

POLITECHNIKA WROCŁAWSKA
INSTYTUT TECHNIKI CIEPLNEJ I MECHANIKI PŁYNÓW

Raport serii PREPRINTY nr 03/2003

**WYZNACZANIE WSPÓŁCZYNNIKÓW
PRZEJMOWANIA CIEPŁA ZMODYFIKOWANĄ
METODĄ WILSONA**

Tomasz TIETZE

Słowa kluczowe: współczynnik przejmowania ciepła
 wymiennik ciepła
 zmodyfikowana metoda Wilsona

Praca doktorska

Promotor: dr hab. inż. Kazimierz Wójs, prof. PWr.

WROCŁAW 2003

Spis treści

WYKAZ OZNACZEŃ	3
1. WSTĘP	4
2. STAN WIEDZY LITERATUROWEJ	6
3. CEL, ZAKRES, TEZA PRACY.....	40
4. ANALIZA OGRANICZEŃ ZASTOSOWANIA METODY WILSONA.....	41
4.1. Model matematyczny wymiennika ciepła	41
4.2. Program symulacyjny pracy wymiennika ciepła.....	42
4.3. Program do obliczania współczynników w równaniu Dittus-Boeltera zmodyfikowaną metodą Wilsona	47
4.4. Wyniki symulacji wpływu błędu pomiarowego temperatury na współczynniki przejmowania ciepła uzyskiwane metodą Wilsona	51
4.4.1. Ocena błędu metody Wilsona bez zakłóceń pomiaru temperatury	51
4.4.2. Symulacja wpływu błędu pomiaru temperatury o zadanej wariancji.....	53
5. METODA WYZNACZANIA WSPÓŁCZYNNIKÓW PRZEJMOWANIA CIEPŁA DLA PRZEPŁYWÓW W STREFIE PRZEJŚCIOWEJ.....	66
5.1. Opis metody z wykorzystaniem równania Hausena dla strefy przejściowej.....	66
5.2. Uogólnienie metody na inne zależności opisujące przejmowanie ciepła.....	70
6. BADANIA EKSPERYMENTALNE	73
6.1. Opis stanowiska.....	73
6.2. Przebieg eksperymentu.....	76
6.3. Wyniki badań.....	76
6.4. Analiza wyników	81
7. PODSUMOWANIE I WNIOSKI.....	85
8. LITERATURA	87

WYKAZ WAŻNIEJSZYCH OZNACZEŃ:

ρ	- gęstość,
δ	- grubość ścianki,
ν	- kinematyczny współczynnik lepkości,
η	- sprawność,
μ	- dynamiczny współczynnik lepkości,
α	- współczynnik przejmowania ciepła,
λ	- współczynnik przewodzenia ciepła,
ΔT	- przyrost temperatury,
A	- pole powierzchni,
a, d	- wykładniki przy liczbie Reynoldsa,
C	- współczynnik,
c_p	- ciepło właściwe,
D	- średnica,
D_h	- zastępcza średnica hydrauliczna,
f	- współczynnik tarcia,
g	- przyspieszenie ziemskie,
k	- współczynnik przenikania ciepła (Pecleta),
L	- długość,
m	- współczynnik kierunkowy prostej,
Nu	- liczba Nusselta,
Pr	- liczba Prandtla,
Q	- strumień ciepła,
q_m	- strumień masy,
q_v	- strumień objętości,
R	- oporność termiczna,
R_c	- całkowita oporność termiczna przenikania,
Re	- liczba Reynoldsa,
St	- liczba Statona,
T	- temperatura,
u	- prędkość.

Indeksy dolne:

b	- podstawa żeber,
e	- wierzchołki żeber,
f	- płyn, żebro,
m	- wartość średnia,
s	- zewnętrzna strona rury,
t	- wewnętrzna strona rury,
w	- ścianka.

1. WSTĘP

Prace nad modelem opisującym przejmowanie ciepła między ścianką a płynem prowadzone są od końca XIX wieku. Ze względu na złożony mechanizm tego zjawiska, wiele czynników mających wpływ na wielkość strumienia ciepła jest ujętych w postaci jednego współczynnika przejmowania ciepła. Współczynnik ten zależy od takich fizycznych wielkości płynu jak gęstość, ciepło właściwe, lepkość płynu, współczynnik przewodzenia ciepła. Dodatkowo wymienione wielkości zmieniają się ze zmianami temperatury i ciśnienia. Innymi czynnikami wpływającymi na wartość współczynnika przejmowania ciepła jest charakter przepływu oraz kształt powierzchni wymiany ciepła. Zależność teoretyczną opisującą przejmowanie ciepła przy konwekcji uzyskuje się z teorii podobieństwa lub z analizy wymiarowej. Przejmowanie ciepła przy konwekcji wymuszonej opisywane jest zależnościami liczby Nusselta od liczb Prandtla i Reynoldsa. Najczęściej stosowanymi równaniami są równania Dittus-Boeltera oraz Sieder-Tate'a. Równania te przedstawiają zależność liczby Nusselta od liczb Reynoldsa i Prandtla. Z uwagi na to, że stałe występujące w tych równaniach zależne są od rodzajów płynu, typu wymiennika ciepła oraz parametrów przepływu, równania te są prawdziwe w określonych warunkach. Nieznane wartości stałych w równaniach Dittus-Boeltera i Sieder-Tate'a oraz nieznane współczynniki przejmowania ciepła są możliwe do wyznaczenia w sposób eksperymentalny. Metodą bezpośrednią umożliwiającą wyznaczenie współczynników przejmowania ciepła jest pomiar temperatury ścianki oraz temperatury płynu, a następnie zastosowanie prawa Newtona. Metoda ta daje lokalną wartość współczynnika przejmowania ciepła i wiąże się z koniecznością instalacji czujników temperatury wewnątrz ścianki rury. W niektórych sytuacjach jest to bardzo trudne lub wręcz niemożliwe z przyczyn technicznych. Drugą niedogodnością jest wymóg instalowania większej liczby czujników temperatury, aby uzyskać średnią wartość współczynnika przejmowania ciepła. Wiąże się to ze znacznym wzrostem kosztów oraz trudnościami technicznymi montażu wielu czujników temperatury. Kolejną wadą jest zakłócenie rozkładu temperatur w ściance przez czujnik temperatury.

Impulsem do opracowania metody pośredniej pozwalającej wyznaczyć średnie współczynniki przejmowania ciepła była praca E.E. Wilsona [107]. Metoda Wilsona umożliwia wyznaczenie średnich współczynników przejmowania ciepła w wymiennikach ciepła w stanie ustalonym. Metoda opiera się na pomiarze temperatur płynów na wlotach i wylotach wymiennika ciepła oraz pomiarze strumieni masy. Zmniejszenie liczby mierzonych wielkości powoduje znaczne obniżenie kosztów eksperymentu doświadczalnego. Ważną zaletą metody Wilsona jest brak konieczności ingerencji we wnętrze wymiennika ciepła w celu pomiaru temperatur ścianki. Metoda Wilsona może być stosowana do dowolnego typu wymienników ciepła.

Od czasów publikacji pracy Wilsona (1915 r.) [107] metoda doczekała się wielu modyfikacji i udoskonaleń. Pomimo to posiada jeszcze pewne ograniczenia limitujące zakres jej zastosowań. Do najważniejszych ograniczeń należy uzależnienie eksperymentu doświadczalnego od charakteru przepływu płynów w wymienniku ciepła. Konieczny jest osobny eksperyment dla przepływów laminarnych, przejściowych i turbulentnych. Rozdział taki spowodowany jest różnymi zależnościami opisującymi przejmowanie ciepła w każdym z tych rodzajów przepływu. Innym ograniczeniem metody Wilsona jest bardzo duży wpływ dokładności pomiarów temperatury na uzyskiwane wyniki.

Idea metody Wilsona polega na linearyzacji równania bilansu oporności termicznych poprzez logarytmowanie i podstawianie nowych zmiennych. Jednak taka linearyzacja nie zawsze jest możliwa. W pracach [32, 49] zaproponowano metody wyznaczania zależności na przejmowanie ciepła dla takiego przypadku. Opierają się one na rozwinięciu równania bilansu oporności termicznych w szereg Taylora lub na aproksymacji punktów pomiarowych daną funkcją. Metody te zbliżone są ideą do metody Wilsona i umożliwiają wyeliminowanie jeszcze jednego jej ograniczenia.

2. STAN WIEDZY LITERATUROWEJ

W wymiennikach ciepła wykorzystuje się zjawisko wymiany ciepła pomiędzy dwoma płynami rozdzielonymi powierzchnią wymiany ciepła. Ze względu na różne konstrukcje wymienników ciepła, stosowane rodzaje płynów, występowanie przepływów jedno- lub dwufazowych, opis zjawiska przenikania ciepła od jednego do drugiego płynu jest ważnym problemem podejmowanym przez wielu badaczy [7, 50, 69, 86, 93, 94, 96]. Ich prace dotyczą poprawy sprawności wymienników ciepła przez ulepszanie konstrukcji oraz wyznaczania parametrów mających istotny wpływ na proces wymiany ciepła [30, 68]. Opracowano nowoczesne techniki badania wymienników ciepła jak np. interferometria holograficzna [27]. Ważnym elementem prowadzonych badań jest proces przejmowania ciepła pomiędzy płynem i ścianką. Zjawisko przejmowania ciepła między ścianką ciała stałego a płynem było przedmiotem badań prowadzonych już na przełomie XIX i XX wieku. Wprowadzono wówczas pojęcie oporności termicznej przejmowania ciepła. Jednak nie były znane czynniki, które miały wpływ na wartość tej oporności. Wg C.E. Lucke z Uniwersytetu Columbia oporność termiczna zależy od warstwy płynu na powierzchni ścianki, która to warstwa z kolei zależy od prędkości przepływu płynu i jego temperatury. Zmniejszenie oporności termicznej przejmowania ciepła miało duży wpływ na zwiększenie strumienia ciepła i przez to na poprawienie sprawności cieplnej urządzeń grzewczych i chłodniczych. Problemem tym zainteresowała się Marynarka Wojenna Stanów Zjednoczonych gdzie prowadzono pierwsze badania. W 1915 roku E.E. Wilson opublikował pracę [107] w której podjął próbę matematycznego opisu oporności termicznych oraz sposobu ich wyznaczenia. Na przykładzie skraplacza pary wodnej opisał oporności termiczne jakie występują w procesie przepływu ciepła. Przedmiotem jego badań stała się oporność przejmowania ciepła po stronie wody chłodzącej. Założył, że wartość tej oporności zależy od prędkości przepływu wody oraz jej średniej temperatury. Pierwszy model Wilsona dawał jednak wyniki nie pokrywające się z wieloma wynikami prac eksperymentalnych. Zastąpił więc prędkość przepływu w modelu tzw. zredukowaną prędkością przepływu (ang. reduced velocity),

która odpowiadała przepływowi wody o danej lepkości i gęstości w standardowej temperaturze 60°F

$$R_{\text{wod}} = \frac{Pk}{u_{60}^{0,82}}, \quad (2.1)$$

gdzie: R_{wod} – oporność termiczna przejmowania ciepła po stronie wody, P – stała Poiseuille, k – stała dla danej średnicy rury, u_{60} – zredukowana prędkość przepływu.

Wilson wykreślił funkcję

$$R\left(\frac{1}{u_{60}^{0,82}}\right), \quad (2.2)$$

uzyskując linie prostą. Wartość wykładnika przy prędkości dobrał metoda kolejnych przybliżeń. W miejscu przecięcia prostej z osią rzędnych dostał sumę oporności termicznej przejmowania ciepła po stronie pary wodnej i oporności ścianki rury. Przez przesunięcie równoległe prostej do początku układu współrzędnych uzyskał zależność oporności termicznej przejmowania ciepła po stronie wody. Oczywiście zależność ta była funkcją zredukowanej prędkości przepływu czyli w sposób pośredni uwzględniała wpływ temperatury wody na wartość oporności termicznej. Wilson zwrócił też uwagę na to, że prosta z wyników eksperymentu leży powyżej prostej teoretycznej dla skraplacza pary wodnej. Uzasadnił to tym, że oporność termiczna po stronie pary wodnej jest większa ze względu na obecność powietrza w parze wodnej. Wilson w swojej pracy jako pierwszy uwzględnił w modelu przejmowania ciepła lepkość wody oraz pokazał metodę wyznaczania oporności termicznej przez wykreślenie prostej. Chociaż od czasów omawianej publikacji model przejmowania ciepła uległ znacznej modyfikacji, to idea wyznaczania oporności termicznych przez wykreślenie prostej stosowana była przez kolejnych badaczy. W rezultacie opracowana została metoda wyznaczania współczynników przejmowania ciepła zwana metodą Wilsona oraz jej późniejsze modyfikacje. W standardowej metodzie Wilsona

oraz w jej modyfikacjach zawsze znana jest całkowita oporność termiczna przenikania ciepła i z niej wyznacza się poszczególne składowe oporności termicznych.

Metoda Wilsona intensywnie rozwijała się w Stanach Zjednoczonych natomiast w Europie pozostawała nieznana. Wilson w swojej pracy [107] milcząco założył, że suma oporności termicznych ścianki oraz przejmowania ciepła po stronie skraplanej pary wodnej jest stała. O ile założenie stałości oporności termicznej ścianki w dużym stopniu zgadza się z rzeczywistością, to założenie stałości oporności termicznej przejmowania ciepła po stronie pary wodnej jest bardzo trudne do uzyskania w praktyce.

Mayhew [53] przeprowadził eksperyment, w którym oporności termiczna przejmowania ciepła po stronie pary wodnej ulegała zmianie. Z tego powodu nie mógł zastosować oryginalnej metody Wilsona, która zakładała stałość tej oporności. Zaproponował modyfikację, w której założył dwie zależności na współczynnik przejmowania ciepła, po stronie pary wodnej i po stronie wody chłodzącej. W rezultacie otrzymał dwa niezależne równania z dwoma nieznanymi współczynnikami, które wyznaczył metodą Wilsona. Mayhew w zależności na współczynnik przejmowania ciepła uwzględnił wpływ dynamicznego współczynnika lepkości w postaci stosunku (μ_b/μ_w).

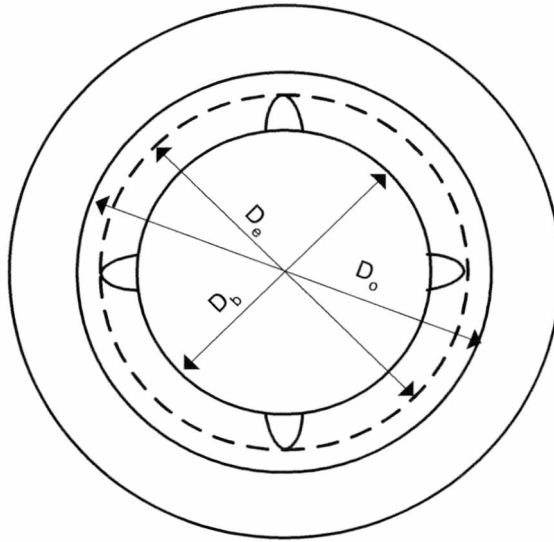
Young i Wall [112] jako pierwsi wykorzystali w metodzie Wilsona powszechnie stosowaną zależność dla przepływu jednofazowego $Nu=C Re^{0,8} Pr^{0,4}$. Zależność tę zastosowano dla obu stron ścianki, przez co nieznane były tylko dwa współczynniki proporcjonalności C. Współczynniki te wyznaczono z nachylenia prostej oraz punktu jej przecięcia z osią rzędnych stosując standardową metodę Wilsona. W tym przypadku założono stałość oporności po zewnętrznej stronie ścianki, przez co w czasie eksperymentu należało utrzymywać stałą prędkość przepływu po tej stronie powierzchni wymiany ciepła oraz stałą średnią temperaturę. Kolejną wadą metody zastosowanej przez Younga i Walla było przyjęcie tych samych wykładników przy liczbie Reynoldsa. Wynikało to z tego, że stosując standardową metodę Wilsona musieli ograniczyć liczbę niewiadomych do dwóch. Także w przyjętej przez nich zależności $Nu(Re,Pr)$ pominięto wpływ zmian lepkości płynu od temperatury w przekroju poprzecznym.

Założenie o znajomości wykładników przy liczbie Reynoldsa dla obu stron zostało zniesione przez Briggsa i Younga [10]. Ponieważ były nieznane trzy współczynniki zastosowano dwa kroki obliczeniowe polegające na tym, że w pierwszym kroku wyznaczono współczynniki proporcjonalności w zależności od liczby Nusselta, a w drugim kroku wykładnik przy liczbie Reynoldsa dla zewnętrznej strony rury. W celu wyznaczenia nieznanych współczynników zastosowano dwie regresje liniowe w algorytmie iteracyjnym. Zastosowanie metody iteracyjnej pozwoliło na zniesienie kolejnego ograniczenia standardowej metody Wilsona dotyczącej liczby możliwych do wyznaczenia współczynników. Opracowano także szczegółowy algorytm obliczeniowy do zaadoptowania w komputerowej technice obliczeniowej. Briggs i Young podobnie jak Young i Wall, nie uwzględnili w swoim algorytmie wpływu zmian lepkości płynu w zależności od temperatury.

Prace rozpoczęte przez Briggsa i Younga polegające na zwiększeniu liczby nieznanych współczynników kontynuowali Khartabil i in. [44]. Poprzednie algorytmy obliczeniowe zawierały dokładną lub częściową znajomość równania opisującego przejmowanie ciepła oraz wartość oporności ścianki. Khartabil i in. wysunęli śmiało założenie, że dla obu stron powierzchni wymiany ciepła w równaniach $Nu = C Re^a Pr^{0,4}$ nieznane są współczynniki proporcjonalności C , wykładniki przy liczbach Reynoldsa oraz dodatkowo nieznana jest oporność termiczna ścianki. Tak więc liczba nieznanych współczynników wzrosła do pięciu. Algorytm obliczeniowy zastosowany przez Khartabila i in. jest bardzo podobny do algorytmu Briggsa i Younga z tym, że zamyka się w czterech analizach regresyjnych i dwóch pętlach iteracyjnych. Jako przykład zastosowania tej metody podano wymiennik ciepła rura w rurze ze żłobioną rurą wewnętrzną. W tym przypadku dokładne zależności na przejmowanie ciepła nie są znane i co najwyżej można taką rurę przybliżyć za pomocą rury gładkiej o równoważnej średnicy hydraulicznej. Algorytm obliczeniowy rozpoczęto od założenia wartości wykładników przy liczbach Reynoldsa oraz oporności termicznej ścianki rury R_w . W algorytmie zastosowano dwie pętle iteracyjne zawierające regresje liniową. Algorytm kończył działanie w momencie zbieżności wszystkich wyznaczanych współczynników i oporności termicznej ścianki. Khartabil i in. [44] porównali

wartości oporności ścianki uzyskane zmodyfikowaną metodą Wilsona z uzyskanymi z trzech różnych modeli do obliczania oporności ścianki w żłobionej rurze.

Na rys.2.1 przedstawiono przekrój poprzeczny zastosowanego wymiennika ciepła ze żłobieniami po wewnętrznej stronie rury środkowej, z zaznaczonymi odpowiednimi średnicami.



Rys.2.1. Przekrój poprzeczny wymiennika ciepła zastosowanego przez Khartabila i in. [44]

Model 1

$$D_i = \frac{D_b + D_e}{2}, \quad D_o = D_i + 2\delta, \\ R_w = \frac{\ln \frac{D_o}{D_i}}{2\pi L \lambda_w}. \quad (2.3)$$

Model 2

$$D_i = D_b, \quad D_o = D_i + 2\delta. \\ R_w = \frac{\ln \frac{D_o}{D_i}}{2\pi L \lambda_w}. \quad (2.4)$$

Model 3

$$D_i = D_b, \quad D_o = D_i + 2\delta, \quad A_t = \pi D_i L_p, \quad R_w = \frac{\delta}{\lambda_w A_t}. \quad (2.5)$$

Jako wartość eksperymentalną przyjęto wynik uzyskany zmodyfikowaną metodą Wilsona. Najmniejszą różnicę między równaniem teoretycznym, a wartością eksperymentalną uzyskano dla modelu 2 (błąd $\approx 4,8\%$, dla modelu 1 $\approx 27,4\%$, dla modelu 3 $\approx 46,4\%$). Khartabil i in. zalecają ten model dla rur żłobionych do obliczania oporności termicznej ścianki. W modelu tym średnica wewnętrzna rury środkowej jest równa średnicy otworu bez żłobień, a średnica zewnętrzna jest to średnica wewnętrzna zwiększona o podwójną grubość ścianki. Należy jednak zwrócić uwagę, że porównywali oni wartości oporności ścianki z wynikami uzyskanymi metodą Wilsona, która jest metodą pośrednią. Z tego powodu mała różnica między tymi dwiema wartościami mogła być przypadkowa i specyficzna tylko dla danej konstrukcji wymiennika ciepła.

Khartabil i in. jako pierwsi przedstawili także planowanie eksperymentu do zmodyfikowanej metody Wilsona. Pomiaru podzielono na trzy zestawy. W każdym z zestawów dominująca była jedna z trzech oporności termicznych. Grupowanie to ma na celu zmniejszenie błędów obliczeniowych wynikających z bilansu oporności termicznych. W zależności od numeru kroku obliczeniowego do algorytmu brano punkty z odpowiedniego zestawu. Eksperyment przeprowadzano w taki sposób, że poprzez odpowiednie ustawienie wartości strumieni masy w obu obiegach, uzyskiwano punkty z dominującą jedną z oporności termicznych. I tak w przypadku, gdy dominująca miała być oporność termiczna po danej stronie, wówczas strumień masy po tej stronie był mały w porównaniu do strumienia masy po przeciwnej stronie. W przypadku dominującej oporności termicznej ścianki strumienie masy po obu stronach przyjmowały duże wartości. Takie wstępne grupowanie punktów pomiarowych nie gwarantowało jednak, że w danej grupie znajdą się tylko punkty pomiarowe spełniające warunek przynależności do niej. W trakcie działania algorytmu iteracyjnego obliczano dla każdego punktu pomiarowego poszczególne oporności termiczne odniesione do oporności termicznej ścianki. W przypadku stwierdzenia, że w danej grupie znajduje się punkt pomiarowy niespełniający kryterium przynależności do niej, punkt ten przenoszono do innej właściwej mu grupy.

Khartabil i in. otrzymali ostatecznie zależności funkcyjne $Nu(Re, Pr)$ oraz wartość oporności ścianki dla badanego wymiennika ciepła. Błąd wyznaczenia liczb

Nusselta dla obu stron wyznaczyli odpowiednio równy 9,6% i 14,1%, błąd wyznaczenia oporności ścianki równy 15,7%.

Shah [81] przedstawił modyfikację metody Wilsona uwzględniającą oporność termiczną żeber oraz właściwości płynu. Dla rur ożebrowanych zaproponował zależność

$$\eta_o Nu = \eta_o C_o' Re^a Pr^{0,4} \left(\frac{\mu_w}{\mu_m} \right)^{-0,14} = C_o Re^a Pr^{0,4} \left(\frac{\mu_w}{\mu_m} \right)^{-0,14}, \quad (2.6)$$

w której wyznaczał współczynnik C_o jedną ze zmodyfikowanych metod Wilsona. Jak widać ze wzoru (2.6) jest on ogólnie prawdziwy tylko wtedy, gdy η_o jest stałe, albo zmienia się nieznacznie w rozpatrywanym zakresie Re . Dla danych liczb Reynoldsa i Prandtla, Shah przedstawił iteracyjną metodę wyznaczania sprawności żeber oraz współczynników przejmowania ciepła. Zmianę właściwości płynów od temperatury w przekroju poprzecznym uwzględnił w postaci stosunku dynamicznych współczynników lepkości płynu przy ścianie i dla średniej temperatury płynu. Zmiana taka występuje w przypadku dużego gradientu temperatury w kierunku promienia rury. Zależność (2.6) dotyczy przepływu turbulentnego, natomiast dla przepływu laminarnego Shah zaproponował zależność

$$Nu = C \left(\frac{x}{D_h Re Pr} \right)^a \left(\frac{\mu_w}{\mu_m} \right)^{-0,14}. \quad (2.7)$$

W Polsce metodą Wilsona jako pierwszy zajmował się Mikielewicz [55]. Prace dotyczące metody Wilsona kontynuowali [28, 37, 54, 90, 97, 109]. Pomiary współczynników przejmowania ciepła w wymienniku ciepła typu JAD6/50 za pomocą metody Wilsona przeprowadzili Filipczak i in. [28]. Zastosowali oni zmodyfikowaną metodę Khartabila i in. [44] z czterema nieznanymi współczynnikami i nieznaną opornością termiczną ścianki. Użyte przez nich zależności $Nu(Re, Pr)$ pomijały wpływ zmian temperatury płynów w kierunku promienia rury na dynamiczny współczynnik lepkości.

Standardowa metoda Wilsona oraz jej modyfikacje zwiększające ilość wyznaczanych współczynników opierają się wyłącznie na regresji liniowej. Styrylska i in. [89, 90] zaprezentowali metodę Wilsona, której podstawą nie jest regresja liniowa lecz rachunek wyrównawczy. Swoją metodę nazwali oni uogólnioną metodą Wilsona. Podstawową korzyścią zastosowania rachunku wyrównawczego jest to, że przy większej liczbie nieznanych współczynników niż dwa, nie stosuje się wielokrotnych regresji liniowych i metody kolejnych przybliżeń. Takie podejście powoduje zmniejszenie błędów obliczeniowych wynikających z wielokrotnych iteracji. Metoda zaproponowana przez Styrylską i in. polega na linearyzacji funkcji nie przez przekształcanie równania bilansu oporności termicznych, lecz przez jego rozwinięcie w szereg Taylora [8] i ograniczenie do członu liniowego. Należy zauważyć założenie, że wszystkie pozostałe człony szeregu Taylora są pomijalnie małe.

Roetzel i Spang [71] opisali nową metodę wyznaczania współczynników przejmowania ciepła opierającą się na bilansie oporności termicznych. Polega ona na wykonaniu pomiarów dla dwóch różnych płynów. Płyny muszą się charakteryzować zdecydowanie różnymi współczynnikami przewodzenia ciepła, ale podobnymi liczbami Prandtla. Jest to istotna wada tej metody, ponieważ wymaga stosowania w czasie eksperymentu doświadczalnego, płynów o ściśle określonych właściwościach. Natomiast istotną korzyścią alternatywnej metody jest brak konieczności zakładania charakteru funkcji $Nu(Re, Pr)$, czy znajomości jakichkolwiek współczynników w tej funkcji. Jednak w wyniku zastosowania metody Roetzela i Spanga uzyskuje się wartość numeryczną liczby Nusselta dla danych liczb Reynoldsa i Prandtla, a nie ogólną zależność funkcyjną $Nu(Re, Pr)$ w badanym zakresie. W połączeniu z założeniami metody dotyczącymi właściwości dwóch płynów, powoduje to znaczne zawężenie zakresu jej stosowania.

Obszar zastosowań metody Wilsona jest bardzo szeroki, niemniej posiada ona szereg ograniczeń [81]. Niektóre z tych ograniczeń złagodząco lub całkowicie wyeliminowano w miarę rozwoju nowych jej modyfikacji. Najwięcej ograniczeń posiadała oryginalna metoda Wilsona. Najważniejsze to:

1. znajomość postaci funkcji $Nu(Re, Pr)$ opisującej przepływ ciepła między ścianką a płynem po badanej stronie;

2. utrzymywanie w czasie eksperymentu stałej średniej temperatury logarytmicznej oraz stałego strumienia masy w jednym z obiegów wymiennika ciepła przez co jedna z oporności termicznych przejmowania ciepła pozostawała stała;
3. przeprowadzenie eksperymentu tylko dla jednego charakteru przepływu (np. laminarnego, turbulentnego);
4. nie uwzględnianie wpływu zmian temperatury w przekroju poprzecznym na właściwości płynów;
5. nie uwzględnienie powierzchni rozwiniętych (żeber);
6. stałość oporności ścianki oraz brak lub stałe zanieczyszczenia ścianki.

Ograniczenie 2 zostało częściowo wyeliminowane przez Khartabila i in. [44]. Opracowany przez nich algorytm opiera się na zmianach strumienia masy w obu obiegach wymiennika ciepła, ale z zachowaniem danego charakteru przepływu. Dodatkowo wymagany jest taki podział punktów pomiarowych na trzy zestawy, aby w każdym z zestawów dominowała jedna z oporności termicznych. Ograniczenie 1 i 3 zostało usunięte przez Roetzela i Spanga [71], ale kosztem skomplikowania eksperymentu doświadczalnego. Ich metoda wymaga stosowania dwóch rodzajów płynów o bardzo konkretnych właściwościach. Ograniczenie 4 złagodzone zostało przez Shaha [81]. Ograniczenie 5 również zostało złagodzone przez Shaha [81] wprowadzając dodatkową pętlę iteracyjną do metody Wilsona, obliczającą sprawność żebra i sprawność powierzchni rozwiniętej. Pomiar współczynników przejmowania ciepła metodą Wilsona jest możliwy tylko w stanie ustalonym. Widać z tego, że ograniczenie 6 nie może być złagodzone lub wyeliminowane. Oporność termiczna ścianki w praktyce nie ulega zmianie, jednak zanieczyszczenia osadzające się na ścianie powodują powstawanie dodatkowej oporności termicznej. Ważne jest, aby podczas eksperymentu oporność termiczna spowodowana zanieczyszczeniami nie ulegała zmianom. Można to osiągnąć tylko przez stosowanie niezanieczyszczających płynów. Metoda Wilsona badana była także pod kątem wpływu dokładności pomiarów temperatury na uzyskiwane wyniki [98, 109]. W metodzie Wilsona pomiarowi podlegają temperatury na wlotach i wylotach wymiennika ciepła oraz strumienie objętości (masy) w obu obiegach. Jak stwierdzono największy wpływ na dokładność wyznaczenia współczynników przejmowania ciepła mają błędy pomiaru temperatury.

W pracach [14, 23, 48, 92, 106] przedstawiono modele wyznaczania współczynników przejmowania ciepła przy skraplaniu, na różnego rodzaju rurach. Niektóre z tych modeli wykorzystano w następnych pracach jako równania opisujące przejmowanie ciepła przy skraplaniu w metodzie Wilsona. Przez to metoda Wilsona znalazła zastosowanie w chłodnictwie do wyznaczania średnich współczynników przejmowania ciepła. Zaletą metody jest brak konieczności bezpośrednich pomiarów temperatury ścianki.

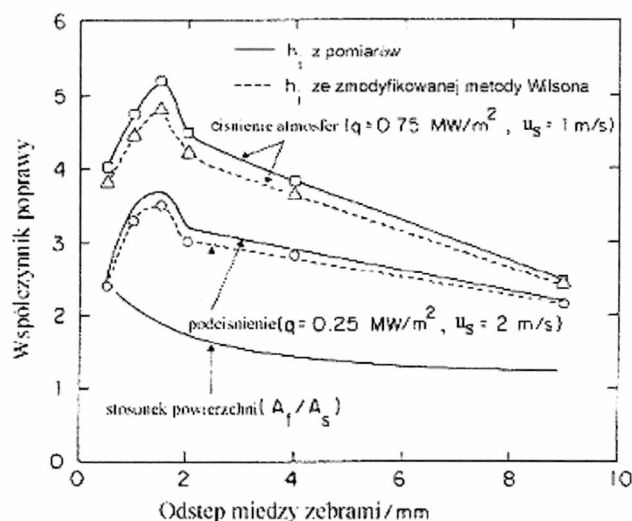
Wanniarachchi i in. [104] zbadali współczynnik przejmowania ciepła w poziomych gładkich i ożebrowanych rurach, na których zachodzi proces skraplania pary wodnej. W przypadku skraplania, wyznaczenie współczynnika przejmowania ciepła metodą bezpośrednią przez pomiar temperatury ścianki jest niedokładne. Na błąd pomiaru wpływa różna grubość błonki kondensatu powodująca zmianę współczynnika przejmowania ciepła, a dodatkowa obecność termopar pomiarowych zniekształca izotermy w ściance rury. Wannarachchi i in. zastosowali po stronie pary wodnej równanie (2.8) zgodnie z teorią Nusselta [62, 63, 108]. Równanie to nie uwzględnia prędkości przepływu pary wodnej. Model uwzględniający wpływ prędkości przepływu pary opracowali Shekrladze i Gomelauri [82], jednak dla małych prędkości przepływu jest on zbieżny z teorią Nusselta

$$Nu = C \left[\frac{g \rho_f^2 \alpha_f D_o^3}{\mu_f \lambda_f \Delta T} \right]^{1/4} \quad (2.8)$$

W równaniu (2.8) pominięto także gęstość pary wodnej, która jest wielokrotnie mniejsza od gęstości kondensatu. W równaniu jedyną niewiadomą jest współczynnik C wyznaczany zmodyfikowaną metodą Wilsona.

W pracy [104] po stronie wody chłodzącej zastosowano równanie Sieder-Tate'a [83] z nieznanym współczynnikiem proporcjonalności, wyznaczanym zmodyfikowaną metodą Wilsona. Na rys.2.2 przedstawiono porównanie współczynników przejmowania ciepła uzyskanych z pomiarów temperatury ścianki oraz zmodyfikowaną metodą Wilsona. Wykresy przedstawiają współczynnik poprawy zdefiniowany jako stosunek współczynnika przejmowania ciepła po stronie pary

wodnej w ożebrowanej rurze do współczynnika przejmowania ciepła w rurze gładkiej przy danym strumieniu ciepła i liczony dla powierzchni wymiany ciepła rury gładkiej.



Rys.2.2. Współczynnik poprawy w zależności od odstępów między żebrami uzyskany zmodyfikowaną metodą Wilsona oraz z bezpośrednich pomiarów [104]

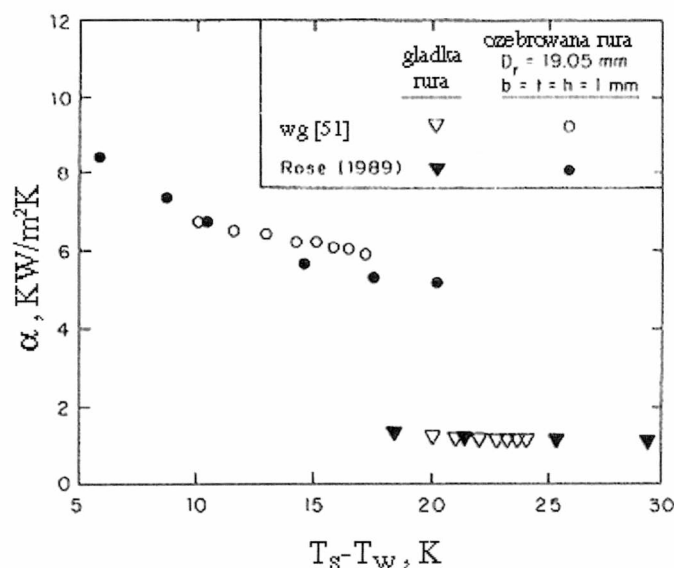
Wanniarachchi i in. [104] uzyskali dobrą zgodność wyników otrzymanych metodą Wilsona z wynikami otrzymanymi przez pomiar temperatury ścianki po stronie wody. Najlepszy współczynnik poprawy uzyskano dla odstępów między żebrami około 1,5 mm.

Podobnie Masuda i Rose [52] wyznaczyli współczynnik przejmowania ciepła przy skraplaniu na ożebrowanych poziomych rurach stosując zmodyfikowaną metodę Wilsona. Po stronie płynu chłodzącego wewnątrz rury wykorzystano równanie Sieder-Tate'a z nieznanym współczynnikiem proporcjonalności. Dla zewnętrznej strony rury, gdzie zachodziło skraplanie, zastosowano równanie Nusselta w postaci (2.8), również z nieznanym współczynnikiem proporcjonalności. Zbadano wpływ odstępów między żebrami na współczynnik przejmowania ciepła przy skraplaniu. Największą poprawę współczynnika przejmowania ciepła w stosunku do rury gładkiej uzyskano dla odstępów między żebrami około 1 mm.

Podobne badania przeprowadzili Marto i in. [51] wykorzystując zmodyfikowaną metodę Wilsona do wyznaczenia współczynnika przejmowania ciepła po stronie pary wodnej w rurach ożebrowanych. Zastosowali te same zależności co

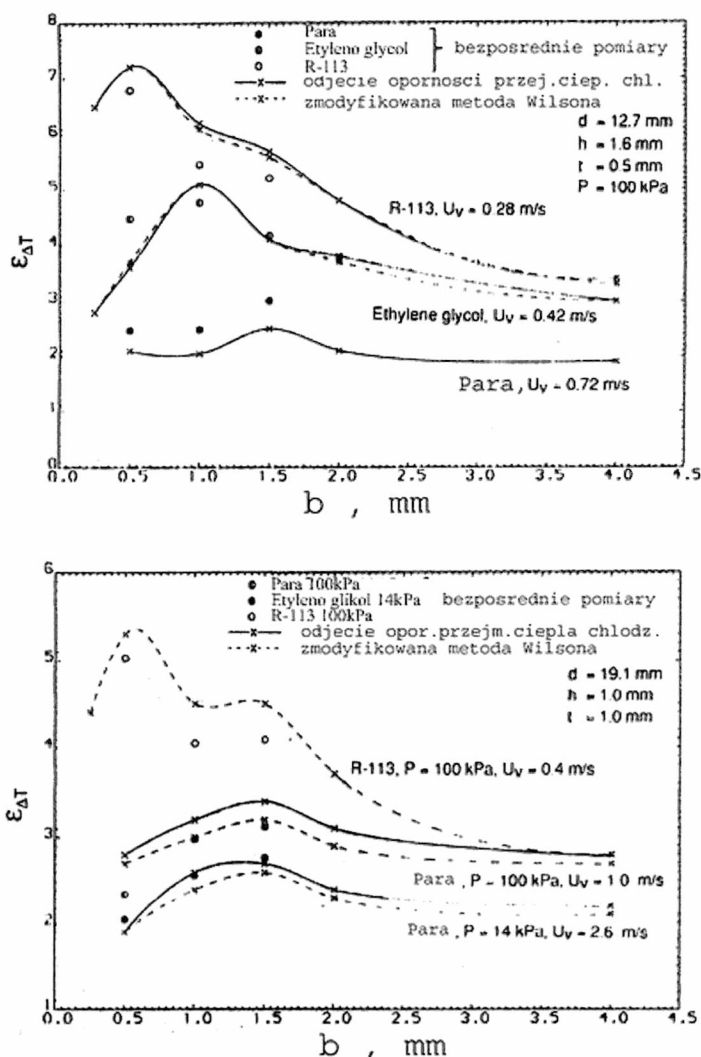
Wanniarachchi i in. [104] dodatkowo uwzględniając gęstość kondensatu w równaniu Nusselta.

Na rys.2.3 przedstawiono porównanie współczynników przejmowania ciepła uzyskanych przez Marto i in. [51] zmodyfikowaną metodą Wilsona z współczynnikami z bezpośrednich pomiarów temperatury ścianki. Otrzymali oni podobną dokładność zmodyfikowanej metody Wilsona co Wannarachchi i in. [104].



Rys. 2.3. Porównanie współczynników przejmowania ciepła otrzymanych metodą Wilsona ze współczynnikami przejmowania ciepła z bezpośrednich pomiarów temperatury ścianki [51]

Podsumowanie i porównanie metod wyznaczania współczynników przejmowania ciepła przy skraplaniu przedstawili Briggs i in. [9]. Oprócz tego wykonali własne pomiary, kładąc szczególny nacisk na ich dokładność. Badania przeprowadzili dla pary wodnej oraz chłodziwa R-113. Z ich obserwacji wynika, że metoda Wilsona daje nieco zawyżone wyniki w przypadku R-113. Dla pary wodnej wyniki są bardziej zbieżne, lecz z małą tendencją metody Wilsona do zaniżania wartości. Jednak różnice nie są znaczące i brak ogólnych tendencji może wskazywać, że rozbieżności wynikają z różnego rodzaju błędów. Na rys.2.4 przedstawiono porównania wyników różnych badaczy.



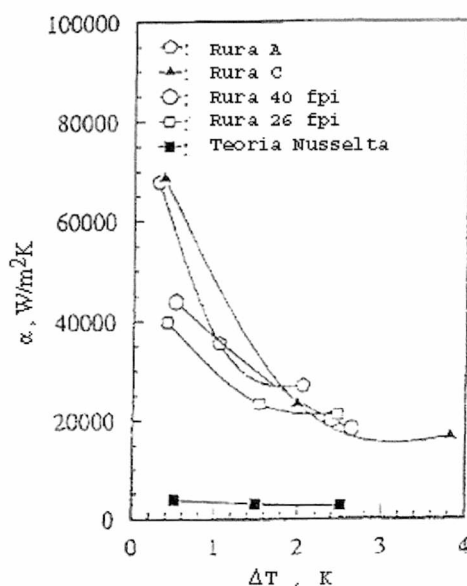
Rys.2.4. Porównanie współczynników poprawy w zależności odstępów między żebrami dla różnych płynów [9]

Przedstawione porównania potwierdzają wcześniejszy wniosek, że pośrednia metoda Wilsona daje wyniki zbliżone do metod bezpośrednich w przypadku przejmowania ciepła przy skraplaniu.

Cheng i Wang [20] badali współczynniki przejmowania ciepła przy skraplaniu czynnika chłodniczego R-134a na rzędach poziomych rur ustawionych w pionowe kolumny. Podobnie jak poprzednicy posłużyli się zmodyfikowaną metodą Wilsona. Po stronie pary zastosowali równanie Nusselta (8), natomiast dla wewnętrznej strony rury równanie Dittus-Boeltera. Oba równania zlinearyzowano tak, że w każdym nieznany był jeden współczynnik proporcjonalności. Na podstawie wyników uzyskanych metodą Wilsona, Cheng i Wang stwierdzili, że powszechnie stosowany model

skraplania na rurach z niskimi żebrami Beatty i Katza [2] zaniża wyniki przy dużej gęstości rozmieszczenia żeber.

W [19] Cheng i in. wykazali, że do wyznaczania współczynników przejmowania ciepła przy skraplaniu na rurach z polepszonymi powierzchniami wymiany ciepła, lepsza jest standardowa metoda Wilsona niż zmodyfikowana metoda Wilsona. Wynika to z faktu, że współczynnik przejmowania ciepła dla powierzchni z wysoce poprawioną wymianą ciepła wykazuje nieliniową zależność od różnicy temperatur ścianki i pary. Współczynnik ten gwałtownie spada dla małych różnic temperatur i stabilizuje się w zakresie dużych różnic temperatur. Zjawisko to zaobserwowane zostało wcześniej przez Huberta i in. [35, 36]. Trudna jest więc do znalezienia postać funkcji opisującej przejmowanie ciepła na badanej powierzchni. Na rys.2.5 przedstawiono charakterystyki współczynnika przejmowania ciepła w zależności od różnicy temperatur pary i ścianki.



Rys.2.5. Współczynnik przejmowania ciepła w zależności od różnicy temperatur ścianki i pary [19]

W pracy Chang i in. [18] zastosowano standardową metodę Wilsona do wyznaczania współczynnika przejmowania ciepła przy skraplaniu pary wodnej. Zależność opisującą przejmowanie ciepła przyjęto w postaci

$$\alpha = B \cdot x^{-0,8}, \quad (2.9)$$

gdzie x jest unormowaną wielkością wejściową zmieniającą się od 0 do 1 i zdefiniowaną równaniem

$$x = 1 - \frac{\dot{Q}_{\text{skr}}}{\dot{Q}_{\text{calc}}}. \quad (2.10)$$

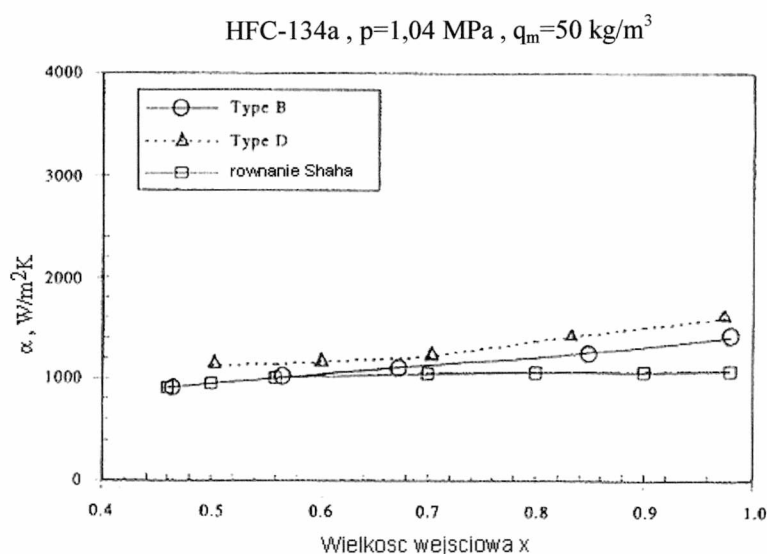
W czasie eksperymentu zmianie podlegał strumień ciepła $\dot{Q}_{\text{skr}}$ w skraplaczu wstępnym. Zmianę tą uzyskiwano przez regulację strumienia masy wody chłodzącej oraz jej temperatury. Całkowity strumień ciepła $\dot{Q}_{\text{calc}}$ utrzymywano na stałym poziomie przez zmianę jednej z jego składowych tj. strumienia ciepła w części testowej. Równania (2.9) i (2.10) podstawiono do bilansu oporności i po przekształceniach doprowadzono do funkcji (2.11) z dwoma nieznanymi współczynnikami C i B

$$Y = Bx^{-0,8} + C. \quad (2.11)$$

Do wyznaczenia stałych C i B zastosowano regresję liniową. Na rys.2.6 przedstawiono zależność współczynnika przejmowania ciepła od wielkości wejściowej x dla dwóch przykładowych typów rur i porównano ją z wynikami badań uzyskanymi wcześniej przez Shaha [80].

Singh i in. [84] przeprowadzili porównanie wyników otrzymanych zmodyfikowaną metodą Wilsona z wynikami z bezpośrednich pomiarów temperatury ścianki. Wyznaczano współczynnik przejmowania ciepła przy skraplaniu na poziomych ożebrowanych krótkich rurach tworzących pionową strukturę. Eksperyment przeprowadzono dla różnych strumieni masy wody chłodzącej oraz przy różnych ciśnieniach skraplanej pary wodnej. Dla wewnętrznej strony rury zastosowano zmodyfikowane równanie Sieder-Tate'a. Modyfikacje równania przeprowadzono, ponieważ dla krótkich rur termiczna warstwa przyścienna nie jest w pełni rozwinięta

przez co współczynnik przejmowania ciepła jest funkcją stosunku długości do średnicy wewnętrznej rury. Z tego względu standardowe równanie Sieder-Tate'a daje

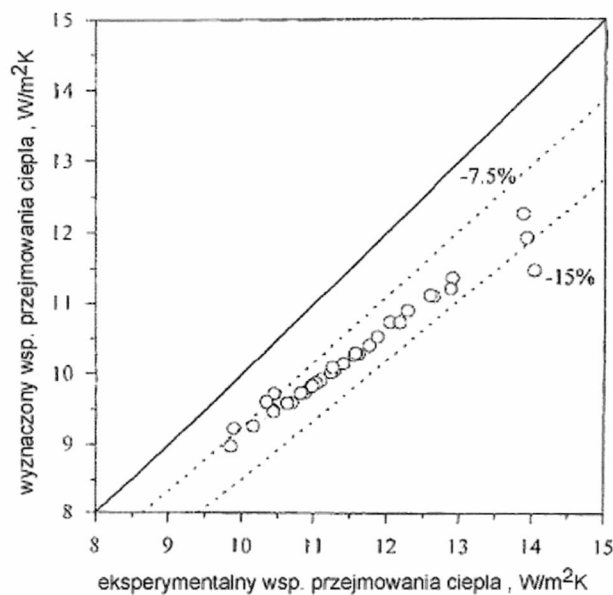


Rys.2.6. Współczynnik przejmowania ciepła w zależności od wielkości wejściowej x dla rury spłaszczonej z polepszoną powierzchnią wymiany ciepła (typ B) oraz bez polepszonej powierzchni wymiany ciepła (typ C) [18]

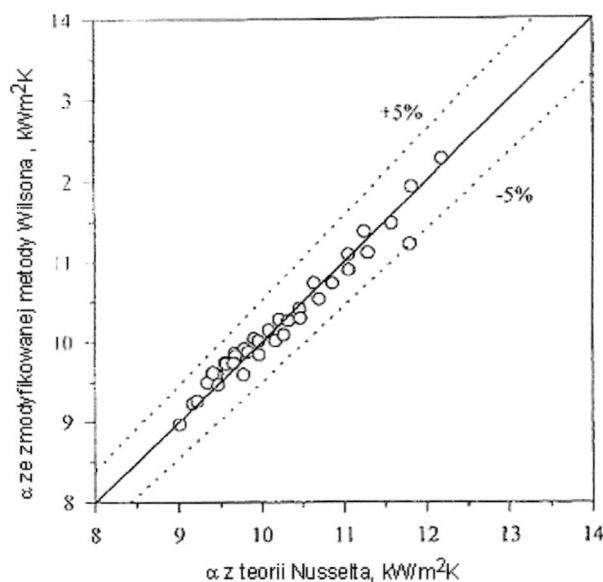
zaniżone wyniki dla krótkich rur. Po stronie pary wodnej zastosowano model Nusselta (8) ze współczynnikiem C wyznaczanym zmodyfikowaną metodą Wilsona. W modelu Nusselta powszechnie przyjmuje się stały współczynnik proporcjonalności $C=0,725$. Na rys.2.7 i 2.8 znajduje się porównanie wyników otrzymanych zmodyfikowaną metodą Wilsona z wynikami z pomiarów bezpośrednich temperatury ścianki oraz z teorii Nusselta. Z badań wynika, że zmodyfikowana metoda Wilsona zaniża wartość współczynnika przejmowania ciepła przy skraplaniu o około 7,5-15%. Odchyłka ta jest wzrasta ze wzrostem wartości współczynnika przejmowania ciepła.

Metody Wilsona powszechnie stosuje się w różnego typu wymiennikach ciepła. Muley i Manglik [61] wykorzystali zmodyfikowaną metodą Wilsona do wyznaczenia dokładnej zależności Sieder-Tate'a w płytowym wymienniku ciepła. Po stronie płynu chłodniejszego zastosowano równanie Sieder-Tate z wykładnikiem przy liczbie Reynoldsa równym 0,7, która to wartość jest zalecana dla płytowych wymienników ciepła. Zmodyfikowaną metodą Wilsona wyznaczono tylko współczynnik

proporcjonalności w równaniu Sieder-Tate'a. Autorzy zwracają uwagę na to, że otrzymane równanie jest prawdziwe tylko dla badanego przypadku i nie należy go



Rys.2.7. Porównanie współczynnika przejmowania ciepła przy skraplaniu uzyskanego zmodyfikowaną metodą Wilsona z uzyskanym z bezpośrednich pomiarów temperatury ścianki [84]



Rys.2.8. Porównanie współczynnika przejmowania ciepła przy skraplaniu uzyskanego zmodyfikowaną metodą Wilsona ze współczynnikiem przejmowania ciepła wynikającym z modelu Nusselta [84]

uogólniać. Współczynnik przejmowania ciepła po stronie płynu gorącego obliczono z bilansu oporności wykorzystując wcześniej wyznaczoną oporność po stronie płynu chłodniejszego.

Innym zastosowaniem metody Wilsona było wyznaczanie oporności zanieczyszczeń na powierzchni rur. Badania przeprowadzili Webb i Li [105], wyznaczając oporności zanieczyszczeń powstałe w długotrwałym przepływie wody w chłodni kominowej. Woda chłodząca przepływała w rurach o ulepszonej powierzchni wymiany ciepła. Eksperyment polegał na wyznaczaniu całkowitej oporności przenikania ciepła w dwóch układach rur: jednym, w którym zachodził ciągły proces osadzania się zanieczyszczeń na powierzchni rur oraz w drugim, gdzie powierzchnie były okresowo oczyszczane. Zdefiniowano efektywny współczynnik przejmowania ciepła (2.12) na powierzchni zanieczyszczonej o oporności zanieczyszczenia R_z

$$\frac{1}{\alpha_{\text{rzeczywisty}}} = \frac{1}{\alpha} + R_z. \quad (2.12)$$

Oporność zanieczyszczenia wyznaczano ze wzoru (2.13) w którym $1/k_z$ stanowi całkowitą oporność przenikania ciepła w rurze w układzie zanieczyszczonym, $1/k_c$ - całkowitą oporność przenikania ciepła w rurze w układzie niezanieczyszczonym, a ΔR_z – różnicę oporności na początku eksperymentu między układem pierwszym i drugim

$$\Delta R_z = \frac{1}{k_z} - \left(\frac{1}{k_c} + \Delta R_z \right). \quad (2.13)$$

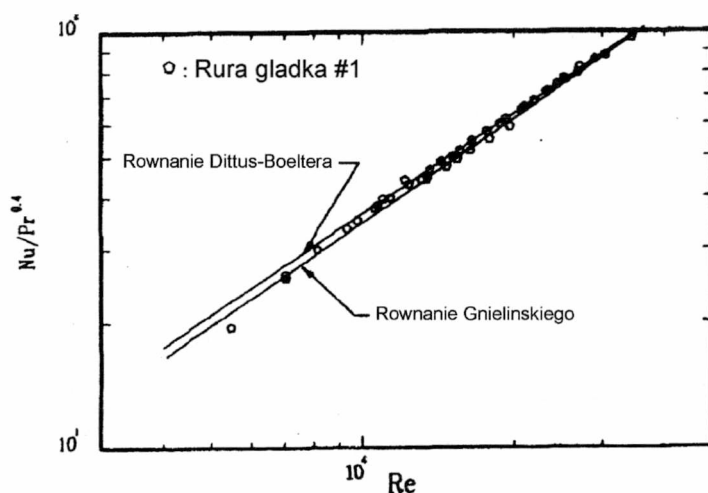
Współczynnik sprawności układów obliczono z równania (2.14) dla danej liczby Reynoldsa, w którym indeks „p” oznacza rurę gładką

$$\eta = \frac{\alpha/\alpha_p}{f/f_p}. \quad (2.14)$$

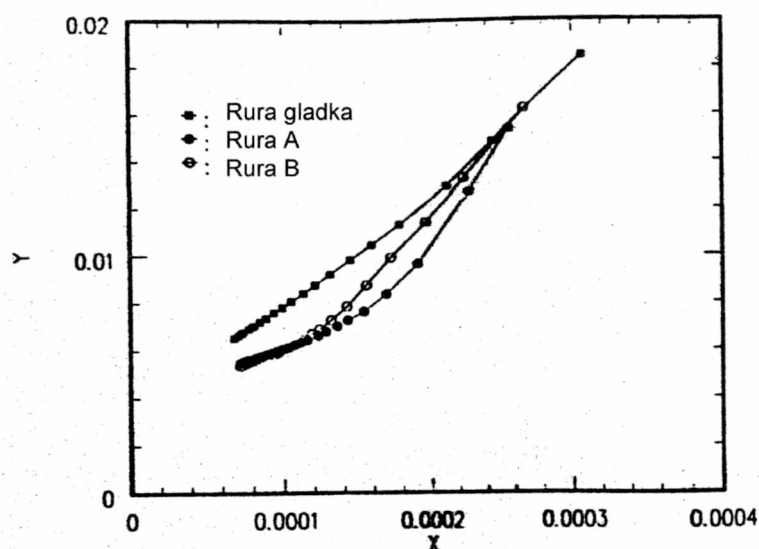
Metodę Wilsona zastosowano do obliczenia współczynnika przejmowania ciepła w rurze niezanieczyszczonej. Przejmowanie ciepła opisano równaniem Sieder-Tate'a z nieznanym współczynnikiem proporcjonalności. Zaproponowana przez Webba i Li [105] metoda wyznaczania oporności zanieczyszczeń jest prosta od strony obliczeniowej kosztem większego skomplikowania stanowiska badawczego (dwa układy pomiarowe, konieczność okresowego oczyszczenia jednego z układów). Możliwe jest zastosowanie metody Wilsona bezpośrednio do obliczania oporności zanieczyszczeń np. znając oporność termiczną ścianki niezanieczyszczonej lub jedną z oporności przejmowania ciepła. Metoda nie wymaga wówczas dwóch układów pomiarowych.

Chiou, Wang i Lu [22, 103] przeprowadzili badanie jednofazowych przepływów w rurach z mikrożebrowaniami w wymienniku ciepła typu rura w rurze. Do wyznaczenia współczynników przejmowania ciepła zastosowano standardową metodę Wilsona. Wymagało to utrzymywania w czasie eksperymentu stałego strumienia masy jednego z czynników oraz stałej średniej temperatury logarytmicznej. Jako funkcję opisującą przejmowanie ciepła po stronie wewnętrznej rury zastosowano równanie Dittus-Boelter z nieznanym współczynnikiem proporcjonalności, wykładnik przy liczbie Reynoldsa założono $n=0,8$. Eksperyment przeprowadzono dla rury gładkiej oraz dwóch rur z mikrożebrowaniami. Dla rury gładkiej uzyskano współczynnik proporcjonalności $C=0,0227$, co dobrze zgadza się z wcześniejszymi badaniami współczynnika proporcjonalności w równaniu Dittus-Boeltera. Odchyłkę od zależności liniowej dla rur gładkich można zauważyć dla $Re < 9\ 000$ – rys.2.9. W przypadku zastosowania tej samej metody dla rur z mikrożebrowaniami odchyłkę od liniowej zależności widać już dla $Re < 15\ 000$ – rys.2.10.

Uzyskanie dostatecznego dopasowania wszystkich punktów pomiarowych do prostej na wykresie Wilsona możliwe było tylko przy zmienionym wykładniku liczby Reynoldsa do wartości $n=1,7$. Ponieważ zależność ta dla rur z mikrożebrowaniami jest z natury nieliniowa nie należy brać do analizy punktów z całego zakresu liczb Reynoldsa. Odrzucając punkty pomiarowe dla małych liczb Reynoldsa uzyskano dobre dopasowanie punktów pomiarowych do prostej na wykresie Wilsona dla wykładnika przy liczbie Reynoldsa $n=0,8$ – czyli tak jak dla rury gładkiej. Oznacza to,



Rys.2.9. Zależność funkcyjna $Nu/Pr^{0.4}=f(Re)$ dla rury gładkiej [103]



Rys.2.10. Wykres Wilsona dla rur gładkich i z mikrożebrowaniami [22]

że równanie Dittus-Boeltera może być stosowane dla rur ożebrowanych tylko w zakresie dużych liczb Reynoldsa ($Re > 15\ 000$). W tym przedziale nieliniowość wykresu Wilsona jest niewielka, co pozwala stosować standardową metodę Wilsona. W przypadku liczb Reynoldsa z dolnego jak i górnego zakresu zalecana przez autorów jest zmodyfikowana metoda Wilsona lub zastosowanie innego równania niż $Nu(Re, Pr)$. Autorzy zaproponowali zależność opracowaną przez Dippreya i Sabersky [26] dla rur z mikrożebrowaniami, wynikającą z analogii między przepływem ciepła i ruchem, opisaną równaniem

$$St = \frac{\frac{f}{8}}{1 + \sqrt{\frac{f}{8}} [g(e^+) Pr^n - B(e^+)]}, \quad (2.15)$$

$g(e^+)$ i $B(e^+)$ są funkcjami liczby Reynoldsa odniesionej do chropowatości e^+ i zdefiniowanej równaniem

$$e^+ = \frac{e u^*}{\nu} = \frac{e(\tau_w/\rho)}{\nu} = \left(\frac{e}{D_t} \right) Re \sqrt{\frac{f}{8}}. \quad (2.16)$$

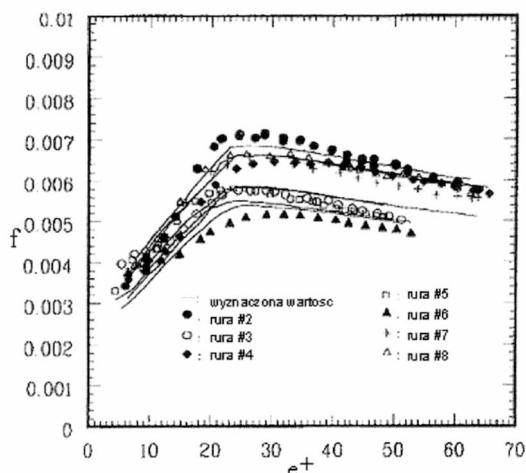
Postać funkcji $g(e^+)$ i $B(e^+)$ zależy od rodzaju i geometrii żeber. Autorzy przedstawili model przejmowania ciepła opisany równaniami (2.15), (2.16) oraz algorytm wyznaczania współczynnika tarcia f i liczby Statona. Zauważono, że współczynnik tarcia f wzrasta ze wzrostem liczby Reynoldsa odniesionej do chropowatości aż do osiągnięcia wartości maksymalnej przy tzw. krytycznej liczbie Reynoldsa dla chropowatości $e^+ = 23-30$. Po przekroczeniu tej wartości współczynnik f stabilizuje się, nieznacznie zmniejszając się – rys.2.11. Tylko w tym zakresie można mówić o liniowej zależności współczynnika f od liczby Reynoldsa chropowatości. Wynika z tego, że standardową metodę Wilsona dla rur z mikrożebrowaniami można stosować przy liczbach Reynoldsa odniesionych do chropowatości $e^+ > 30$. Podział na dwa obszary jest również widoczny na wykresach z rys.2.12. Granicę rozdziału wyznacza liczba Reynoldsa około 10 000, która odpowiada liczbie Reynoldsa odniesionej do chropowatości $e^+ \approx 23$. Poniżej tej liczby Reynoldsa znacząco spada wartość współczynnika przejmowania ciepła. Zjawisko to obserwowane było wcześniej przez innych badaczy i spowodowane jest przez termiczną warstwę przyścienną nieefektywnie rozpraszającą przez mikrożebra. Dodatkowo na rys.2.12 widać bardzo dobre dopasowanie omówionego modelu przejmowania ciepła do wyników pomiarowych dla trzech wybranych płynów. Naniesiono również równanie Dittus-Boeltera, które wyraźnie zaniża wartości liczby Nusselta dla rur z mikrożebrowaniami.

Podobne badanie przeprowadzono w pracy [11] z tym, że zastosowano zmodyfikowaną metodę Wilsona. Zmiany właściwości płynów od temperatury uwzględniono stosując poprawki zaproponowane przez Kays'a i London'a

$$\frac{St}{St_{ref}} = \left(\frac{\mu_w}{\mu_{ref}} \right)^{0,11} \quad - \text{dla płynów}, \quad (2.17)$$

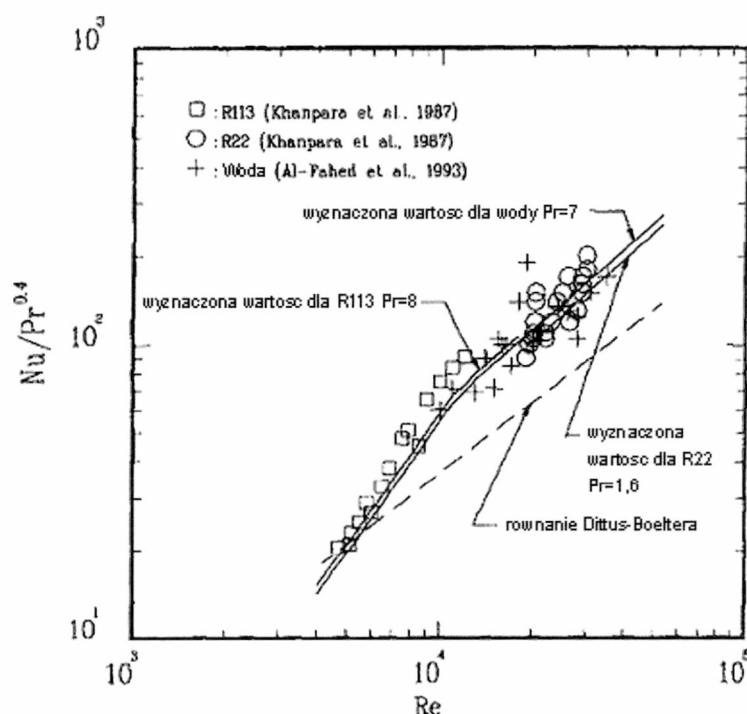
$$\frac{St}{St_{ref}} = \left(\frac{T_w}{T_{ref}} \right)^{0,36} \quad - \text{dla gazów}. \quad (2.18)$$

Autor wykazał, że dla rur z mikrożebrami o różnych typach chropowatości w zakresie liczb Prandtla $0,7 < Pr < 7,85$, wykładnik przy liczbie Prandtla wynosi 0,55-0,57.



Rys.2.11. Zależność współczynnika tarcia f od liczby Reynoldsa odniesionej do chropowatości e^+ dla różnych rur z mikrożebrami – dane rur podano w [103]

Zmodyfikowana metoda Wilsona powszechnie jest stosowana do wyznaczania współczynników przejmowania ciepła w układach chłodzących w postaci poziomych ożebrowanych rur. W pracach [72, 73, 74, 75, 78, 76, 77] autorzy badali współczynniki przejmowania ciepła dla różnych płynów chłodzących i ich mieszanin (R-32, R125, R-134a, R-143a, R-404a, R-407b, R-407c, R-408a, R-410a, R-502, R-507). Chamra i in. [16] zastosował standardową metodę Wilsona do wyznaczenia współczynników przejmowania ciepła w układzie chłodzącym R-22/woda. Współczynnik przejmowania ciepła po stronie czynnika chłodzącego R-22



Rys.2.12. Zależność $Nu/Pr^{0.4}$ od liczby Reynoldsa dla wody, R-113 i R-22 [103]

wyznaczono odejmując od całkowitej oporności, oporność przejmowania ciepła po stronie wody. Natomiast oporność przejmowania ciepła po stronie wody wyznaczono standardową metodą Wilsona w osobnym eksperymencie, zastępując chłodziwo R-22 wodą. Znając zależność na przejmowanie ciepła po stronie zewnętrznej rury dla wody Randlett badał współczynniki przejmowania ciepła dla chłodziwa w dwóch różnych eksperymentach: przy stałym i zmiennym strumieniu ciepła. Wcześniejsze badania [15] wykazały, że wartość współczynnika przejmowania ciepła jest wrażliwa na zmiany strumienia ciepła. Przy skraplaniu, wzrost strumienia ciepła powoduje zwiększenie grubości warstwy kondensatu, co skutkuje zmniejszeniem się współczynników przejmowania ciepła.

Metodę Wilsona wykorzystywano także do kalibracji termopar [38]. Wykonywano pomiar stosunku odległości termopary od wewnętrznej powierzchni rury do przewodności cieplnej materiału rury. Umożliwiało to dokładniejsze określenie temperatury ścianki przy temperaturze mierzonej przez termoparę

$$T_w = T_{\text{Termopary}} - \frac{Q}{\lambda/\delta}. \quad (2.19)$$

W pracy [45] wykorzystano zmodyfikowaną metodę Wilsona do wyznaczenia współczynników przejmowania ciepła podczas skraplania pary na krótkich poziomych rurach. Współczynnik przejmowania ciepła po stronie wewnętrznej rury (płynu chłodzącego) obliczono stosując równanie Sieder-Tate'a (2.20) oraz poprawkę dla rur krótkich:

$$\alpha_t = \frac{\lambda_f C_t}{D_t} \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{1/3} \left(\frac{\mu_w}{\mu_m} \right)^{-0,14}, \quad (2.20)$$

$$S_b \text{Pr}^{1/6} = \left[0,68 + \frac{3000}{\text{Re}^{0,81}} \right] \left(\frac{L}{D_t} \right)^{0,1}, \quad (2.21)$$

$$\alpha_{tb} = \alpha_t \left[1 + S_b \frac{D_t}{L} \right]. \quad (2.22)$$

Współczynnik przejmowania ciepła po stronie zewnętrznej rury przy skraplaniu obliczono zmodyfikowaną metodą Wilsona oraz z teorii Nusselta (2.8). Uzyskano bardzo zbliżone wyniki jak w pracy [84]. Zmodyfikowana metoda Wilsona zaniżała wartości współczynników przejmowania ciepła po stronie pary od 7,5% do 15% w stosunku do wartości uzyskanych z bezpośrednich pomiarów temperatury ścianki. Podobnie, wartości współczynników przejmowania ciepła wyznaczone z teorii Nusselta były niższe o 5% do 15% od wyznaczonych eksperymentalnie.

W pracy [113] zastosowano zmodyfikowaną metodę Wilsona do wyznaczenia współczynników przejmowania ciepła po stronie powietrza w wymienniku ciepła typu woda-powietrze. Zastosowano następujące równania przejmowania ciepła

- dla wody

$$\alpha_t = 0,023 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,4} \frac{\lambda_f}{D_t}, \quad (2.23)$$

- dla powietrza

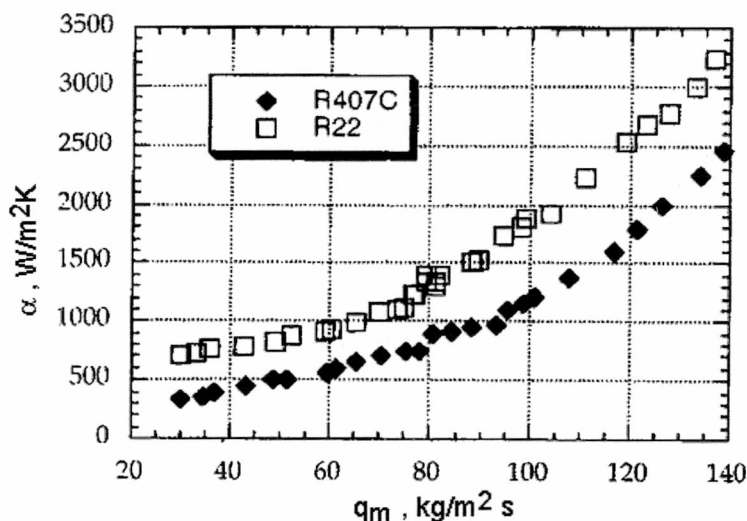
$$\alpha_s = \eta \alpha = \frac{A_t + \eta_f A_f}{A_o} \alpha. \quad (2.24)$$

W równaniu (2.24) α oznacza współczynnik przejmowania ciepła dla sprawności żebra $\eta_f=100\%$.

Chang i in. [17] wyznaczyli współczynniki przejmowania ciepła przy skraplaniu i parowaniu dla wybranych płynów chłodzących. Jako drugi płyn po zewnętrznej stronie rury wymiennika ciepła zastosowano alkohol etylowy. Zmodyfikowaną metodą Wilsona wyznaczono współczynniki przejmowania ciepła dla drugiego płynu. Następnie z bilansu oporności termicznych wyznaczono współczynniki przejmowania ciepła dla płynu chłodzącego. Podobne badania przeprowadzono w pracy [1]. Aparatura badawcza składała się z trzech obiegów: obiegu płynu chłodzącego (R22 lub R407C), obiegu skraplacza wody, obiegu parownika mieszaniny wody i glikolu. Zarówno skraplacz jak i parownik wykonano w formie wymiennika ciepła typu rura w rurze. W parowniku wewnątrz rury przepływał płyn chłodzący, natomiast po stronie zewnętrznej rury przepływała przeciuprądowo mieszanina wody i glikolu. W skraplaczu płyn chłodzący płynął po zewnętrznej stronie rury, natomiast wewnątrz rury przeciuprądowo woda. Zmodyfikowaną metodę Wilsona zastosowano do wyznaczenia współczynników przejmowania ciepła po stronie mieszaniny wody i glikolu w skraplaczu. Jako zależność opisującą przejmowanie ciepła dla mieszaniny glikolu i wody zastosowano równanie Dittus-Boeltera z nieznanym współczynnikiem proporcjonalności oraz założonym wykładnikiem przy liczbie Reynoldsa równym 0,8. Następnie z bilansu oporności termicznych uzyskano współczynniki przejmowania ciepła po stronie płynu chłodzącego. Na rys.2.13 przedstawiono zależności współczynników przejmowania ciepła dla płynu chłodzącego od jednostkowego strumienia masy.

Wartości współczynników przejmowania ciepła porównano również z modelami teoretycznymi innych badaczy. Autorzy stwierdzają, że większość modeli zawyża wartości współczynników przejmowania ciepła, co ich zdaniem wynika z nieuwzględnienia zmian właściwości mieszanin płynów, opóźnienia w przejściu z fazy gazowej w płynną oraz złożonego mechanizmu zjawiska parowania. Dodatkowym

czynnikiem wpływającym na rozbieżności między wynikami z omawianej pracy oraz wynikami innych badaczy może być fakt zastosowania pośredniej metody wyznaczania współczynników ciepła. Badania wykazały, że metoda Wilsona bardzo



Rys.2.13. Współczynniki przejmowania ciepła dla płynu chłodzącego R407C i R22 w zależności od strumienia masy [1]

często zaniża wartości współczynników przejmowania ciepła, co może prowadzić do zawyżania współczynników przejmowania ciepła po stronie drugiego płynu, gdy jest on obliczany z bilansu oporności termicznych.

W pracy [3] badano współczynniki przejmowania ciepła przy skraplaniu na rzędach poziomych rur tworzących układ schodkowy. Wewnątrz rur przepływała chłodząca woda, natomiast na zewnątrz następowało skraplanie się wybranego płynu lub jego mieszaniny. Zbadano skraplanie się czystego płynu HFC134a, HFC23 oraz ich mieszaniny. Stosując metodę Wilsona określono zależność przejmowania ciepła po stronie wody w postaci równania

$$\alpha_t = 0,0705 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,4} \frac{\lambda_f}{D_t}. \quad (2.25)$$

Należy zwrócić uwagę na wartość współczynnika proporcjonalności w równaniu (2.25), który różni się współczynnika proporcjonalności w równaniu Dittus-Boeltera (2.23). Potwierdza to fakt, że równanie Dittus-Boeltera nie zawsze poprawnie

opisuje przejmowanie ciepła pomimo podobnych warunków eksperymentu. Mając współczynnik przejmowania ciepła po wewnętrznej stronie rury, z bilansu oporności termicznych wyznaczono współczynnik przejmowania ciepła po zewnętrznej stronie rury.

Zupełnie inną metodę wyznaczania zależności na przejmowanie ciepła w oziębiaczach powietrza przedstawiono w pracy [49]. Dla powietrza omywającego pęk rur gładkich zastosowano zależność Dittus-Boeltera. Wewnątrz rur, gdzie odbywał się przepływ laminarny roztworu glikolu, zastosowano zależność uwzględniającą stabilizację termicznej warstwy przyściennej na odcinku początkowym. Metoda polegała na zminimalizowaniu różnicy pomiędzy obliczonymi i zmierzonymi wartościami współczynnika przenikania ciepła. Nieliniową zależność określającą współczynnik przenikania ciepła linearyzowano przez rozwinięcie w szereg Taylora wokół czterech nieznanych współczynników z równań na przejmowanie ciepła. Następnie zastosowano procedurę iteracyjną aż do uzyskania zbieżności wszystkich wyznaczanych współczynników. Porównano wartości współczynników przenikania ciepła uzyskane z wyznaczonych zależności z wartościami wziętymi z pomiarów. Średni błąd między nimi wynosił ok. 8%, jednak w niektórych przypadkach otrzymano dużą wariancję, z maksymalnym błędem ok. 24%. Zaproponowana metoda jest podobna do metody Wilsona z tym, że w prezentowanej metodzie wykonano rozwinięcie w szereg Taylora.

Oryginalny sposób wyznaczania zależności na przejmowanie ciepła zastosowano w pracy [32]. Przeprowadzono badanie wymiennika ciepła z zamkniętym przepływem krzyżowym. Pęczki poziomych rur wewnątrz, których następowało skraplanie pary, były opływane przez wodę chłodzącą. Na rurach wykonano spiralne rowki po zewnętrznej stronie. Na podstawie badań wizualizacyjnych określono ogólną, początkową postać równania na przejmowanie ciepła

$$Nu = a p^{f1(e^*,Ns)} e^{*f2(p^*,Ns)} N_s^{f3(e^*,p^*)} Re^{f4(e^*,p^*,Ns)} N_t^{f4(e^*,p^*,Ns)} Pr^b. (2.26)$$

W celu otrzymania nieznanych współczynników oraz wykładników, równanie (2.26) zlinearyzowano przez zlogarytmowanie każdej zmiennej oraz zastosowanie

wielokrotnej regresji liniowej. Następnie z uzyskanego wyniku pozostawiono tylko znaczące składniki otrzymując zależność

$$Nu = 20,388 N_s^{-0,617} e^{*0,703} p^{*-0,680e^*} Re^{0,360} Pr^{0,303}. \quad (2.27)$$

Zależność (2.27) obowiązuje dla następujących warunków

$$\left. \begin{array}{l} 0,743 < e^* < 1,240 \\ 0,916 < p^* < 8,728 \\ 3 < N_s < 5 \\ 250 < Re < 6350 \\ 6 < Pr < 12 \end{array} \right\}. \quad (2.28)$$

Jak wynika z równania (2.28) takie parametry jak bezwymiarowa głębokość rowków e^* , bezwymiarowy odstęp pomiędzy rowkami p^* , liczba rowków w rurze N_s , liczba Reynoldsa mają wpływ na wartość liczby Nusselta w rozpatrywanym wymienniku ciepła. Wśród tych parametrów nie ma liczby rur N_t , ponieważ przepływ ustala się już na pierwszej rurze. Ze wzrostem bezwymiarowej głębokości rowków e^* rośnie liczba Nusselta, przy czym dla małych wartości e^* wzrost Nu jest niewielki, bo występują małe recyrkulacje pomiędzy sąsiednimi rurami. Przy dużych wartościach e^* występują silne recyrkulacje, brak jest obszarów stagnacji i przepływ odbywa wzdłuż rowków. Przez to zwiększa się strumień ciepła między ścianką a płynem. Ze wzrostem bezwymiarowego odstępu między rowkami p^* liczba Nusselta maleje. Duże wartości p^* związane są z łagodnym kątem nachylenia rowków. Przepływ wówczas jest w mniejszym stopniu rozprowadzany przez rowki, co wiąże się z mniejszym strumieniem ciepła między płynem a ścianką. Liczba rowków N_s na rurze w połączeniu z odstępami między rowkami p^* określa skok spirali lub odległość wymaganą dla danego rowka do wykonania jednego obrotu wokół rury. Jednak dla danego odstępu między rowkami liczba Nusselta maleje ze wzrostem liczby rowków. Ze wzrostem liczby Reynoldsa liczba Nusselta rośnie, przy czym dla $Re < 1500$ wzrost

ten jest wolniejszy niż dla $Re > 1500$. Zaobserwowane tendencje zmian liczby Nusselta pokrywają się z wyznaczoną zależnością na przejmowanie ciepła (2.27). Zastosowana przez autorów metoda nie opierała się na bilansie oporności termicznych, jak w przypadku metody Wilsona, niemniej również wymagała zastosowania algorytmów iteracyjnych. Dodatkowo konieczne było określenie postaci funkcji opisującej przejmowanie ciepła na podstawie badań wizualizacyjnych.

W równaniach Sieder-Tate'a oraz Dittus-Boeltera wykładnik przy liczbie Prandtla przyjmuje się z reguły stały. W literaturze jego wartość waha się w niewielkim stopniu zależnie od tego czy płyn jest ogrzewany czy chłodzony. W pracy [43] zastosowano metodę Wilsona do wyznaczenia wykładnika przy liczbie Prandtla. Wykonano badanie wymiennika ciepła, w którym na powierzchni zewnętrznej rury znajdowały się żebra w kształcie kolców. Jako płyn zastosowano wodę oraz mieszaninę wody i glikolu. Dla wewnętrznej strony rury zastosowano zależność Sieder-Tate'a. Współczynnik proporcjonalności wyznaczono metodą Wilsona, natomiast wykładnik przy liczbie Reynoldsa przez najlepsze dopasowanie równania Sieder-Tate'a do zmodyfikowanego równania Petukhov-Popov [33]. Zastosowano równanie Petukhov-Popov pomimo, że jest ono prawdziwe dla przepływu turbulentnego, a w rozpatrywanym przypadku występował przepływ laminarny. Dla zewnętrznej strony rury zaproponowano własne równanie powstałe przez zastosowanie analogii między wzorem Kaysa i Crawforda [42] a równaniem Dittus-Boeltera. W wyniku uzyskano równanie podobne do Dittus-Boeltera, ale z uwzględnieniem termicznej warstwy przyściennej na odcinku początkowym. Uwzględnia to człon zapisany w nawiasie w równaniu

$$Nu = C \cdot Re^d \cdot Pr^n \left(\frac{D}{L} \ln \frac{T_w - T'}{T_w - T_m} \right). \quad (2.29)$$

Dodatkowo w równaniu (2.29) zastosowano kombinacje innych członów korekcyjnych w postaci liczby Grashofa ($Gr^{0,05}$) oraz stosunku dynamicznych współczynników lepkości $(\mu/\mu_w)^{0,14}$. Zmodyfikowaną metodą Wilsona wyznaczono nieznane współczynniki zwracając uwagę, która kombinacja członów korekcyjnych

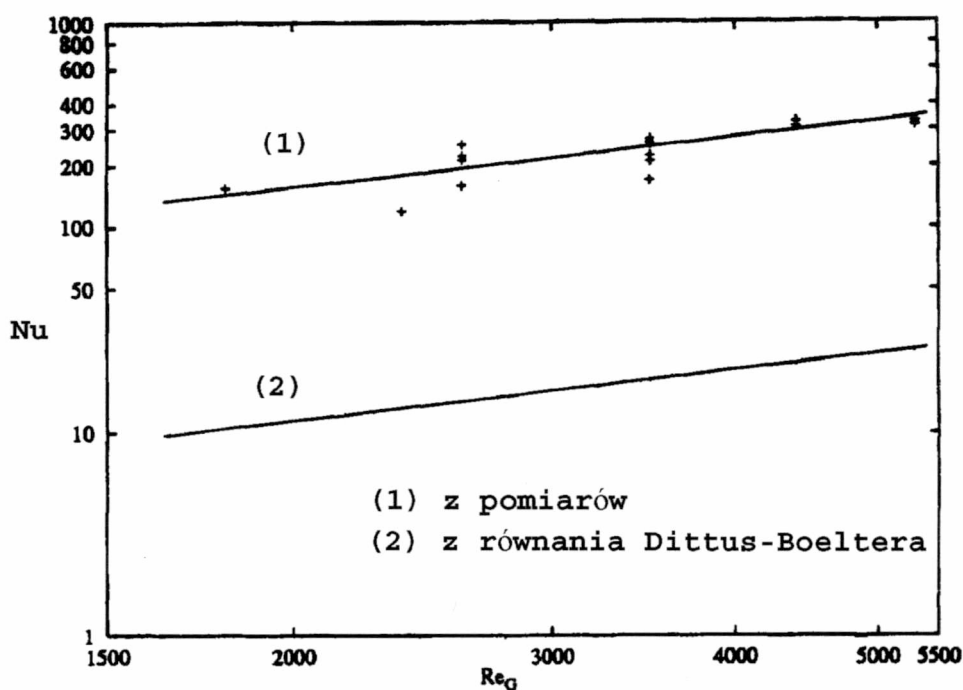
powoduje najlepsze dopasowanie punktów pomiarowych, czyli najmniejsze odchylenie standardowe. Stwierdzono, że najlepsze dopasowanie uzyskano tylko z członem uwzględniającym rozwijanie się termicznej warstwy przyściennej. Oznacza to, że w rozpatrywanym przypadku nie występowała konwekcja naturalna i duży gradient temperatury wzdłuż promienia.

Wielu badaczy zaobserwowało, że równanie Dittus-Boeltera lub też Sieder-Tate'a z niezmiennymi współczynnikami proporcjonalności oraz niezmiennymi wykładnikami przy liczbach Reynoldsa często zaniża wartości w stosunku do utrzymanych z pomiarów, nawet bez stosowania metody Wilsona. W pracy [25] doświadczalnie wyznaczono współczynnik przejmowania ciepła dla gazów i porównano z wartościami uzyskanymi z równania Dittus-Boeltera. Otrzymano 14-krotną różnicę pomiędzy tymi wartościami. Na rys. 2.14. przedstawiono zależność liczby Nusselta od liczby Reynoldsa. Współczynnik proporcjonalności w równaniu eksperymentalnym otrzymano stosując metodę najmniejszych kwadratów. Równoległość tych dwóch prostych, a przez to stała odchyłka spowodowana jest prawdopodobnie zastosowaniem równania Dittus-Boeltera w zakresie małych liczb Reynoldsa oraz pominięciem wpływu stabilizacji warstwy termicznej i hydrodynamicznej na odcinku wlotowym.

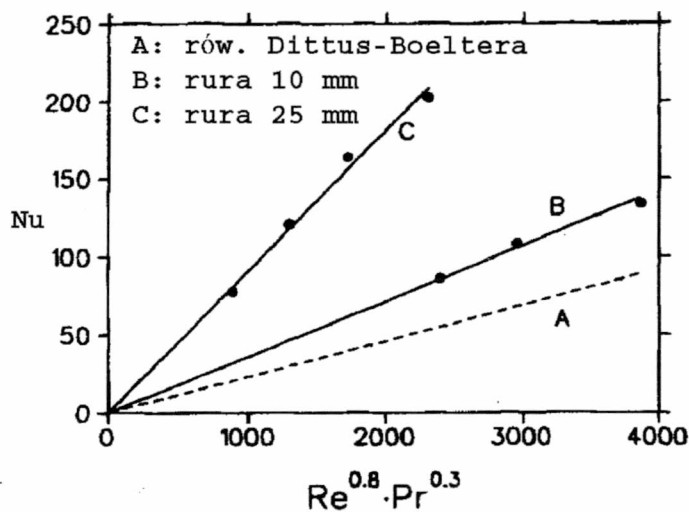
Podobną tendencję zaniżania wartości przez równanie Dittus-Boeltera zaobserwowano w [21, 39, 41, 46, 88]. Z przeprowadzonych w tych pracach badań wynika, że równanie Dittusa-Boltera może być zastosowane tylko dla rozwiniętych przepływów turbulentnych. Alternatywne równania Sieder-Tate'a, Petukof-Kirilof dają wartości zbliżone do Dittusa-Boltera w zakresie małych liczb Reynoldsa. Dodatkowo w [88] stwierdzono, że równania te nie sprawdzają się przy małych polach powierzchni wymiany ciepła.

Na rys. 2.15. przedstawiono zależność liczby Nusselta od bezwymiarowej wielkości $Re^{0,8}Pr^{0,3}$ dla gładkich rur o średnicy 10 mm i 25 mm oraz zależność wykreśloną z równania Dittus-Boeltera. W obu przypadkach można zaobserwować znaczne odchylenie wartości otrzymanej z pomiarów od wartości z równania Dittus-Boeltera. Na rys. 2.16. przedstawiono wyniki uzyskane w pracy [46]. Dla małych wartości strumieni masy średni współczynnik przejmowania ciepła znacznie odbiega od wartości z równania Sieder-Tate'a. Dopiero przy dużych strumieniach masy następuje

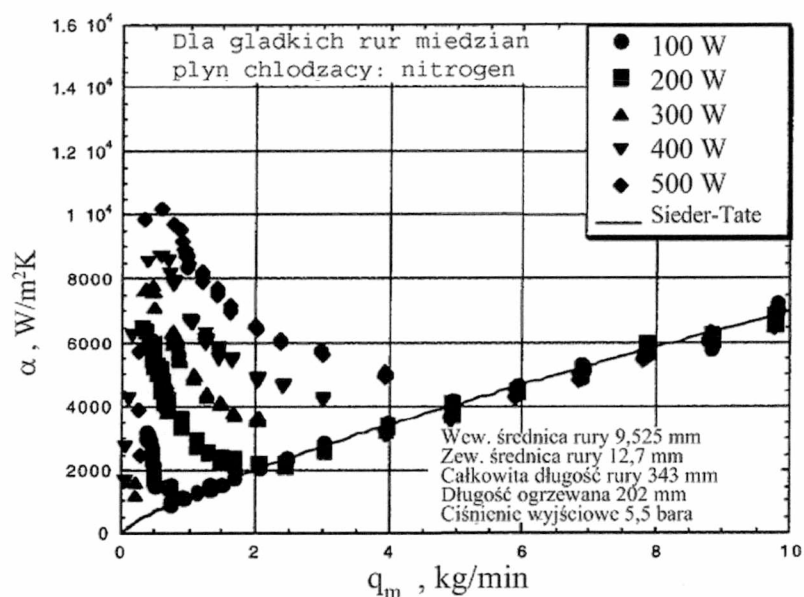
zbieżność wartości eksperymentalnych z wartościami ze wspomnianego równania. Dodatkowo rozbieżności też są większe ze wzrostem mocy, a tym samym strumienia ciepła przenikającego do płynu.



Rys.2.14. Odchyłka pomiędzy liczbą Nusselta otrzymaną z pomiarów a równaniem Dittus-Boeltera w zakresie przepływów laminarnych i przejściowych [25]



Rys.2.15. Zależność liczby Nusselta w zależności od bezwymiarowej wielkości $Re^{0.8} Pr^{0.3}$ wykreślona z pomiarów dla dwóch rur oraz z równania Dittus-Boeltera [88]



Rys. 2.16. Średni współczynnik przejmowania ciepła w zależności od strumienia masy, dla różnych mocy ogrzewania rury oraz z równania Sieder-Tate'a (linia ciągła) [46]

Obot i in. [64] zbadali wpływ liczby Prandtl'a na wartości współczynników ciepła otrzymywanych z równania Dittus-Boeltera oraz Petukhov-Popova. Stwierdzili, znaczne zaniżanie wartości obliczonych z równania Dittus-Boeltera w zakresie liczb Reynoldsa $3000 < Re < 10\,000$. Natomiast w zakresie $10\,000 < Re < 50\,000$ dla liczby $Pr=0,7$ średnia odchyłka wynosiła 12%, a dla $Pr=6,8$ odchyłka wynosiła 7%. Równanie Petukhov-Popova dla tych samych liczb Prandtl'a dawało odpowiednio odchyłki 20% i 5%. Obliczono wykładnik przy liczbie Prandtl'a, którego wartość wyniosła 0,41 i nie różni się bardzo od wartości wykładnika w równaniu Dittus-Boeltera. Thombre i Sukhatme [95] polecają równanie Dittus-Boeltera dla kanałów o przekroju prostokątnym z żebrami. Natomiast w kanałach prostokątnych bez żeber lepiej sprawdza się równanie Petukhov-Popova. Największą odchyłkę do 60% zaobserwowano dla równania Kaysa. Pomiary przeprowadzono dla powietrza, dlatego też wyciągniętych przez nich wniosków nie można uogólniać na wszystkie płyny, a jedynie mogą dotyczyć płynów o liczbie Prandtl'a zbliżonej do jedności.

Jednak nie wszystkie badania potwierdzają wysunięte wcześniej wnioski. W [31] autorzy stwierdzają, że równanie Dittus-Boeltera daje dobrą zgodność z wynikami eksperymentalnymi już dla liczb $Re > 3\,000$. Otrzymana u nich odchyłka wyniosła średnio 5,2%. Do pomiaru rzeczywistego współczynnika przejmowania

ciepła wykorzystano metodę wizualizacji termicznej. Oryginalne badania przeprowadzono również w pracy [70]. Zbadano wymianę ciepła w warunkach mikrogravitacji. Uzyskano dobrą zgodność pomiędzy wynikami eksperymentu a równaniem Sieder-Tate'a dla przepływu laminarnego i turbulentnego. Joye [39, 40, 41] wykonał badania współczynników przejmowania ciepła przy konwekcji mieszanej. Według niego równanie Sieder-Tate'a sprawdza się dla $Re > 12\,000$ przy dominującej konwekcji wymuszonej w przepływach przez rury pionowe.

Griem [34] przedstawił metodę wyznaczania współczynników przejmowania ciepła dla płynów w warunkach ciśnień zbliżonych do superkrytycznego. Metoda ta może być także stosowana dla płynów, których własności silnie zależą od temperatury. W metodzie zastosowano równanie Dittus-Boeltera z różnymi współczynnikami zależnie od geometrii wymiennika ciepła.

Równania Dittus-Boeltera i Sieder-Tate'a zastosowano do opisu przejmowania ciepła w mikrokanalach. Badania ciepła w mikrokanalach wykazały niezwykle zmiany lokalnej liczby Nusselta, która malała ze wzrostem lokalnej liczby Reynoldsa [57, 66, 67, 100, 101, 102]. Zmiany te wytłumaczono dodatkową zależnością liczby Nusselta od prędkości płynu chłodzącego oraz jego temperatury. W [100] zaobserwowano wspomniane wcześniej zaniżanie wartości współczynników przejmowania ciepła w mikrokanalach przez powszechnie stosowane równania opisujące przejmowanie ciepła. Wykorzystując analizę wymiarową opracowano nowy model zależności liczby Nusselta $Nu(Re, Pr, Br)$ dla przepływu w mikrokanalach. W [66] dodatkowo uwzględniono wpływ wymiarów mikrokanalu na zjawisko przejmowania ciepła.

Zestawienie wielu zależności na przejmowanie ciepła w różnych warunkach, dla gazów i cieczy, dla przepływów laminarnych i turbulentnych oraz z uwzględnieniem stabilizacji na odcinku wlotowych i zmian właściwości płynu od temperatury podano w dodatku do [13].

Przedstawione prace wskazują na to, że równania opisujące przejmowanie ciepła ze stałymi współczynnikami często dają niepoprawne wyniki. Dlatego wartości współczynników w tych równaniach należy dobrać do badanych przypadków. Ilość czynników jakie mogą decydować o wartości współczynników w danym równaniu jest tak duża, że nie można określić ogólnych tendencji. Dlatego metoda Wilsona

rozwiązuje częściowo problem doboru współczynników, gdy jest znana lub założona postać równania opisującego przejmowanie ciepła.

W pracach [5, 87] przedstawiono metody diagnozowania stanu powierzchni wymiany ciepła w wymiennikach ciepła oraz sposoby zmniejszania zabrudzenia tych powierzchni przez przepływające płyny. Temat ten związany jest pośrednio z metodą Wilsona, która umożliwia również wyznaczanie oporności przejmowanie ciepła, a przez to także ocenę stanu zanieczyszczenia tych powierzchni.

Metoda Wilsona w ostatnich latach zyskała dużą popularność i zastosowana została do wielu różnych przypadków wymiany ciepła. Benelmir [4] wyznaczył współczynniki przejmowania ciepła po zewnętrznej powierzchni ożebrowanych rur w wymiennikach ciepła z uwzględnieniem wilgotności powietrza bez zjawiska skraplania. Metodę oparł na algorytmie Kharthabila. Z badań wynika, że w tych warunkach współczynnik przejmowanie ciepła zmniejsza się ze wzrostem wilgotności powietrza. Inne aktualne zastosowania metody Wilsona przedstawiono w pracach [12, 24, 47, 79, 85, 110, 114]. W pracach [56, 91] podano sposoby analizy błędów, które mogą być stosowane do metod Wilsona.

Wnioski wynikające z przeglądu literatury:

1. Powszechnie stosowane równania opisujące przejmowanie ciepła przy konwekcji wymuszonej ze stałymi współczynnikami dają współczynniki przejmowania ciepła odbiegające od rzeczywistych wartości eksperymentalnych. Istnieje zatem potrzeba dobierania wartości współczynników w równaniach zależnie od typu wymiennika ciepła i warunków przeprowadzania eksperymentu.
2. Najczęściej równania Dittus-Boeltera i Sieder-Tate'a zaniżają wartości współczynników przejmowania ciepła. Jednak w niektórych wynikach badań można spotkać zawyżanie współczynników przejmowania ciepła z w/w równań w stosunku do wartości eksperymentalnych. Oznacza to, że nie są wystarczająco poznane czynniki mające wpływ na wartość współczynnika przejmowania ciepła.
3. Często przez badaczy stosowane są zależności opisujące przejmowanie ciepła dla strefy przepływów turbulentnych w strefie przepływów przejściowych, podczas gdy równania typu Dittus-Boeltera oraz Sieder-Tate'a powinny być stosowane w zakresie rozwiniętych przepływów turbulentnych.

3. CEL, ZAKRES, TEZA PRACY

Cel pracy:

Celem pracy jest zbadanie wpływu dokładności pomiaru temperatury na współczynniki przejmowania ciepła wyznaczone zmodyfikowaną metodą Wilsona oraz opracowanie formuły pozwalającej na stosowanie tej metody także w strefie przepływów przejściowych.

Teza pracy:

1. Wykorzystanie w metodzie Wilsona analizy regresji nieliniowej umożliwia wyznaczenie współczynników przejmowania ciepła przy dowolnej formie równania na przejmowanie ciepła w tym dla przepływów z zakresu przejściowego.
2. Przy nawet niewielkich zakłóceniach pomiaru temperatury czynników metoda Wilsona staje się nieużyteczna

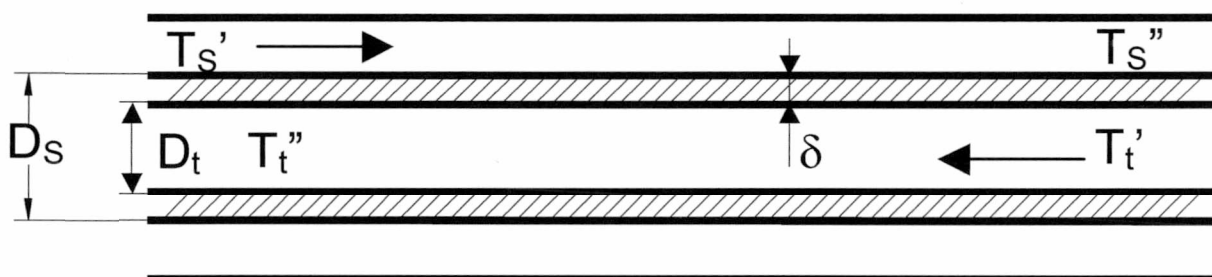
Zakres pracy:

1. Opracowanie algorytmu zmodyfikowanej metody Wilsona do wyznaczania współczynników przejmowania ciepła w wymienniku ciepła typu rura w rurze w środowisku MATLAB.
2. Analiza wpływu dokładności pomiaru temperatury na wyniki uzyskiwane metodą Wilsona.
3. Opracowanie metody wyznaczania współczynników przejmowania ciepła dla przepływu z zakresu przejściowego.
4. Przeprowadzenie eksperymentu doświadczalnego w przeciwpładowym wymienniku ciepła typu rura w rurze.
5. Zastosowanie opracowanej metody do wyznaczania współczynników przejmowania ciepła.

4. ANALIZA OGRANICZEŃ ZASTOSOWANIA METODY WILSONA

4.1. Model matematyczny wymiennika ciepła

Dla uproszczenia rozważań przyjęto model matematyczny wymiennika ciepła typu rura w rurze z jednofazowym przepływem przeciwnieprądowym.



Rys. 4.1. Przeciwnieprądowy wymiennik ciepła typu rura w rurze

Strumień ciepła przenikający przez ścianki w stanie ustalonym jest równy zmianom entalpii płynów, przy stałym cieple właściwym c_p , i wyraża się zależnością

$$\dot{Q} = q_{ms} c_p (T_s' - T_s'') = q_{mt} c_p (T_t'' - T_t'). \quad (4.1)$$

Całkowita oporność przenikania ciepła

$$R_c = \frac{1}{kA} = \frac{A \vartheta_m}{\dot{Q}}, \quad (4.2)$$

$\vartheta_m = \frac{\vartheta_I - \vartheta_{II}}{\ln \frac{\vartheta_I}{\vartheta_{II}}}$ - średnia logarytmiczna temperatura płynów na początku i na końcu

powierzchni wymiany ciepła, $\vartheta_I = T_s' - T_t''$; $\vartheta_{II} = T_s'' - T_t'$.

Temperatury na wylotach obu obiegów płynu wynoszą [108]

$$T_s'' = T_s' - (T_s' - T_t') \frac{1 - \exp\left[\left(\frac{\dot{C}_s}{\dot{C}_t} - 1\right) \frac{A}{R_c \dot{C}_s}\right]}{1 - \frac{\dot{C}_s}{\dot{C}_t} \exp\left[\left(\frac{\dot{C}_s}{\dot{C}_t} - 1\right) \frac{A}{R_c \dot{C}_t}\right]}, \quad (4.3)$$

$$T_s'' = T_t' - (T_s' - T_t') \frac{\dot{C}_s}{\dot{C}_t} \frac{1 - \exp\left[\left(\frac{\dot{C}_s}{\dot{C}_t} - 1\right) \frac{A}{R_c \dot{C}_s}\right]}{1 - \frac{\dot{C}_s}{\dot{C}_t} \exp\left[\left(\frac{\dot{C}_s}{\dot{C}_t} - 1\right) \frac{A}{R_c \dot{C}_t}\right]}, \quad (4.4)$$

$\dot{C}_s = q_{mS} \cdot c_p$, $\dot{C}_t = q_{mt} \cdot c_p$ - są równoważnikami wodnymi.

Bilans oporności przenikania ciepła określa równanie

$$R_c = \frac{1}{kA} = \frac{1}{\alpha_t A_t} + R_w + \frac{1}{\alpha_s A_s}. \quad (4.5)$$

Oporność ścianki jest równa

$$R_w = \frac{\delta}{\lambda_w A}. \quad (4.6)$$

Przyjęto zależność określającą przejmowanie ciepła po obu stronach przegrody w postaci funkcji $Nu(Re, Pr)$.

4.2. Program symulacyjny pracy wymiennika ciepła

W celu przeprowadzenia symulacji komputerowych wpływu zakłóceń temperatury opracowano dwa programy w środowisku Matlab [58, 59, 60, 65, 115]. Pierwszym program posłużył do obliczenia punktu pracy wymiennika ciepła typu rura

w rurze na podstawie modelu matematycznego opisanego w rozdziale 4.1. Parametrami wejściowymi do programu były:

- typ wymiennika ciepła: współprądowy lub przeciwprądowy;
- wymiary geometryczne wymiennika ciepła takie jak średnice rur, długość wymiennika ciepła, grubość ścianki;
- właściwości fizyczne płynów i materiału ścianki wymiennika ciepła takie jak współczynniki przewodzenia ciepła płynów i ścianki, lepkość płynów, gęstość płynów, ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu;
- temperatury wlotowe czynników;
- zakres zmienności strumieni objętości czynników;
- współczynniki w równaniu Dittusa-Boeltera na przejmowanie ciepła;
- wariancja zakłóceń temperatury.

Wielkościami wyjściowymi z programu były

- temperatury wylotowe czynników;
- prędkości przepływu w obu obiegach;
- liczby Reynoldsa, Prandtla, Nusselta dla obu obiegów;
- współczynniki przejmowania ciepła dla obu obiegów;
- średnia logarytmiczna temperatura;
- oporności termiczne przejmowania ciepła dla obu płynów oraz oporność termiczna ścianki;
- dowolne krzywe będące zależnościami wcześniej wymienionych wielkości.

Oprócz tego program zapisuje do pliku wszystkie obliczane wielkości dla wszystkich punktów. Umożliwia to późniejszy wgląd do wszystkich charakterystycznych parametrów wymiennika ciepła.

Na rys. 4.2 przedstawiono wygląd ekranu programu symulacyjnego wymiennika ciepła z zadanymi parametrami oraz wykreśloną charakterystyką $Nu(Re)$ dla obiegu wody gorącej.

Na początku w programie należy określić rodzaj, parametry geometryczne wymiennika ciepła, fizyczne właściwości płynów, współczynniki w równaniach Dittusa-Boeltera i temperatury wlotowe płynów. Za pomocą suwaków ustawia się

wielkość strumienia objętości w każdym obiegu wymiennika ciepła oraz wielkość zakłóceń temperatury (symulacja błędu pomiarowego). Zakłócenia temperatury mają rozkład normalny ze średnią równą zero iadaną suwakiem wariancją. Naciśnięcie przycisku POINT powoduje obliczenie punktu pracy wymiennika ciepła dla zadanych wcześniej parametrów.

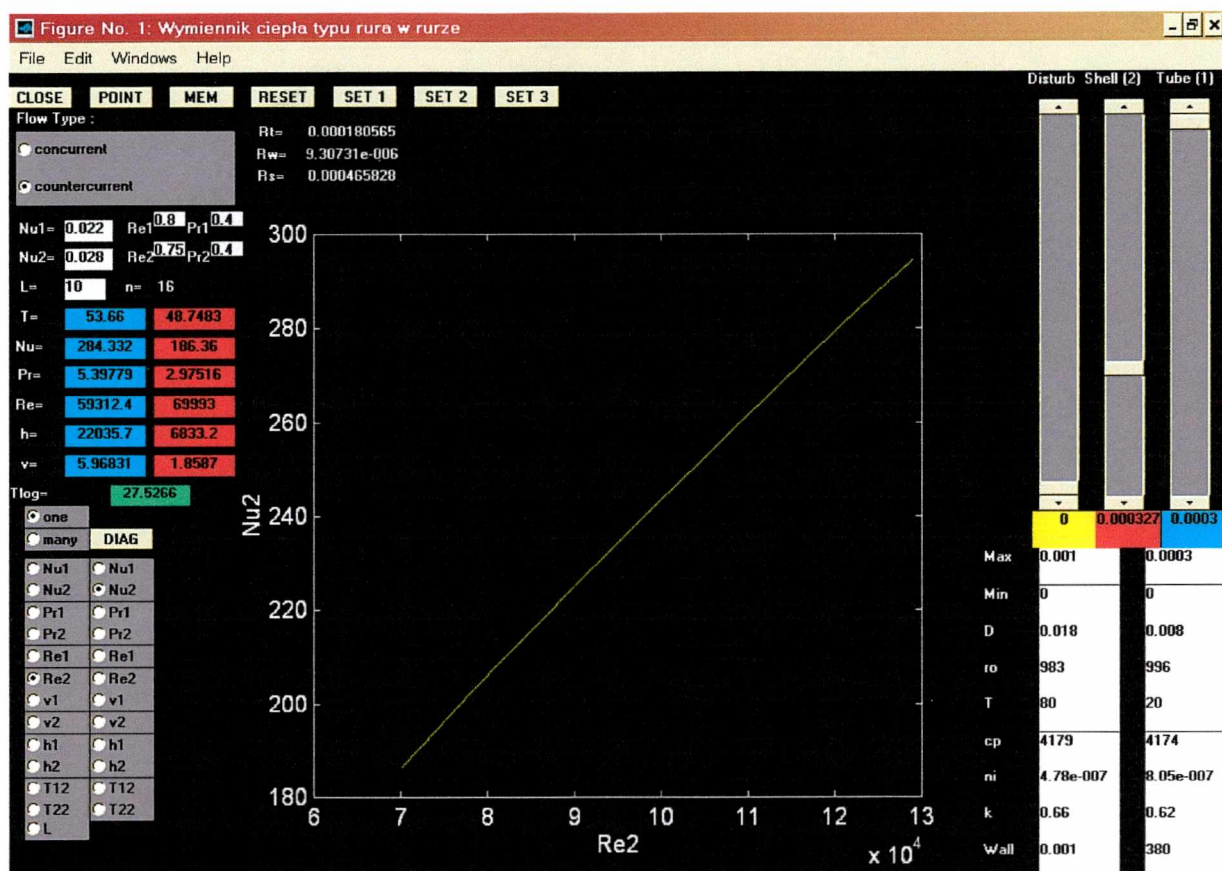
Do zmodyfikowanej metody Wilsona punkty muszą być podzielone na 3 grupy. W grupie pierwszej znajdują się punkty, dla których oporność termiczna przejmowania ciepła po stronie płynu gorącego jest większa od oporności termicznej przejmowania ciepła po stronie płynu zimnego i od oporności termicznej ścianki. W grupie drugiej znajdują się punkty dla których oporność termiczna przejmowania ciepła po stronie płynu zimnego jest większa od oporności termicznych przejmowania ciepła po stronie płynu gorącego oraz ścianki. W grupie trzeciej znalazły się punkty gdzie największa była oporność termiczna ścianki.

W celu uzyskania takiego wstępnego podziału na grupy, zmieniano strumień masy czynników. Wykorzystano fakt, że ze wzrostem strumienia masy maleje oporność przejmowania ciepła. Jeśli punkt spełniał zadany warunek przynależności do danej grupy, to jego zapamiętanie następowało przez naciśnięcie przycisku MEM. Po zebraniu odpowiedniej liczby punktów następował ich zapis do danej grupy przez naciśnięcie przycisku SET1 lub SET2 lub SET3 zależnie od numeru grupy.

Najpierw przeprowadzono symulacje dla punktów bez wprowadzenia zakłóceń temperatury, a następnie stopniowo zwiększano wariancje błędu temperatury. W prezentowanym przykładzie przeprowadzono obliczenia dla przeciwprądowego wymiennika ciepła typu rura w rurze, w którym czynnikiem grzewczym i chłodzącym była woda. Założono następujące wymiary geometryczne wymiennika ciepła:

- długość wymiennika ciepła $l=10\text{m}$,
- średnica wewnętrzna rury wewnętrznej $d_t=8\text{ mm}$,
- średnica zewnętrzna rury wewnętrznej $d_s=10\text{ mm}$,
- średnica wewnętrzna rury zewnętrznej $D=18\text{ mm}$.

Przyjęto, że w rurze wewnętrznej płynie woda chłodząca, a w rurze zewnętrznej woda gorąca, a ścianka rury wykonana jest z miedzi. Poniżej zestawiono założone właściwości fizyczne płynów i ścianki (tabela 4.1)



Rys.4.2. Widok ekranu programu symulacyjnego wymiennika ciepła typu rura w rurze

Tabela 4.1. Założone właściwości fizyczne płynów i ścianki

Parametr	Obieg z wodą zimną	Obieg z wodą gorącą
Ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu	4174 J/kg K	4179 J/kg K
Gęstość płynu	996 kg/m ³	983 kg/m ³
Kinematyczny współczynnik lepkości	0,805 10 ⁻⁶ m ² /s	0,478 10 ⁻⁶ m ² /s
Przewodność płynu	0,62 W/m K	0,66 W/m K
Przewodność ścianki	380 W/m K	

Wymienione parametry podano dla średnich temperatur wody między wlotem i wylotem danego obiegu wymiennika ciepła.

Współczynnik przejmowania ciepła obliczono korzystając równania Dittus-Boeltera, zakładając w nim wartości współczynników proporcjonalności oraz

wykładników. Nie zastosowano równania Sieder-Tate'a ze względu na małe różnice temperatur. Dla strony wewnętrznej rury z wodą zimną założono równanie w postaci

$$Nu_t = 0,022 \cdot Re_t^{0,8} Pr_t^{0,4} . \quad (4.7)$$

Natomiast dla zewnętrznej strony rury (płyn gorący) założono równanie w postaci

$$Nu_s = 0,028 \cdot Re_s^{0,75} Pr_s^{0,4} . \quad (4.8)$$

Otrzymano następujące wyniki symulacji – tabela 4.2

Tabela 4.2 Wyniki symulacji pracy przeciwprądowego wymiennika ciepła

Grupa	q_{mt} dm ³ /s	T_t' °C	T_t'' °C	q_{ms} dm ³ /s	T_s' °C	T_s'' °C
1	0.300	20.0	63.2	0.602	80.0	58.2
1	0.300	20.0	62.7	0.582	80.0	57.7
1	0.300	20.0	62.2	0.564	80.0	57.2
1	0.300	20.0	61.8	0.546	80.0	56.8
1	0.300	20.0	61.3	0.528	80.0	56.3
1	0.300	20.0	60.8	0.510	80.0	55.7
1	0.300	20.0	60.2	0.492	80.0	55.2
1	0.300	20.0	59.7	0.474	80.0	54.6
1	0.300	20.0	59.1	0.456	80.0	54.0
1	0.300	20.0	58.4	0.438	80.0	53.4
1	0.300	20.0	57.8	0.420	80.0	52.7
1	0.300	20.0	57.1	0.402	80.0	52.0
1	0.300	20.0	55.9	0.375	80.0	50.9
1	0.300	20.0	55.0	0.355	80.0	50.0
1	0.300	20.0	54.2	0.337	80.0	49.2
1	0.300	20.0	53.2	0.318	80.0	48.3
2	0.300	20.0	69.2	0.001	80.0	65.1
2	0.294	20.0	69.5	0.001	80.0	65.3
2	0.289	20.0	69.7	0.001	80.0	65.5
2	0.283	20.0	70.0	0.001	80.0	65.7
2	0.277	20.0	70.3	0.001	80.0	65.9
2	0.271	20.0	70.5	0.001	80.0	66.1
2	0.266	20.0	70.8	0.001	80.0	66.4
2	0.260	20.0	71.1	0.001	80.0	66.6

Grupa	q_{mt}	T_t'	T_t''	q_{ms}	T_s'	T_s''
2	0.254	20.0	71.3	0.001	80.0	66.8
2	0.249	20.0	71.6	0.001	80.0	67.0
2	0.243	20.0	71.8	0.001	80.0	67.2
2	0.238	20.0	72.1	0.001	80.0	67.5
2	0.232	20.0	72.4	0.001	80.0	67.7
2	0.226	20.0	72.7	0.001	80.0	67.9
2	0.220	20.0	72.9	0.001	80.0	68.2
2	0.214	20.0	73.2	0.001	80.0	68.4
2	0.209	20.0	73.5	0.001	80.0	68.7
2	0.203	20.0	73.7	0.001	80.0	69.0
2	0.194	20.0	74.1	0.001	80.0	69.3
2	0.183	20.0	74.7	0.001	80.0	69.9
2	0.169	20.0	75.3	0.001	80.0	70.6
3	0.294	20.0	69.5	0.001	80.0	65.3
3	0.286	20.0	68.8	0.900	80.0	64.3
3	0.280	20.0	69.1	0.900	80.0	64.5
3	0.275	20.0	69.3	0.900	80.0	64.7
3	0.264	20.0	69.9	0.900	80.0	65.2
3	0.258	20.0	70.2	0.900	80.0	65.4

Uzyskane w ten sposób dane wprowadzono do programu obliczeniowego zmodyfikowanej metody Wilsona.

4.3. Program do obliczania współczynników w równaniu Dittus-Boeltera zmodyfikowaną metodą Wilsona

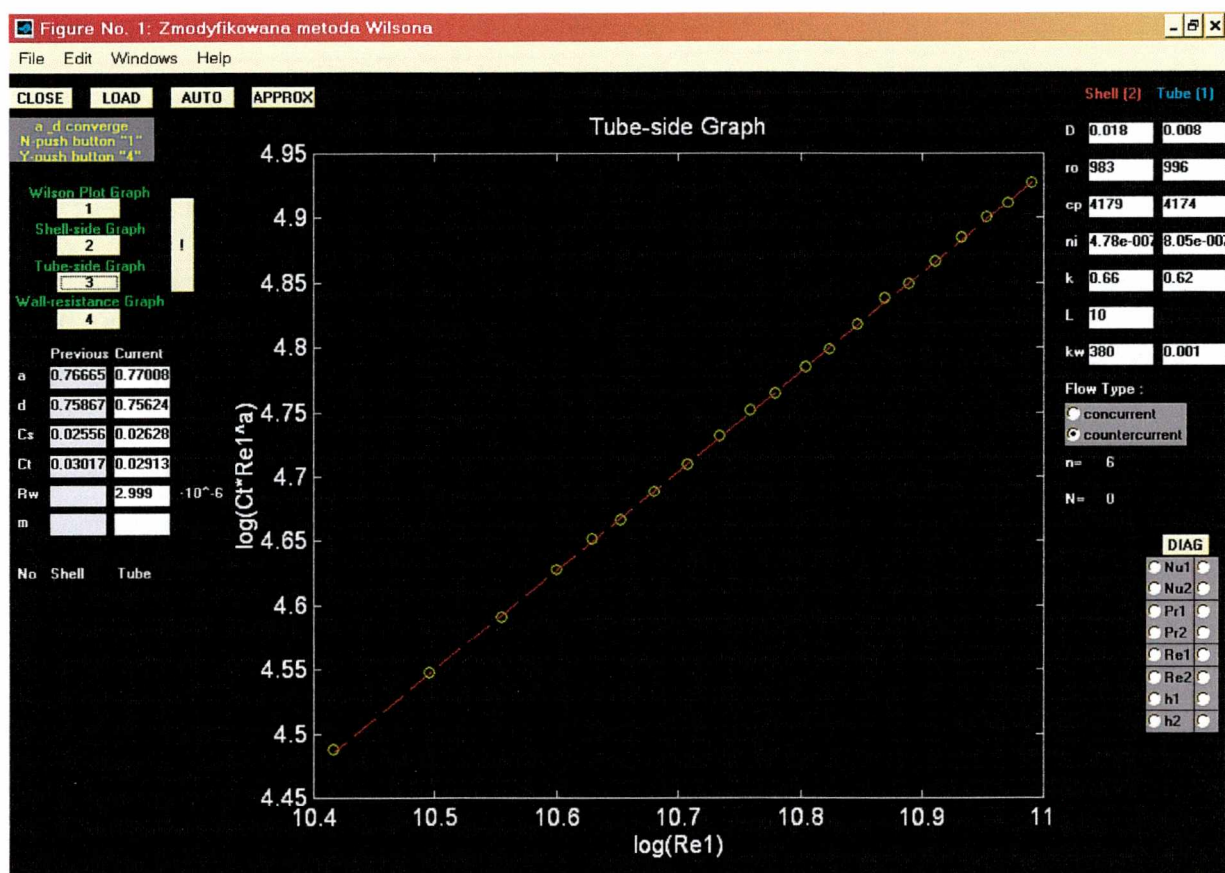
Program do wyznaczania współczynników w równaniu Dittus-Boeltera opracowano na podstawie pracy Khartabila i in. [44]. Wielkościami wejściowymi do programu są:

- typ wymiennika ciepła;
- dane geometryczne dotyczące wymiennika ciepła;
- dane dotyczące właściwości fizycznych płynów;
- wczytywane z pliku wartości temperatur wlotowych i wylotowych dla obu obiegów, strumień objętości – dane te podzielone są na trzy zestawy zgodnie z opisem z rozdziału 4.2.

Wielkościami wyjściowymi są natomiast współczynniki w równaniu Dittusa-Boeltera, na podstawie których obliczana jest liczba Nusselta, a następnie współczynniki przejmowania ciepła dla obu stron ścianki. Na rys. 4.3. przedstawiono ekran programu obliczeniowego zmodyfikowanej metody Wilsona.

Program działa w oparciu o algorytm iteracyjny przedstawiony na schemacie blokowym na rys.4.4. W pierwszym kroku podawana jest wartość początkowa wykładników a i d przy liczbie Reynoldsa oraz oporność termiczna ścianki. Następnie stosując zmodyfikowaną metodę Wilsona w kroku drugim obliczane są z regresji liniowej [6, 58, 60, 111, 115] dwa nieznane współczynniki proporcjonalności C_t i C_s . W tym kroku do obliczeń brane są punkty z grupy pierwszej i drugiej. W następnym trzecim kroku liczone jest kolejne przybliżenie współczynników C_s i d w równaniu Dittusa-Boeltera dla płynu gorącego. Do obliczeń brane są tylko punkty z grupy pierwszej tzn. z dominującą opornością przejmowania ciepła po stronie płynu gorącego. W kroku czwartym obliczane są współczynniki C_t i a w równaniu Dittusa-Boeltera dla płynu zimnego. Do obliczeń stosuje się tylko punkty z grupy drugiej z dominującą opornością przejmowania ciepła po stronie płynu zimnego. Kroki od 2 do 4 powtarza się aż do uzyskania żądanej zbieżności wartości wykładników przy liczbach Reynoldsa z bieżącej i poprzedniej iteracji. W przypadku, gdy oporność termiczna ścianki była dokładnie znana – algorytm obliczeniowy kończy się. Jeśli oporność ścianki w pierwszym kroku była nieznana to z bilansu oporności termicznych: całkowitej przenikania ciepła oraz oporności termicznych przejmowania ciepła, obliczana jest nowa wartość oporności termicznej ścianki, a dysponując nową opornością termiczną ścianki powtarza się kroki obliczeniowe od 2 do 4. Następnie ponownie oblicza się poprawioną oporność termiczną ścianki. Algorytm kończy działanie w momencie uzyskania żądanej zbieżności wartości oporności termicznych ścianki w bieżącej iteracji oraz poprzedniej.

Każdy krok metody może być uruchamiany ręcznie przez naciśnięcie odpowiednich przycisków, wówczas należy na podstawie obserwacji wartości z bieżącej i poprzedniej iteracji podjąć decyzję czy nastąpiła zbieżność algorytmu czy też nie. Po każdym kroku wyświetlane są wartości współczynników równania Dittusa-Boeltera aktualne oraz z wcześniejszego kroku. Dodatkowo wyświetlana jest oporność

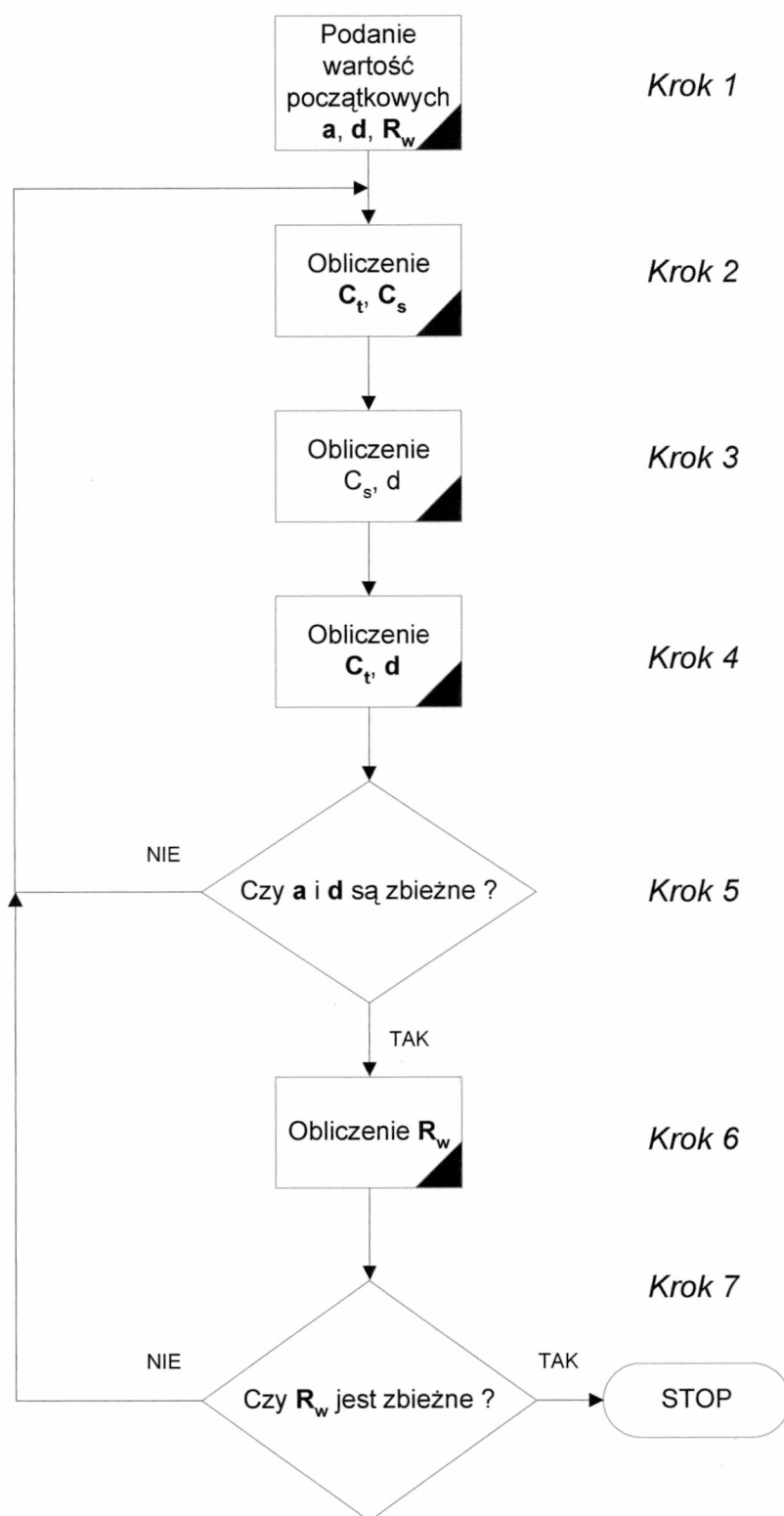


Rys.4.3. Widok ekranu programu obliczeniowego zmodyfikowanej metody Wilsona

termiczna ścianki oraz współczynnik kierunkowy prostej, z której obliczana jest wspomniana oporność termiczna. W idealnym przypadku, gdy suma oporności termicznych przejmowania ciepła oraz oporności ścianki jest równana oporności termicznej przenikania ciepła, to współczynnik kierunkowy prostej ma wartość równą jedności.

Liczba kroków po których następuje poprawienie współczynników równania Dittusa-Boeltera jest zliczana na ekranie. Zliczana jest także liczba pętli po których następuje zmiana oporności termicznej ścianki. Ze względu na to, że zależnie od przypadku oraz wartości startowych współczynników, liczby te mogą być bardzo duże, w programie przewidziano opcje automatycznego wykonywania iteracji, aż do uzyskania zbieżności. Następuje to po naciśnięciu przycisku AUTO.

Po zakończeniu obliczeń można wykreślić dowolną zależność między: liczbami Reynoldsa, Prandtla, Nusselta i współczynnikami przejmowania ciepła dla obu obiegów wymiennika ciepła.



Rys.4.4. Schemat blokowy zmodyfikowanej metody Wilsona, Khartabil i in. [44]

4.4. Wyniki symulacji wpływu błędu pomiarowego temperatury na współczynniki przejmowania ciepła uzyskiwane metodą Wilsona

4.4.1. Ocena błędu metody Wilsona bez zakłóceń pomiaru temperatury

Wyniki symulacji z tabeli 4.2. wprowadzono do programu obliczeniowego współczynników równania Dittus-Boeltera zmodyfikowaną metodą Wilsona. Najpierw przeprowadzono obliczenia bez symulacji błędu temperatury. Przyjęto następujące wartości początkowe wykładników w równaniu Dittusa-Boeltera $a=1$, $d=1$, natomiast oporność ścianki obliczona na podstawie równania (4.6) wyniosła $R_w=9.3 \cdot 10^{-6}$ K/W. Oporność tą przyjęto jako wartość początkową i pominięto kroki 6 i 7 w algorytmie z rys.4.4. Metoda okazała się zbieżna po 32 iteracjach z dokładnością do 5-ciu miejsc po przecinku. Ostatecznie uzyskano następujące wartości współczynników – tabela 4.3., porównano je z wartościami założonymi we wzorach (4.7, 4.8) i obliczono błąd względny.

Tabela 4.3. Błąd wyznaczenia współczynników w równaniu Dittus-Boeltera bez symulacji błędu pomiaru temperatury przy znanej oporności ścianki

Współczynnik w równaniu Dittusa-Boeltera	Wartość założona	Wartość obliczona	Błąd względny %
a	0,80	0,803049	0,38
d	0,75	0,748902	0,15
C_t	0,022	0,0213369	3,0
C_s	0,028	0,0283128	1,1

Błędy współczynników proporcjonalności C_t , C_s w równaniu Dittus-Boeltera są większe niż błędy wykładników a , d z tego powodu, że w metodzie założono jako kryterium zbieżność właśnie wykładników. Podyktowane to jest tym, że łatwiej założyć wartości początkowe wykładników do metody niż współczynników proporcjonalności.

Jeśli przyjęto jako wartości początkowe $a=2$, $d=2$ metoda była zbieżna mniej więcej po tej samej ilości iteracji z taką samą dokładnością. Natomiast dla $a=d=10$ uzyskano zbieżność po 47 iteracjach, dla $a=d=0,5$ po 39 iteracjach., dla $a=10$, $d=0,5$ po

47 iteracjach. We wszystkich tych przypadkach uzyskano podobną dokładność. Oznacza to, że przy braku zakłóceń wartości temperatury i znajomości oporności termicznej ścianki zmodyfikowana metoda Wilsona jest niewrażliwa na przyjęte wartości początkowe wykładników w równaniu Dittus-Boeltera.

Następnie założono, że oporność ścianki jest nieznana. Jako punkt startowy metody przyjęto wartości $a=d=1$, $R_w=5$ K/W. Uzyskano zbieżność metody po 790 iteracjach pętli wewnętrznej i 25 iteracjach pętli zewnętrznej (obliczającej oporność termiczną ścianki). Wyniki obliczeń przedstawiono w tabeli 4.4.

Tabela 4.4. Błąd wyznaczenia współczynników w równaniu Dittus-Boeltera bez symulacji błędu pomiaru temperatury przy nieznanej oporności ścianki

Współczynnik w równaniu Dittusa-Boeltera	Wartość założona	Wartość obliczona	Błąd względny %
a	0,80	0,800960	0,12
d	0,75	0,748774	0,16
C_t	0,022	0,0217635	1,1
C_s	0,028	0,0283493	1,3
$10^6 \cdot R_w$, K/W	9.3	8,91871	4,1
m	1	1,00267	0,3

Należy dodać, że tak jak wybór początkowych wartości wykładników przy liczbach Reynoldsa nie był bardzo istotny, tak wybór początkowej oporności termicznej ścianki jest ważny. W przypadku, gdy jako wartość startową założy się oporność dużo mniejszą niż rzeczywista, wówczas istnieje niebezpieczeństwo, że metoda będzie zbieżna dla zupełnie innego zestawu współczynników w równaniu Dittusa-Boltera. Jeśli natomiast wartość początkowa oporności termicznej jest dużo większa od rzeczywistej, wówczas metoda ma tendencje powodującą wzrost oporności termicznej w kolejnych iteracjach i też zatrzymanie się na jakimś zupełnie innym zestawie współczynników. W skrajnym przypadku jeśli początkowa oporność termiczna jest porównywalna z całkowitą opornością przenikania ciepła lub też od niej większa, to metoda da ujemne wartości współczynników. Wynika to z bilansu oporności termicznych. W przedstawionym w tabeli 4.4 przypadku uzyskano nawet lepsze dokładności wyznaczenia współczynników równania Dittusa-Boltera niż dla

oporności termicznej ścianki obliczonej ze wzoru (4.6). Jednak jest to tylko pozorne zwiększenie dokładności, bowiem oporność termiczna ścianki obarczona jest 4% błędem w porównaniu do założonej. Pozostałe współczynniki mają mniejsze błędy ze względu na lepsze dopasowanie punktów do prostej dla poprawionej oporności termicznej ścianki. Różnice między założonym modelem, a wynikami spowodowane są kumulującymi się błędami obliczeniowymi w kolejnych iteracjach.

Podsumowując ten etap obliczeń można powiedzieć, że zmodyfikowana metoda Wilsona przy braku zakłóceń temperatury, wyznacza wykładniki przy liczbach Reynoldsa z dokładnością rzędu kilku dziesiątych procenta, natomiast współczynniki proporcjonalności z dokładnością kilku procentów.

4.4.2. Symulacja wpływu błędu pomiaru temperatury o zadanej wariancji

Zasymulowano błąd pomiaru temperatury przez dodanie do temperatur wylotowych zmiennej losowej o rozkładzie normalnym ze średnią równą zero i zadaną wariancją. Przeprowadzono obliczenia dla następujących wariancji błędu pomiarowego $\sigma^2=0,01; 0,1 0,25$; W tabeli 4.5. podano przykładowe wartości temperatur z dodanym błędem o wariancji równej $\sigma^2=0,25$.

Tabela 4.5. Wyniki symulacji pracy przeciwprądowego wymiennika ciepła z dodanym błędem pomiaru temperatury o wariancji $\sigma^2=0,25$

Grupa	q_{mt} dm ³ /s	T_t' °C	T_t'' °C	q_{ms} dm ³ /s	T_s' °C	T_s'' °C
—						
1	0,300	20,0	63,499713	0,603	80,0	58,838661
1	0,300	20,0	62,721469	0,576	80,0	57,612151
1	0,300	20,0	62,412376	0,538	80,0	56,196206
1	0,300	20,0	60,976928	0,487	80,0	55,044005
1	0,300	20,0	59,012895	0,442	80,0	53,633980
1	0,300	20,0	56,387675	0,394	80,0	50,967591
1	0,300	20,0	55,742778	0,378	80,0	51,658336
1	0,300	20,0	52,853326	0,315	80,0	48,450432
1	0,300	20,0	50,316080	0,279	80,0	46,208527
1	0,300	20,0	46,114574	0,202	80,0	40,854758
2	0,300	20,0	68,782206	0,100	80,0	65,045817
2	0,283	20,0	70,423035	0,100	80,0	65,319917
2	0,246	20,0	71,960306	0,100	80,0	67,084324

Grupa	q_{mt}	T_t'	T_t''	q_{ms}	T_s'	T_s''
2	0,215	20,0	73,556668	0,100	80,0	68,622225
2	0,189	20,0	73,725187	0,100	80,0	69,795923
2	0,158	20,0	76,363490	0,100	80,0	71,276362
2	0,129	20,0	75,822949	0,100	80,0	72,921468
2	0,101	20,0	77,909868	0,100	80,0	73,939201
2	0,087	20,0	78,273098	0,100	80,0	75,005831
3	0,300	20,0	69,784881	0,980	80,0	64,824484
3	0,300	20,0	68,822912	0,952	80,0	64,896386
3	0,300	20,0	68,043251	0,898	80,0	63,283452
3	0,294	20,0	69,181629	0,100	80,0	65,357976
3	0,280	20,0	70,326271	0,100	80,0	65,634921
3	0,268	20,0	69,432325	0,100	80,0	67,014801

Przeprowadzono obliczenia dla wariancji błędu temperatury $\sigma^2=0,01$. Najpierw założono, że oporność ścianki jest znana i wynosi $R_w=9,3 \cdot 10^{-6}$ K/W. Zbieżność wartości wykładników uzyskano po 33 iteracjach. Następnie te same obliczenia przeprowadzono zakładając, inną oporność ścianki. W tabeli 4.6. przedstawiono uzyskane wyniki.

Można zauważyć, że zakłócenie temperatury zmienną losową o wariancji $\sigma^2=0,01$ spowodowało wzrost błędu wyznaczenia współczynników w równaniu Dittus-Boeltera. W przypadku, gdy podana jest dokładna wartość oporności termicznej ścianki, to błędy wyznaczenia współczynników są niewielkie. W momencie, gdy oporność termiczna ścianki jest nieznana, wybór początkowej wartości tej oporności ma duże znaczenie, zwłaszcza na końcową wartość tej oporności oraz na wartości współczynników proporcjonalności w równaniu Dittus-Boltera. Jeśli wartość początkowa oporności termicznej ścianki różni się znacznie od wartości rzeczywistej, to błąd jej wyznaczenia może wynieść kilkaset procent. Współczynnik kierunkowy m prostej ma wszędzie podobną wartość. Wynika to z faktu, że zmodyfikowana metoda Wilsona była zbieżna dla innych wartości współczynników równania Dittus-Boltera oraz oporności termicznej ścianki i wielkości te w dobry sposób bilansują całkowitą oporność przenikania ciepła. Pomimo różnych wartości początkowych oporności termicznej ścianki, metoda była zbieżna po podobnej liczbie iteracji.

Wariacje zakłóceń temperatury zwiększono do $\sigma^2=0,1$. Wyniki obliczeń przedstawiono w tabeli 4.7.

Tabela 4.6 Błąd wyznaczenia współczynników w równaniu Dittusa-Boeltera przy symulacji błędu pomiaru temperatury o wariancji $\sigma^2=0,01$

Początkowa wartość oporności termicznej ścianki	Współczynnik w równaniu Dittusa-Boeltera	Wartość założona	Wartość obliczona	Błąd względny %
$R_w=9,3 \cdot 10^{-6} \text{ K/W}$	a	0,80	0,792661	0,92
	d	0,75	0,746439	0,48
	C_t	0,022	0,0236258	7,39
	C_s	0,028	0,0293289	4,75
$R_w=15 \cdot 10^{-6} \text{ K/W}$	a	0,80	0,791868	1,01
	d	0,75	0,746346	0,49
	C_t	0,022	0,0237964	8,17
	C_s	0,028	0,0293559	4,84
	$10^6 \cdot R_w, \text{ K/W}$	9,3	8,61086	7,41
	m	1	0,806898	19,31
$R_w=20 \cdot 10^{-6} \text{ K/W}$	a	0,80	0,800853	0,11
	d	0,75	0,747566	0,33
	C_t	0,022	0,0237964	8,17
	C_s	0,028	0,0219302	21,68
	$10^6 \cdot R_w, \text{ K/W}$	9,3	12,3155	32,43
	m	1	0,809468	19,05
$R_w=50 \cdot 10^{-6} \text{ K/W}$	a	0,80	0,85069	6,34
	d	0,75	0,753989	0,53
	C_t	0,022	0,0139100	36,77
	C_s	0,028	0,0272156	2,80
	$10^6 \cdot R_w, \text{ K/W}$	9,3	31,3655	237,26
	m	1	0,823166	17,68
$R_w=100 \cdot 10^{-6} \text{ K/W}$	a	0,80	0,945513	18,19
	d	0,75	0,764702	1,96
	C_t	0,022	0,00579523	73,66
	C_s	0,028	0,0244712	12,60
	$10^6 \cdot R_w, \text{ K/W}$	9,3	61,695	563,39
	m	1	0,846309	15,37

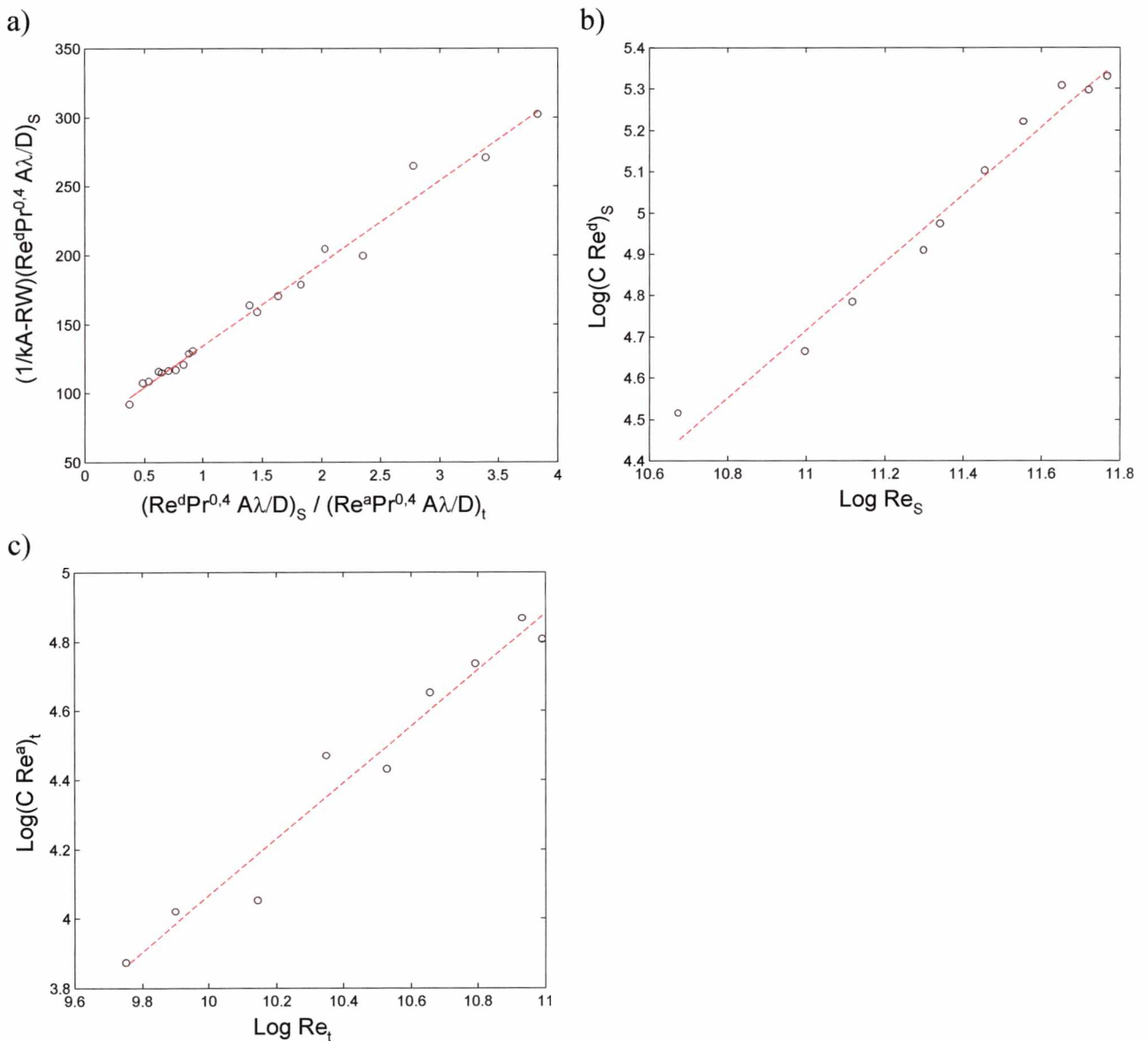
Następnie zwiększono wariancję zakłócenia temperatury do wartości $\sigma^2=0,25$. Podobnie jak poprzednio obliczenia zostały przeprowadzone dla różnych wartości początkowych oporności termicznej. Na rys. 4.5. przedstawiono proste regresji Wilsona uzyskane po ostatniej iteracji dla $\sigma^2=0,25$.

Tabela 4.7. Błąd wyznaczenia współczynników w równaniu Dittus-Boeltera przy symulacji błędu pomiaru temperatury o wariancji $\sigma^2=0,1$

Początkowa wartość oporności termicznej ścianki	Współczynnik w równaniu Dittusa-Boeltera	Wartość założona	Wartość obliczona	Błąd względny %
$R_w=9,3 \cdot 10^{-6} \text{ K/W}$	a	0,80	0,81012	1,265
	d	0,75	0,793254	5,7672
	C_t	0,022	0,0184231	16,25864
	C_s	0,028	0,0178556	36,23
$R_w=15 \cdot 10^{-6} \text{ K/W}$	a	0,80	0,959524	19,9405
	d	0,75	0,812655	8,354
	C_t	0,022	0,00464823	78,87168
	C_s	0,028	0,0147052	47,48143
	$10^6 \cdot R_w, \text{ K/W}$	9,3	67,4253	625,0032
	m	1	2,06614	106,614
$R_w=20 \cdot 10^{-6} \text{ K/W}$	a	0,80	0,970782	21,34775
	d	0,75	0,813939	8,5252
	C_t	0,022	0,00418545	80,97523
	C_s	0,028	0,0145172	48,15286
	$10^6 \cdot R_w, \text{ K/W}$	9,3	70,7436	660,6839
	m	1	2,07039	107,039
$R_w=50 \cdot 10^{-6} \text{ K/W}$	a	0,80	1,04109	30,13625
	d	0,75	0,82146	9,528
	C_t	0,022	0,0021678	90,14636
	C_s	0,028	0,0134625	51,91964
	$10^6 \cdot R_w, \text{ K/W}$	9,3	89,7078	864,6
	m	1	2,09301	109,301
$R_w=100 \cdot 10^{-6} \text{ K/W}$	a	0,80	1,17801	47,25125
	d	0,75	0,833913	11,1884
	C_t	0,022	0,000594438	97,29801
	C_s	0,028	0,0118796	57,57286
	$10^6 \cdot R_w, \text{ K/W}$	9,3	119,527	1185,237
	m	1	2,11606	111,606

W tabeli 4.8. podano wartości współczynników w równaniu Dittus-Boltera oraz względny błąd przy zakłóceniach temperatury o wariancji $\sigma^2=0,25$ i znanej oporności termicznej ścianki. Wartości początkowe wynosiły $a=d=1$, $R_w=9,3 \cdot 10^{-6} \text{ K/W}$. Następnie założono inną początkową wartość oporności termicznej ścianki. Z tabeli widać, że przy znanej oporności termicznej ścianki, błąd wyznaczenia wykładników przy liczbach Reynoldsa jest rzędu kilku procent, natomiast błąd wyznaczenia

współczynników proporcjonalności w równaniu Dittusa-Boeltera jest rzędu kilkudziesięciu procent. Jeśli oporność ścianki jest nieznana, to błędy wyznaczenia tych współczynników oraz oporności termicznej ścianki diametralnie rosną, nawet jeśli początkowa wartość oporności termicznej niewiele różni się od wartości rzeczywistej. Dwukrotna różnica między wartością początkową a rzeczywistą oporności termicznej ścianki powoduje ponad 10-krotny błąd w wyznaczeniu tej oporności.



Rys.4.5. Proste Wilsona

a) do wyznaczania współczynników C_t i C_s , b) do wyznaczania C_s i d
c) do wyznaczania C_t i a przy zakłóceniach temperatury o wariancji $\sigma^2=0,25$

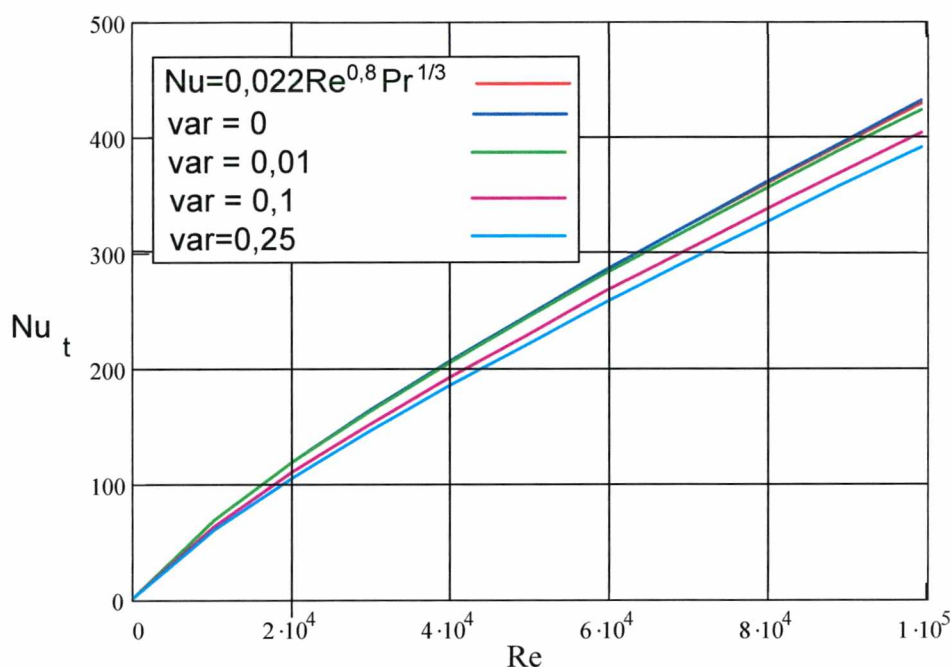
Tabela 4.8. Błąd wyznaczenia współczynników w równaniu Dittus-Boeltera przy symulacji błędu pomiaru temperatury o wariancji $\sigma^2=0,25$

Początkowa wartość oporności termicznej ścianki	Współczynnik w równaniu Dittusa-Boeltera	Wartość założona	Wartość obliczona	Błąd względny %
$R_w=9,3 \cdot 10^{-6} \text{ K/W}$	a	0,80	0,815987	2,0
	d	0,75	0,819996	9,3
	C_t	0,022	0,0166732	24,2
	C_s	0,028	0,0135121	51,7
$R_w=15 \cdot 10^{-6} \text{ K/W}$	a	0,80	1,06371	32,96375
	d	0,75	0,852525	13,67
	C_t	0,022	0,00167687	92,37786
	C_s	0,028	0,00974006	65,21407
	$10^6 \cdot R_w, \text{ K/W}$	9,3	99,3004	967,7462
	m	1	2,7399	173,99
$R_w=20 \cdot 10^{-6} \text{ K/W}$	a	0,80	1,09583	36,97875
	d	0,75	0,855872	14,11627
	C_t	0,022	0,0012392	94,36727
	C_s	0,028	0,00941659	66,36932
	$10^6 \cdot R_w, \text{ K/W}$	9,3	107,042	1050,989
	m	1	2,7515	175,15

Na kolejnych rysunkach wykreślono równania Dittus-Boeltera dla obliczonych przypadków. Na rys. 4.6. przedstawiono równanie Dittus-Boeltera dla płynu zimnego w przypadku gdy oporność termiczna ścianki jest znana a zmienia się wariancja zakłóceń temperatury.

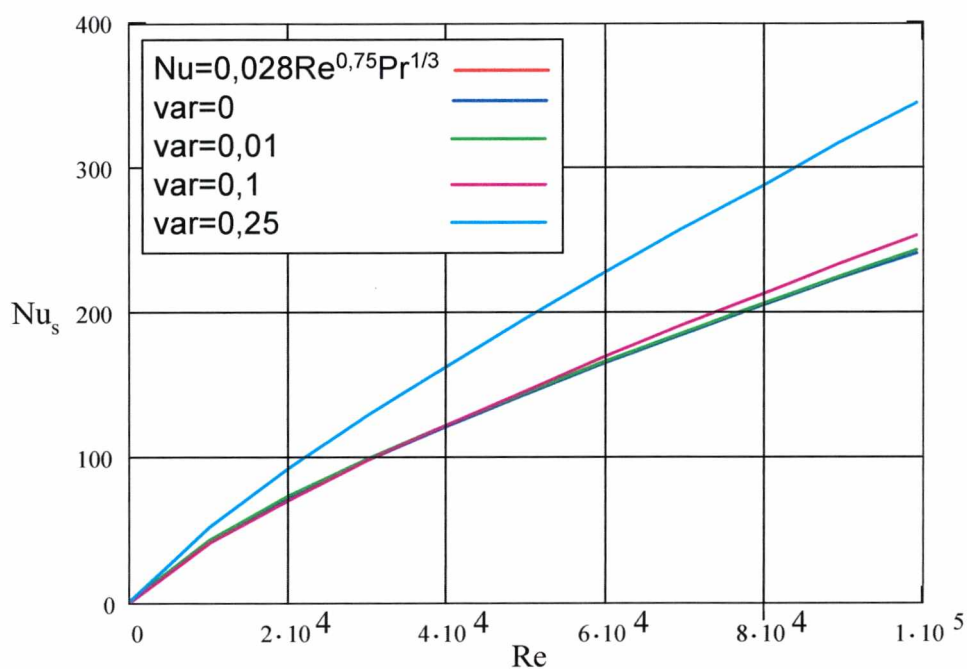
Porównując poszczególne zależności dla różnych wariancji zakłóceń widać wyraźną różnicę dla wariancji $\sigma^2=0,25$. Zależności obliczone bez zakłóceń temperatury oraz przy małej wariancji zakłóceń niewiele odbiegają od założonego modelu.

Na rys. 4.7. przedstawiono te same zależności dla płynu gorącego. Podobnie jak dla płynu zimnego jedynie charakterystyka w przypadku zakłóceń o wariancji $\sigma^2=0,25$ odbiega wyraźnie od pozostałych, z tym, że dla płynu zimnego leży ona poniżej charakterystyki modelu, natomiast dla płynu gorącego powyżej charakterystyki modelu. Takie położenie charakterystyk wynika z bilansu oporności termicznych, w którym przy danej całkowitej oporności przenikania ciepła oraz stałej oporności termicznej ścianki, wzrost jednej oporności przejmowania ciepła musi powodować spadek drugiej oporności przejmowania ciepła.

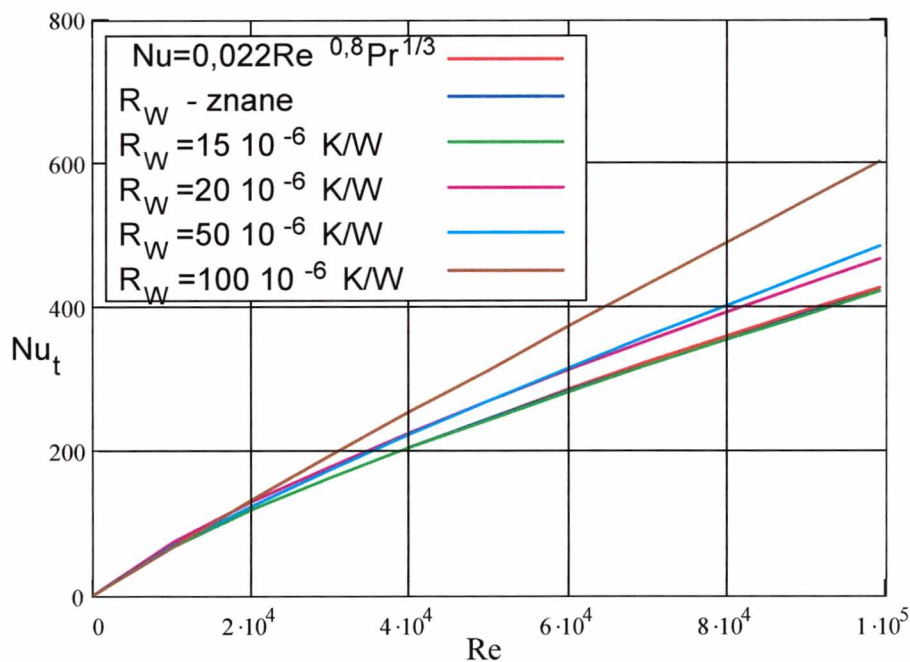


Rys.4.6. Wpływ wariancji zakłóceń temperatury na zależność $Nu(Re)$ dla płynu zimnego w przypadku, gdy oporność ścianki jest znana

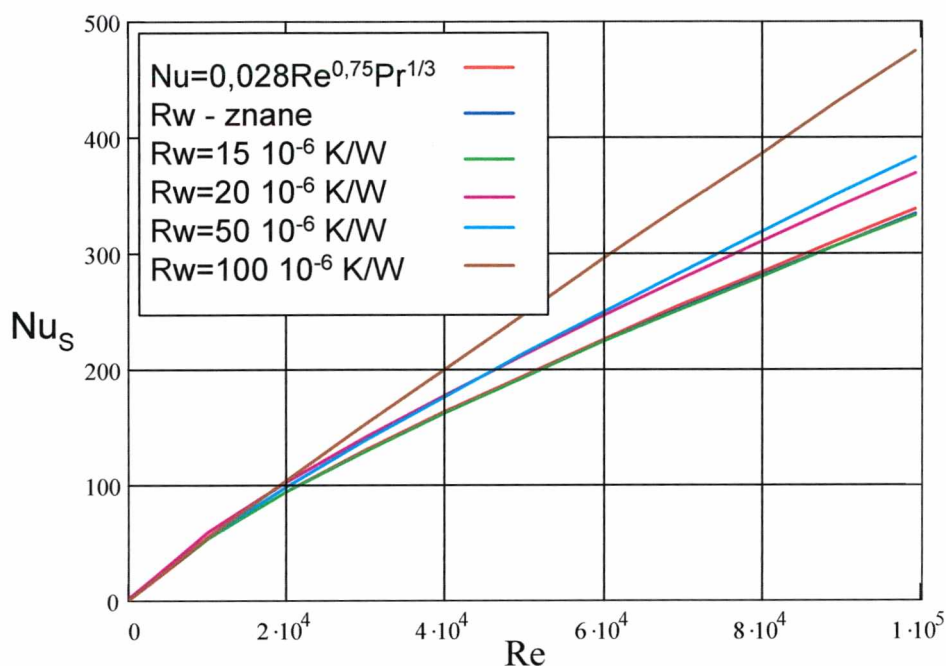
Podobne porównanie przeprowadzono dla różnych wartości początkowych oporności termicznej ścianki przy stałej wariancji zakłóceń. Na rys. 4.8. przedstawiono charakterystyki $Nu(Re)$ dla płynu zimnego przy stałej wariancji zakłóceń $\sigma^2=0,01$ i zmieniającej się początkowej wartości oporności termicznej ścianki w zmodyfikowanej metodzie Wilsona. Na rys.4.9. znajdują się analogiczne charakterystyki dla płynu gorącego. Widać, że tylko znajomość oporności termicznej ścianki lub założenie jej początkowej wartości niewiele różniącej się od wartości rzeczywistej nie powoduje większego błędu w wyznaczeniu współczynników równania Dittusa-Boeltera. Przyjęcie do iteracji początkowej wartości oporności termicznej ścianki tylko dwukrotnie większej od wartości rzeczywistej, spowodowało znaczne odchylenie charakterystyki $Nu(Re)$ od charakterystyki modelu.



Rys.4.7. Wpływ wariancji zakłóceń temperatury na zależność $Nu(Re)$ dla płynu gorącego w przypadku, gdy oporność ścianki jest znana



Rys.4.8. Wpływ początkowej wartości oporności termicznej ścianki na zależność $Nu(Re)$ dla płynu zimnego w przypadku stałej wariancji zakłóceń temperatury $\sigma^2 = 0.01$



Rys.4.9. Wpływ początkowej wartości oporności termicznej ścianki na zależność $Nu(Re)$ dla płynu gorącego w przypadku stałej wariancji zakłóceń temperatury $\sigma^2=0,01$

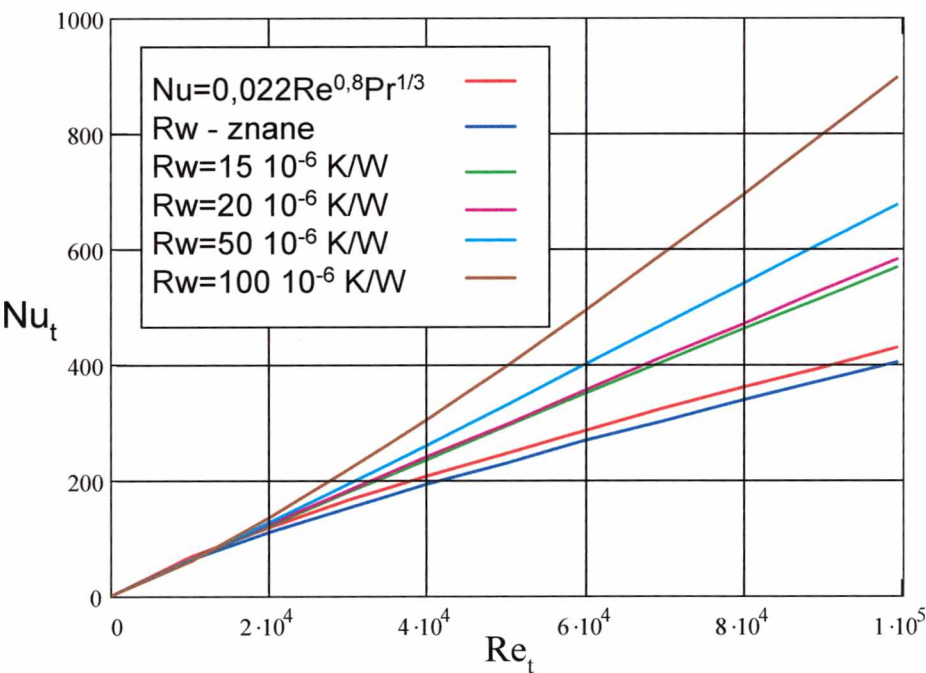
Największa różnica między wyznaczoną charakterystyką $Nu(Re)$, a charakterystyką modelową występuje dla przyjętej początkowej oporności $R_w=100 \cdot 10^{-6} \text{ K/W}$. Ze względu na charakter tych krzywych różnice te rosną w miarę wzrostu liczby Reynoldsa.

Przy zwiększonej wariancji zakłóceń $\sigma^2=0,10$ tylko charakterystyka dla płynu zimnego nieznacznie odbiega od charakterystyki modelowej – rys.4.10. Jednak jeśli się spojrzy na analogiczne charakterystyki dla płynu gorącego – rys.4.11., to wyraźnie widać, że wszystkie przebiegają znacznie poniżej charakterystyki modelowej. Oznacza to, że wpływ zakłóceń temperatury jest dużo większy niż wpływ wyboru wartości początkowej oporności ścianki.

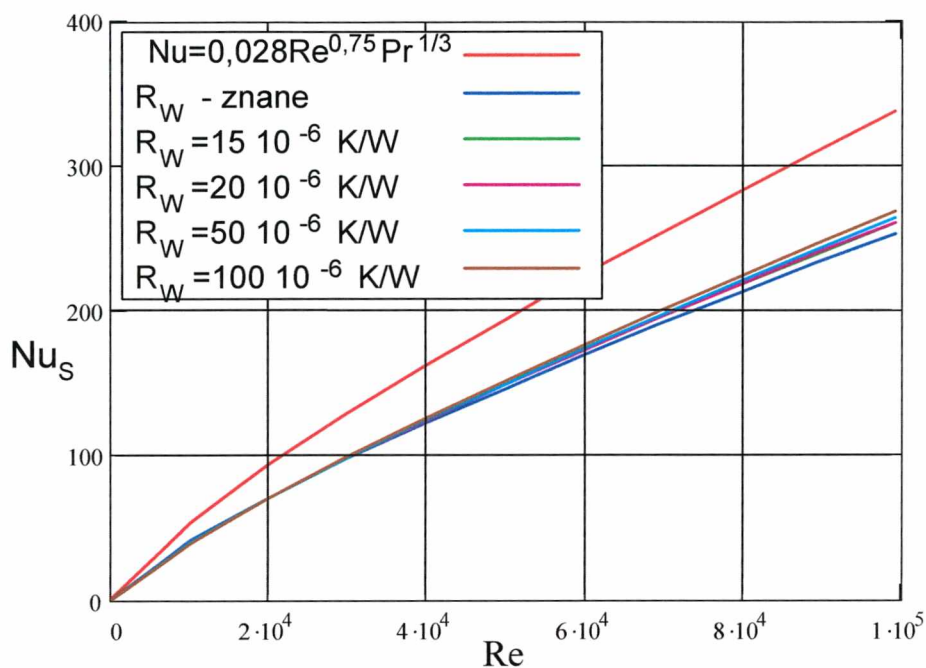
Na rys. 4.12. i 4.13. przedstawiono zależności $Nu(Re)$ dla płynu zimnego i gorącego przy stałej wariancji zakłóceń temperatury $\sigma^2=0,25$ i zmieniającej się początkowej oporności termicznej ścianki. Przy tak dużych zakłóceniach temperatury wszystkie charakterystyki odbiegają od charakterystyki modelowej. Nawet założenie znajomości oporności termicznej ścianki, nie wpływa znacząco na wyniki końcowe, co

dobrze widać na rys.4.11. Wszystkie charakterystyki dla różnych wartości początkowych oporności termicznej ścianki leżą znacznie poniżej charakterystyki modelowej. Potwierdza to, że przy dużej wariancji zakłóceń jej wpływ jest dużo większy niż wpływ wyboru wartości początkowej oporności ścianki. Na rys. 4.12. charakterystyka przy znajomości oporności termicznej ścianki (linia niebieska), leży w pobliżu modelu. Jednak biorąc pod uwagę uzupełniającą ją charakterystykę dla płynu gorącego oraz to, że zakłócenia miały charakter losowy, jest to tylko przypadek.

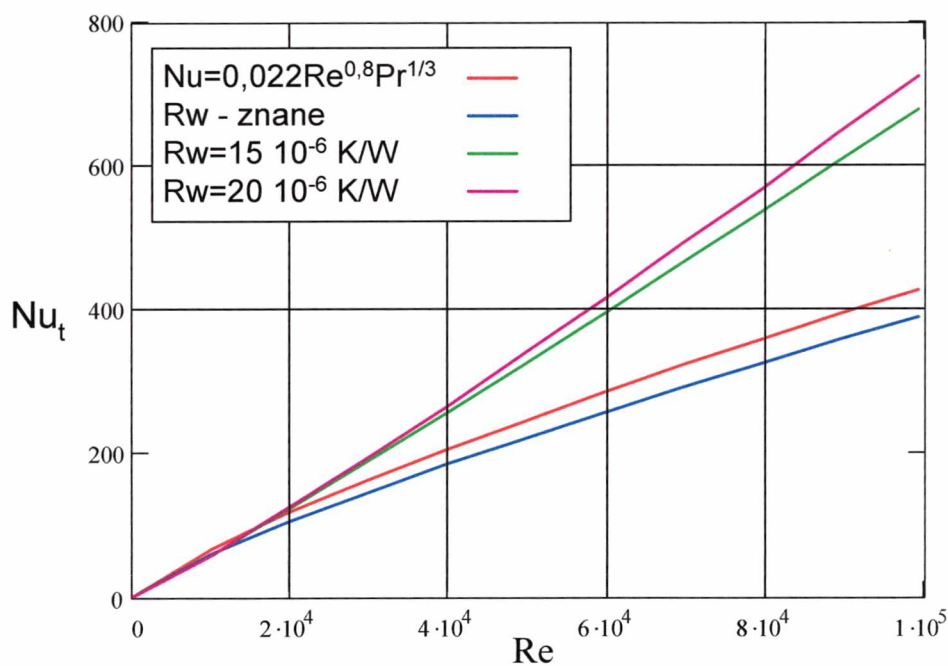
Na rys.4.14, 4.15, 4.16 przedstawiono (za pomocą wykresu słupkowego) błąd względny wyznaczenia współczynników w równaniu Dittus-Boeltera. Na wykresach można zauważyć gwałtowny wzrost błędu wyznaczenia współczynników proporcjonalności w równaniach Dittus-Boeltera ze wzrostem wariancji błędu pomiaru temperatury.



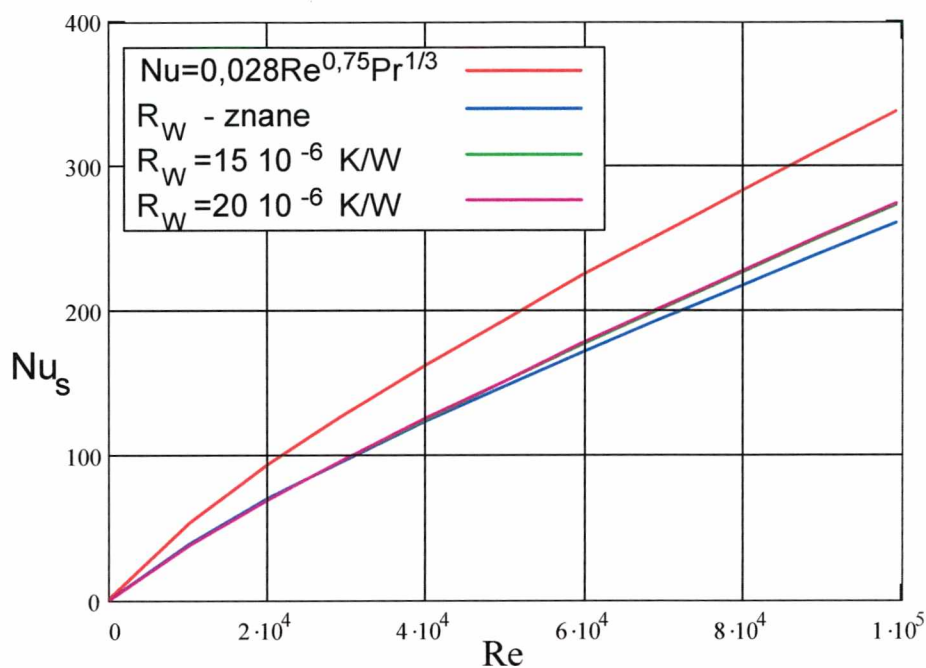
Rys.4.10. Wpływ początkowej wartości oporności termicznej ścianki na zależność $Nu(Re)$ dla płynu zimnego w przypadku stałej wariancji zakłóceń temperatury $\sigma^2=0,10$



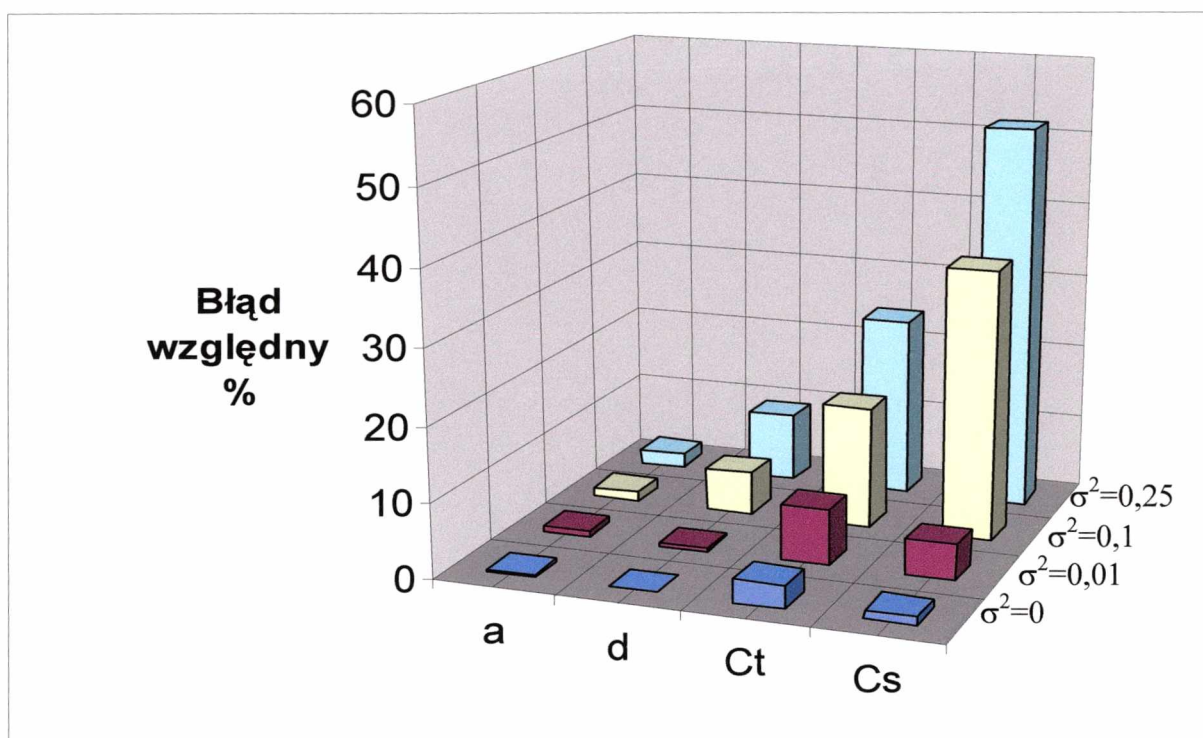
Rys.4.11. Wpływ początkowej wartości oporności termicznej ścianki na zależność $Nu(Re)$ dla płynu gorącego w przypadku stałej wariancji zakłóceń temperatury $\sigma^2=0,10$



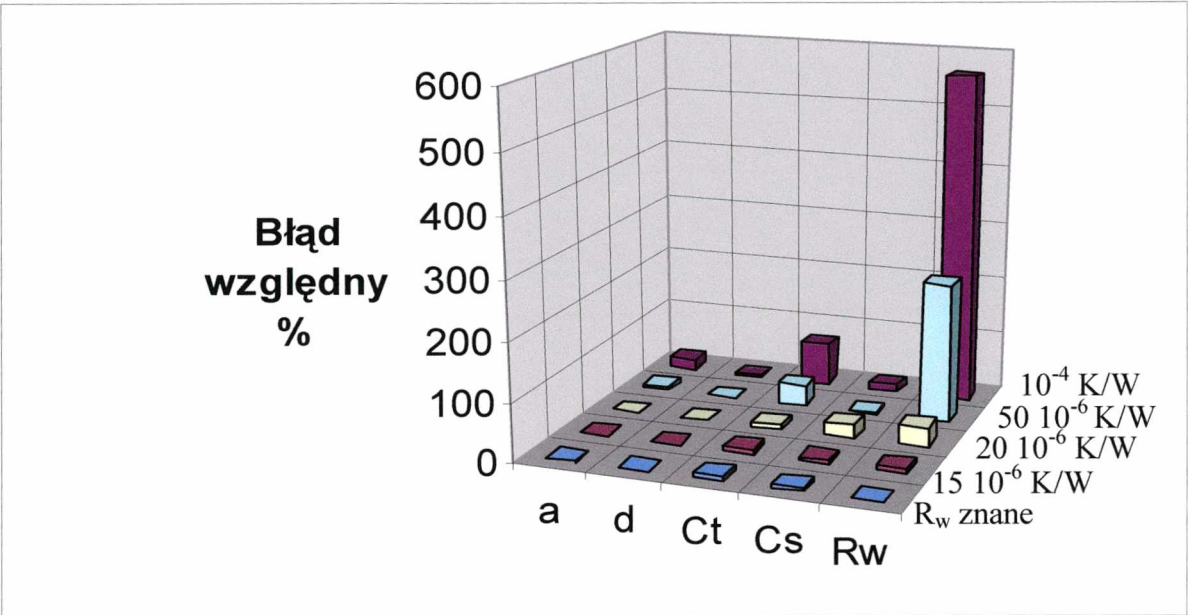
Rys.4.12. Wpływ początkowej wartości oporności termicznej ścianki na zależność $Nu(Re)$ dla płynu zimnego w przypadku stałej wariancji zakłóceń temperatury $\sigma^2=0,25$



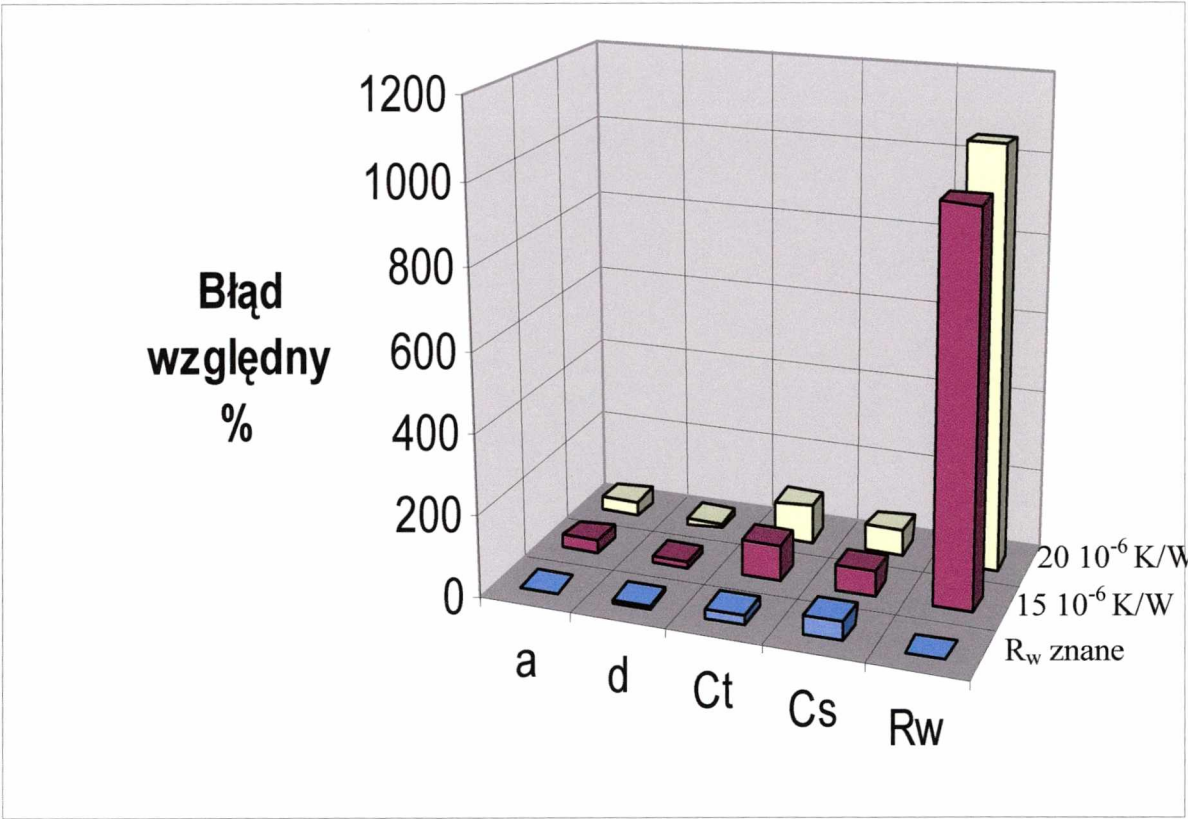
Rys.4.13. Wpływ początkowej wartości oporności termicznej ścianki na zależność $Nu(Re)$ dla płynu gorącego w przypadku stałej wariancji zakłóceń temperatury $\sigma^2=0,25$



Rys. 4.14. Błąd względny wyznaczenia współczynników w równaniu Dittus-Boeltera zmodyfikowaną metodą Wilsona przy znajomości wartości oporności ścianki dla różnych wariancji zakłócenia temperatury



Rys. 4.15. Błąd względny wyznaczenia współczynników w równaniu Dittus-Boeltera zmodyfikowaną metodą Wilsona dla wariancji zakłócenia temperatury równej 0,01, gdy oporność termiczna ścianki nie jest znana



Rys. 4.16. Błąd względny wyznaczenia współczynników w równaniu Dittus-Boeltera zmodyfikowaną metodą Wilsona dla wariancji zakłócenia temperatury równej 0,25, gdy oporność termiczna ścianki nie jest znana

5. METODA WYZNACZANIE WSPÓŁCZYNNIKÓW PRZEJMOWANIA CIEPŁA DLA PRZEPŁYWÓW W STREFIE PRZEJŚCIOWEJ

5.1. Opis metody z wykorzystaniem równania Hausena dla strefy przejściowej

Do opisu przejmowania ciepła przy konwekcji wymuszonej najczęściej stosowane są zależności Dittus-Boeltera lub Sieder-Tate'a uwzględniające zmienność właściwości płynów wraz z temperaturą. Jak wykazały badania [22, 103] zależności te są prawdziwe tylko dla przepływów turbulentnych. Wykazano w nich, że z zależności Dittus-Boeltera uzyskuje się dokładne wyniki dla liczb $Re > 9000$ dla rur gładkich oraz $Re > 15000$ dla rur z żebrami. Oznacza to, że w zakresie przepływów laminarnych i przejściowych należy stosować inne zależności opisujące przejmowanie ciepła niż równania Dittus-Boeltera i Sieder-Tate'a. W tej pracy dla przepływów przejściowych przez rury o przekroju kołowym zaproponowano wzór Hausena [108] w postaci

$$Nu = 0,12 \left[1 + \left(\frac{D}{L} \right)^{\frac{2}{3}} \right] \left(Re^{\frac{2}{3}} - 125 \right) Pr^{1/3} \left(\frac{\mu_p}{\mu_w} \right)^{0,14}. \quad (5.1)$$

Równanie to uwzględnia wymianę ciepła na odcinku wlotowym oraz zmianę właściwości płynu wraz z temperaturą. Ogólną postać tego równania zastosowano dla obu płynów w wymienniku ciepła typu rura w rurze. Założono, że nieznane są współczynniki proporcjonalności oraz wykładnik przy liczbie Reynoldsa. Ze względu na to, że składnik odpowiadający za wymianę ciepła na odcinku wlotowym jest stały dla danego wymiennika ciepła, oraz pominięto lub założono stałość członu $(\mu_p/\mu_w)^{0,14}$, to równanie (5.1) upraszcza się do postaci

$$Nu = C \left(Re^d - 125 \right) Pr^{1/3}. \quad (5.2)$$

Podstawiając do równania bilansu oporności (4.5) współczynniki przejmowania ciepła wyznaczone z równania (5.2) otrzymano

$$\frac{1}{kA_s} = \frac{1}{C_s (Re_s^d - 125) Pr_s^{\frac{1}{3}} \frac{\lambda_s A_s}{d_s}} + R_w + \frac{1}{C_t (Re_t^a - 125) Pr_t^{\frac{1}{3}} \frac{\lambda_t A_t}{d_t}}. \quad (5.3)$$

Zastosowano zmodyfikowaną metodę Wilsona oraz bazowano na algorytmie obliczeniowym zaproponowanym przez Khartabila i in. [44]. Modyfikacja algorytmu polegała na zastosowaniu dwóch regresji liniowych i dwóch regresji nieliniowych [6, 58, 60, 111] w dwóch pętlach iteracyjnych. Regresję nieliniową zastosowano dlatego, że równania (5.3.) nie można zlinearyzować tak, aby możliwe było wyznaczenie współczynników równania z regresji liniowej. Stosując regresję nieliniową wyznaczono współczynniki proporcjonalności oraz wykładniki przy liczbach Reynoldsa dla danego płynu przy założeniu znajomości współczynników dla drugiego płynu i oporności termicznej ścianki. Po przekształceniu równania (5.3) uzyskano

$$\left[\frac{1}{kA_s} - R_w - \frac{1}{C_t (Re_t^a - 125) Pr_t^{\frac{1}{3}} \frac{\lambda_t A_t}{d_t}} \right] Pr_s^{\frac{1}{3}} \frac{\lambda_s A_s}{d_s} = \frac{1}{C_s (Re_s^d - 125)}. \quad (5.4)$$

Po podstawieniu nowych zmiennych otrzymano równania

$$\left. \begin{aligned} x &= Re_s \\ y_s &= \frac{1}{C_s (x^d - 125)} \end{aligned} \right\}, \quad (5.5)$$

$$y = C_s (x^d - 125). \quad (5.6)$$

W celu określenia współczynników C_s i d zdefiniowano funkcję błędu

$$d\beta = y - C_s (x^d - 125), \quad (5.7)$$

w której estymator $d\beta$ jest równy

$$d\beta = \frac{\partial y}{\partial C_s} dC_s \Big|_x + \frac{\partial y}{\partial d} dd \Big|_x. \quad (5.8)$$

Po podstawieniu pochodnych funkcji (5.9)*

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial y}{\partial C_s} &= x^d - 125 \\ \frac{\partial y}{\partial d} &= C_s x^d \cdot \ln x \end{aligned} \right\}, \quad (5.9)$$

do równania (5.8) otrzymano

$$d\beta = (x^d - 125) \cdot dC_s \Big|_x + C_s x^d \cdot \ln(x) \cdot dd \Big|_x. \quad (5.10)$$

Równanie (5.10) zapisano w postaci macierzowej

$$d\beta = A \cdot d\lambda, \quad (5.11)$$

w którym macierz A i wektor $d\lambda$ są zdefiniowana jako

$$A = \begin{bmatrix} x^d - 125 \Big|_{x1} & C_s x^d \cdot \ln x \Big|_{x1} \\ x^d - 125 \Big|_{x2} & C_s x^d \cdot \ln x \Big|_{x1} \\ \vdots & \vdots \\ x^d - 125 \Big|_{xn} & C_s x^d \cdot \ln x \Big|_{xn} \end{bmatrix}, \quad (5.12)$$

* po każdej niewiadomej

$$d\lambda = \begin{bmatrix} \Delta C_s \\ \Delta d \end{bmatrix}. \quad (5.13)$$

Z równania (5.11) obliczono wektor $d\lambda$, przekształcając je do postaci

$$d\lambda = (A^T \cdot A)^{-1} \cdot A^T \cdot d\beta. \quad (5.14)$$

Współczynniki C_s i d obliczono stosując metodę iteracyjną. W pierwszym kroku założono wartości początkowe współczynników C_s i d . Następnie obliczono wektor przyrostów $d\lambda$ i na jego podstawie nowe poprawione wartości współczynników C_s' i d'

$$\left. \begin{aligned} C_s' &= C_s + \Delta C_s \\ d' &= d + \Delta d \end{aligned} \right\}. \quad (5.15)$$

W analogiczny sposób obliczono współczynników C_t i a .

Równanie (5.3) przekształcono do postaci

$$\left[\frac{1}{kA_s} - R_w - \frac{1}{C_t (Re_t^a - 125) Pr_t^{\frac{1}{3}} \frac{\lambda_t A_t}{d_t}} \right] Pr_s^{\frac{1}{3}} \frac{\lambda_s A_s}{d_s} = \frac{1}{C_s (Re_s^d - 125)}. \quad (5.16)$$

Funkcja błędu przyjmuje wówczas postać

$$d\beta = y - C_t (x^a - 125), \quad (5.17)$$

której estymator wyznaczono, obliczając pochodne funkcji błędu po a i C_t .

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial y}{\partial C_t} &= x^a - 125 \\ \frac{\partial y}{\partial a} &= C_t x^a \cdot \ln x \end{aligned} \right\}, \quad (5.18)$$

a zatem

$$d\beta = (x^a - 125) dC_t \Big|_x + C_t x^a \ln(x) da \Big|_x. \quad (5.19)$$

Mając obliczone współczynniki a , d , C_t , C_s wyznaczono z równania Hausena (5.2) liczbę Nusselta, a następnie oporność termiczną przejmowania ciepła dla obu płynów. Dalej identycznie jak w zmodyfikowanej metodzie Wilsona obliczono z regresji liniowej oporność ścianki. Obliczenia końcowych wartości współczynników równania Hausena wykonano metodą iteracyjną, zgodnie ze schematem blokowym z rys.4.4. Iteracje kontynuowano aż do uzyskania założonych minimalnych wartości wektora $d\lambda$. Oznacza to w praktyce zbieżność wartości współczynników z bieżącego i poprzedniego kroku.

5.2. Uogólnienie metody na inne zależności opisujące przejmowanie ciepła

Uogólniając rozważanie z poprzedniego rozdziału założono, że dana jest dowolna ciągła funkcja opisująca przejmowanie ciepła przy konwekcji wymuszonej (5.20). Nieznanymi parametrami funkcji są współczynniki $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$. Można również założyć, że każda strona powierzchni wymiany ciepła opisana jest inną funkcją

$$Nu = f(Re, Pr, \lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n). \quad (5.20)$$

Współczynniki przejmowania ciepła dane są wówczas zależnościami

$$\alpha = \frac{\lambda_f}{D} \cdot f(Re, Pr, \lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n). \quad (5.21)$$

Po podstawieniu do bilansu oporności termicznych otrzymano

$$\frac{1}{kA_s} = \frac{1}{\frac{\lambda_s A_s}{D_s} \cdot f(\text{Re}, \text{Pr}, \lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n)_s} + R_w + \frac{1}{\frac{\lambda_t A_t}{D_t} \cdot f(\text{Re}, \text{Pr}, \lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n)_t}. \quad (5.22)$$

Na tym etapie założono, że znana jest zależność na przejmowania ciepła dla jednej strony powierzchni tzn. znane są odpowiednie współczynniki $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$. Zadanie polega na wyznaczeniu analogicznych współczynników w równaniu na przejmowanie ciepła dla drugiej strony powierzchni wymiany ciepła.

Następnie równanie bilansu oporności (5.22) przekształcono do postaci, w której z jednej strony równania jest tylko zmienna niezależna w postaci liczby Reynoldsa oraz nieznane współczynniki

$$y = g(\text{Re}, \lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n). \quad (5.23)$$

Funkcja błędu pomiędzy wynikami pomiarów y_i , a równaniem (5.23) ma postać

$$d\beta_i = y_i - g(\text{Re}, \lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n), \quad (5.24)$$

w którym $i=1, \dots, m$ jest ilością punktów pomiarowych.

Po zlinearyzowaniu równania (5.24) otrzymano

$$d\beta_i = \sum_{j=1}^n \frac{\partial g}{\partial \lambda_j} d\lambda_j \Big|_{\text{Re}, \lambda}. \quad (5.25)$$

Równanie (5.25) zapisano w postaci macierzowej

$$d\beta = A \cdot d\lambda, \quad (5.26)$$

w którym macierz A i wektor $d\lambda$ mają postać

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} \left. \frac{\partial g}{\partial \lambda_1} \right|_{\text{Re}_1, \lambda} & \left. \frac{\partial g}{\partial \lambda_2} \right|_{\text{Re}_1, \lambda} & \dots & \left. \frac{\partial g}{\partial \lambda_n} \right|_{\text{Re}_1, \lambda} \\ \left. \frac{\partial g}{\partial \lambda_1} \right|_{\text{Re}_2, \lambda} & \left. \frac{\partial g}{\partial \lambda_2} \right|_{\text{Re}_2, \lambda} & \dots & \left. \frac{\partial g}{\partial \lambda_n} \right|_{\text{Re}_2, \lambda} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \left. \frac{\partial g}{\partial \lambda_1} \right|_{\text{Re}_m, \lambda} & \left. \frac{\partial g}{\partial \lambda_2} \right|_{\text{Re}_m, \lambda} & \dots & \left. \frac{\partial g}{\partial \lambda_n} \right|_{\text{Re}_m, \lambda} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{d\lambda} = \begin{bmatrix} \lambda_1 \\ \lambda_2 \\ \vdots \\ \lambda_n \end{bmatrix}. \quad (5.27)$$

Rozwiązując równanie (5.26) otrzymano

$$\mathbf{d\lambda} = (\mathbf{A}^T \cdot \mathbf{A})^{-1} \cdot \mathbf{A}^T \cdot \mathbf{d\beta}, \quad (5.28)$$

gdzie $\mathbf{d\lambda}$ jest wektorem przyrostów nieznanymi współczynników $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$. Poprawione wartości współczynników wynoszą

$$\lambda' = \lambda + \mathbf{d\lambda}. \quad (5.29)$$

Podobne postępowanie przeprowadzono dla drugiej strony powierzchni wymiany ciepła. Metoda obliczania nieznanymi współczynników ma charakter iteracyjny, przez co w pierwszym kroku należy założyć wartości początkowe współczynników $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$. W kolejnych krokach do obliczeń przyjmowano wartości z kroku poprzedniego. Iteracje kontynuowano aż do uzyskania założonych minimalnych przyrostów wektora $\mathbf{d\lambda}$.

Przedstawiona uogólniona metoda wyznaczania nieznanymi współczynników może być stosowana jeśli tylko istnieją pochodne w macierzy $\mathbf{A}$, a sama macierz jest nieosobliwa.

6. BADANIA EKSPERYMENTALNE

Celem eksperymentu doświadczalnego było zbadanie zjawiska wymiany ciepła w przeciwprądowym wymienniku ciepła typu rura w rurze. Do wyznaczenia współczynników przejmowania ciepła zastosowano opracowaną przez autora metodę. Badania przeprowadzono dla przepływów ze strefy przejściowej stosując równanie Hausena do opisu przejmowania ciepła od strony ścianki.

6.1. Opis stanowiska

Jako obiekt badań zastosowano wymiennik ciepła typu rura w rurze w przełączanej konfiguracji współprądowej lub przeciwprądowej. Schemat stanowiska badawczego przedstawiono na rys. 6.1. Wymiennik ciepła ma kształt spirali przymocowanej do konstrukcji walcowej. W celu zapewnienia stałego ciśnienia wody zasilającej wymiennik ciepła, doprowadzono ją do zbiornika umieszczonego na pewnej wysokości. W zbiorniku wykonano przelew, przez co utrzymywany jest stały poziom wody. W wyniku tego woda spływała grawitacyjnie do wymiennika ciepła. Na stanowisku badawczym zamontowano dwa elektryczne przepływowe podgrzewacze wody, które umożliwiały jej podgrzanie w jednym z obiegów. Każdy z obiegów wody zaopatrzony był w zawór regulacyjny umożliwiający ustawienie odpowiedniego strumienia objętości. Do pomiaru strumienia objętości wody zastosowano dwie metody. Pomiar odbywał się za pomocą rotametrów lub metodą objętościową. W celu zwiększenia dokładności pomiaru rotametr w obiegu gorącej wody umieszczono przed podgrzewaczami. Dodatkowe rotametry służyły do orientacyjnego ustawienia strumienia objętości, natomiast sam pomiar jego wartości dokonywano metodą objętościową. Na króćcach wlotowych i wylotowych wymiennika ciepła umieszczono czujniki temperatury podłączone do cyfrowych mierników temperatury. Woda z sieci wodociągowej zasilala zbiornik ZB. Zawór Z4 był zaworem odcinającym, zawór Z1 służył do ustawienia strumienia objętości wody w obiegu wody gorącej. Rotametr R1, o zakresie pomiarowym od 0,0139 do 0,0694 dm³/s, mierzył strumień objętości w

obiegu wody gorącej. Następnie woda przepływała przez dwa podgrzewacze wody P1, P2, każdy o mocy 6kW. Zawór Z3 umożliwiał odłączenie jednego z podgrzewaczy. Zaworem Z2 ustalano strumień objętości zimnej wody, który następnie był mierzony rotametrem R2. W celu uzyskania większych różnic temperatur wymiennik ciepła podłączono w konfiguracji przeciwpądowej. W obiegu zewnętrznym płynęła woda gorąca, natomiast w obiegu wewnętrznym wymiennika ciepła woda zimna. Zawór Z5 był zaworem spustowym wody ze zbiornika ZB, natomiast zawór Z6 zaworem dławiącym na wypływie wody gorącej. Termometry cyfrowe z termoparami mierzyły następujące temperatury T1 – na wlocie wody gorącej, T2 – na wylocie wody gorącej, T3 – na wlocie wody zimnej, T4 – na wylocie wody zimnej. Do odpowietrzenia układu służył odpowietrznik O.

W tabeli 6.1. podano wymiary wymiennika ciepła oraz przewodność cieplną ścianki.

Tabela 6.1. Parametry wymiennika ciepła

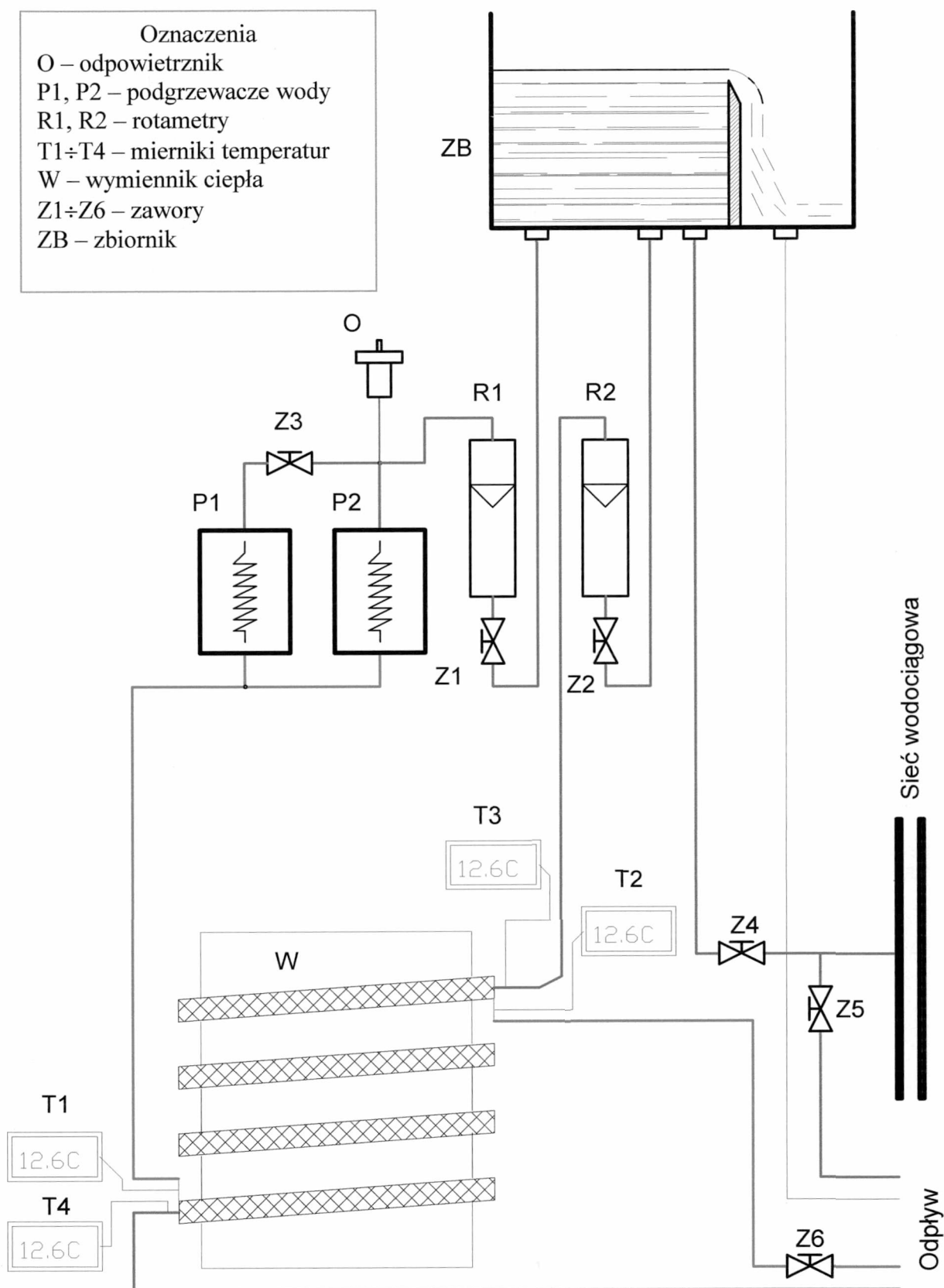
Średnica wewnętrzna rury wewnętrznej - D_t	8 mm
Średnica wewnętrzna rury zewnętrznej - D_o	18 mm
Grubość ścianki rury wewnętrznej - δ	1 mm
Przewodność cieplna ścianki rury wewnętrznej (Cu) - k_w	380 W/mK
Długość wymiennika ciepła - L	10 m

Tabela 6.2. Parametry mierników temperatury

Czujnik temperatury	termopara
Dokładność odczytu temperatury	0,1 K
Dokładność pomiaru temperatury	$\pm 0,5$ K

Tabela 6.3. Strumienie objętości wody w obiegach

Minimalny - wody zimnej	0,00 dm ³ /s
Maksymalny - wody zimnej	0,07 dm ³ /s
Minimalny - wody gorącej	0,02 dm ³ /s
Maksymalny - wody gorącej	0,05 dm ³ /s



Rys. 6.1. Schemat stanowiska badawczego

6.2. Przebieg eksperymentu

Celem eksperymentu było zbadanie wymiany ciepła w przeciwbieżnym wymienniku ciepła. poprzez pomiar strumieni objętości płynów oraz temperatur na końcach wymiennika ciepła. Zgodnie z wymogami algorytmu Khartabila i in. [44] punkty pomiarowe pogrupowano w trzy zestawy, tak aby w każdym z zestawów dominująca była jedna z oporności przejmowania ciepła. Przyjęto, że w zestawie pierwszym znajdują się punkty z dominującą opornością termiczną dla płynu gorącego. W tym celu ustawiono maksymalny strumień objętości wody zimnej i utrzymywano go na stałym poziomie. Zmieniano strumień objętości wody zimnej, ale w zakresie małych jego wartości. Do zestawu drugiego przyjęto punkty z dominującą opornością termiczną po stronie płynu zimnego. Postępowanie było, więc dokładnie odwrotne jak w przypadku punktów z zestawu pierwszego. W zestawie trzecim dominująca miała być oporność ścianki. Jednak ze względu na małą jej wartość oraz mały zakres regulacji strumieni objętości wody, ograniczono się tylko do uzyskania jak najmniejszych wartości oporności termicznych przejmowania ciepła dla obu płynów. W tym celu zmieniano strumienie objętości wody w obu obiegach w zakresie ich górnych wartości. Pomiary przeprowadzano w stanie ustalonym, tzn. przy braku zauważalnych zmian temperatur na końcach wymiennika ciepła. Ze względu na małe średnice rurek wymiennika ciepła i jego małą pojemność cieplną, czas ustalania się równowagi cieplnej wynosił kilkanaście minut.

6.3. Wyniki badań

Wyniki pomiarów strumieni objętości oraz temperatur płynów przedstawiono w tabeli 6.4.

Tabela 6.4. Wyniki pomiarów strumieni objętości oraz temperatur płynów

L.p.	Płyn gorący				Płyn zimny			
	q_v		T_{wej}	T_{wyj}	q_v		T_{wej}	T_{wyj}
	dm ³ /h	dm ³ /s	°C	°C	dm ³ /h	dm ³ /s	°C	°C
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1 seria pomiarów								
1.	100	0,0278	73,5	61,3	20	0,0056	14,5	72,7
2.	112	0,0311	74,5	57,5	28	0,0078	13,5	73,7
3.	109	0,0303	73,9	49,8	40	0,0111	12,9	73,0
4.	110	0,0306	74,0	44,3	50	0,0139	12,6	71,4
5.	110	0,0306	75,5	39,3	60	0,0167	12,4	69,8
6.	110	0,0306	75,0	35,8	70	0,0194	12,3	66,7
7.	110	0,0306	75,3	32,5	80	0,0222	12,1	64,0
8.	111	0,0308	75,7	30,1	90	0,0250	12,1	60,5
9.	112	0,0311	75,3	28,0	102	0,0283	13,0	57,2
10.	110	0,0306	75,5	26,3	110	0,0306	12,1	54,1
11.	110	0,0306	75,7	24,6	120	0,0333	11,9	51,2
12.	110	0,0306	75,0	23,2	131	0,0364	11,8	48,5
13.	110	0,0306	75,3	22,5	141	0,0392	11,6	46,5
14.	111	0,0308	75,6	21,7	150	0,0417	11,7	44,9
15.	112	0,0311	76,3	20,8	160	0,0444	11,7	43,3
16.	113	0,0314	78,3	20,3	170	0,0472	11,8	42,1
17.	113	0,0314	76,5	20,2	180	0,0500	11,9	40,9
18.	112	0,0311	77,5	19,5	190	0,0528	11,9	39,8
19.	110	0,0306	77,8	19,1	200	0,0556	11,9	38,5
20.	110	0,0306	77,2	18,8	210	0,0583	12,0	37,6
21.	110	0,0306	77,1	18,5	229	0,0636	11,9	36,6
22.	110	0,0306	77,4	18,2	230	0,0639	11,9	35,7
2 seria pomiarów								
23.	81	0,0225	50,9	19,8	102	0,0283	11,9	35,5
24.	90	0,0250	80,0	26,7	100	0,0278	11,9	57,7
25.	98	0,0272	74,7	27,8	100	0,0278	11,9	56,4
3 seria pomiarów								
26.	170	0,0472	79,1	43,3	100	0,0278	11,8	72,8
27.	180	0,0500	75,0	43,1	100	0,0278	11,9	69,8
4 seria pomiarów								
28.	185	0,0514	73,9	58,2	50	0,0139	12,5	73,7
29.	185	0,0514	74,1	54,6	60	0,0167	12,4	73,2
30.	185	0,0514	74,5	51,9	70	0,0194	12,2	72,9
31.	185	0,0514	74,5	49,8	77	0,0214	12,2	72,5
32.	185	0,0514	74,4	45,8	90	0,0250	12,3	70,7
33.	185	0,0514	74,6	43,4	100	0,0278	12,1	69,5
34.	185	0,0514	75,4	41,1	110	0,0306	12,0	68,2
35.	185	0,0514	75,6	39,3	120	0,0333	12,0	66,7
36.	185	0,0514	75,5	37,6	130	0,0361	12,0	65,3
37.	185	0,0514	74,0	36,1	140	0,0389	11,9	62,7
38.	185	0,0514	73,7	33,9	150	0,0417	11,9	60,4

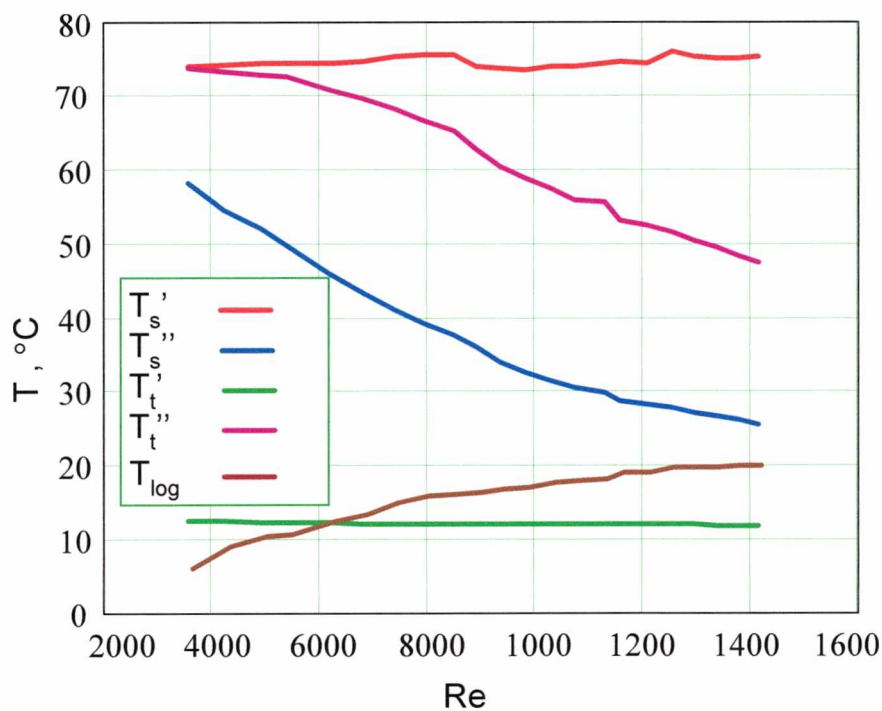
1	2	3	4	5	6	7	8	9
39.	185	0,0514	73,4	32,6	160	0,0444	11,9	58,8
40.	185	0,0514	74,0	31,5	170	0,0472	11,9	57,6
41.	185	0,0514	73,9	30,5	180	0,0500	11,9	56,0
42.	185	0,0514	74,4	29,8	190	0,0528	11,9	55,6
43.	185	0,0514	74,7	28,8	200	0,0556	11,9	53,2
44.	185	0,0514	74,5	28,3	210	0,0583	11,9	52,5
45.	185	0,0514	76,0	27,7	220	0,0611	11,9	51,6
46.	185	0,0514	75,3	27,1	230	0,0639	11,9	50,4
47.	185	0,0514	75,1	26,6	240	0,0667	11,8	49,4
48.	185	0,0514	75,2	26,1	250	0,0694	11,8	48,4
49.	185	0,0514	75,3	25,5	260	0,0722	11,8	47,4
50.	185	0,0514	75,2	25,1	270	0,0750	11,8	46,6
5 seria pomiarów								
51.	87	0,0242	83,5	17,2	232	0,0644	12,0	35,1
52.	95	0,0264	76,9	18,0	232	0,0644	12,0	35,0
53.	104	0,0289	71,7	18,5	232	0,0644	12,0	34,5
6 seria pomiarów								
54.	200	0,0556	73,4	54,5	60	0,0167	12,5	72,2
55.	205	0,0569	73,2	54,9	69	0,0192	12,7	72,3

Na rys.6.2. pokazano przykładowe przebiegi temperatur zmierzone na wlotach i wylotach wymiennika ciepła w stanie ustalonym w zależności od liczby Reynoldsa w obiegu wody zimnej. Kolorem czerwonym oznaczono temperaturę na wlocie wody gorącej. Niewielkie wahania temperatury wynikają z sposobu pracy przepływowych podgrzewaczy wody. Temperatura wody zimnej na wlocie wymiennika ciepła – linia zielona – ma wartość stałą i odpowiadającą temperaturze wodociągowej wody zasilającej oraz częściowo była stabilizowana w zbiorniku z przelewem. Linia fioletową i niebieską oznaczono temperatury na wylocie odpowiednio obiegu wody gorącej i obiegu wody zimnej. Dodatkowo na wykresie naniesiono przebieg średniej logarytmicznej temperatury w obu obiegach – linia brązowa.

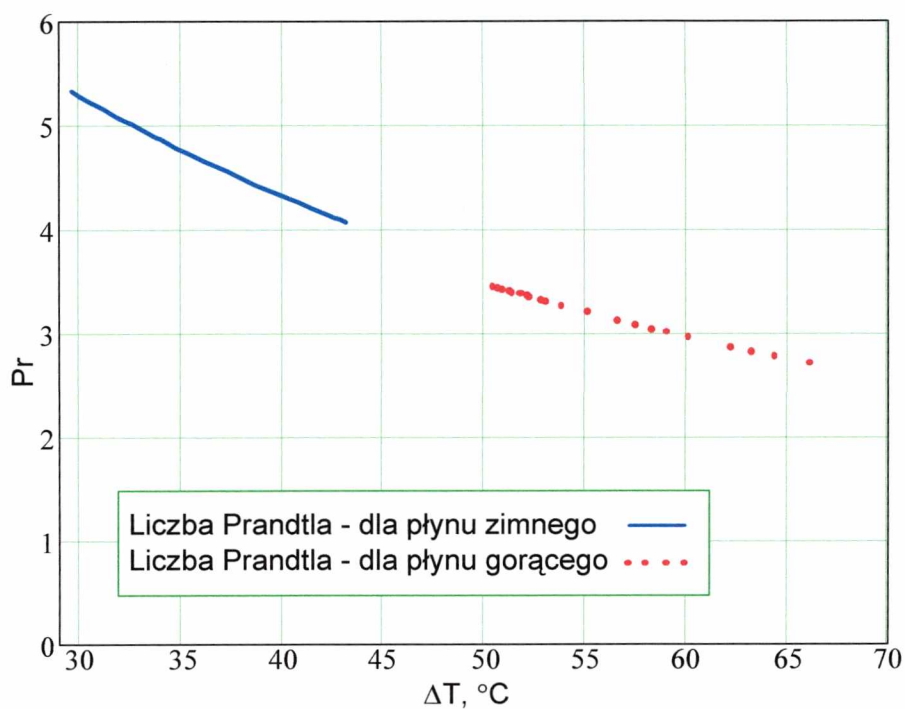
Właściwości fizyczne płynów obliczono dla średnich temperatur pomiędzy wlotem a wylotem danego obiegu wody. Na rys. 6.3. przedstawiono liczby Prandtla dla wody w zależności od średniej temperatury pomiędzy wlotem a wylotem danego obiegu wody.

Na rys. 6.4. przedstawiono strumienie ciepła przenikające do ścianki od strony płynu gorącego i zimnego w zależności od różnicy temperatur pomiędzy wlotem a

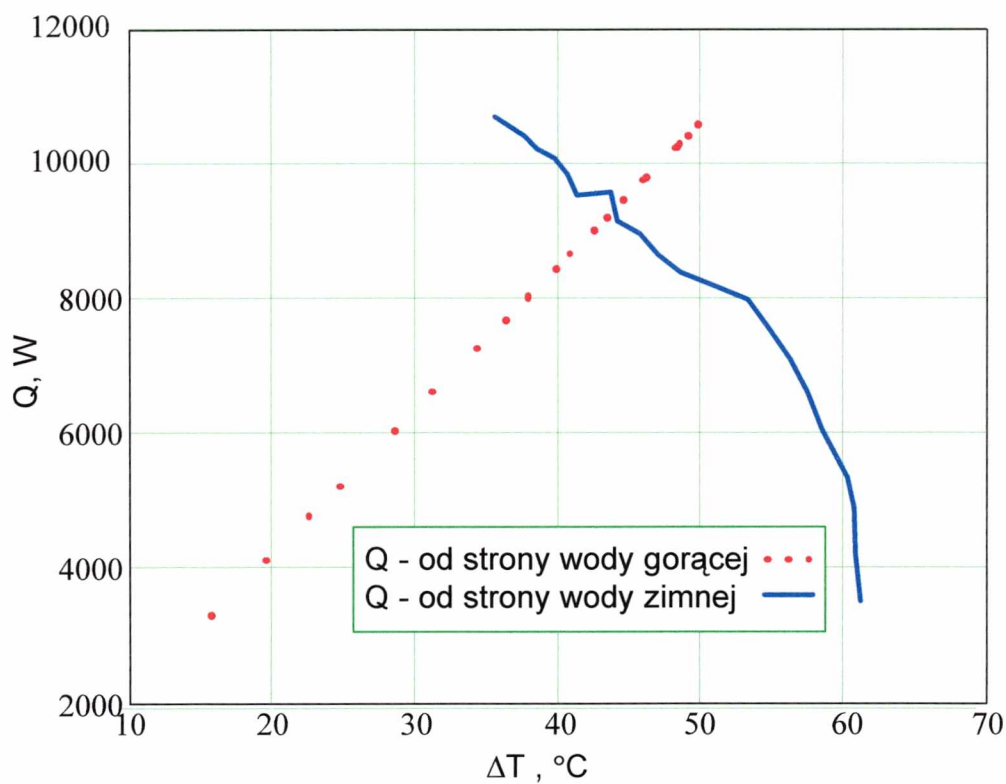
wylotem danego obiegu wody. Strumień ciepła przyjęty do dalszych obliczeń był średnią arytmetyczną strumieni ciepła od strony wody gorącej i zimnej.



Rys.6.2. Przebiegi temperatur na końcach wymiennika ciepła w zależności od liczby Reynoldsa w obiegu wody zimnej



Rys.6.3. Zależność liczby Prandtla dla wody od średniej temperatury pomiędzy wlotem a wylotem



Rys.6.4. Strumienie ciepła przenikające od strony wody gorącej i zimnej do ścianki w zależności od różnicy temperatur pomiędzy wlotem i wylotem

6.4. Analiza wyników

Do obliczenia współczynników przejmowania ciepła zastosowano opracowaną przez autora metodę ich wyznaczania dla przepływów ze strefy przejściowej. Ze względu na małe średnice rur pominięto wpływ zmian właściwości wody od temperatury w przekroju poprzecznym. Wyznaczano trzy nieznane współczynniki w równaniu Hausena (6.1) C, a, W.

$$Nu = C \left[1 + \left(\frac{d}{l} \right)^{\frac{2}{3}} \right] (Re^a - W) Pr^{1/3} \quad (6.1)$$

W wyniku działania algorytmu metody otrzymano następujące postacie równań Hausena dla obu powierzchni wymiany ciepła. Dla powierzchni po stronie płynu gorącego równanie

$$Nu = 0,486 \left[1 + \left(\frac{d}{l} \right)^{\frac{2}{3}} \right] (Re^{0,63} - 170,8) Pr^{1/3} \quad (6.2)$$

a dla powierzchni po stronie płynu zimnego równanie

$$Nu = 0,377 \left[1 + \left(\frac{d}{l} \right)^{\frac{2}{3}} \right] (Re^{0,61} - 125,4) Pr^{1/3} \quad (6.3)$$

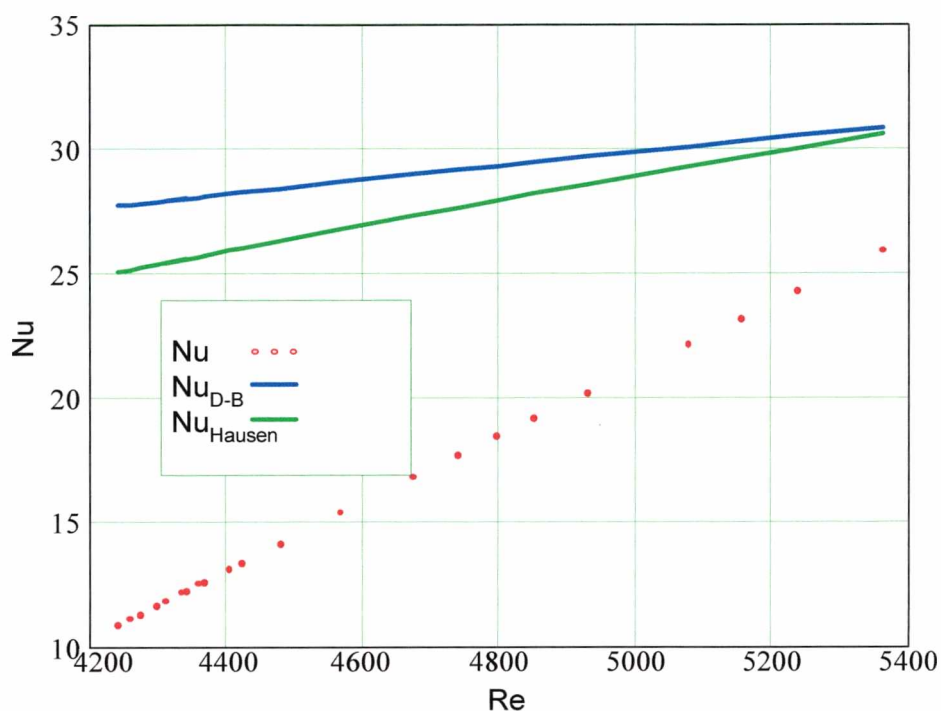
W otrzymanych równaniach wykładniki przy liczbach Reynoldsa w niewielkim stopniu różnią się od wykładnika w równaniu Hausena. Prawdopodobnie wynika to z tego, że równanie Hausena przeznaczone jest dla rur o przekroju kołowym, które

zostały wykorzystane w eksperymencie. Pozostałe wyznaczone współczynniki w istotny sposób odbiegają od wartości z równania Hausena.

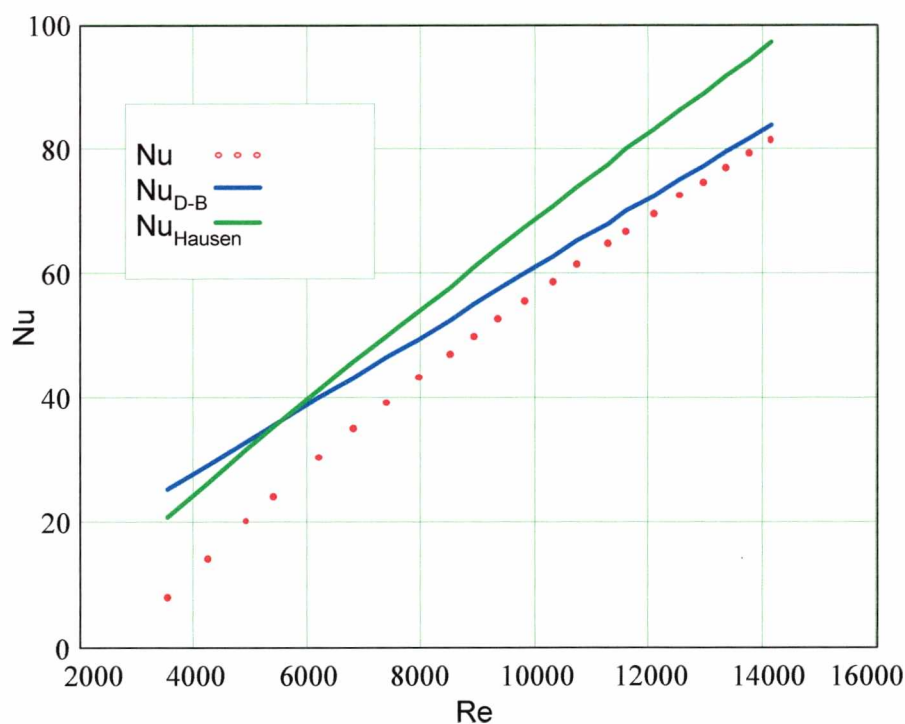
Na rys.6.5. przedstawiono zależność liczby Nusselta od liczby Reynoldsa dla płynu gorącego obliczoną opracowaną metodą oraz z równań Dittusa-Boeltera i Hausena ze stałymi współczynnikami. Widoczna jest rozbieżność pomiędzy charakterystyką obliczoną z danych pomiarowych oraz charakterystykami z powszechnie stosowanych równań Dittusa-Boeltera i Hausena. Rozbieżność ta zmniejsza się ze wzrostem liczby Reynoldsa czyli przechodzenia ze strefy przepływów przejściowych do strefy przepływów turbulentnych.

Analogiczną zależność tylko dla płynu zimnego przedstawiono na rys.6.6. Można zauważyć taką samą tendencję jak dla płynu gorącego ale w szerszym zakresie liczby Reynoldsa. Krzywa otrzymana opracowaną metodą oraz krzywa wykreślona z równania Hausena są przesunięte względem siebie, ze powodu różnicy współczynników. Widać też, że krzywa obliczona opracowaną metodą zbiega się z krzywą wykreśloną z równania Dittusa-Boeltera w zakresie przepływów turbulentnych. Obserwacja ta potwierdza fakt, że równanie Dittusa-Boeltera powinno być stosowane tylko w strefie przepływów turbulentnych.

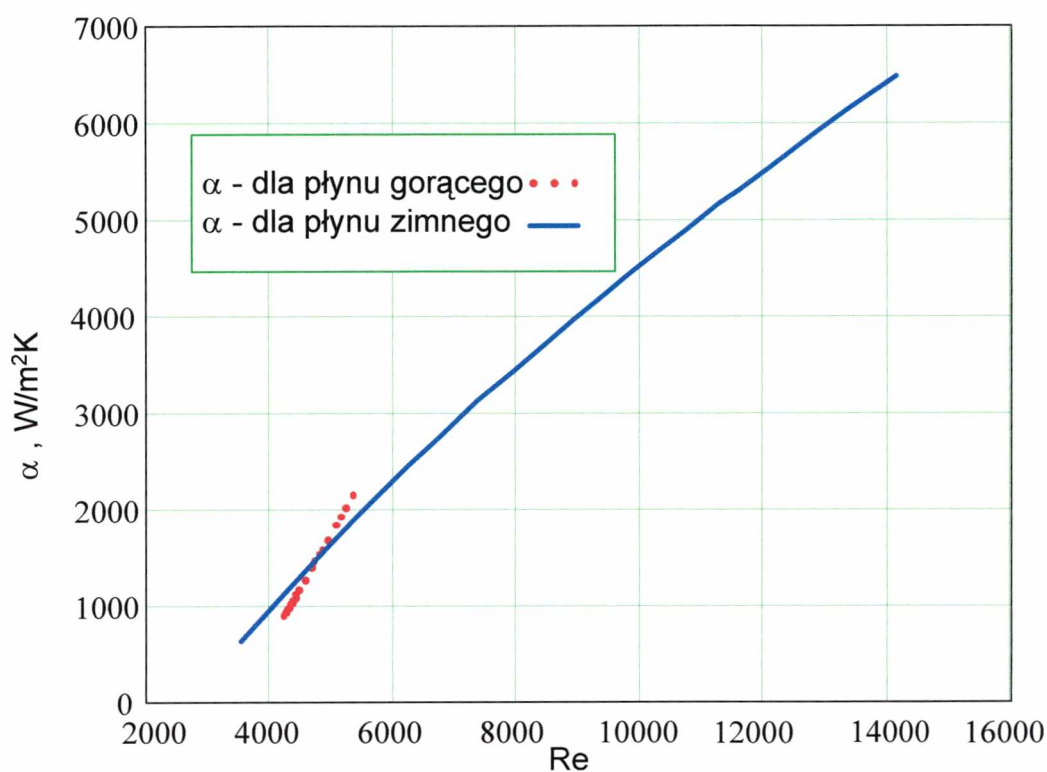
Rys.6.7. przedstawia zależność współczynników przejmowania ciepła od liczb Reynoldsa dla obu powierzchni wymiany ciepła, wyznaczonych opracowaną metodą dla przepływów ze strefy przejściowej. Podobne charakterystyki zamieszczono na rys.6.8. Porównano tu współczynniki przejmowania ciepła wyznaczone z eksperymentu oraz współczynniki przejmowania ciepła wykreślone z równań Hausena i Dittus-Boeltera. Podobnie jak liczba Nusselta wartość współczynników ciepła wyznaczonych eksperymentalnie zbiega się z wartościami z równania Dittus-Boeltera dla liczb Reynoldsa w strefie przepływów turbulentnych.



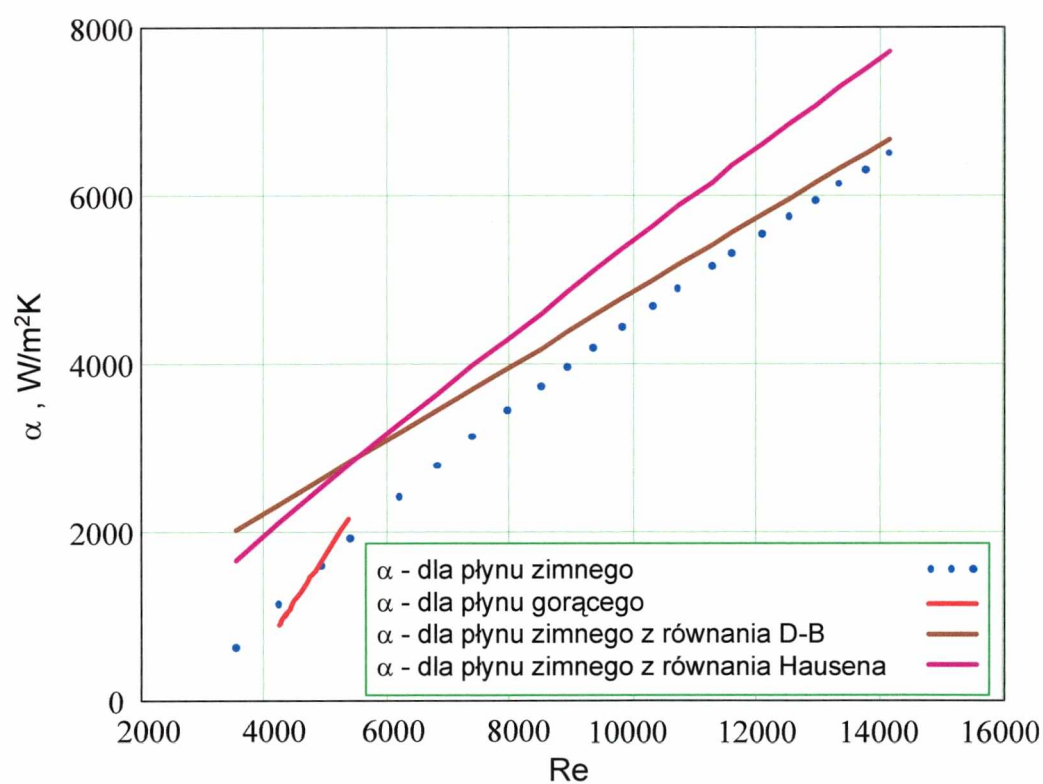
Rys.6.5. Zależności liczby Nusselta od liczby Reynoldsa dla płynu gorącego obliczone opracowaną metodą dla przepływów ze strefy przejściowej oraz z równań Dittusa-Boeltera i Hausena ze stałymi współczynnikami



Rys.6.6. Zależności liczby Nusselta od liczby Reynoldsa dla płynu zimnego obliczone opracowaną metodą dla przepływów ze strefy przejściowej oraz z równań Dittusa-Boeltera i Hausena ze stałymi współczynnikami



Rys.6.7. Zależności wyznaczonych współczynników przejmowania ciepła od liczby Reynoldsa dla obu płynów gorącego i zimnego



Rys.6.8. Zależności współczynników przejmowania ciepła od liczby Reynoldsa dla obu płynów wyznaczone opracowaną metodą oraz wykreślone z równań Dittusa-Boeltera i Hausena

7. PODSUMOWANIE I WNIOSKI

W pracy opracowano model matematyczny wymiennika ciepła typu rura w rurze. Model ten zastosowano do obliczenia temperatur na końcach wymiennika ciepła. Opracowano również program do obliczania współczynników przejmowania ciepła zmodyfikowaną metodą Wilsona zaproponowaną przez Khartabila i in. [44]. Przeprowadzono symulacje wpływu błędu pomiaru temperatury płynów na końcach wymiennika ciepła na współczynniki ciepła otrzymywane zmodyfikowaną metodą Wilsona. Symulacje wykonano dla trzech różnych wariancji błędu pomiaru temperatury wynoszących $\sigma^2 = 0,01, 0,1, 0,25$. Obliczono błąd wyznaczenia współczynników proporcjonalności oraz wykładników przy liczbie Reynoldsa w równaniach Dittus-Boeltera oraz oporności termicznej ścianki. Określono wielkość błędu samej metody Wilsona bez błędów pomiaru temperatury. W pracy wykazano, że istnieje dodatkowe ograniczenie stosowania standardowej i zmodyfikowanej metody Wilsona związane z wariancją błędów pomiaru temperatury płynów. Udowodniono, że zmodyfikowana metoda Wilsona wymaga dokładności pomiaru temperatury płynów rzędu 0,1 K. Przy większych błędach pomiaru temperatur metoda Wilsona daje wyniki obarczone dużym błędem. W przypadkach szczególnie dużych błędów pomiaru temperatur metoda Wilsona staje się nieużyteczna.

Przeanalizowano również wpływ wyboru wartości początkowej oporności termicznej ścianki na wyniki uzyskiwane zmodyfikowaną metodą Wilsona. Stwierdzono, że wartość początkowa oporności termicznej ścianki powinna być zbliżona do wartości rzeczywistej tej oporności. Oznacza to konieczność chociaż przybliżonej znajomości oporności ścianki. W przypadku, gdy wybiera się jako wartość początkową oporność termiczną ścianki odbiegającą od rzeczywistej, wówczas metoda Wilsona może być zbieżna dla innych par współczynników w równaniu Dittusa-Boeltera, przy czym największym błędem obarczona jest właśnie oporność termiczna ścianki. Stwierdzono również, że błędy pomiaru temperatur płynów, mają większy wpływ na wyniki uzyskiwane metodą Wilsona, niż wybór wartości początkowych współczynników.

Analiza wiedzy literaturowej wykazała, że brak jest metod wyznaczania współczynników przejmowania ciepła w zakresie przepływów przejściowych. Najczęściej stosowano do tego zakresu przepływów równania opisujące przejmowanie ciepła dla przepływów turbulentnych. Opracowano metodę, która pozwala na wyznaczenie współczynników przejmowania ciepła dla przepływów ze strefy przejściowej, bazującą na równaniu Hausena. W metodzie zastosowano algorytm iteracyjny zaproponowany przez Khartabila i in. Dokonano uogólnienia metody wykorzystując zapis macierzowy, przez co może ona być stosowana dla innych formuł opisujących przejmowanie ciepła.

Z pracy wynikają następujące wnioski:

1. Standardowa i zmodyfikowana metoda Wilsona posiada dodatkowe ograniczenie wynikające z dokładności pomiaru temperatury płynów. Pomiar temperatur płynów powinien nie być obarczony błędem większym niż 0,01 K. Jak pokazały symulacje, dla wariancji błędu pomiaru temperatury rzędu równej 0,25, metoda Wilsona staje się całkowicie nieużyteczna.
2. Błędy pomiaru temperatury mają w zmodyfikowanej metodzie Wilsona większy wpływ na wynik, niż wybór wartości początkowych współczynników w równaniach opisujących przejmowanie ciepła oraz oporności ścianki.
3. Przy nieznanymi obu współczynnikach przejmowania ciepła konieczna jest przynajmniej przybliżona znajomość oporności ścianki. Gdy wartość początkowa oporności ścianki odbiega od rzeczywistej, z metody Wilsona otrzymuje się nieprawdziwe równania przejmowania ciepła oraz oporność ścianki wyznaczoną z dużym błędem, przy czym wówczas największy błąd wyznaczenia ma właśnie oporność termiczna ścianki.
4. Opracowana metoda wyznaczania współczynników przejmowania ciepła, opierająca się na równaniu Hausena może być stosowana w strefie przepływów przejściowych. Uogólniony zapis tej metody pozwala na jej stosowanie również przy dowolnej formie równania opisującego przejmowanie ciepła.

8. LITERATURA

- [1]. Aprea C., de Rossi F., Greco A., Experimental evaluation of R22 and R407C evaporative heat transfer coefficients in a vapour compression plant, *International Journal of Refrigeration*, Vol. 23, 2000, pp.366-377
- [2]. Beatty K.O., Katz D.L., Condensation of vapors on outside of finned tubes, *Chemical Engineering Progress*, Vol.44, No 1, 1948, pp.908-914
- [3]. Belghazi M., Bontemps A., Signe J.C., Marvillet C., Condensation heat transfer of a pure fluid and binary mixture outside a bundle of smooth horizontal tubes. Comparison of experimental results and a classical model, *International Journal of Refrigeration*, Vol. 24, 2001, pp.841-855
- [4]. Benelmir R., Khalfi M., Feidt M., Identification du coefficient de transfert thermique sur la surface externe d'un échangeur de chaleur à tubes et ailettes planes en fonction de l'humidité de l'air, en l'absence de condensation, *Rev. Gén. Therm.*, Vol.36, 1997, pp.289-301
- [5]. Bergles A.E., Somerscales E.F.C., The effect of fouling on Enhanced Heat Transfer Equipment, *Journal of Enhanced Heat Transfer*, Vol. 2, Nos 1-2, 1995, pp.157-166
- [6]. Bobrowski D., Poradnik inżyniera – matematyka, tom 2, WNT, Warszawa 1997, pp.489
- [7]. Bond M.P., Plate Heat Exchangers for Effective Heat Transfer, *The Chemical Engineer*, Vol.367, 1981, pp.162-167
- [8]. Brandt S., Analiza danych: metody statystyczne i obliczeniowe, PWN Warszawa 1998, pp.316-318
- [9]. Briggs A., Wen X.-L., Rose J.W., Accurate Heat Transfer Measurements for Condensation on Horizontal, Integral-Fin Tubes, *Journal of Heat Transfer*, Vol.114, 1992, pp.719-726
- [10]. Briggs D.E., Young E.H., Modified Wilson Plot Techniques for Obtaining Heat Transfer Correlations for Shell and Tube Heat Exchangers, *Chem. Eng. Progr. Symp. Ser. 92*, Vol.65 (14), 1969, pp.35-45
- [11]. Brognaux L.J., Webb Ralph.L., Chamra Louay M., Single-phase heat transfer in micro-fin tubes, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 40, No 18, 1997, pp.4345-4357
- [12]. Butrymowicz D., Trela M., Karwacki J., Enhancement of condensation heat transfer by means of EHD condensate drainage, *Int. J. Therm. Sci.*, Vol.41, 2002, pp.646-657
- [13]. Campo A., Heat removal of in-tube viscous flows to air with the assistance of arrays of plate fins, *Int. J. Num. of Methods for Heat & FluidFlow*, Vol.10, No.3, 2000, pp.334-254

- [14]. Cavallini A., Del Col D., Doretto L., Longo G.A., Rossetto L., Heat transfer and pressure drop during condensation of refrigerants inside horizontal enhanced tubes, *Int. J. of Refrigeration*, Vol.23, 2000, pp.4-25
- [15]. Chamra L.M., Webb R.L., Condensation and evaporation in micro-fin tubes at equal saturation temperatures, *J. Enhanced Heat Transfer*, 1995, Vol. 2, No 3, pp.219-229
- [16]. Chamra L.M., Webb R.L., Randlett M.R., Advanced micro-fin tubes for evaporation, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 39, No 9, 1996, pp.1827-1838
- [17]. Chang Y.S., Kim M.S., Ro S.T., Performance and heat transfer characteristics of hydrocarbon refrigerants in a heat pump system, *International Journal of Refrigeration*, Vol. 23, 2000, pp.232-242
- [18]. Chang Yeon-Pun, Tsai Rueyyih, Hwang Jiin-Wen, Condensing Heat Transfer Characteristics of Aluminum Flat Tubes, *Applied Thermal Engineering*, Vol.17, 1997, pp.1055-1065
- [19]. Cheng W.Y., Wang C.C., Robert Hu Y.Z., Huang L.W., Film Condensation of HCFC-22 on Horizontal Enhanced Tubes, *Int. Comm. Heat and Mass Transfer*, Vol. 23, 1996, pp.79-90
- [20]. Cheng W.Y., Wang Chi-chuan, Condensation of R-134A on Enhanced Tubes, ASHRAE Transactions: Symposia. Proceedings of the ASHRAE Annual Meeting June 25-29, Vol.100, 1994, pp.809-817
- [21]. Cheng X., Transversal heat transfer in the cable-in-conduit conductor for the Wendelstein 7-X magnet system, *Cryogenics*, Vol.34, No.8, 1994, pp.659-666
- [22]. Chiou C.B., Wang C.C., Lu D.C., Single-Phase Heat Transfer and Pressure Drop Characteristics of Microfin Tubes, ASHRAE Transactions: Symposia. Proceedings of the ASHRAE Annual Meeting June 24-28, Vol.101, 1995, pp.1041-1048
- [23]. Cristescu Ion, Cristescu Ioana, Zamfirache M., Determination of heat transfer coefficients for hydrogen condensation in condensers of various geometries, *Int. J. Therm. Sci.*, Vol.39, 2000, pp.659-666,
- [24]. Crowder M.L., Gooding C.H., Spiral wound, hollow fiber membrane modules: A new approach to higher mass transfer efficiency, *Journal of Membrane Science*, Vol.137, 1997, pp.17-29
- [25]. Currie J.S., Low R.E., Pritchard C.L., The Performance of Novel Compact Heat Exchangers with Highly Extended Surfaces, *Applied Thermal Engineering*, Vol.16, No.3, 1996, pp.245-254
- [26]. Dipprey D.F., Sabersky R.H., Heat and momentum transfer in smooth tubes at various Prandtl numbers, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 6, 1963, pp.329-353

- [27]. Fehle R., Klas J., Mayinger F., Investigation of Local Heat Transfer in Compact Heat Exchangers by Holographic Interferometry, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol.10, 1995, pp.181-191
- [28]. Filipczak G., Hapanowicz J., Troniewski L., Witczak S., Zastosowanie półempirycznej metody Wilsona do badań wymiany ciepła, XIV Ogólnopolska Konferencja Inżynierii Chemicznej i Procesowej – Kraków, 1992, pp.79-82
- [29]. Filipczak G., Troniewski L., Witczak S., Badanie cieplne helikoidalnego wymiennika ciepła typu JAD 6/50, 40/1990 cz.I, II, Zeszyt 44/192, cz.III, *Zeszyty Naukowe WSI w Opolu*, Ser. Mechanika, Opole
- [30]. Focke W.W., Zachariades J., Olivier I., The effect of the corrugation inclination angle on the thermohydraulic performance of plate heat exchangers, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol.28, No.8, 1985, pp.1469-1479
- [31]. Gao Xiufang, Sunden Bengt, Detailed Measurements of Heat Transfer Coefficients in a Rectangular Duct Using Hue-Based Calibrated Liquid Crystal, *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, Vol.27, No.1, 2000, pp.13-22
- [32]. Garimella S., Christensen R.N., Garrabrant M.A., Boos M.E., An Experimental Investigation of Heat Transfer Characteristics of Spirally Fluted Tubes in Confined Cross-Flow, ASHRAE Transactions. Annual Meeting of the American Society of Heating, Refrigeration and Air Conditioning Engineers, Technical and Symposium Papers, June 10-13, 1990, npt 2, pp.450-455
- [33]. Gnielinski V., New Equation for Heat and Mass Transfer in turbulent pipe and Channel Flow 95. *Int. Chem. Engineering*, Vol.16, 1976, pp.359-368
- [34]. Griem H., A new procedure for the prediction of forced convection heat transfer at near- and supercritical pressure, *Heat Mass Transfer*, Vol.31, 1996, pp.301-305
- [35]. Hubert J.B., Rewerts L.E., Pate M.B., Shell side condensation heat transfer of R-134a Part 2: Finned-tube performance, *ASHRAE Trans.* 1994
- [36]. Hubert J.B., Rewerts L.E., Pate M.B., Shell side condensation heat transfer of R-134a Part 1: Finned-tube performance, *ASHRAE Trans.* 1994
- [37]. Iwicki J., Mikieliewicz J., Badanie charakterystyk termohydraulicznych w cienkościennych stalowych rurach o ściankach profilowanych, Rozwój maszyn i urządzeń chłodniczych w badaniach teoretycznych i eksperymentalnych, Praca zbiorowa, t.I, II, Politechnika Krakowska, Kraków, 1991, pp. 563
- [38]. Izadpanah M.R., Müller-Steinhagen H., Jamialahmadi M., Experimental and theoretical studies of convective heat transfer in a cylindrical porous medium, *International Journal of Heat Fluid Flow*, Vol. 19, 1998, pp.629-635
- [39]. Joye D., Comparison of correlations and experiment in opposing flow, mixed convection heat transfer in a vertical tube with Grashof number variation Donald, *International Journal of Heat Mass Transfer*, Vol.39, No.5, 1996, pp.1033-1038

- [40]. Joye D.D., Wojnovich M.J., Aiding and opposing mixed-convection heat transfer in a vertical tube: loss of boundary condition at different Grashof numbers, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol.17, 1996, pp.468-473
- [41]. Joye Donald D., Comparison of aiding and opposing mixed convection heat transfer in a vertical tube with Grashof numbers variation, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol.17, 1996, pp.96-101
- [42]. Kays, W.M., Crawford, M.E., Convective Heat and Mass Transfer, McGraw Hill Book Co., 2nd ed., New York, 1980, pp.109
- [43]. Kedzierski M.A., Kim M.S., Single-Phase Heat Transfer and Pressure Drop Characteristics of an Integral-Spine Fin Within an Annulus, *Journal of Enhanced Heat Transfer*, Vol.3, No.3, 1996, pp.201-210
- [44]. Khartabil H.F., Christensen R.N., Richards D.E., A modified Wilson plot technique for determining heat transfer correlations, Proceedings of the 2nd UK Natl. Conf. on Heat Transfer. II, 1988, pp.1331-1357
- [45]. Kumar Ravi, Varma H.K., Mohanty Bikash, Agrawal K.N., Augmentation of outside tube heat transfer coefficient during condensation of steam over horizontal copper tubes, *Int. Comm. Heat and Mass Transfer*, Vol. 25, No 1, 1998, pp.81-91
- [46]. Kuzay Tuncer M., Collins Jeffrey T., Koons Joshua, Boiling liquid nitrogen heat transfer in channels with porous copper inserts, *International Journal of Heat Mass Transfer*, Vol.42, 1999, pp.1189-1204
- [47]. Kwon J.T., Ahn Y.C., Kim M.H., A modeling of in-tube condensation heat transfer for a turbulent annular film flow with liquid entrainment, *Int. J. of Multiphase Flow*, Vol.27, 2001, pp.911-928
- [48]. Lee, W.C., Rahbar, S., Rose, J.W., Film Condensation of Refrigerant-113 and Ethenediol on Horizontal Tube- Effect of Vapor Velocity, *ASME Journal Heat Transfer*, Vol.106, 1984, pp.524-530
- [49]. Litwin M., Niezgoda B., Eksperymentalno-numeryczna metoda wyznaczania średnich współczynników wnikania ciepła w zastosowaniu do oziębiaczy powietrza wykonanych z tworzywa sztucznego, XVI Zjazd Termodynamików – Kołobrzeg, 1996, pp.79-88
- [50]. Marriott J., Performance of an Alfaflex Plate Heat Exchanger, *Chemical Engineering*, Vol.73, No.2, 1977, pp.73-78
- [51]. Marto P.J., Zebrowski D., Wanniarachchi A.S., Rose J.W., An Experimental Study of R-113 Film Condensation on Horizontal Integral-Fin Tubes *Journal of Heat Transfer, Transactions of the ASME*, Vol.112, 1990, pp.758-767
- [52]. Masuda, H., Rose, J.W., Condensation of Ethylene Glycol on Horizontal Integral-Fin Tubes, *ASME Journal Heat Transfer*, Vol.110, 1988, pp.1019-1020

- [53]. Mayhew Y.R., Additional Observations on Vapour Shear and Condensate Inundation, Power Condenser Heat Transfer Technology. eds P.J. Marto i R.H. Nunn, Hemisphere, 1981, pp.243-247
- [54]. Mikielwicz J., Modelowanie procesów ciepłno-przepływowych., Ossolineum, Wydawnictwo PAN, Wrocław Warszawa Kraków, 1995
- [55]. Mikielwicz J., Wyznaczanie współczynników ciepła dla rekuperatorów metodą Wilsona, *Technika Chłodnicza i Klimatyzacja*, Vol.6, 1995, pp.215-216
- [56]. Moffat, R.J., Describing the Uncertainties in Experimental Results, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol.1, 1988, pp.3-17
- [57]. Mohiuddin Mala G., Li Dongqing, Dale J.D., Heat transfer and fluid flow in microchannels, *International Journal of Heat Mass Transfer*, Vol.40, 1997, pp.3079-3088
- [58]. Mrozek B., Mrozek Z., Matlab – Uniwersalne środowisko do obliczeń naukowo-technicznych, Wydawnictwo PLJ, Warszawa 1996
- [59]. Mrozek B., Mrozek Z., Matlab – Uniwersalne środowisko do obliczeń naukowo-technicznych, wprowadzenie do programowania, Wydawnictwo Ago, Kraków 1994
- [60]. Mrozek B., Mrozek Z., Matlab 5.x Simulink 2.x, Poradnik użytkownika, Wydawnictwo PLJ, Warszawa 1998
- [61]. Muley Arun, Manglik Raj M., Enhanced Heat Transfer Characteristics of Single-Phase Flows in Plate Heat Exchangers with Mixed Chevron Plates Arun Muley, *Enhanced Heat Transfer*, Vol.4, 1997, pp.187-201
- [62]. Nusselt W., Die oberflaohen-kondensation des wasserdampfes, *VDI Zeitung* 60, 1916, pp. 514-546
- [63]. Nusselt W., Die oberflaohen-kondensation des wasserdampfes, *VDI Zeitung* 60, 1916, pp. 569-575
- [64]. Obot N.T., Das L., Vakili D.E., Green R.A., Effect of Prandtl Number on Smooth-Tube Heat Transfer and Pressure Drop, *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, Vol.24, No.6, 1997, pp.889-896
- [65]. Osowski S., Tobiła A., Analiza i projektowanie komputerowe obwodów z zastosowaniem języków Matlab i PCNAP, Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej, Warszawa 1995
- [66]. Peng X.F., Peterson G.P., Convective heat transfer and flow friction for water flow in microchannel structures, *International Journal of Heat Mass Transfer*, Vol.39, 1996, pp.2599-2608

- [67]. Peng X.F., Peterson G.P., The effect of thermofluid geometrical parameters on convection of liquids through rectangular microchannels, *International Journal of Heat Mass Transfer*, Vol.38, 1995, pp.755-758
- [68]. Rao Prabhakara B., Kumar P. Krishna, Das Sarit K., Effect of flow distribution to the channels on the thermal performance of a plate heat exchanger, *Chemical Engineering and Processing*, Vol.41, 2002, pp49-58
- [69]. Reay D.A., Heat-Pipe Heat Exchangers, *The Chemical Engineer*, Vol.367, 1981, pp.154-158
- [70]. Rezkallah K.S., Recent Progress in the Studies of Two-Phase Flow at Microgravity Conditions, *Adv. Space Res.*, Vol.16, No.7, 1995, pp.123-132
- [71]. Roetzel W., Spang B., Measurement of Heat Transfer Coefficients in Heat Exchangers – An Alternative to the Wilson Plot Technique, *Advances in Engineering Heat Transfer*, Proceedings of the Second Baltic Heat Transfer Conference, August 21-23, 1995, Jurmala, Latvia, pp.229-308
- [72]. Sami S.M., Desjardins D., Prediction of convective boiling characteristics of alternatives to R-502 inside air/refrigerant enhanced surface tubing, *Applied Thermal Engineering*, Vol.20, 2000, pp.579-593
- [73]. Sami S.M., Desjardins D.E., Boiling characteristics of ternary mixtures inside enhanced surface tubing, *Int. Comm. Heat and Mass Transfer*, Vol. 27, No 8, 2000, pp.1047-1056
- [74]. Sami S.M., Desjardins D.E., Heat transfer of ternary mixtures inside enhanced surface tubing, *Int. Comm. Heat and Mass Transfer*, Vol. 27, No 6, 2000, pp.855-864
- [75]. Sami S.M., Fontaine M., Prediction of condensation characteristics of alternatives to R-502 inside air-refrigerant enhanced surface tubing, *Applied Thermal Engineering*, Vol.20, 2000, pp.199-212
- [76]. Sami S.M., Maltais H., Experimental investigation of two phase flow condensation of alternatives to HCFC-22 inside enhanced surface tubing, *Applied Thermal Engineering*, Vol.20, 2000, pp.1113-1126
- [77]. Sami S.M., Poirier B., Two phase flow heat transfer of binary mixtures inside enhanced surface tubing, *Int. Comm. Heat and Mass Transfer*, Vol. 25, No 6, 1998, pp.763-773
- [78]. Sami S.M., Song B., Heat transfer and pressure drop characteristics of HFC quaternary refrigerant mixtures inside horizontal enhanced surface tubing, *Applied Thermal Engineering*, Vol.16, No. 6, 1996, pp.461-473
- [79]. Sami S.M., Comeau J.D., Influence of thermophysical properties on two-phase flow convective boiling of refrigerant mixtures, *Applied Thermal Engineering*, Vol.22, 2002, pp.1535-1548

- [80]. Shah M.M., A general correlation for heat transfer during film condensation inside pipes, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.22, 1979, pp.547-556
- [81]. Shah R.K., Assessment of Modified Wilson Plot Techniques for Obtaining Heat Exchanger Design Data, 9th Int. Heat Transfer Conf. Jerusalem, Israel, August, 1990, Paper 14-HX-9, pp.51-56
- [82]. Shekriladze, I.G., Gomelaury, V.I., Theoretical Study of Laminar Film of Flowing Vapor, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.9, 1966, pp.581-591
- [83]. Sieder E.N., Tate G.E., Heat transfer and pressure drop of liquids in tubes *Indust. Engin. Chem.* 28, 1936, pp.1429-1436
- [84]. Singh S.K., Kumar Ravi, Mohanty B., Heat transfer during condensation of steam over a vertical grid of horizontal integral-fin copper tubes, *Applied Thermal Engineering*, Vol.21, 2001, pp.717-730
- [85]. Smit F.J., Meyer J.P., Condensation heat transfer coefficients of the zeotropic refrigerant mixture R-22/R-142b in smooth horizontal tubes, *Int. J. Therm. Sci.*, Vol.41, 2002, pp.625-630
- [86]. Sobota T., Modelowanie wymiany ciepła w węzownicowych wymiennikach ciepła typu rura w rurze, IX Konferencja Kotłowa 2002, Aktualne problemy budowy i eksploatacji kotłów, tom3, Gliwice, 2002, pp.369-381
- [87]. Somerscales E.F.C., Bergles A.E., Enhancement of heat transfer and fouling mitigation, *Advances in Heat Transfer*, Vol.30, 1997, pp.197-253
- [88]. Steyn G.F., Stevens C.J., The importance of thermal entrance effects in gas-cooled beam windows for radioisotope production targets, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, Vol.A 373, 1996, pp.10-17
- [89]. Styrylska T., Bielecka B., Zastosowanie uogólnionej metody Wilsona do wyznaczania współczynników wnikania ciepła w poziomym desorberze płaszczowo-rurowym, Mat. Konf. XIV Zjazdu Termodynamików, Zeszyt 2, , Kraków 1990. pp.725
- [90]. Styrylska T., Starostka W., Litwin M., Wyznaczanie średnich współczynników wnikania ciepła uogólnioną metodą Wilsona, *Inżynieria Chemiczna i Procesowa*, Vol.4, 1993, pp.519-533
- [91]. Styrylska T., Stypka T., Guzik A., O błędach linearyzacji równań regresji metodą logarytmowania na przykładzie określania ilości gazu wysypiskowego, XVI Zjazd Termodynamików – Kołobrzeg, 1996, pp.305-314
- [92]. Sukhatme, S.P., Jagadish, B.S., Prabhakaran, P., Film Condensation of R-11 Vapor on Single Horizontal Enhanced Condenser Tubes, *ASME Journal Heat Transfer*, Vol.112, 1990, pp.229-234
- [93]. Taler J., Teoria i praktyka identyfikacji procesów przepływu ciepła, Osolińskich, Wrocław Warszawa Kraków, 1995

- [94]. Taler J., A General Method for the Experimental Determination of Local Heat Transfer Coefficients, *Wärme –und Stoffübertragung*, Vol.23, 1988, pp.283-288
- [95]. Thombre S.B., Sukhatme S.P., Turbulent Flow Heat Transfer and Friction Factor Characteristic of Shrouded Fin Arrays with Uninterrupted Fins, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol.10, 1995, pp.388-396
- [96]. Thonon, B., Vivild, R., Marvillet, C., Recent Research and Developments in Plate Heat Exchangers, *Journal of Enhanced Heat Transfer*, Vol.2, 1995, pp.149-155
- [97]. Tietze T., Wójs K., Wyznaczanie współczynników przejmowania ciepła metodą Wilsona, Mat. Krajowej Konferencji Energetycznej, Poznań-Kiekrz 1996, pp.199-204
- [98]. Tietze T., Wójs K., Porównanie metod Wilsona do wyznaczania współczynników wnikania ciepła w wymiennikach ciepła Krajowa Konferencja Energetyczna Energetyka 2000, Wrocław, pp. 429-436
- [99]. Tietze T., Wójs K., Wyznaczanie współczynnika przejmowania ciepła dla przepływów przejściowych, Krajowa Konferencja Energetyczna – Energetyka 2002, Wrocław, 2002, pp. 661-668
- [100]. Tso C.P., Mahulikar S.P., The use of Brinkman number for single phase forced convective heat transfer in microchannels, *International Journal of Heat Mass Transfer*, Vol.41, 1997, pp.1759-1769
- [101]. Tso C.P., Mahulikar S.P., Experimental verification of the role of Brinkman number in microchannels using local parameters, *International Journal of Heat Mass Transfer*, Vol.43, 2000, pp.1837-1849
- [102]. Tso C.P., Mahulikar S.P., The role of Brinkman number in analyzing flow transitions in microchannels, *International Journal of Heat Mass Transfer*, Vol.42, 1999, pp.1813-1833
- [103]. Wang C.C., Chiou C.B., Lu D.C., Single-Phase Heat Transfer and Flow Friction Correlations for Microfin Tubes, *Int. Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol.17, 1996, pp.500-508
- [104]. Wanniarachchi A.S., Marto, P.J., Rose, J.W., Film Condensation of Steam on Horizontal Finned Tubes: Effect of Fin Spacing, *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol.108, 1986, pp.960-966
- [105]. Webb R.L., Li Wei, Fouling in enhanced tubes using cooling tower water Part I: long-term fouling data, *International Journal of Heat Mass Transfer*, Vol.43, 2000, pp.3567-3578
- [106]. Webb R.L., Rudy, T.M., Kedzierski, M.A., Prediction of the Condensation Coefficient on Horizontal Integral-Fin Tubes, *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol.107, 1985, pp.369-376

- [107]. Wilson E.E., A Basis for Rational Design of Heat Transfer Apparatus, *Trans. ASME*, Vol.37, 1915, pp.47-70
- [108]. Wiśniewski S., Wiśniewski T.S. Wymiana ciepła WNT Warszawa 1994
- [109]. Wójs K., Tietze T., Effect of the temperature interference on the results obtained using the Wilson plot technique, *Heat and Mass Transfer*, Vol.33, 1997, pp.241-245
- [110]. Yang Ru, Chiang Fan Pin, An experimental heat transfer study for periodically varying-curvature curved-pipe, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.45, 2002, pp.3199-3204
- [111]. Yatracos Yannis G., Linear least squares regression: A different view, *Statistics & Probability Letters*, Vol.29, 1996, pp.143-148
- [112]. Young E.H., Wall J.R., Engineering Research Institute, Univ. Michigan, Report No. 48, Project 1592, 1957
- [113]. Yun J.Y., Lee K.S., Investigation of heat transfer characteristics in various kinds of fin-and-tube heat exchangers with interrupted surfaces, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 42, 1999, pp.2375-2385
- [114]. Yun Jeom-Yul, Lee Kwan-Soo, Influence of design parameters on the heat transfer and flow friction characteristics of the heat exchanger with slit fins, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.43, 2000, pp.2529-2539
- [115]. Zalewski A., Cegiela R., Matlab – Obliczenia numeryczne i ich zastosowania, Wydawnictwo Nakom, Poznań, 1995

