperatură de bază, notată cu $t_0(\tau)$ și care reprezintă temperatura în centrul probei, unde τ este timpul. Dacă în calitate de reper se folosește suprafața probei, atunci temperatura de bază se notează prin $t_R(\tau)$.

Variația câmpului de temperatură în probe este descrisă de ecuația:

$$\nabla^2 t + \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{d\lambda}{dt} \left(\frac{dt}{dr} \right)^2 = \frac{1}{a} \cdot \frac{\partial t}{\partial \tau}, \quad (1)$$

unde λ este conductivitatea termică a probei, iar a – difuzivitatea ei termică.

Rezolvarea acestei ecuații este posibilă numai în cazuri particulare, când dependența coeficienților termofizici de temperatură poate fi neglijată, de exemplu, dacă presupunem că

$$\lambda(t), a(t), c(t), \rho(t) = const.$$

În aceste condiții, ecuația (1) devine o ecuație liniară de tipul:

$$\nabla^2 t = \frac{1}{a} \cdot \frac{\partial t}{\partial \tau}, \quad (2)$$

pentru care sunt cunoscute metode exacte de rezolvare. În acest caz, coeficienții neliniari au semnificația de factori de corecție. Aceste condiții impun anumite restricții la efectuarea experiențelor. Principala restricție constă în faptul că variația (pulsția) temperaturii $\Theta(r, \tau)$ în interiorul probei trebuie să fie cât se poate de mică. Atunci, coeficienții termofizici ai probei în vecinătatea temperaturii de bază $t_0(r)$ (cu excepția regiunilor în

care au loc tranziții de fază) pot fi descompuși în serie Taylor, având ca parametru variabil variația temperaturii Θ a probei:

$$\begin{aligned} \lambda &= \lambda_0 \left(1 + k_\lambda \Theta + n_\lambda \Theta^2 + \dots \right) \\ a &= a_0 \left(1 + k_a \Theta + n_a \Theta^2 + \dots \right) \\ c &= c_0 \left(1 + k_c \Theta + n_c \Theta^2 + \dots \right) \\ \rho &= \rho_0 \left(1 + k_\rho \Theta + n_\rho \Theta^2 + \dots \right) \end{aligned} \quad (3)$$

unde: $\lambda_0, a_0, c_0, \rho_0$ sunt valorile coeficienților termici λ, a, c, ρ în vecinătatea punctului reper (de bază) pentru $\Theta=0$, iar $k_\lambda, n_\lambda, k_a, n_a, k_c, n_c, k_\rho, n_\rho$ – coeficienți, care descriu variația în funcție de temperatură a mărimilor λ, a, c, ρ și care se consideră invariabili în limitele de variație a lui Θ .

Coeficienții din seriile Taylor pot fi determinați în vecinătatea punctului reper $t_0(\tau)$ cu derivata de la mărimile λ, a, c, ρ în raport cu t :

$$k_i = \frac{1}{i_0} \cdot \frac{di_0}{dt}; \quad n_i = \frac{1}{2i_0} \cdot \frac{d^2i_0}{dt^2}, \quad (4)$$

unde i reprezintă una din mărimile λ, a, c, ρ .

În afara regiunilor tranzițiilor de fază acești coeficienți au, de obicei, valorile absolute de ordinul $|k_i| \leq 3 \cdot 10^{-3} \text{ grad}^{-1}$ și $|n_i| \leq 3 \cdot 10^{-6} \text{ grad}^{-2}$. Temperatura în interiorul probei se va determina cu relația:

$$t(r, \tau) = t_0(\tau) + \Theta(r, \tau) \quad (5)$$

După cum se vede, convergența seriilor (3) depinde de valoarea pulsației temperaturii în probă $\Theta(r, \tau)$. Din condițiile de convergență

$$|k_i \Theta| \leq 0,1 \quad \text{și} \quad |n_i \Theta^2| \leq 0,01 \quad (6)$$

rezultă că măsurarea parametrilor termici se poate efectua în intervalul $\Theta = 10 \div 100 \text{ grad}$, pentru care $k_i \Theta$ și $n_i \Theta^2$ pot fi privite ca niște corecții mici.

În afară de simplificările (3) și (6), trebuie să se țină cont și de condițiile inițiale și de cele de frontieră. Condițiile inițiale, adică distribuția căldurii în probă până la începutul experimentului, se pot neglija, deoarece câmpul de temperatură în probă, în timpul experimentului, nu depinde de distribuția inițială. El, însă, depinde de condițiile de frontieră ale transferului de căldură la suprafețele probei. De exemplu, pentru realizarea regiunii monoton de încălzire în calitate de condiții de frontieră pot fi luate condițiile de realizare a legii variației uniforme a temperaturii la suprafața probei (condiții de frontieră de genul I) sau a legii variației uniforme a fluxului de căldură la suprafața probei (condiții de frontieră de genul II), sau altele. În cazul măsurărilor termofizice, este mai convenabil de a cunoaște legea variației acelor parametri ai câmpului de temperatură $t(r, \tau)$, care în procesul măsurărilor pot fi verificați. În particular, condițiile de frontieră pot fi exprimate prin legile variației temperaturii $t_0(\tau)$ și gradientului temperaturii $g_0(\tau)$ în punctul reper (centrul probei sau suprafața probei), deoarece ele permit de a controla deviațiile de la regimul cvasistaționar, urmărind gradul de variație a vitezei de încălzire $b_0 = \frac{dt}{d\tau}$ și a gradientului temperaturii $g_0(\tau)$. Condiția reglării lente a procesului de încălzire se va scrie astfel:

$$b(r, \tau) = \text{const} \quad (7)$$

Conform acestei condiții, viteza de încălzire a probei $b(r, \tau)$ trebuie să varieze monoton pe întreaga durată a măsurărilor. Dacă ea este respectată, atunci similar cu (3) funcția $b(r, \tau)$ poate fi descompusă în serie Taylor în vecinătatea valorii temperaturii în punctul reper al probei $t_0(\tau)$, având ca variabilă pulsația temperaturii Θ :

$$b(r, \tau) = b_0(\tau) \left(1 + k_{br} \Theta + n_{br} \Theta^2 + \dots \right), \quad (8)$$

care exprimă variația vitezei de încălzire $b(r, \tau)$ în interiorul probei, pentru valori fixe ale lui τ . Totodată, funcția $b(r, \tau)$ poate fi descompusă în serie Taylor în vecinătatea valorii temperaturii în punctul reper al probei $t_0(\tau)$, având ca variabilă variația temperaturii Δt_0 în punctul reper $t_0(\tau)$:

$$b(0, \tau + \Delta\tau) = b_0(\tau) \left(1 + k_{b\tau} \cdot \Delta t + n_{b\tau} \cdot \Delta t^2 + \dots \right), \quad (9)$$

ceea ce exprimă variația vitezei de încălzire în punctul reper ($r = 0$) (r este fixat) în intervalul de timp $\Delta\tau$, pentru care $\Delta t_0 \approx \Theta$. Variația vitezei este determinată în raport cu valoarea vitezei $b_0(\tau)$ în punctul reper (unde temperatura este $t_0(\tau)$):

$$\Delta b(r, \tau) = b(r, \tau) - b_0(\tau)$$

Coefficienții k_{br}, n_{br} și $k_{b\tau}, n_{b\tau}$ sunt determinați de relații similare cu (4), iar condițiile de convergență sunt exprimate printr-o relație similară cu (6). În acest caz, pentru conducția termică se obține următoarea ecuație:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \Theta = \frac{b_0}{a_0} + \left[(k_{br} - k_a) \cdot \left(\frac{b_0}{a_0} \right) \cdot \Theta - k_\lambda \cdot \left(\frac{d\Theta}{dr} \right)^2 \right] + \dots \\ + \left[(n_{br} - n_a + k_a^2 - k_a k_{br}) \left(\frac{b_0}{a_0} \right) \cdot \Theta^2 - (2n_\lambda - k_\lambda^2) \Theta \cdot \left(\frac{d\Theta}{dr} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (10)$$

Astfel, ecuația cu derivate parțiale (1), satisfăcută de $t(r, \tau)$, a devenit o ecuație diferențială liniară (10), satisfăcută de $\Theta(r)$, care este valabilă pentru probe de forma unei pastile (plăci), unui cilindru și a unei sfere. Din ea reiese că pulsația temperaturii Θ depinde numai de coordonate. Aceasta înseamnă că, în cazul încălzirii lente a probei, diferența de temperaturi dintre orice două puncte ale probei nu depinde de timp, iar câmpul de temperatură Θ este determinat de difuzivitatea termică a probei:

$$a = \frac{b \cdot (r^2 - x^2)}{2A \cdot \Theta(r)}, \quad (11)$$

unde: $b = \frac{dt}{d\tau}$ este viteza de încălzire, r și x – coordonatele punctelor analizate (din interiorul sau de pe suprafața probei) față de punctul reper, $\Theta(r)$ – variația temperaturii dintre aceste două puncte, A – coeficient care depinde de forma geometrică a probei.

Influența timpului τ asupra variației temperaturii $\Theta(r, \tau)$ este dată de viteza $b_0(\tau)$ și, indirect, de dependența coeficienților $a_0, k_\lambda, k_a, k_b, n_a, n_\lambda, n_b$ de $t_0(\tau)$. Pentru a determina parametrii termici ai probei, este necesar a cunoaște fluxul termic Q . Conductivitatea și capacitatea termică a probei de forma unei pastile de grosime d se vor calcula cu relațiile:

$$\lambda = \frac{Q \cdot (r - x)}{2d \cdot \Theta(r)}, \quad (12)$$

$$c = \frac{Q}{\rho \cdot d \cdot b(r)}. \quad (13)$$

Valoarea fluxului termic poate fi determinată fie cunoscând valorile intensității curentului electric și ale tensiunii (în cazul încălzirii probei prin metoda bombardării cu electroni), fie utilizând în calitate de încălzitor o membrană, adică un calorimetru. Dacă pulsațiile temperaturii Θ sunt foarte mici, atunci deseori, în locul pulsației temperaturii în interiorul probei $\Theta_p(t)$ și a vitezei de încălzire $b_p(\tau)$, este măsurat timpul de încălzire, care reprezintă intervalul de timp în care temperatura probei devine egală cu temperatura încălzitorului. În acest caz, potrivit datelor din [2]:

$$\tau = \frac{\Theta_p(t)}{b_p(t)} \quad (14)$$

Metoda dată este simplă în realizare, motiv din care se utilizează pe larg în tehnica măsurărilor proprietăților termofizice ale substanțelor.

2. Măsurarea conductivității termice prin metoda fluxului termic axial

În practică, metoda încălzirii lente de la un flux termic exterior $Q(\tau)$ al unei probe de forma unei plăcuțe se realizează în trei variante [1]:

- încălzirea concomitentă a ambelor baze ale probei;
- încălzirea unei singure baze (a doua fiind izolată);
- încălzirea unei singure baze, astfel încât fluxul termic prin această bază a probei să fie mai mare decât valoarea fluxului termic acumulat în interiorul probei.

De regulă, în practică se folosește mai des ultima variantă, deoarece la încălzirea lentă (uniformă) câmpul de temperatură al probei sub formă de pastilă este practic staționar și toate componentele schemei termice

(Fig. 1) se încălzesc cu una și aceeași viteză. Această variantă se realizează ușor utilizând aparatul UT-λ-400. În acest caz, conductivitatea termică a probei (plăcuței) se determină măsurând gradientul de temperatură $\Theta_p(\tau)$ și fluxul termic $Q_p(\tau)$:

$$\lambda = \frac{h}{S} \cdot \frac{Q_p(\tau)}{\Theta_p(\tau)}, \quad (15)$$

unde h și S sunt, respectiv, grosimea și aria secțiunii transversale a probei.

În Figura 1 proba 4 este așezată pe plăcuța de contact 3. Calorimetrul, în acest caz, constă din plăcuța de contact 3 și membrana 2, care reprezintă o plăcuță din oțel inoxidabil cu capacitatea termică mică. Bara 5 și plăcuța de contact 3 sunt confecționate din cupru. Deoarece cuprul are conductivitatea termică mare, rezultă că pulsațiile temperaturii în aceste două piese sunt foarte mici. Datorită acestui fapt, între fluxul termic al calorimetrului $Q_c(\tau)$ și gradientul de temperatură în el $\Theta_c(\tau)$ există o dependență liniară de tipul:

$$Q_c = K_c \cdot \Theta_c(\tau), \quad (16)$$

unde K_c este un coeficient de proporționalitate, care caracterizează conductivitatea termică a calorimetrului și care se exprimă în $W/grad$.

Pentru măsurarea fluxului termic $Q_p(\tau)$ transferat prin probă se utilizează o bară metalică a cărei capacitate termică C_i este cunoscută. Bara metalică este confecționată dintr-un metal cu conductivitatea termică mare, de exemplu, din cupru. Această bară se află în contact termic cu suprafața superioară (de sus) a probei. Suprafața inferioară (de jos) a probei se află în contact termic cu plăcuța 3. Suprafețele laterale ale barei 5, probei 4 și plăcuțelor 2 și 3 sunt izolate adiabatic. Fluxul termic $Q_T(\tau)$, care trece prin plăcuța 2, este parțial absorbit de această plăcuță și numai o parte din el se va comunica pentru încălzirea plăcuței 3, probei 4 și barei 5. Dimensiunile sistemului sunt alese în așa fel încât fluxul termic acumulat în plăcuța 3 și în probă să fie de $\approx 5 \div 10$ ori mai mic decât fluxul absorbit de bară. În acest caz, câmpul de temperatură în probă și în plăcuța 3 este staționar. Datorită acestui fapt, tot sistemul se încălzește ca un tot unitar, iar fluxul termic, care a străpuns proba, este absorbit de bara 5. Pentru a ușura efectuarea măsurărilor, se creează astfel de condiții [3], încât valoarea absolută a gradientului temperaturii în bară $\Theta_i(\tau)$ să fie mică în comparație cu valoarea absolută a gradientului temperaturii în probă $\Theta_p(\tau)$, iar viteza de încălzire a barei $b_i(\tau)$ practic să coincidă cu viteza de încălzire a probei $b_p(\tau)$. În aceste condiții, fluxul termic care a străpuns proba și a fost absorbit de bara 5, este dat de relația:

$$Q_p(\tau) = \frac{\Theta_p(\tau) \cdot S}{p} = \left(\frac{1}{2} C_p + C_i \right) \cdot b_p(\tau), \quad (17)$$

în care Θ_p este gradientul de temperatură în probă, p – rezistența termică dintre bara metalică și placa de contact, în $\frac{m^2 \cdot K}{W}$, C_p – capacitatea termică a probei, în $\frac{J}{K}$, C_i – capacitatea termică a barei, în $\frac{J}{K}$, $b_p(\tau)$ – viteza de încălzire a probei (sistemului), în $\frac{K}{s}$, S – aria secțiunii transversale a probei, în m^2 .

Rezistența termică p dintre bara metalică 5 și placa de contact 3 se determină ca suma dintre rezistența termică a probei și rezistența termică a suprafețelor de contact bară – probă și probă – placă de contact. Fluxul termic transferat prin plăcuța 2 este dat de relația (4):

$$Q_T(\tau) = K_T \cdot \Theta_T = \left(\frac{1}{2} C_T + C_m + C_p + C_i \right) \cdot b_p(\tau), \quad (18)$$

unde K_T este un coeficient de proporționalitate, care caracterizează conductivitatea termică a plăcuței 2, în $\frac{W}{K}$, Θ_T – gradientul de temperatură în plăcuța 2, în $\frac{J}{K}$, C_T – capacitatea termică totală a plăcii de contact 3, în $\frac{J}{K}$, C_m – capacitatea termică totală a membranei 2, în $\frac{J}{K}$, $b_p(\tau)$ – viteza de încălzire a probei, în $\frac{K}{s}$.

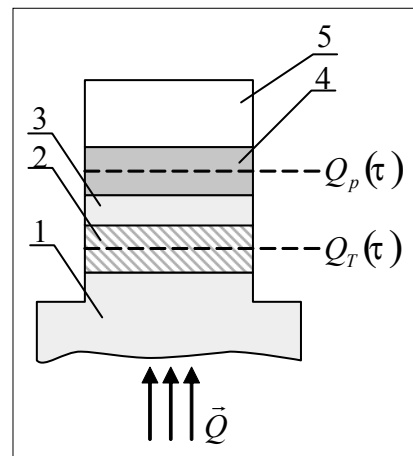


Fig.1. Schema termică a metodei fluxului termic axial [1]:

1 – baza, 2 – membrana (plăcuță din oțel inoxidabil), 3 – plăcuța de contact, 4 – proba cercetată, 5 – bară metalică.

Capacitatea termică totală a probei și capacitatea termică totală a barei se determină astfel:

$$\begin{aligned} C_p &= c_p(t) \cdot m_p \\ C_i &= c_i(t) \cdot m_i \end{aligned}$$

unde $c_p(t)$ și $c_i(t)$ sunt, respectiv, capacitatea termică specifică a probei și a barei metalice, iar m_p și m_i – masele lor.

Rezistența termică dintre bară și plăcuța de contact poate fi apreciată de formula:

$$p = p_p + p_k, \quad (19)$$

unde p_k este corecție, care ține cont de rezistența termică a suprafețelor de contact bară – probă și probă – plăcuță de contact, iar p_p – rezistența termică a probei, determinată de relația:

$$p_p = \frac{h}{\lambda}.$$

Dacă este cunoscută rezistența termică $p_p = p - p_k$, atunci conductivitatea termică a probei λ poate fi determinată de formula:

$$\lambda = \frac{h}{p_p}. \quad (20)$$

Din relațiile (16) - (19), rezultă următoarea formulă pentru calculul rezistenței termice p :

$$p = \frac{\Theta_p(\tau) \cdot S}{\Theta_T(\tau) \cdot K_T} \cdot (1 + \sigma_c), \quad (21)$$

în care $\sigma_c = \frac{C_p}{2(C_p + C_i)}$ este o corecție ce ține cont de capacitatea termică a probei.

Prin urmare, rezistența termică a probei poate fi calculată cu relația:

$$P_p = \frac{\Theta_p(\tau) \cdot S}{\Theta_T(\tau) \cdot K_c} \cdot (1 + \sigma_c) - P_k. \quad (22)$$

Determinând experimental valoarea lui $\Theta_p(\tau)$ și $\Theta_T(\tau)$, precum și valorile coeficienților K_c și P_k , cu ajutorul formulei (20) se poate determina conductivitatea termică a probei. Coeficienții K_c și P_k nu depind de proprietățile fizice ale probei cercetate; ei sunt constante ale instalației și pot fi determinați experimental prin măsurări suplimentare.

a) Determinarea conductivității termice K_c a calorimetrului

Pentru determinarea conductibilității termice K_c a calorimetrului și a conductibilității termice K_T a plăcuței 2, este necesară calibrarea calorimetrului. Deoarece, după cum s-a menționat anterior, câmpul de temperatură în probă și în plăcuța 2 este staționar (sistemul este încălzit ca un tot unitar), coeficienții K_c și K_T sunt considerați egali și pot fi determinați cu relația:

$$K_T = K_c = \frac{C_c}{\frac{1}{2}C_T + C_m + C_i}. \quad (23)$$

Pentru determinarea experimentală a coeficientului K_c , care caracterizează conductivitatea termică a calorimetrului, se efectuează o serie de măsurări cu o probă etalon. Drept probă etalon este utilizată sticla de cuarț de marca KB, a cărei conductivitate termică este cunoscută (Tab.1). Valoarea constantei K_c poate fi determinată cu relația (1):

$$K_c = \frac{n_0}{n_t} \cdot \frac{\lambda}{h} \cdot S \cdot (1 + \sigma_c), \quad (24)$$

în care n_0 este variația (pulsția) temperaturii în proba etalon, exprimată în microvolți, n_t – variația (pulsția) temperaturii în calorimetru, exprimată în microvolți, σ_c – o corecție care caracterizează capacitatea termică specifică a probei etalon (a cuarțului).

b) Determinarea rezistenței termice P_k a suprafețelor de contact

Pentru determinarea rezistenței termice P_k , se efectuează o serie de măsurări cu o probă etalon din cupru, a cărei conductivitate termică este cunoscută (Tab.2). Ea poate fi calculată cu relația:

$$P_k = \frac{n_0}{n_t} \cdot \frac{S}{K_T} \cdot (1 + \sigma_c) - \frac{h}{\lambda_{Cu}}, \quad (25)$$

unde h și λ_{Cu} sunt, respectiv, înălțimea și conductivitatea termică a probei din cupru.

Tabelul 1
Conductivitatea termică
a sticlei de cuarț marca KB
pentru diferite valori ale temperaturii

T_0, K	$\lambda, W/m \cdot grad$	T_0, K	$\lambda, W/m \cdot grad$
100	0,687	300	1,349
110	0,758	310	1,364
120	0,823	320	1,379
130	0,882	330	1,394
140	0,935	340	1,409
150	0,983	350	1,424
160	1,027	360	1,439
170	1,066	370	1,454
180	1,101	380	1,469
190	1,133	390	1,484
200	1,162	400	1,499
210	1,188	410	1,514
220	1,213	420	1,529
230	1,235	430	1,544
240	1,256	440	1,559
250	1,277	450	1,547
260	1,297	460	1,589
270	1,303	470	1,604
273	1,308	480	1,619
280	1,318	490	1,634
290	1,333	500	1,649
293	1,338		

Tabelul 2
Parametrii termofizici
ai probei etalon din cupru,
în funcție de temperatură

T_0, K	$c, J/kg \cdot K$	$\lambda, W/m \cdot K$	$A_t, K/mv^*$
173	345	407	37,8
198	358	401	32,5
223	365	395	29,0
248	373	390	26,8
273	376	387	25,0
298	385	384	24,8
323	392	381	24,5
348	396	379	24,6
373	400	377	24,7
398	403	376	24,8
423	405	375	25,0
448	405	374	25,0
473	408	373	25,0
498	410	373	24,9
523	412	372	24,8
548	415	372	24,5
573	417	371	24,2
598	420	370	24,0
623	422	368	23,8
648	423	367	23,8
673	425	365	23,75

* În Tabelul 2 sunt prezentate și valorile sensibilității termocuplului cromel-alumel pentru diferite temperaturi.

Cunoscând acum valoarea medie a lui P_k , se poate preciza valoarea coeficientului K_T cu formula (1):

$$K_T = \frac{\lambda}{h} \cdot \frac{n_0}{n_t} \cdot S \cdot (1 + \sigma_c - \sigma_k), \quad (26)$$

unde $\sigma_k = P_k \cdot \frac{\lambda}{h}$ este o corecție, care ține cont de rezistența termică P_k .

Cunoscând valorile experimentale ale coeficienților P_k și K_T , cu formula (22) se poate determina rezistența termică a probei, iar cu formula (20) – conductivitatea termică a probei cercetate de forma unei pastile cu diametrul de 15 mm și înălțimea de 5 mm. Conductivitatea termică a probei cercetate se determină pentru temperatura medie a probei t , calculată cu relația:

$$\bar{t} = t_0 + 0,5 \cdot A_t \cdot n_0, \quad (27)$$

în care: t_0 este temperatura, la care s-a efectuat măsurarea dată, iar A_t – sensibilitatea termocuplului cromel – alumel.

Prin urmare, pentru determinarea conductivității termice a probei cercetate, este necesară măsurarea a patru parametri: gradientul de temperatură Θ_T în plăcuța 2; gradientul de temperatură Θ_p în probă; variația

(pulsăția) temperaturii n_1 în calorimetru și variația (pulsăția) temperaturii n_0 în proba etalon pentru diferite valori ale temperaturii la care se află proba, în intervalul $78 \div 700$ K.

3. Calculul erorilor în determinarea conductivității termice K_T a calorimetrului

Erorile de bază în determinarea conductivității termice se datorează erorilor în determinarea coeficienților K_T și P_k .

1) Eroarea în determinarea coeficientului K_T este exprimată de relația:

$$\Delta(\overline{K_T}) = \frac{\overline{\sigma}_{K_T} \cdot a_p}{\overline{K_T}}, \quad (28)$$

unde: a_p este coeficientul Student (pentru $p = 0,05$, coeficientul $a_p = 2,78$); $\overline{\sigma}_{K_T} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (K_{T_i} - \overline{K_T})^2}{n(n-1)}}$ – deviația medie pătratică în determinarea conductivității termice a calorimetrului, n – numărul de măsurări, iar

$\overline{K_T} = \frac{\sum_{i=1}^n K_{T_i}}{n}$ – valoarea medie a conductivității termice a calorimetrului.

În experiențele noastre valoarea erorii în determinarea coeficientului K_T este de ordinul 4%.

2) Calculul erorii în determinarea rezistenței termice de contact P_k dintre suprafețele sistemului. Eroarea în determinarea coeficientului P_k s-a calculat cu formula:

$$\Delta(\overline{P_k}) = \frac{\overline{\sigma}_{P_k} \cdot a_p}{\overline{P_k}},$$

în care $\overline{\sigma}_{P_k} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (P_{k_i} - \overline{P_k})^2}{n-1}}$ este deviația medie pătratică în determinarea rezistenței termice de contact.

În experiențele noastre eroarea în determinarea coeficientului P_k este de circa 5%. Este de menționat că dimensiunile, forma și gradul de prelucrare a suprafețelor de contact pot duce la erori suplimentare. De aceea, geometria probelor (formă cilindrică, dimensiunile $h = 5$ mm, $d = 15$ mm) a fost aleasă cu scopul micșorării acestor erori. Suprafețele probelor au fost șlefuite cu acuratețe, iar pentru a îmbunătăți contactul termic probă – placă de contact s-a utilizat ulei de marca ПФМС-4. Astfel, eroarea sumară în determinarea conductivității termice a probei cercetate a fost de circa 5–7 %.

Referințe:

1. Платунов Е.С. Теплофизические измерения в монотонном режиме. - Москва: Энергия, 1973. - 340 с.
2. Сергеев О.А. Метрологические основы теплофизических измерений. - Москва: Издательство Стандартов, 1972. - 293 с.
3. Васильев Л.Л. Метод и аппаратура для определения теплофизических свойств теплоизоляционных материалов в температурном диапазоне 80-500 К // Инженерно-физический журнал (ИФЖ). - 1964. - Т.7. - №5.
4. Осипова В.А. Экспериментальное исследование процессов теплообмена. - Москва: Энергия, 1969. - 310 с.

Prezentat la 17.10.2008