

Wydział Chemii UMCS
Zakład Technologii Chemicznej

Ćwiczenie nr 23

Wymiana ciepła.
Obliczanie wymiennika ciepła.

Lublin

2.4. Wymiana ciepła. Obliczanie wymiennika ciepła

Większości zjawisk przebiegających w przyrodzie towarzyszy ruch ciepła. Stanowi on również nieodzowny element wszystkich procesów realizowanych w przemyśle chemicznym. Wynika to z faktu, iż zarówno w procesach chemicznych, jak i w wielu operacjach jednostkowych (takich jak suszenie, odparowanie, krystalizacja, destylacja itp.) przeniesienie ciepła jest warunkiem koniecznym ich prawidłowego przebiegu. Świadome sterowanie procesem technologicznym wymaga jednakże nie tylko przeniesienia wymaganej ilości energii, ale także określonej wielkości jej strumienia. Szybkość i oczekiwany przebieg wielu technologicznych czynności jednostkowych limitowane są bowiem szybkością dostarczania lub odbierania ciepła ze strefy procesu. Znajomość zagadnień transportu ciepła jest więc konieczna zarówno przy projektowaniu, jak i podczas realizacji procesów technologicznych.

W niniejszym rozdziale zebrano, w sposób możliwie skondensowany, podstawowe definicje oraz zależności opisujące transport ciepła. W pierwszej kolejności pragniemy zwrócić uwagę na ogólny podział procesów przekazywania ciepła wynikający z różnych mechanizmów tego zjawiska – ułatwi to zrozumienie praw (oraz ich opisu matematycznego) rządzących transportem ciepła.

2.4.1. Transport ciepła

Ciepło jest to energia kinetyczna bezwładnego ruchu cząstek lub atomów ciała oraz energia potencjalna ich wzajemnych oddziaływań. Przenoszenie ciepła z jednego ośrodka do drugiego może odbywać się poprzez:

- przewodnictwo (przewodzenie),
- konwekcję,
- promieniowanie.

Przewodzenie polega na przekazywaniu energii cieplnej od jednych cząsteczek ciała do cząsteczek sąsiednich za pomocą ich ruchu oscylacyjnego. Następuje przy tym przekazywanie energii kinetycznej cieplnego ruchu bezwładnego cząsteczek wskutek ich wzajemnych zderzeń. Prawo przewodnictwa ciepła sformułował Fourier już w 1822 r., tyle iż uczynił to nie na bazie współczesnej teorii kinetycznej ciepła, ale w ramach obowiązującej wówczas tzw. teorii „cieplika”. Nie zmienia to w niczym praw przewodzenia, które dzisiaj stosujemy w kinetycznej definicji ciepła.

Konwekcja jest to przenikanie ciepła w płynach (cieczach i gazach) na skutek ruchu i mieszania się warstw płynu. Gdy jest ona wywołana różnicą gęstości (będącą rezultatem różnic temperatury warstw płynu), określamy ją konwekcją naturalną. Jeśli zaś ruch płynu jest wynikiem siły (sił) zewnętrznej (na przykład wymuszony przez pompę), mamy do czynienia ze zjawiskiem konwekcji wymuszonej.

Promieniowanie cieplne jest przekazywaniem energii przez promieniowanie elektromagnetyczne, czyli przez fotony o pewnym zakresie długości fali. U źródła powstanie ciepło zamienia się w energię promieniowania, która przenika przestrzeń, przechodząc w innym miejscu (całkowicie lub częściowo) w energię cieplną. Wynika stąd, iż te same prawa, które rządzą na przykład w optyce, obowiązują również w przypadku promieniowania cieplnego.

W praktyce poszczególne rodzaje przenoszenia ciepła rzadko przebiegają oddzielnie. W większości wypadków występują one wspólnie i zachodzą jednocześnie. Udział promie-

niowania jest dominujący w zjawisku transportu ciepła w wyższych temperaturach, rzędu 700°C i wyższych.

W ciałach stałych praktycznie jedynym sposobem przenoszenia ciepła jest przewodnictwo.

Przewodzenie ciepła

Wielkość strumienia cieplnego powstającego w danym ośrodku na skutek przewodnictwa cieplnego zależy od istniejącego w nim rozkładu temperatur, czyli od charakteru pola temperaturowego. **Pole temperaturowe** określa zbiór chwilowych wartości temperatur we wszystkich punktach rozpatrywanego układu. Temperatura dowolnego punktu jest funkcją nie tylko położenia, ale i czasu; pole temperaturowe wyraża się zatem zależnością uwzględniającą parametr czasu:

$$t = f(x, y, z, \tau) \quad (2.4.1)$$

gdzie: T – temperatura danego punktu,
 x, y, z – współrzędne punktu,
 τ – czas.

Zjawisko wymiany ciepła w danym układzie ma charakter **ustalony**, jeżeli pole temperaturowe tego układu nie zmienia się w czasie (pole temperaturowe jest wówczas jedynie funkcją położenia punktów). W przypadku gdy pole temperaturowe jest zmienne w czasie, mówimy o **nieustalony wymianie ciepła**.

Miejsca geometryczne wszystkich punktów o jednakowej temperaturze stanowią powierzchnię izotermiczną. Punkty te tworzą powierzchnie zamknięte bądź kończą się na granicach ciała. Zmiana temperatury ciała zachodzi najszybciej w kierunku prostopadłym do powierzchni izotermicznych.

Graniczna wartość stosunku różnicy temperatur Δt dwóch bliskich powierzchni izotermicznych o temperaturach $t_1 = t$ i $t_2 = t + \Delta t$ do odległości Δx między nimi wzdłuż normalnej wynosi:

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta t}{\Delta x} = \frac{\partial t}{\partial x} \quad (2.4.2)$$

Wielkość tę nazwano **gradientem temperatury**. Wyraża ona zmianę temperatury przypadającą na jednostkę długości normalnej do powierzchni izotermicznej i jest miernikiem intensywności zmian temperatury w danym punkcie. **Ilość ciepła Q przeniesionego** w czasie $\Delta \tau$ w wyniku zjawiska jednokierunkowego przewodzenia cieplnego, przy istnieniu określonej różnicy temperatur w poszczególnych punktach ciała (gradientu temperatury $\partial t / \partial x$), oblicza się z empirycznego prawa Fouriera:

$$Q = -\lambda \cdot F \cdot \frac{\partial t}{\partial x} \cdot \tau \quad (2.4.3)$$

gdzie Q – ilość ciepła przeniesionego w kierunku osi x ,
 λ – współczynnik proporcjonalności zwany współczynnikiem przewodnictwa cieplnego ośrodka przewodzącego,
 $\partial t / \partial x$ – gradient temperatury w kierunku osi x ,
 F – powierzchnia normalna do kierunku strumienia cieplnego (powierzchnia wymiany ciepła),
 τ – czas.

Znak minus po prawej stronie równania (2.4.3) oznacza, że zwrot strumienia cieplnego jest przeciwny do zmian temperatury (przeniesienie ciepła zachodzi w kierunku zmniejszającej się temperatury).

Przekształcenie równania (2.4.3) umożliwia definicję współczynnika przewodnictwa cieplnego i jego jednostki. W układzie *SI* mamy:

$$[\lambda] = \frac{Q \cdot \delta x}{F \cdot \tau \cdot \delta t} = \left[\frac{J \cdot m}{m^2 \cdot s \cdot deg} \right] = \left[\frac{J}{m \cdot s \cdot deg} \right] = \left[\frac{W}{m \cdot deg} \right] \quad (2.4.4)$$

Współczynnik przewodnictwa cieplnego określa ilość energii cieplnej przepływającej na skutek przewodnictwa w ciągu 1 sekundy przez 1 m² powierzchni prostopadłej do kierunku strumienia cieplnego przy zachowaniu gradientu temperatury w tym kierunku 1 deg/m (przy różnicy temperatur 1 deg przypadającej na 1 m długości normalnej ku powierzchni izotermicznej).

Gdy Q jest wyrażone w kcal, zaś τ w godzinach [h], miano współczynnika przewodnictwa cieplnego będzie:

$$[\lambda] = \left[\frac{kcal}{m \cdot h \cdot deg} \right] \quad (2.4.4a)$$

Współczynnik λ jest cechą fizyczną danego ciała. Jego wartość zmienia się w szerokich granicach i wynosi dla materiałów izolacyjnych do 0,1, budowlanych 0,03 – 3,0, zaś dla metali 2 – 460 W/m·deg.

Jak wynika z przytoczonych przykładów, z reguły metale mają wyższe wartości współczynnika przewodzenia ciepła niż ciała stałe niebędące metalami. Wysokie wartości współczynnika przewodzenia dla czystych metali wyjaśnia się specyficznym metalicznym charakterem ośrodka, w którym dominujący udział ma przewodzenie za pomocą ruchu swobodnych elektronów. Współczynniki przewodnictwa dielektryków są znacznie mniejsze z uwagi na przenoszenie ciepła za pomocą drgań atomów. Należy dodać, iż niskie wartości współczynników przewodzenia gazów również wyjaśnia mechanizm przewodzenia w nich ciepła; następuje ono dzięki ruchom cząsteczek.

Wartość λ zależy (choć w niezbyt znacznym stopniu) od temperatury. Ogólnie rzecz biorąc, wzrost temperatury powoduje w gazach wzrost współczynnika przewodzenia ciepła, natomiast spadek – w cieczech i ciałach stałych (patrz równania (2.4.11a)–(2.4.11c)). Zasada ta stanowi jednak dalekie uogólnienie, bowiem znanych jest szereg substancji, których wartość współczynnika λ wykazuje przeciwne zmiany lub przechodzi przez maksimum (minimum) przy zmianie temperatury.

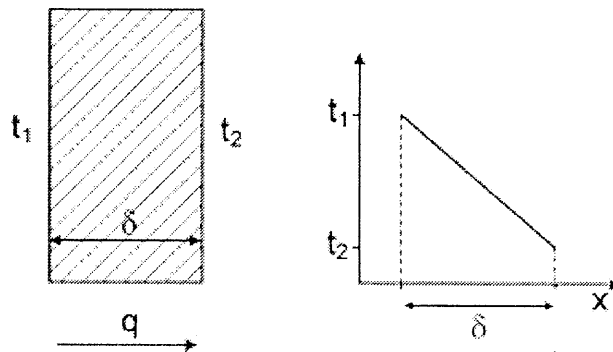
Równanie przewodnictwa (2.4.3) dla **ustalonego strumienia cieplnego przez jednorodną płaską ściankę** (patrz rysunek 2.4.1) można zapisać następująco:

$$q = \frac{\lambda \cdot (t_1 - t_2) \cdot F}{\delta} = \frac{(t_1 - t_2) \cdot F}{r} \quad (2.4.5)$$

gdzie: q – strumień ciepła [$J \cdot s^{-1}$] lub [W],
 t_1 i t_2 – temperatury przeciwległych powierzchni ścianki [deg],
 F – powierzchnia [m^2],
 $r = \delta / \lambda$ – opór termiczny [$m^2 \cdot deg / W$],
 δ – grubość ścianki [m].

Bardzo rozpowszechnionym przypadkiem w praktyce przemysłowej jest **przepływ ciepła przez powierzchnię cylindryczną** (węzownice, reaktory, autoklawy). Dla ścian o takim kształcie grubość ścianki będzie:

$$\delta = \frac{d_2 - d_1}{2} \quad (2.4.6)$$



Rysunek 2.4.1 Przewodzenie ciepła w ścianie płaskiej

zaś średnia powierzchnia:

$$F = \frac{\pi \cdot (d_2 - d_1) \cdot L}{\ln \frac{d_2}{d_1}} \quad (2.4.7)$$

gdzie: L – długość cylindra [m],
 d_1 – wewnętrzna średnica cylindra [m],
 d_2 – zewnętrzna średnica cylindra [m].

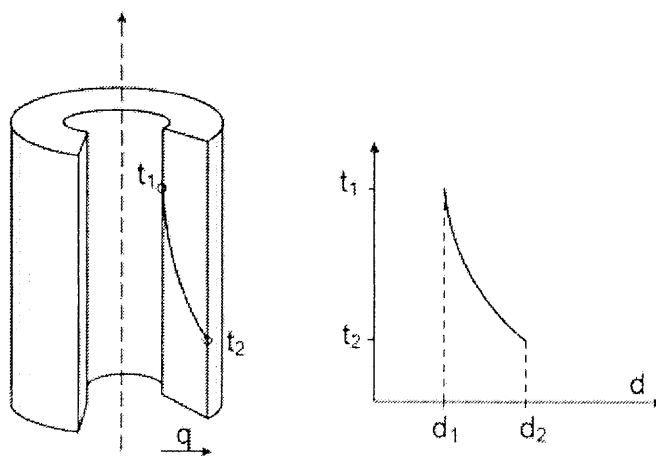
Jeżeli stosunek d_2/d_1 jest mniejszy od 2, to obliczenie wielkości powierzchni cylindrycznej można wykonać z uproszczonego wzoru, stosując średnią arytmetyczną z obu średnic ograniczających ściankę:

$$F = \frac{\pi \cdot (d_1 + d_2) \cdot L}{2} \quad (2.4.7a)$$

Po uwzględnieniu (2.4.6) i (2.4.7), równanie przewodnictwa cieplnego (2.4.5) dla ścianki cylindrycznej (rysunek 2.4.2) przyjmie postać:

$$q = \frac{2 \cdot \pi \cdot L \cdot \lambda \cdot (t_1 - t_2)}{\ln \frac{d_2}{d_1}} \quad (2.4.8)$$

Współczynniki przewodnictwa cieczy i gazów mają na ogół znacznie niższe wartości niż współczynniki przewodnictwa ciał stałych. W gazach dominuje bowiem wymiana ciepła za pomocą ruchu cząsteczek (konwekcja).



Rysunek 2.4.2 Przewodzenie ciepła przez ściankę cylindryczną

W cieczech i gazach występuje zawsze zjawisko konwekcji, co utrudnia ściśle oznaczenie współczynnika przewodnictwa. Dla pomiaru **współczynnika przewodnictwa cieczy** stosuje się więc bardzo cienkie warstewki płynu i małe różnice temperatur. Współczynnik przewodnictwa cieplnego dla cieczy można określić za pomocą wzorów empirycznych, na przykład za pomocą wzoru Webera:

$$\lambda = \frac{94,7 \cdot 10^{-3} \cdot \rho \cdot C_c \cdot \sqrt[3]{\frac{\rho}{M}}}{\frac{L_w}{T_w}} \quad (2.4.9)$$

gdzie: ρ – gęstość cieczy,
 C_c – ciepło właściwe cieczy,
 M – masa cząsteczkowa cieczy,
 T_w – temperatura wrzenia cieczy K,
 L_w – ciepło parowania cieczy w temperaturze wrzenia (T_w) pod normalnym ciśnieniem.

Współczynnik przewodnictwa cieplnego cieczy (niemetalicznych) waha się zazwyczaj w granicach od 0,1 do 0,7 [W/m·deg].

Współczynniki przewodnictwa cieplnego gazów pod niewielkimi ciśnieniami można obliczyć na podstawie następującego wzoru empirycznego:

$$\lambda = B \cdot C_v \cdot \eta \cdot g \cdot 3600 \quad (2.4.10)$$

gdzie: C_v – izochoryczne ciepło właściwe gazu,
 η – lepkość dynamiczna gazu,
 g – przyspieszenie ziemskie,
 B – stała, $B = \frac{9 \cdot k - 5}{4}$, gdzie k – wykładnik adiabaty ($k = C_p/C_v$).

Ponieważ dla gazów o danej liczbie atomów stosunek C_p/C_v w przybliżeniu przyjmuje wielkością stałą, B przybiera następujące wartości dla poszczególnych typów gazów:

dla gazów jednoatomowych – 2,5,
dla gazów dwuatomowych – 1,9,
dla gazów trójatomowych – 1,72.

Gazy o znaczeniu technicznym wykazują w temperaturze 0°C wartości współczynnika przewodnictwa ciepła zazwyczaj zawarte w granicach 0,006–0,170 [W/m·deg]. Dla mieszaniny gazów współczynnik przewodnictwa cieplnego może być określony jedynie na drodze doświadczalnej lub na podstawie zależności empirycznych. W tym przypadku bowiem (podobnie jak dla cieczy) nie obowiązuje prawo addytywności.

Jak już wspomniano, **przewodnictwo cieplne jest zależne od temperatury**. Dla jednorodnych ciał stałych zależność ta jest w przybliżeniu liniowa:

$$\lambda = \lambda_0 \cdot (1 + a \cdot t) \quad (2.4.11a)$$

gdzie: λ – współczynnik przewodnictwa cieplnego w temperaturze t ,
 λ_0 – współczynnik przewodnictwa cieplnego w temperaturze 0°C,
 a – współczynnik temperaturowy (który dla większości metali przyjmuje wartość ujemną zaś dla niemetalicznych ciał stałych – wartość dodatnią),
 t – temperatura °C.

Jeżeli przyjmiemy, iż transport ciepła poprzez przewodzenie elektronowe w stanie metalicznym jest na tyle dominujący, iż można zaniedbać udział wymiany ciepła poprzez drgania atomów w węzłach sieci, to dla czystych metali istnieje praktycznie dowiedziona zależność między współczynnikiem przewodzenia ciepła λ , przewodnością elektryczną σ i temperaturą, zwana prawem Wiedemanna–Franza–Lorenza:

$$L = \frac{\lambda_e}{\sigma \cdot T} \quad (2.4.11b)$$

gdzie: L – liczba Lorentza

(dla większości czystych metali przyjmuje wartości w granicach od $2,2 \cdot 10^{-8}$ do $2,9 \cdot 10^{-8} \text{ V}^2/\text{K}^2$).

W odróżnieniu od ciał stałych, współczynnik przewodnictwa cieplnego większości cieczy maleje ze wzrostem temperatury; przykładami wyjątków są woda i gliceryna.

Współczynnik przewodnictwa gazów zwiększa się ze wzrostem temperatury i praktycznie jest niezależny od ciśnienia, z wyjątkiem ciśnień wyższych od 2000 atm (203 MPa) i niższych od 0,025 atm (0,0025 MPa). Zależność współczynnika od temperatury płynu opisuje równanie Surherlanda:

$$\lambda = \lambda_0 \cdot \left[\frac{T_0 + c}{T + c} \right] \cdot \left[\frac{T}{T_0} \right]^{\frac{3}{2}} \quad (2.4.11c)$$

gdzie: λ_0 – współczynnik przewodzenia ciepła w temperaturze $T_0 = 273 \text{ K}$,
 c – stała zależna od rodzaju gazu,
 T – temperatura gazu [K].

W obliczeniach technicznych używa się zazwyczaj średnich wartości współczynników przewodnictwa (dla danego zakresu temperatur) i zakłada, że ich wartości są stałe w czasie trwania procesu przenoszenia ciepła.

Konwekcyjne przejmowanie ciepła

Wymiana ciepła pomiędzy płynem (cieczą lub gazem) a powierzchnią ścianki jest zjawiskiem nieporównywalnie bardziej złożonym od przewodzenia ciepła w ośrodku jednorodnym. Przy wnikaniu ciepła między ciałem stałym a płynem udział przewodnictwa jest stosunkowo nieznaczny w porównaniu z konwekcją, dlatego przejmowanie ciepła w takim układzie określa się często terminem konwekcyjnego przejmowania ciepła.

Przejmowanie ciepła przez konwekcję polega na tym, że w przylegającej do ścianki ruchomej warstwie cieczy lub gazu, na skutek istniejących w niej prądów, wciąż nowe cząstki cieczy stykają się ze ścianką, uczestnicząc w przekazywaniu energii cieplnej.

Ścisłe obliczanie wnikania ciepła jest bardzo skomplikowane; w tym przypadku jako podstawę do obliczeń cieplnych przyjmuje się zazwyczaj prawo chłodzenia Newtona. Jest to równanie empiryczne, zgodnie z którym ilość ciepła dQ oddanego przez element powierzchni F o temperaturze $t_{śc}$ do otoczenia o temperaturze t_c w czasie $d\tau$ jest proporcjonalna do różnicy temperatur ($t_{śc} - t_c$) oraz do wielkości F i $d\tau$.

$$dQ = \alpha \cdot (t_{śc} - t_c) \cdot F \cdot d\tau \quad (2.4.12)$$

gdzie: α – współczynnik proporcjonalności, zwany współczynnikiem wnikania (przejmowania) ciepła.

$$\text{Gdy } F = 1 \text{ m}^2, \tau = 1 \text{ s oraz } t_{śc} - t_c = 1^\circ\text{C} \text{ wówczas } Q = \alpha \quad (2.4.13)$$

Współczynnik wnikania (przejmowania) ciepła α określa więc ilość energii cieplnej, jaką w jednostce czasu wymienia ścianka o powierzchni 1 m^2 z otaczającym środowiskiem przy zachowaniu różnicy temperatur 1 deg jako siły napędowej zjawiska.

Wymiar współczynnika wnikania ciepła w jednostkach układu SI jest następujący:

$$[\alpha] = \left[\frac{J}{\text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{deg}} \right] = \left[\frac{W}{\text{m}^2 \cdot \text{deg}} \right] \quad (2.4.14a)$$

W układzie jednostek MKS mamy:

$$[\alpha] = \left[\frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \cdot \text{h} \cdot \text{deg}} \right] \quad (2.4.14b)$$

Współczynnik wnikania ciepła α zależy od wielu czynników i jest funkcją wielu zmiennych. Czynniki wpływającymi na jego wielkość są przede wszystkim:

- stan skupienia (gaz, para, ciecz),
- charakter przepływu płynu (przepływ wymuszony lub swobodny),
- kształt ścianki, charakter jej powierzchni, rozmiary liniowe: L, d ,
- stan i właściwości płynu (temperatura t_c , ciśnienie p , gęstość ρ , ciepło właściwe c , przewodnictwo cieplne λ , lepkość η),
- stan ruchu (prędkość liniowa płynu: u),
- temperatura ścianki t_{sc} .

Uwzględniając powyższe, współczynnik wnikania ciepła można wyrazić matematycznie następującą zależnością funkcyjną:

$$\alpha = f(L, d, t_c, t_{sc}, p, \rho, c, \lambda, \eta, u, \dots) \quad (2.4.15)$$

Wielkość współczynnika jest więc nie tylko funkcją właściwości ośrodka, ale także geometrii i natury powierzchni. Skomplikowany charakter tej zależności uniemożliwia ogólne jej sformułowanie i w celu określenia współczynnika w każdym konkretnym przypadku musimy się posługiwać wynikami prac doświadczalnych opartych na metodzie analizy wymiarowej.

Do obliczenia współczynnika wnikania ciepła powszechnie stosuje się liczbę bezwymiarową Nusselta Nu , która stanowi kryterium podobieństwa cieplnego:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda} \quad (2.4.16)$$

gdzie: d – charakterystyczny wymiar liniowy (np. średnica rury) [m],
 λ – współczynnik przewodnictwa cieplnego płynu [J/m·s·deg].

Znajomość wartości liczby kryterialnej Nu dla danego układu umożliwia obliczenie współczynnika α . Dla burzliwego przepływu wymuszonego liczba Nusselta może być przedstawiona następującym równaniem ogólnym:

$$Nu = C \cdot Re^a \cdot Pr^b \quad (2.4.17)$$

Dla szerokiego zakresu liczb Reynoldsa Re (obejmującego również część zakresu przepływu laminarnego), równanie to będzie miało postać:

$$Nu = (A + B \cdot Re^a) \cdot Pr^b \quad (2.4.18)$$

gdzie: A, B, C – stałe proporcjonalności (określane empirycznie),
 a, b – stałe zależne od geometrii układu,
 Re, Pr – liczby kryterialne, odpowiednio: Reynoldsa i Prandtla.

W analizie wymiarowej liczba Reynoldsa stanowi kryterium podobieństwa hydrodynamicznego. Wartość tej liczby umożliwia jednoznaczne określenie charakteru ruchu płynu, bowiem przepływy w dwu dowolnych układach, odbywające się przy tej samej liczbie Re , są podobne. Liczbę Reynoldsa definiuje się następująco:

$$Re = \frac{d \cdot u \cdot \rho}{\eta} = \frac{d \cdot u}{\nu} \quad (2.4.19)$$

gdzie: u – szybkość przepływu płynu (nośnika ciepła) [m/s],
 ρ – gęstość płynu; [kg/m³],
 η – lepkość dynamiczna płynu [kg/m·s],
 ν – lepkość kinematyczna płynu $\nu = \eta/\rho$ [m²/s].

Liczba kryterialna Prandtla stanowi kryterium podobieństwa właściwości fizycznych płynu w średniej temperaturze strumienia i jest definiowana następującym wyrażeniem:

$$Pr = \frac{c \cdot \eta}{\lambda} \quad (2.4.20)$$

gdzie: c – ciepło właściwe płynu [J/kg·deg],
 λ – współczynnik przewodnictwa cieplnego [J/m·s·deg].

Naturalny ruch konwekcyjny płynu charakteryzuje liczba kryterialna Greshofa Gr :

$$Gr = \frac{g \cdot L^3 \cdot \rho^2 \cdot \beta \cdot \Delta t}{\eta} \quad (2.4.21)$$

gdzie: g – przyspieszenie ziemskie [m/s²],
 L – długość przepony (ściany, rury) [m],
 ρ – gęstość płynu odniesiona do średniej arytmetycznej temperatur płynu i ścianki [kg/m³],
 β – współczynnik rozszerzalności objętościowej płynu [m³/deg],
 Δt – różnica temperatur ściany i płynu.

Wnikanie ciepła przy wymuszonym, burzliwym przepływie płynu wewnątrz rury prostej (dla $Re > 10^4$) opisuje równanie:

$$Nu = 0,021 \cdot \omega \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,43} \cdot \left[\frac{Pr}{Pr_{śc}} \right]^{0,25} \quad (2.4.21a)$$

natomiast przy wymuszonym laminarnym ruchu płynu (gdy $Re < 2300$) przez taką rurę:

$$Nu = 0,015 \cdot \omega \cdot Re^{0,23} \cdot Pr^{0,43} \cdot Gr^{0,1} \cdot \left[\frac{Pr}{Pr_{śc}} \right]^{0,25} \quad (2.4.21b)$$

gdzie: ω – liczba bezwymiarowa charakteryzująca rozmiary aparatu, zależna od stosunku długości do średnicy rury L/d , gdy $L/d < 50$ wówczas $\omega = 1$,
 $Pr_{śc}$ – liczba Prandtla dla danego ośrodka w temperaturze ścianki rury (przepony).

Dla strumieni przepływających w pierścieniowej (międzyrurowej) przestrzeni wymienników ciepła, składającej się z dwóch koncentrycznych rur (wymiennik typu „rura w rurze”), stosuje się zmodyfikowany wzór:

$$Nu = 0,023 \cdot \left[\frac{d_2}{d_1} \right]^{0,45} \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,4} \quad (2.4.22)$$

gdzie: d_1 – zewnętrzna średnica wewnętrznej rury [m],
 d_2 – wewnętrzna średnica rury zewnętrznej [m].

Przykładowe wartości współczynnika wnikania ciepła α [W/m²·deg] wynoszą:

– dla powietrza (grzanie lub chłodzenie)	10	–	50
– dla oleju mineralnego (grzanie lub chłodzenie)	100	–	200
– dla wody (grzanie)	250	–	14000
– dla wody wrzącej	1400	–	44000

– dla kondensującej się pary wodnej
(kondensacja warstewkowa)

8000 – 16000

Promieniowanie ciepłe

Wymianie ciepła przez promieniowanie towarzyszy na ogół przewodzenie i konwekcja. Udział promieniowania zwiększa się ze wzrostem temperatury ciała będącego źródłem ciepła. Emisja strumienia promieniowania ciepłego nosi nazwę promieniowania ciepłego lub emisji ciepłej. Odwrotny proces zamiany energii promieniowania na energię ciepłą nosi nazwę pochłaniania lub absorpcji ciepłej. Promieniowanie ciepłe jest fizycznie podobne do promieniowania świetlnego (i podlega tym samym prawom!), różni się jedynie od niego długością fali. Charakteryzuje się ono długością fali $\lambda = 0,77\text{--}40 \mu\text{m}$. Większa część jego zakresu przypada zatem poza pasmo widzialne i nazywana jest promieniowaniem podczerwonym.

Zjawisko promieniowania ciepłego jest spowodowane przez drgania ładunków elektrycznych na powierzchni lub tuż przy powierzchni materiału. Teoria elektromagnetyczna wyjaśnia, iż ładunki poddawane przyspieszeniu emitują promieniowanie. Każde ciało stałe ma zatem zdolność emisji promieniowania o wszystkich długościach fal ($0 < \lambda < \infty$). Powstaje w ten sposób widmo ciągłe. Energia promieniowania (E) i długość fali zależą od temperatury powierzchni emitującej.

W rozważaniach zmierzających do opisu zjawiska promieniowania wprowadzono pojęcie **ciała doskonale czarnego** lub wnęki izotermicznej. Ciałem doskonale czarnym określa się ciało stałe całkowicie absorbujące padające nań promieniowanie. Jego fizycznym modelem jest wnęka izotermiczna, która całkowicie pochłania padające promieniowanie (rozpraszając je wewnątrz wnęki), pełniąc rolę „doskonałego absorbera energii promieniowania”.

Na podstawie rozważań termodynamicznych wykazano, iż całkowita ilość energii wypromieniowana przez jednostkę powierzchni ciała doskonale czarnego jest proporcjonalna do czwartej potęgi temperatury bezwzględnej powierzchni tego ciała. Zależność ta, znana pod nazwą prawa Stefana–Boltzmana, określa całkowitą energię widma ciągłego (w całym zakresie długości fal) emitowanego z powierzchni ciała i jest opisywana równaniem:

$$E_o = \sigma_o \cdot T^4 \quad (2.4.23)$$

Wielkość σ_o zwana jest stałą Stefana–Boltzmana (lub stałą promieniowania ciała doskonale czarnego) i równa jest:

$$\sigma_o = 5,67 \cdot 10^{-8} \left[\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}^4} \right] \quad (2.4.24a)$$

lub

$$\sigma_o = 4,87 \cdot 10^{-8} \left[\frac{\text{kcal}}{\text{godz} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{K}^4} \right] \quad (2.4.24b)$$

Ze wzrostem temperatury maksimum energii widma przesuwają się w kierunku fal krótszych, czyniąc zadość prawu przesunięć Maxa–Wiena:

$$\lambda \cdot T = \text{const} \quad (2.4.25)$$

Doświadczalna wartość tego iloczynu dla maksimum długości fali w rozkładzie widma została wyznaczona przez Lummera oraz Pringsheima i wynosi:

$$\lambda_{max} \cdot T = 2,898 \cdot 10^{-3} \quad [m \cdot K] \quad (2.4.25a)$$

Całkowita ilość energii, wypromieniowana przez jednostkę powierzchni ciała o temperaturze T w ciągu jednostki czasu do otoczenia o temperaturze zera bezwzględnego, nazywa się **zdolnością emisyjną promieniowania ciała** w danej temperaturze. Na podstawie równań (2.4.23) i (2.4.24) miano zdolności emisyjnej można określić następująco:

$$[E] = \left[\frac{J}{m^2 \cdot s} \right] = \left[\frac{W}{m^2} \right] = \left[\frac{kcal}{m^2 \cdot h} \right] \quad (2.4.26)$$

Zdolność emisji rzeczywistego ciała E odbiega nieraz bardzo dalece od zdolności emisji teoretycznego modelu ciała doskonale czarnego E_o . Stosunek tych energii nosi nazwę **współczynnika emisji** ε . Stanowi on ważną własność fizyczną źródeł promieniowania:

$$E = E_o \cdot \varepsilon \quad (2.4.27)$$

Równanie (2.4.23) opisujące emisję ciała rzeczywistego przyjmuje wówczas postać:

$$E = \varepsilon \cdot \sigma_o \cdot T^4 \quad (2.4.28)$$

Współczynnik ε przyjmuje wartości ze zbioru $0 < \varepsilon < 1$. Dla metali (niepolerowanych) zawiera się on w granicach $\varepsilon = 0,6-0,95$, zaś dla niemetali osiąga wartości od 0,80 do 0,98.

Podobne zjawisko występuje przy **absorpcji promieniowania**. Każde ciało rzeczywiste absorbuje tylko ułamek energii promieniowania padającego a , bowiem reszta jej zostaje odbita lub przenika przez ośrodek. W układzie izotermicznym współczynnik emisji ciała ε jest równy **współczynnikiowi absorpcji** a . Jeżeli ciało absorbujące promieniowanie ma temperaturę T_2 różną od temperatury powierzchni emitującej T_1 , wówczas współczynnik absorpcji może się znacznie różnić od współczynnika emisji; jest on bowiem funkcją obu tych temperatur:

$$a = f(T_1, T_2) \quad (2.4.29)$$

Wymianę ciepła między powierzchniami dwu ciał doskonale czarnych o temperaturach T_1 i T_2 opisuje podstawowe **równanie przenikania ciepła przez promieniowanie**:

$$q = \sigma_o \cdot (T_1^4 - T_2^4) \cdot F_1 \cdot \psi_{1/2} \quad (2.4.30)$$

gdzie: q – strumień ciepła [J/s] lub [W],
 σ_o – stała promieniowania [$W/m^2 \cdot K^4$],
 F_1 – powierzchnia promieniowania [m^2],
 $\psi_{1/2}$ – czynnik geometryczny promieniowania od powierzchni F_1 do F_2 ,
 który opisuje wzajemną relację geometryczną obu powierzchni.

Równanie (2.4.30) zazwyczaj przedstawia się w wygodniejszej postaci:

$$q = C_o \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \cdot F_1 \cdot \psi_{1/2} \quad (2.4.31)$$

gdzie: $C_o = \sigma_o \cdot (10^2)^4 = 5,67 \left[\frac{W}{m^2 \cdot K^4} \right] = 4,87 \left[\frac{kcal}{h \cdot m^2 \cdot K^4} \right]$

W praktycznych obliczeniach wymiany ciepła przez promieniowanie między powierzchniami ciał rzeczywistych należy stosować równanie uwzględniające współczynnik empiryczny:

$$q = C \cdot F \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \quad (2.4.32)$$

gdzie: C – współczynnik promieniowania zależny od wzajemnego położenia i stopnia czarności obu powierzchni,
 F – powierzchnia promieniowania.

Promieniowanie gazów jest bardzo selektywne. Z gazów emitowane jest promieniowanie tylko w określonych, bardzo wąskich zakresach długości fal; dla innych bowiem długości mamy $\varepsilon_\lambda = a_\lambda = 0$. Z natury promieniowania wynika, iż do emisji podczerwieni zdolne są gazy o niesymetrycznych wiązaniach w cząsteczce (na przykład CO_2). Gazy o symetrycznych wiązaniach (na przykład O_2 , H_2) są zupełnie „przezroczyste” i nieaktywne optycznie w zakresie promieniowania cieplnego.

Do obliczania strat ciepłych przez aparaturę znajdującą się w zamkniętym pomieszczeniu, przy temperaturze powierzchni ścianki aparatu dochodzącej do 150°C , można posługiwać się wzorem przybliżonym:

$$\kappa = 8,4 + 0,06 \cdot \Delta t \quad \left[\frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \cdot \text{h} \cdot \text{deg}} \right] \quad (2.4.33a)$$

lub

$$\kappa = 9,74 + 0,07 \cdot \Delta t \quad \left[\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{deg}} \right] \quad (2.4.33b)$$

gdzie: κ – sumaryczny współczynnik przenikania ciepła uwzględniający promieniowanie (κ_{pr}) i konwekcję (κ_k); $\kappa = \kappa_{pr} + \kappa_k$
 Δt – różnica temperatur między powierzchnią ścianki aparatu a otoczeniem.

2.4.2 Wymiana (przenikanie) ciepła

Ustalony strumień ciepła

Przenikanie ciepła od płynu o wyższej temperaturze do płynu o niższej temperaturze poprzez dzielącą je ściankę jest klasycznym przykładem zjawiska przeponowej wymiany ciepła. Równanie opisujące ten proces dla ścianki płaskiej (lub cylindrycznej o grubości niewielkiej w porównaniu ze średnicą) można wyprowadzić z równania (2.4.5), uwzględniając niejednorodność ośrodka:

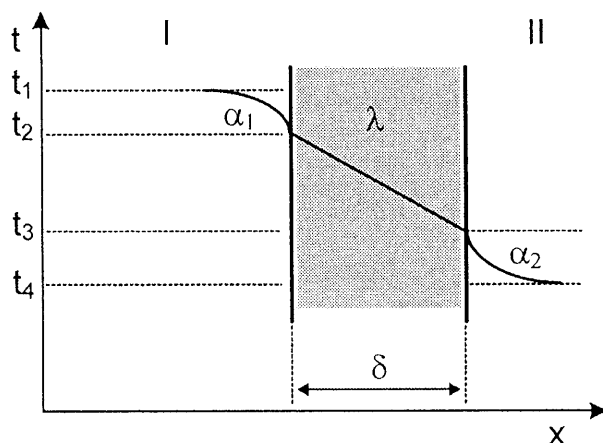
$$q = K \cdot F \cdot \Delta t_{sr} \quad \left[\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{deg}} \right] \quad \text{lub} \quad \left[\frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \cdot \text{h} \cdot \text{deg}} \right] \quad (2.4.34)$$

gdzie: K – współczynnik wymiany (przenikania) ciepła,
 F – powierzchnia [m^2],
 Δt_{sr} – średnia różnica temperatur nośników ciepła po obu stronach ścianki (napędowa różnica temperatur).

W realnym wymienniku ciepła pracującym między dwoma ośrodkami ciekłymi, zjawiska wnikania i przewodzenia na tyle dominują w ogólnym bilansie wymiany ciepła, iż udział promieniowania może być całkowicie zaniedbany.

Współczynnik wymiany ciepła K (zwany współczynnikiem przenikania) uwzględnia oba ośrodki konwekcyjne, powierzchnie kontaktowania nośników ciepła (płynów) ze ściankami po obu stronach przepony (o współczynnikach wnikania α_1 i α_2) oraz zjawisko przewodze-

nia poprzez membranę o współczynniku α_3 równym według praw przewodnictwa (2.4.5) odwrotności oporu termicznego przegrody $\alpha_l = \lambda/\delta$ (rysunek 2.4.3).



Rysunek 2.4.3. Przenikanie ciepła przez ściankę jednowarstwową między ośrodkami konwekcyjnymi I i II

W ustalonych warunkach stacjonarnych strumień ciepła przenikający z dowolnego punktu układu w kierunku zgodnym z wektorem przepływu ciepła jest stały:

$$q = \alpha_1 \cdot (t_1 - t_2) = \frac{\lambda}{\delta} \cdot (t_2 - t_3) = \alpha_2 \cdot (t_3 - t_4) \quad (2.4.35)$$

Zatem cząstkowe napędowe różnice temperatur zjawiska przenikania określone z zależności (2.4.35) są odpowiednio równe:

– dla zjawiska wnikania ciepła z ośrodka konwekcyjnego I do ścianki:

$$t_1 - t_2 = q \cdot \frac{1}{\alpha_1} \quad (2.4.36a)$$

– dla zjawiska przewodzenia przez ściankę przepony o grubości δ :

$$t_2 - t_3 = q \cdot \frac{\delta}{\lambda} \quad (2.4.36b)$$

– dla zjawiska wnikania ciepła ze ścianki do ośrodka konwekcyjnego II:

$$t_3 - t_4 = q \cdot \frac{1}{\alpha_2} \quad (2.4.36c)$$

Całkowitą napędową różnicę temperatur zjawiska przenikania ciepła określić można sumując stronami równania (2.4.36a), (2.4.36b) i (2.4.36c). Mamy zatem:

$$t_1 - t_4 = \Delta t = q \cdot \left[\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \right] = q \cdot r \quad (2.4.37)$$

gdzie: r – ogólny opór termiczny przenikania ciepła; $r = r_1 + r_2 + r_3$, przy czym poszczególne składniki sumy mają swój sens fizyczny:

$$r_1 = \frac{1}{\alpha_1} \quad - \quad \text{opór termiczny przechodzenia ciepła przez warstwę graniczną ośrodka konwekcyjnego I i przepony,}$$

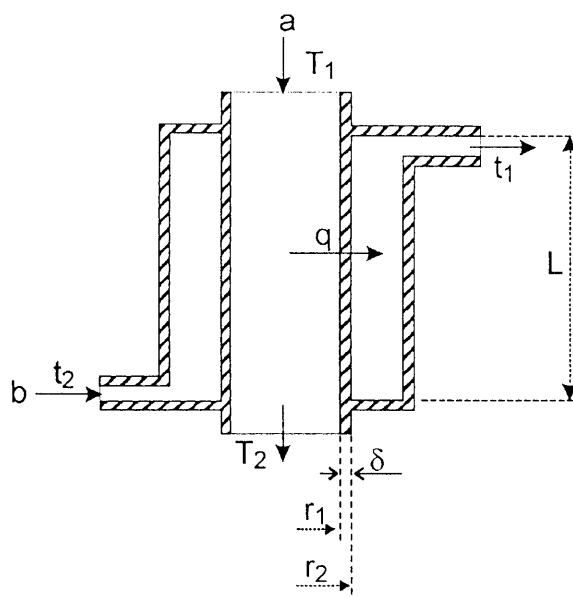
$$r_2 = \frac{\delta}{\lambda} \quad - \quad \text{opór termiczny przechodzenia ciepła przez przeponę,}$$

$r_3 = \frac{l}{\alpha_2}$ – opór termiczny przechodzenia ciepła przez warstwę graniczną przepony i ośrodka konwekcyjnego II.

W rozpatrywanym przypadku zachodzi zatem analogia do zjawiska przewodzenia ciepła przez ściankę trzywarstwową, co uzasadnia następującą definicję **współczynnika przenikania ciepła K** z równania (2.4.34):

$$K = \frac{l}{r} = \frac{l}{\frac{l}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{l}{\alpha_2}} \quad (2.4.38)$$

Rysunek 2.4.4 przedstawia model rzeczywistego przeponowego wymiennika ciepła typu „rura w rurze”. W przypadku przepony w postaci ścianki płaskiej powierzchnia graniczna przenikania i powierzchnia przewodzenia (definiowana jako pole przekroju prostopadłego do strumienia ciepła) jest stała i łatwa do określenia. W rozpatrywanym przykładzie wymiennika z rysunku 2.4.4 pole przekroju nie jest stałe, gdyż powierzchnia wewnętrzna przepony jest różna od powierzchni zewnętrznej (przepona cylindryczna). Obliczeniową (średnią) powierzchnię takiego wymiennika należy więc określić na podstawie równania (2.4.7).



Rysunek 2.4.4. Modelowy układ wymiennika ciepła typu „rura w rurze” (a – nośnik ciepła I („gorący”), b – nośnik ciepła II („zimny”), δ – grubość ścianki (przepony), r_1 – wewnętrzny promień przepony, r_2 – zewnętrzny promień przepony, T_1 i T_2 – odpowiednio temperatura początkowa i końcowa „gorącego” nośnika ciepła, t_1 i t_2 – odpowiednio temperatura końcowa i początkowa „zimnego” nośnika ciepła)

Średnią różnicę temperatur Δt_{sr} – średnią siłę napędową procesu przenikania ciepła opisanego równaniem (2.4.34) – oblicza się jako średnią logarytmiczną różnic temperatur nośników ciepła na wejściu i wyjściu wymiennika:

$$\Delta t_{sr} = \frac{\Delta t_1 - \Delta t_2}{2,3 \lg \frac{\Delta t_1}{\Delta t_2}} \quad (2.4.39a)$$

gdzie: $\Delta t_1 = T_1 - t_1$ – początkowa napędowa różnica temperatur,
 $\Delta t_2 = T_2 - t_2$ – końcowa napędowa różnica temperatur.

Jeżeli stosunek większej napędowej różnicy temperatur Δt_1 do różnicy mniejszej Δt_2 nie przekracza 2 ($\Delta t_1/\Delta t_2 \leq 2$), to z dostateczną dokładnością równanie (2.4.39a) można zastąpić średnią arytmetyczną:

$$\Delta t_{sr} = \frac{\Delta t_1 + \Delta t_2}{2} \quad (2.4.39b)$$

Równania (2.4.39a) i (2.4.39b) są słuszne zarówno w przypadku wymiennika współprądowego, jak i przeciwprądowego. W obu przypadkach równanie (2.4.34) opisujące wymianę ciepła w warunkach ustalonych (na przykład w okresie ciągłej pracy wymiennika) przyjmuje więc postać:

$$q = K \cdot \frac{\pi \cdot (d_2 - d_1) \cdot L}{2,3 \cdot \lg \left(\frac{d_2}{d_1} \right)} \cdot \frac{\Delta t_1 - \Delta t_2}{2,3 \cdot \lg \left(\frac{\Delta t_1}{\Delta t_2} \right)} \quad (2.4.40)$$

Wymiana ciepła w przypadku procesu nieustalonego

Rozważania przedstawione w poprzednim podrozdziale dotyczą układu o stałym polu temperaturowym, które charakteryzuje się tym, iż w każdym punkcie obszaru wartość siły napędowej zjawiska wymiany ciepła nie zmienia się w czasie. W przypadku wymiennika ciepła spełniającego taki warunek, natężenie strumienia cieplnego w dowolnym punkcie urządzenia pozostaje stałe w czasie.

Jeżeli mamy do czynienia z układem, który nie spełnia tego warunku i w dowolnym punkcie układu siła napędowa zjawiska wymiany ciepła (Δt) jest zmienna w czasie, odpowiednie równania wynikające z przedstawionych rozważań są zawodne i nie mogą być zastosowane do opisu ruchu ciepła.

Przypadki takie są dosyć powszechne, bowiem nie tylko towarzyszą naszym codziennym czynnościom, ale mają miejsce także w wielu tych procesach technologicznych, które obejmują periodyczny sposób realizacji kolejnych czynności jednostkowych przebiegających z udziałem ciepła. Pole temperaturowe układu jest wówczas zmiennie w czasie i mamy do czynienia z nieustalonym procesem wymiany ciepła.

Rozpatrzmy przypadek reaktora (patrz rysunek 2.4.5) – zbiornika zaopatrzonego w wymiennik ciepła (węzownicę). Ciecz chłodzona (bądź ogrzewana) wypełniająca naczynie wymienia ciepło z drugą cieczą przepływającą wzdłuż ścianki dzielącej, tj. wzdłuż ścianki węzownicy. W układzie tym proces wymiany ciepła jest nieustalony, gdyż temperatura dowolnego punktu układu zmienia się w czasie trwania procesu – następuje ciągłe studzenie (ogrzewanie) cieczy wypełniającej naczynie i zmiana temperatury końcowej strumienia płynu opuszczającego węzownicę. Średniej różnicy temperatur (Δt) między cieczami nie można więc obliczyć w sposób określony równaniem (2.4.39a).

Analogicznie do poprzednio omawianego przypadku, równanie wymiany ciepła (2.4.34) dla procesu przebiegającego w czasie $\delta\tau$ można zapisać w sposób ogólny:

$$\delta Q = K \cdot F \cdot \Delta t_{sr} \cdot \delta\tau \quad (2.4.41)$$

- gdzie: Δt_{sr} – średnia różnica temperatur nośników ciepła po obu stronach ścianki (napędowa różnica temperatur),
 F – obliczeniowa powierzchnia przepływu (węzownicy), określana na podstawie równania (2.4.7) [m^2],
 K – współczynnik przenikania ciepła [$W/m^2 \cdot deg$].

Średnią różnicę temperatur Δt_{sr} dla takiego przypadku oblicza się według wzoru:

$$\Delta t_{sr} = \frac{T_1 - T_2}{2,3 \cdot \lg \frac{T_1 - t_1}{T_2 - t_2}} \cdot \frac{A - l}{2,3 \cdot A \cdot \lg A} \quad (2.4.42)$$

gdzie: T_1 – początkowa temperatura cieczy w zbiorniku,
 T_2 – końcowa temperatura cieczy w zbiorniku,
 t_1 – początkowa temperatura cieczy przepływającej w węzownicy (temperatura cieczy wchodzącej do węzownicy w chwili, gdy temperatura cieczy w zbiorniku równa jest T_1),
 t_2 – końcowa temperatura cieczy przepływającej w węzownicy (temperatura cieczy wypływającej z węzownicy w chwili, gdy temperatura cieczy w zbiorniku równa jest T_2),
 A – stała dla danego cyklu procesu.

Stała A jest funkcją geometrii układu (powierzchni przepony), natężenia przepływu cieczy w węzownicy i jej ciepła właściwego. Jeżeli w dowolnej chwili procesu temperatura cieczy w zbiorniku równa jest T , zaś temperatura strumienia cieczy opuszczającej węzownicę t_2 (przy jej temperaturze na wlocie równej t_1), to stałą A dla całego procesu oblicza się ze wzoru:

$$A = \frac{T - t_1}{T - t_2} \quad (2.4.43)$$

Warunkiem stosowania równań (2.4.41)–(2.4.43) do opisu wymiany ciepła w rozpatrywanym przypadku (rysunek 2.4.5) jest wymuszona konwekcja płynu wypełniającego naczynie (zastosowanie mieszadła), zapewniająca stałą chwilową temperaturę (T) w całej jego objętości!

2.4.3. Opis ćwiczenia

Cel ćwiczenia

Celem ćwiczenia jest zapoznanie z istotą transportu ciepła i podstawowymi prawami rządzącymi przebiegiem tego zjawiska oraz ugruntowanie tej wiedzy poprzez sporządzenie bilansu strumienia cieplnego, obliczenie jednego z podstawowych parametrów wymiennika – współczynnika przenikania ciepła – i obliczenie wymaganej długości odcinka rury węzownicy projektowanego wymiennika ciepła o zadanych parametrach pracy.

Zadania

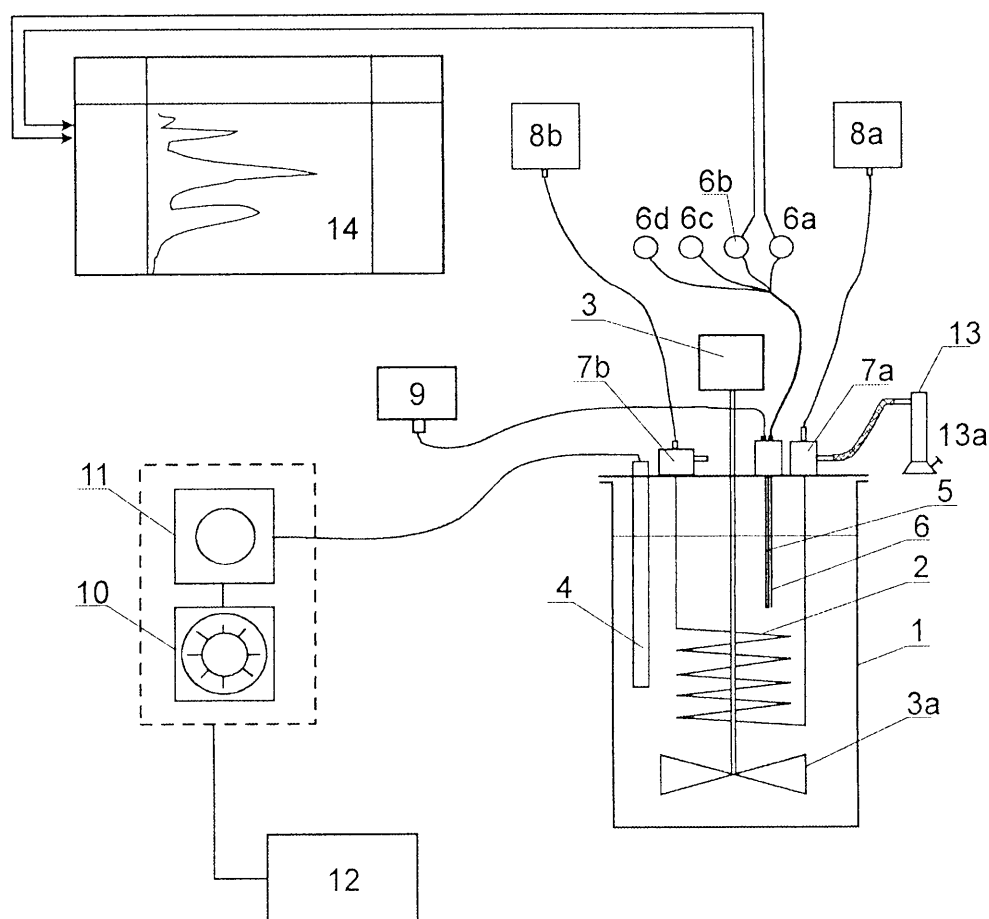
1. Wyznaczyć krzywą przeponowego studzenia cieczy w zbiorniku w warunkach wskazanych przez prowadzącego ćwiczenia, (temperatura początkowa i końcowa cieczy w naczyniu oraz natężenie strumienia wody chłodzącej przepływającej przez węzownicę).
Uwaga: wykres $T = f(\tau)$ otrzymujemy przy pomocy rejestratora.
2. Sporządzić bilans cieplny procesu studzenia.
3. Obliczyć współczynnik przenikania ciepła K – na podstawie danych doświadczalnych zebranych dla modelowego układu przeponowego wymiennika ciepła (zestawionego według rysunku 2.4.5) między dwoma danymi ośrodkami konwekcyjnymi (woda–olej) w warunkach wskazanych przez prowadzącego ćwiczenia.
Uwaga: typ i parametry węzownicy wskaże prowadzący ćwiczenia.
4. Obliczyć długość węzownicy wymiennika ciepła projektowanego dla operacji chłodzenia 1000 kg cieczy w zakresie temperatur i w czasie wskazanym przez prowadzącego ćwiczenia.
Uwaga: należy przyjąć, iż projektowany wymiennik ciepła wykonany jest z takiego samego materiału, z jakiego wykonano modelowy wymiennik stosowany w doświadczeniu.

Aparatura

Blokowy schemat aparatury przedstawia rysunek 2.4.5. Ośrodek I stanowi ciecz w naczyniu Dewara (1) o wymuszonym ruchu konwekcyjnym za pomocą mieszadła (3), zaś ośrodek II – ustalony za pomocą rotametu (13) strumień wody przepływającej przez węzownicę (2). Ciecz w naczyniu Dewara dogrzewana jest do zadanej temperatury grzałką oporową (4) zasilaną prądem zmiennym z autotransformatora (12) poprzez układ regulacji temperatury; regulator (10), gniazdo zasilania grzałki (11) – w istniejącym zestawie blok ten jest opisany „GRZAŁKA”.

Doświadczenie polega na śledzeniu i rejestracji zjawiska przenikania ciepła z ośrodka konwekcyjnego I (olej w naczyniu Dewara (1)) do ośrodka konwekcyjnego II (woda przepływająca przez węzownicę (2)) poprzez ściankę węzownicy.

Pomiar temperatury cieczy w naczyniu Dewara (T) (ośrodek I) zapewnia czujnik oporowy PT100 (5) sprzężony z wyświetlaczem cyfrowym (9). Krzywą studzenia ośrodka I w naczyniu Dewara – wykres $T = f(\tau)$ – sporządza rejestrator (14) sprzężony z termoparą typu Fe–konstantan (6) poprzez wtyki bananowe (6a), (6b) (w istniejącym zestawie opisane jako „REJ”).



Rysunek 2.4.5. Schemat aparatury do badania wymiany ciepła (1 – naczynie Dewara, 2 – węzownica, 3 – mieszadło, 3a – łopatkę mieszadła, 4 – grzałka, 5 – czujnik oporowy, 6 – termoelement (Fe–konstantan), 6a i 6b – połączenia bananowe termopary z rejestratorem, 6c i 6d – połączenia termopary z układem regulacji temperatury, 7a – komora czujnika oporowego wody wprowadzanej do węzownicy, 7b – komora czujnika oporowego wody wypływającej z węzownicy, 8a i 8b – wyświetlacze temperatury wody przepływającej przez węzownicę, 9 – wyświetlacz temperatury cieczy w naczyniu Dewara, 10 – regulator temperatury, 11 – gniazdo zasilania grzałki, 12 – autotransformator, 13 – rotametr z zaworem (13a), 14 – rejestrator)

Uwaga: połączenia (6c), (6d) – „REG” – służą do sprzężenia termopary z układem regulacji temperatury (10); połączenia te nie są zaznaczone na rysunku 2.4.5.

Pomiar temperatury strumienia wody wpływającej do węzownicy (t_1) i opuszczającej węzownicę (t_2) umożliwiają czujniki oporowe (7a) i (7b) połączone z cyfrowymi wyświetlaczami (8a) i (8b) opisanymi w istniejącym zestawie odpowiednio „ t_1 ” i „ t_2 ”.

Szybkość przepływu wody chłodzącej w węzownicy (natężenie strumienia ośrodka II) ustalamy przy pomocy rotametu (13) zaworem (13a).

Gniazda umieszczone w przedniej bocznej ścianie bloku istniejącej aparatury (prąd zmienny 220V 50 Hz) służą do zasilania rejestratora (14), autotransformatora (12) oraz regulatora temperatury (10).

Wykonanie ćwiczenia

1. Sprawdzić stan połączeń aparatury według schematu z rysunku 2.4.5,
2. Otworzyć dopływ wody chłodzącej do węzownicy, ustalając zaworem (13a) na rotametrze (13) przepływ około 5 dm³/min. na okres 10–15 min. Czynność ta jest konieczna dla ustalenia temperatury wody wypływającej z rurociągu i zasilającej węzownicę (2),
3. Włączyć i przygotować rejestrator (14) do pracy.

Uwaga: Doboru odpowiedniego zakresu pracy rejestratora (1, 2, 5... mV) dokonujemy na podstawie zadanej różnicy temperatur $\Delta T = T_1 - T_2$, przy pomocy tabeli 2.4.1.

Tabela 2.4.1. Zależność siły elektromotorycznej (mV) termopary Fe–konstantan od temperatury (temperatura „zimnych końców” = 0 °C)

°C	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
10	0,50	0,56	0,61	0,66	0,71	0,76	0,81	0,86	0,91	0,97
20	1,00	1,07	1,12	1,17	1,22	1,28	1,33	1,38	1,43	1,48
30	1,54	1,59	1,64	1,68	1,74	1,80	1,85	1,90	1,95	2,00
40	2,06	2,11	2,16	2,22	2,27	2,32	2,37	2,42	2,48	2,53
50	2,58	2,64	2,69	2,74	2,80	2,85	2,90	2,96	3,01	3,06
60	3,11	3,17	3,22	3,27	3,33	3,38	3,43	3,49	3,54	3,60
70	3,65	3,70	3,76	3,81	3,86	3,92	3,97	4,02	4,08	4,13
80	4,19	4,24	4,29	4,35	4,40	4,45	4,51	4,55	4,62	4,67
90	4,73	4,78	4,83	4,89	4,94	5,00	5,05	5,10	5,16	5,21

4. Na regulatorze temperatury (10) nastawić temperaturę cieczy I w naczyniu Dewara wyższą o około 5–10°C od wartości temperatury początkowej zadanej przez asystenta prowadzącego ćwiczenie.
5. Zmniejszyć (zaworem 13a) szybkość przepływu wody przez węzownicę, ustalając na rotametrze (13) przepływ nie większy niż 0,2 dm³/min.
Uwaga: czynność tę wykonujemy celem przyspieszenia operacji ogrzewania cieczy w naczyniu Dewara, nie należy jednak całkowicie zamykać przepływu wody bowiem zakłóci to warunki prowadzenia doświadczenia.
6. Włączyć mieszkadło (3). *Uwaga: mieszkadło zasilane jest prądem trójfazowym!*
7. Włączyć układ grzejny – włączyć zasilanie regulatora temperatury (10), wtyk grzałki połączyć z gniazdem (11) (gniazdo jest umieszczone obok regulatora i opisane w zestawie jako „GRZAŁKA”), włączyć zasilanie autotransformatora (12) i nastawić napięcie zasilania grzałki zgodnie z tabelą 2.4.2.
8. Włączyć wyświetlacz temperatury cieczy I w naczyniu Dewara (9).

Po osiągnięciu temperatury cieczy w naczyniu Dewara wyższej o około 5°C od temperatury zadanej przez prowadzącego ćwiczenia :

9. Ustalić zaworem (13a) na rotametrze (13) wartość szybkości przepływu wody chłodzącej, wskazaną przez prowadzącego ćwiczenie.

Tabela 2.4.2. Tabela nastaw autotransformatora zasilającego grzałkę cieczy w naczyniu Dewara

Temperatura [$^{\circ}\text{C}$]	Napięcie prądu zasilania pieca [V]
do 27	60
28 – 31	70
32 – 36	80
37 – 41	90
42 – 46	100
47 – 52	110
53 – 59	120
60 – 65	130
66 – 73	140
74 – 81	150
82 – 90	160

- Wyłączyć układ grzejny – wyłączyć zasilanie regulatora temperatury (10) – wyjąć jego wtyk z gniazda zasilającego 220V, wyjąć wtyk grzałki z gniazda regulatora temperatury (11), wyłączyć zasilanie autotransformatora (12) i sprowadzić pokrętkę nastaw napięcia do wartości 0 V.
- Włączyć przesuwny taśmy rejestratora (14) oraz wyświetlacze temperatury wody chłodzącej t_1 i t_2 – (8a) i (8b).
- W chwili **osiągnięcia zadanej wartości początkowej temperatury** cieczy w naczyniu Dewara zaznaczyć ten punkt na wykresie $T = f(\tau)$ (przez chwilową zmianę położenia przełącznika zakresu pracy rejestratora).
- Zarejestrować na taśmie dane konieczne do obliczeń:
 - czas początkowy doświadczenia (τ_0),
 - temperaturę początkową wody na wejściu do wężownicy – t_1^o ,
 - temperaturę początkową cieczy w naczyniu Dewara (T_1),
 - natężenie przepływu wody w wężownicy (v).
- Po osiągnięciu końcowej zadanej wartości temperatury cieczy w naczyniu Dewara zaznaczyć ten punkt na wykresie $T = f(\tau)$ oraz zapisać dane konieczne do obliczeń:
 - czas zakończenia doświadczenia (τ_k),
 - temperaturę wody na wejściu do wężownicy (t_1^k),
 - temperaturę końcową wody opuszczającej wężownicę (t_2),
 - temperaturę końcową cieczy w naczyniu Dewara (T_2).
- Wyłączyć aparaturę.

Matematyczna obróbka danych doświadczalnych

1. Obliczanie współczynnika przenikania ciepła

Ilość ciepła przekazanego przez ciecz I (znajdującą się w naczyniu Dewara) w rejestrowanym okresie studzenia określona równaniem:

$$Q = m_I \cdot c_I \cdot \Delta T \quad (2.4.44)$$

równa jest ilości ciepła wymienionego pomiędzy nośnikami ciepła (pomiędzy cieczą w naczyniu Dewara i wodą przepływającą w węzownicy) w wyniku zjawiska przenikania (patrz równanie 2.4.41)**:

$$Q = K \cdot F \cdot \Delta t_{sr} \cdot \Delta \tau \quad (2.4.45)$$

gdzie: $\Delta T = T_1 - T_2$ – różnica początkowej i końcowej temperatury cieczy I w naczyniu Dewara,
 K – współczynnik przenikania ciepła,
 Δt_{sr} – średnia napędowa różnica temperatur,
 m_I – masa cieczy I w naczyniu Dewara,
 c_I – ciepło właściwe cieczy I,
 $\Delta \tau$ – czas doświadczenia $\Delta \tau = \tau_k - \tau_o$ [s].

Średnią napędową różnicę temperatur obliczamy z równania (2.4.42):

$$\Delta t_{sr} = \frac{T_1 - T_2}{2,3 \lg \frac{T_1 - t_1}{T_2 - t_2}} \cdot \frac{A - I}{2,3 \cdot A \cdot \lg A}$$

przy czym stałą A definiujemy równaniem (2.4.43):

$$A = \frac{T - t_1}{T - t_2}$$

gdzie: T_1 – początkowa temperatura cieczy I (w naczyniu Dewara),
 T_2 – końcowa temperatura cieczy I (w naczyniu Dewara),
 t_1 – początkowa temperatura cieczy przepływającej w węzownicy (temperatura wody przy wejściu do węzownicy),
 t_2 – temperatura cieczy wypływającej w węzownicy w chwili, gdy temperatura cieczy I w naczyniu osiągnęła temperaturę T_2 .

Jeżeli temperatura strumienia wody zasilającej węzownicę (t_1) zmierzona w końcowym punkcie doświadczenia różni się więcej niż o 1°C od wartości odczytanej na początku doświadczenia, celem obliczenia średniej napędowej różnicy temperatur do ostatnich dwóch równań wprowadzamy średnią arytmetyczną tych wartości:

$$\bar{t}_1 = \frac{t_1^o + t_1^k}{2} \quad (2.4.46)$$

* Jeżeli asystent prowadzący ćwiczenia nie wskaże inaczej, należy przyjąć, iż ośrodek konwekcyjny I stanowi olej transformatorowy i do równania (2.4.44) wprowadzić następujące dane: $m_I = 11,0$ kg, $c_I = 1,85$ kJ/kg·deg.

** W bilansie nie uwzględniono ciepła powstającego z zamiany pracy mechanicznej mieszadła (wykonanej na układzie!). Z uwagi na niewielki jego udział i ograniczoną dokładność pomiaru, w rozpatrywanym przypadku może być ono bowiem zaniedbane.

Jest oczywiste, iż w procesie wymiany ciepła biorą udział nie tylko oba ośrodki konwekcyjne (płyn I i II), ale także pozostałe elementy układu (ścianki naczynia, mieszadło oraz inne elementy konstrukcyjne aparatury). Poprawny bilans winien więc być wyrażony wielomianem uwzględniającym wszystkie wymienione tu udziały. W naszym przypadku ciepło właściwe cieczy I uwzględnia w zasadzie stałą układu, zostało bowiem wyznaczone eksperymentalnie w warunkach doświadczenia.

- gdzie: t_1^o – temperatura strumienia wody zasilającej węzownicę zmierzona na początku doświadczenia (w chwili τ_o),
 t_1^k – temperatura strumienia wody zasilającej węzownicę zmierzona w końcowym punkcie doświadczenia (w chwili τ_k).

Obliczeniową powierzchnię przenikania (średnią powierzchnię węzownicy) określamy na podstawie danych wskazanych przez prowadzącego ćwiczenia z równania (2.4.7):

$$F = \frac{\pi \cdot (d_2 - d_1) \cdot L}{2,3 \cdot \lg \frac{d_2}{d_1}}$$

- gdzie: L – długość węzownicy [m],
 d_1 – wewnętrzna średnica węzownicy [m],
 d_2 – zewnętrzna średnica węzownicy [m].

Po obliczeniu wartości Q (z równania 2.4.44), Δt_{sr} (z równania 2.4.42 i 2.4.43) oraz powierzchni przenikania F (z równania 2.4.7), wartość szukanego współczynnika przenikania ciepła K wyznaczamy z przekształconego równania (2.4.45):

$$K = \frac{Q}{F \cdot \Delta t_{sr} \cdot \Delta \tau} \quad (2.4.47)$$

Wyniki pomiarów i obliczeń należy zestawić w tabeli według podanego wzoru (tabela 2.4.3). Obliczenia przeprowadzić stosując jednostki układów SI i CGS.

Tabela 2.4.3. Wyniki badań wymiany ciepła w procesie nieustalonym (wzór)

Ośrodek I (w naczyniu Dewara)		Ośrodek II (woda w węzownicy)		Czas doświadczenia			F	Δt_{sr}	Q	K
$T_1, ^\circ C$	$T_2, ^\circ C$	$t_1, ^\circ C$	$t_2, ^\circ C$	τ_o	τ_k	$\Delta \tau$				

2. Obliczanie długości odcinka rury koniecznej do wykonania węzownicy w projektowanym wymienniku ciepła

Długość odcinka rury węzownicy określamy na podstawie obliczonej – dla projektowanego urządzenia – **powierzchni wymiany ciepła**. Powierzchnię tę można obliczyć po przekształceniu równania (2.4.45):

$$F = \frac{Q}{K \cdot \Delta t_{sr} \cdot \Delta \tau} \quad (2.4.48)$$

gdzie: Q – ilość ciepła konieczna do przejścia od chłodzonej cieczy, którą określamy z równania (2.4.44):

$$Q = m_f \cdot c_f \cdot \Delta T$$

dla projektowanego wymiennika ciepła mamy:

- masa cieczy, $m_f = 1000$ kg (jeśli prowadzący ćwiczenia nie poda innej wartości!),
- ciepło właściwe cieczy $c_f = 1,85$ kJ/kg·deg,
- $\Delta T = T_1 - T_2$ (temperatura początkowa (T_1) i końcowa (T_2) cieczy podana przez prowadzącego ćwiczenia),

- K – współczynnik przenikania określony doświadczalnie,
 Δt_{sr} – średnia siła napędowa wymiany ciepła w projektowanym wymienniku, która może być obliczona z równania (2.4.42), przy założeniu temperatur pracy wymiennika wskazanych przez asystenta,
 $\Delta \tau$ – założony czas studzenia cieczy (czas pracy projektowanego wymiennika).

Po określeniu powierzchni (F), długość odcinka rury koniecznej do wykonania węzownicy w projektowanym wymienniku ciepła obliczamy po przekształceniu równania (2.4.7):

$$L = \frac{F \cdot \ln \frac{d_2}{d_1}}{\pi \cdot (d_2 - d_1)} \quad (2.4.49)$$

gdzie: d_1 i d_2 – średnica wewnętrzna i zewnętrzna rury.

Wyniki obliczeń zestawiamy w tabeli 2.4.4.

Tabela 2.4.4. Parametry pracy wymiennika ciepła

Temperatury pracy wymiennika	
Początkowa temperatura cieczy w zbiorniku	$T_1 =$ °C
Końcowa temperatura cieczy w zbiorniku	$T_2 =$ °C
Początkowa temperatura cieczy chłodzącej	$t_1 =$ °C
Końcowa temperatura cieczy chłodzącej (temperatura wody na wyjściu z węzownicy w chwili, gdy temperatura cieczy w zbiorniku osiągnęła zadaną wartość T_2 – wartość określana doświadczalnie dla zadanego przepływu wody)	$t_2 =$ °C
Dane dotyczące nośnika ciepła w zbiorniku	
Masa cieczy I w zbiorniku	$m_I =$ Kg
Ciepło właściwe cieczy I w zbiorniku	$c_I = 1,85$ kJ/kg·deg
Dane węzownicy	
Wewnętrzna średnica rury	$d_1 =$ M
Zewnętrzna średnica rury	$d_2 =$ M
Długość rury	$L =$ M

Literatura

1. Kuczyński W., *Podręcznik do ćwiczeń z technologii chemicznej*, Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1974.
2. Wiśniewski St., Wiśniewski T.S., *Wymiana ciepła*, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa 1997.
3. Bennett C.O., Myers J.E., *Inżynieria chemiczna. Przenoszenie pędu ciepła i masy*, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa 1966.
4. Pikoń J., *Aparatura chemiczna*, Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1983.
5. Ciborowski J., *Inżynieria chemiczna. Inżynieria procesowa*, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa 1973.
6. Kozak D., *Wybrane operacje jednostkowe i aparaty przemysłu chemicznego*, Wydawnictwo Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej, Lublin 1986.
7. Płanowski A.N., Ramm W.M., Kagan S.Z., *Procesy i aparaty w technologii chemicznej*, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa 1974.
8. Romankow P.G., Raszowska N.B., Frołow W.F., *Procesy wymiany masy w technologii chemicznej*, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa 1980.