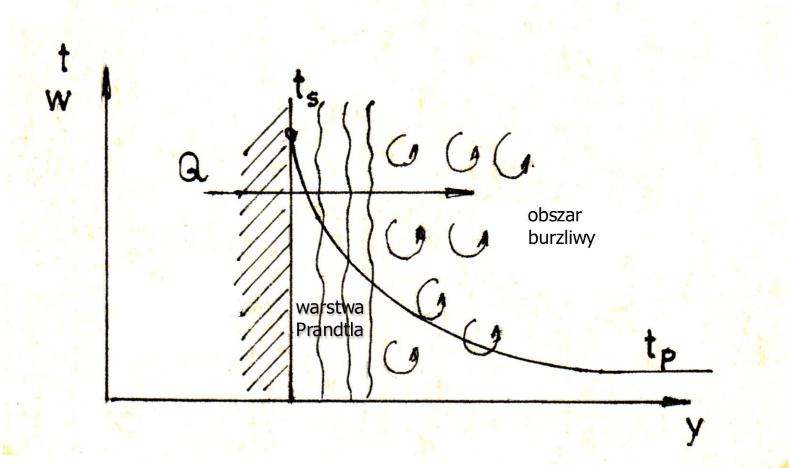
Katedra Silników Spalinowych
i Pojazdów ATH
ZAKŁAD TERMODYNAMIKI

Wyznaczanie współczynnika wnikania ciepła dla konwekcji swobodnej

Pojęcia podstawowe

Konwekcja- zjawisko wymiany ciepła między powierzchnią ciała stałego a płynem ją opływającym, przy równoczesnym występowaniu przewodzenia ciepła oraz ruchu makroskopowych części płynu. Ten ruch płynu nawet, gdy nie jest wymuszony przez specjalne urządzenia (wentylator, pompa) występuje na skutek działania sił wyporu będących następstwem różnicy gęstości, spowodowanych z kolei różnicą temperatur w różnych miejscach płynu. W związku z tym rozróżniamy odpowiednio konwekcję wymuszoną lub konwekcje swobodną (naturalną). Ruch płynu w miarę zmniejszania się odległości y od powierzchni ścianki (rys.1.) jest coraz mniejszy aż do całkowitego zatrzymania przy zetknięciu ze ścianą, czyli z burzliwego ruchu przez obszar przejściowy dochodzi do laminarnej warstewki przyściennej, zwanej warstewką Prandtla. W warstewce tej występuje czyste przewodzenie.



Rys. 1.

Współczynnik wnikania ciepła α zależy od jej grubości, na którą wpływa wiele czynników. W najogólniejszym przypadku są nimi: prędkość płynu w, temperatury ścianki t_s i płynu t_p, współczynnik przewodzenia ciepła płynu λ, ciepło właściwe płynu c_p, gęstość ρ, współczynnik lepkości η, kształt powierzchni ϕ, charakterystyczne wymiary liniowe l_1, l_2…, a więc α= f(w, t_s, t_p, λ, c, ρ, η, ϕ, l_1, l_2…).

Wykorzystując podobieństwa zjawisk wprowadza. Analiza przepływu ciepła przez konwekcję sprowadza się zazwyczaj do określenia współczynnika α wnikania ciepła, który reprezentowany jest w bezwymiarowej formie przez **liczbę Nusselta**:

$$\mathrm{Nu} = \frac{\alpha \cdot l_0}{\lambda} \qquad (1)$$

W ogólnym przypadku Nu=f(Fo, Gr, Pr, Re, K_i)

gdzie:

- $\mathrm{Fo} = \frac{a\tau}{l^2}$ **liczba Fouriera**, charakterystyczna dla nieustalonego przepływu i wyrażająca zredukowany czas,

  - $a = \frac{\lambda}{c_p \rho}$ współczynnik wyrównania temperatury,

- $\mathrm{Gr} = \frac{\beta \cdot g \cdot l_0^3 \cdot \Delta t}{\nu^2}$ **liczba Grashofa**, charakteryzująca konwekcję naturalną,
  - $\Delta t = t_s - t_p$
  - $\beta = 1/T_p$ - współczynnik rozszerzalności objętościowej płynu
  - ν - kinematyczny współczynnik lepkości,
- $\mathrm{Re} = \frac{w \cdot l_0}{\nu}$ **liczba Reynoldsa** określająca podobieństwo hydrodynamiczne,

- $\mathrm{Pr} = \frac{\nu}{a}$ **liczba. Prandtla** charakteryzująca fizyczne właściwości danego czynnika.

Często rozważa się szczególne przypadki przepływu ciepła i niektóre z tych liczb nie występują, np. dla ustalonego przepływu ciepła nie wystąpi liczba Fouriera.

W naszym ćwiczeniu mamy konwekcję swobodną wokół rury poziomej i ruch ciepła jest ustalony, a więc liczba Nusselta jest funkcją:

$$\mathrm{Nu} = f(\mathrm{Gr}, \mathrm{Pr}),$$

której konkretna postać w tym przypadku przedstawia się następująco:

$$\mathrm{Nu} = C\,(\mathrm{Gr} \cdot \mathrm{Pr})^n \qquad (2)$$

Stałe n i C określone doświadczalnie przyjmują wartości z tablicy 1:

Tablica 1. Współczynniki C i n równania (2).

Charakter przepływu	Gr·Pr	C	n
Brak (przewodzenie)	$< 10^{-3}$	0,450	0
Laminarny	$10^{-3} \div 5\cdot10^{2}$	1,180	1/8
Przejściowy	$5\cdot10^{2} \div 2\cdot10^{7}$	0,540	1/4
Turbulentny	$>2\cdot10^{7}$	0,135	1/3

W procesach wnikania ciepła z płynu do ścianki lub odwrotnie, ciepło może przepływać, ogólnie rzecz biorąc, w drodze równoczesnej konwekcji oraz promieniowania. Zjawisko wnikania opisuje się wzorem wyrażającym prawo Newtona:

$$\dot{Q} = A \cdot \alpha \cdot \left(t_p - t_s\right) \tag{3}$$

gdzie:

- A powierzchnia wymiany ciepła,
- t_p-t_s różnica temperatur między płynem a powierzchnią przegrody,
- α sumaryczny współczynnik wnikania ciepła równy:

$$\alpha = \alpha_k + \alpha_r \tag{4}$$

- α_k oznacza współczynnik wnikania ciepła dla czystej konwekcji,
- α_r oznacza zastępczy współczynnik wnikania ciepła dla promieniowania.

Ogólnie, gdy jakaś powierzchnia o temperaturze T_1 i powierzchni A_1 przekazuje ciepło Q_r drogą promieniowania do powierzchni o niższej temperaturze T_2, to określone jest ono wzorem:

$$\dot{Q}_r = A_1 \varepsilon_{1-2} \cdot \sigma\left(T_1^4 - T_2^4\right) \tag{5}$$

gdzie:

- A_1 powierzchnia o temperaturze T_1
- ε_{1-2} wzajemna emisyjność powierzchni, zależna od geometrii układu.
- σ stała promieniowania ciała doskonale czarnego, $\sigma = 5{,}67\ 10^{-8}$ W/m^{2}K^4

Powierzchnia omywana jest przez płyn o temperaturze T_2, a więc tą samą ilość ciepła można wyrazić wzorem:

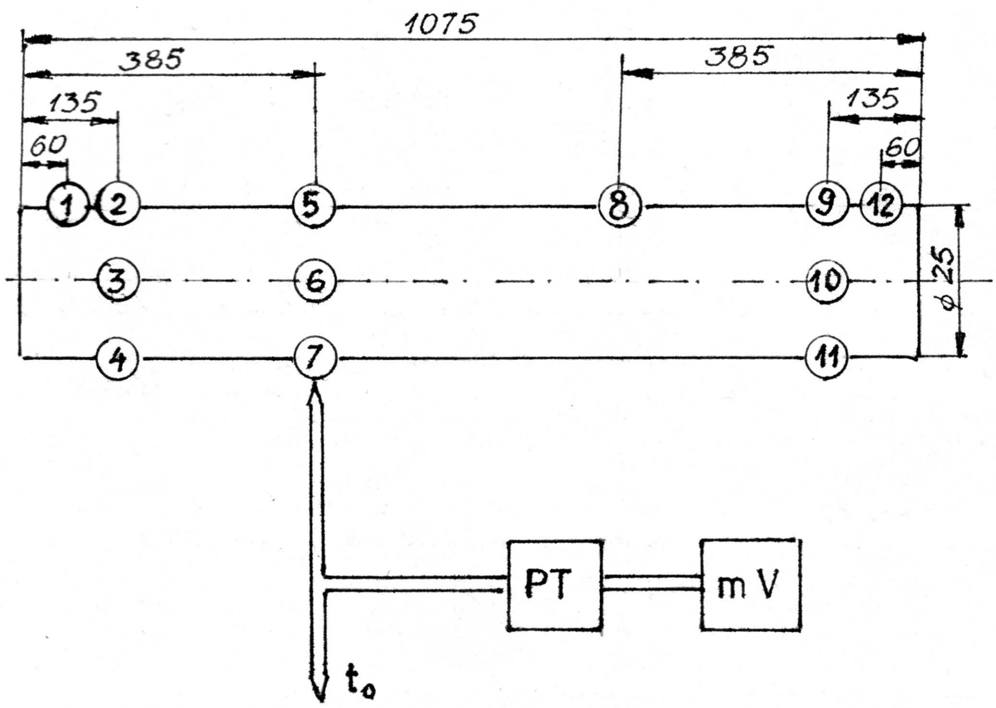
$$\dot{Q}_r = A_1 \cdot \alpha_r \cdot \left(T_1 - T_2\right) \tag{6}$$

Z porównania obu wzorów wynika, że:

$$\alpha_r = \frac{\varepsilon_{1-2} \cdot \sigma}{T_1 - T_2} \cdot \left(T_1^4 - T_2^4\right) \tag{7}$$

Metodyka pomiaru

Stanowisko pomiarowe składa się z poziomej rury o średnicy d=25mm i długości l=1075mm umocowanej na dwóch stojakach. Końce rury są izolowane, dzięki czemu ciepło doprowadzane do rury jest odprowadzane w całości przez jej powierzchnię boczną. Wewnątrz rury umieszczony jest grzejnik elektryczny.



Rys. 2. Schemat rozmieszczenia termopar.

W otoczeniu oraz na powierzchni rury umocowane są termopary; układ ich rozmieszczenia przedstawiono na schemacie (rys.2.).

Pomiary przeprowadzamy przy ustalonym stanie cieplnym układu, tj. gdy temperatury rury i otoczenia nie ulegają zmianie w czasie.

Odczytujemy równocześnie:

- natężenie prądu I [A] zasilającego grzejnik

- napięcie prądu U [V] zasilającego grzejnik
- napięcia termoelektryczne termopar U_i [mV] i= 1,2,3,4,.....,14.

Pomiaru dokonujemy 10-krotnie w odstępach 10-minutowych.

Metodyka obliczeń

- Obliczamy wartości średnie z odczytów dla każdej termopary
- Obliczamy moc zasilania grzejnika $N=U\cdot I$ [W]
- Przeliczamy wyniki odczytów z miliwoltomierza

$$t_i = C \cdot U_i \tag{8}$$

gdzie:

- C=18,5 °C/mV- stała termopary,
- U_i średnia wartość odczytana dla i-tej termopary.

- Obliczamy średnią temperaturę otoczenia

$$t_p = \frac{t_{13} + t_{14}}{2}$$

- oraz średnią temperaturę ścianki rury t_S.

W tym celu sporządzamy wykresy temperatur dla części górnej, bocznej i dolnej ścianki w funkcji długości rury, następnie planimetrujemy pola A_i wykresów pod krzywą i obliczamy średnią temperaturę dla wszystkich części powierzchni $t_i=A_i/l$.

Średnia temperatura ścianki rury:

$$t_s = \frac{t_g + 2t_b + t_d}{4}$$

Z prawa Newtona (3) mamy:

$$\alpha = \frac{\dot{Q}}{A(t_p - t_s)} = \frac{N}{\pi \cdot d \cdot l \cdot (t_s - t_p)}$$

- Obliczamy zastępczy współczynnik wnikania ciepła drogą promieniowania. Dla celów praktycznych wzór (5) przekształcamy do postaci:

$$\dot{Q}_r = 5{,}67 \cdot 10^{-8} \cdot A \cdot \varepsilon_{1-2} \left(T_s^4 - T_p^4\right)$$

Równocześnie ciepło $\dot{Q}_r$ przejmowane drogą promieniowania wyznaczone z równania Newtona:

$$\dot{Q}_r = A \cdot \alpha_r \cdot (T_s - T_p)$$

możemy wyznaczyć, przez porównanie obu równań, współczynnik α_r:

$$\alpha_r = 5{,}67 \cdot 10^{-8} \cdot \varepsilon_{1-2} \cdot T_p^3 \cdot \left[4 + 6\frac{\Delta T}{T_p} + 4 \cdot \left(\frac{\Delta T}{T_p}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T}{T_p}\right)^3 \right]$$

gdzie $\Delta T = T_s - T_p$

W przypadku pomiarów przeprowadzonych dla wyników: $T_p \approx 300$K oraz $\Delta T < 60$K, dwa ostatnie wyrazy w nawiasie można pominąć, czyli:

$$\alpha_r \approx 5{,}67 \cdot 10^{-8} \cdot \varepsilon_{1-2} \cdot T_p^3 \cdot \left[4 + 6\frac{\Delta T}{T_p} \right]$$

gdzie $\varepsilon_{1\text{-}2}$ – emisyjność wzajemna ciał wymieniających ciepło; w rozważanym przypadku, dla układu dwóch koncentrycznych powierzchni, przedstawia zależność:

$$\varepsilon_{1-2} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{A_1}{A_2}\left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1\right)}$$, zwana wzorem Christiansena,

gdzie:

- ε_1 emisyjność powierzchni rury pomiarowej (dla miedzi pokrytej błyszczącą powłoką niklową $\varepsilon_1 = 0.07$),
- ε_2 emisyjność ścian otaczających (przyjęto $\varepsilon_2 = 0.9$),
- $\frac{A_1}{A_2} \approx 0$ stosunek powierzchni rury do powierzchni ścian otaczających.

Stąd można przybliżyć:

$$\varepsilon_{1-2} = \varepsilon_1$$

Ostatecznie mamy:

$$\alpha_r = 5{,}67 \cdot 10^{-8} \cdot 0{,}07 \cdot T_p^3 \cdot \left[4 + 6\frac{\Delta T}{T_p} \right]$$

- Obliczamy współczynnik wnikania ciepła przy konwekcji naturalnej dla rury poziomej zgodnie z równaniem (4) jako różnicę:

$\alpha_k = \alpha - \alpha_p$

- <u>Obliczamy dla porównania współczynnik α z równania kryterialnego (2).</u>

W tym celu odczytujemy z tablic dla powietrza odpowiadającą zmierzonej temperaturze t_p liczbę Prandtla Pr, a następnie obliczamy liczbę Grashofa Gr. Współczynnik β, jako dla powietrza traktowanego jak gaz doskonały wyraża wzór:

$$\beta = \frac{1}{T_p} = \frac{1}{t_p + 273{,}15}$$

Kinematyczny współczynnik lepkości ν odczytujemy z tablic dla znanej temperatury powietrza t_p.

Na podstawie iloczynu Gr·Pr z tablicy 1, określamy rodzaj przepływu powietrza wokół rury pomiarowej oraz odczytujemy odpowiadające mu stałe n i C. Obliczamy liczbę Nusselta z równania (2), a następnie z (1) konwekcyjny współczynnik α_k :

$$\alpha_k = \frac{\lambda \cdot Nu}{d}$$