

Politechnika Krakowska im. Tadeusza Kościuszki

Wydział Mechaniczny

Instytut Maszyn i Urządzeń Energetycznych



Rozprawa doktorska

**Analiza przeplywowo-cieplna
i wytrzymałościowa warunków pracy wymiennika ciepła
z ożebrowanymi rurami eliptycznymi**

mgr inż. Paweł Ocioń

Promotor: dr hab. inż. Stanisław Łopata, prof. PK

Kraków 2013



*Pragnę podziękować mojemu promotorowi
dr hab. inż. Stanisławowi Łopacie, prof. PK
za okazaną pomoc, cenne uwagi, cierpliwość i życzliwość.
Paweł Ochoń*

Spis treści

Wykaz ważniejszych oznaczeń	7
1. Wstęp	9
2. Konstrukcje i zagadnienia eksploatacyjne wymienników ciepła z rurami ożebrowanymi	12
2.1. Zasady projektowania wymienników ciepła	12
2.2. Zasada działania i rozwiązania konstrukcyjne wymienników ciepła z rurami ożebrowanymi	16
2.3. Problemy eksploatacyjne oraz awarie wymienników ciepła	22
3. Cel, zakres i teza pracy	26
4. Charakterystyka analizowanego wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi	30
5. Teoretyczne podstawy numerycznego modelowania procesów przepływowo–cieplnych w wymiennikach ciepła	33
5.1. Równania bilansu masy, pędu oraz energii	34
5.2. Modelowanie przepływów turbulentnych	38
5.3. Modelowanie przepływów przyściennych	49
5.4. Warunki brzegowe i początkowe dla układu równań bilansowych	58
5.5. Metoda BMES w rozwiązywaniu zagadnień przepływowo-cieplnych	61
6. Weryfikacja stosowalności dwurównaniowych modeli turbulencji w modelowaniu przepływu cieczy i ciepła w rurze eliptycznej	67
7. Analizy przepływowo-cieplne warunków pracy wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi	74
7.1. Modelowanie procesów odparowania i wymiany ciepła w rurach wymiennika ciepła	75
7.2. Algorytm obliczeń przepływowo-cieplnych dla wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi	86
7.2.1. Analiza przepływowo-ciepła opływu pęku rur eliptycznych ożebrowanych przez spaliny	91
7.2.2. Analiza rozprywu wody w przestrzeni rurowej wymiennika ciepła z rurami eliptycznymi ożebrowanymi	104
7.2.3. Temperatura wewnętrznej powierzchni ścianek rur eliptycznych ożebrowanych oraz kolektorów zbiorczych wymiennika ciepła	111
8. Metodyka wyznaczania obciążenia termicznego konstrukcji wymiennika ciepła z rurami eliptycznymi ożebrowanymi	117
8.1. Podstawy teoretyczne metodyki wyznaczania obciążenia termicznego elementów urządzeń cieplnych	118

8.2. Obciążenie termiczne konstrukcji wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi bez zanieczyszczeń wewnętrznych	126
8.3. Obciążenie termiczne ożebrowanej rury eliptycznej z zanieczyszczeniami powierzchni wewnętrznych	132
9. Analizy wytrzymałościowe warunków pracy wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi.....	139
9.1. Przemieszczeniowa Metoda Elementów Skończonych w analizie wytrzymałościowej warunków pracy wymiennika ciepła.....	139
9.2. Uwarunkowania obliczeń wytrzymałościowych analizowanego wymiennika ciepła.....	144
9.3. Analiza wytrzymałościowa konstrukcji wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi bez zanieczyszczeń wewnętrznych	152
9.4. Wpływ obecności kamienia kotłowego na stan wytężenia konstrukcji wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi	156
10.Optymalizacja kształtu kolektorów zbiorczych wymiennika ciepła z rurami eliptycznymi ożebrowanymi	163
10.1.Zagadnienia optymalizacji kształtu kolektora zbiorczego wymiennika ciepła (sformułowanie globalne i wybór metody)	163
10.2.Analiza obszaru rozwiązań dopuszczalnych oraz wyniki obliczeń optymalizacyjnych kształtu zmodyfikowanego kolektora zbiorczego wymiennika ciepła z rurami eliptycznymi ożebrowanymi	174
10.3.Analiza przepływowo-ciepłna i wytrzymałościowa warunków pracy wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi i zmodyfikowanym kształtem kolektorów zbiorczych	183
11.Uwagi końcowe i wnioski	190
Literatura	193

Wykaz ważniejszych oznaczeń

Litery łacińskie:

A	pole powierzchni, m^2
A_f	pole powierzchni przekroju poprzecznego zajmowanego przez czynnik roboczy w rurze wymiennika ciepła, m^2
A_r	pole powierzchni przekroju poprzecznego rury, m^2
c_p	ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu, $J/(kg \cdot K)$
d_h	średnica hydrauliczna, m
d_i	składowe wektora przemieszczeń w kier. $i = (x, y, z)$ ukł. kartezyjskiego, mm
d_s	sumaryczne przemieszczenie węzłowe, mm
D	średnica rury, z której wykonany jest kolektor zbiorczy, mm
E	moduł sprężystości, GPa
f	współczynnik oporu, -
h_g	współczynnik wnikania ciepła dla fazy gazowej, $W/(m^2 \cdot K)$
h_L	współczynnik wnikania ciepła dla cieczy, $W/(m^2 \cdot K)$
h_m	współczynnik wnikania ciepła dla mieszaniny parowo-wodnej, $W/(m^2 \cdot K)$
$h_{sp,w}$	zastępczy współczynnik wnikania ciepła od strony spalin wyznaczany względem powierzchni wewnętrznej ścianki rury, $W/(m^2 \cdot K)$
$h_{sp,z}$	zastępczy współczynnik wnikania ciepła od strony spalin wyznaczany względem powierzchni zewnętrznej ścianki rury, $W/(m^2 \cdot K)$
H	wysokość klina, mm
i	entalpia właściwa, J/kg
i_0	entalpia statyczna, J/kg
I	natężenie prądu, A
I_{min}	minimalny polowy moment bezwładności, m^4
k	kinetyczna energia turbulencji, J/kg
L	długość rury, m
L_g	długość sekcji grzewczej, mm
L_{wl}	długość odcinka wlotowego rury, mm
L_{zr}	długość zredukowana, m
\dot{m}	masowe natężenie przepływu cieczy w rurze wymiennika ciepła, kg/s
M	masa molowa, kg/mol
n_r	liczba rur wymiennika ciepła, -
p	ciśnienie, bar
p_m	ciśnienie zmodyfikowane, bar
P	obwód, m
Pr	liczba Prandtla, -
$P_{śc}$	siła ściskająca, N
q_b	gęstość strumienia ciepła w kierunku normalnym do brzegu elementu lub objętości skończonej, W/m^2
q_{ONB}	graniczna wartość gęstości strumienia ciepła, dla której zachodzi wrzenie pęcherzykowe, W/m^2
Q	strumień ciepła, W
Q_{str}	Straty ciepłne, W
r_p	ciepło parowania, J/kg
R	indywidualna stała gazowa, $J/(kg \cdot K)$
Re	liczba Reynoldsa, -
R_p	chropowatość powierzchni, μm
St	liczba Stanton, -
t	czas, s
t_w	grubość elementu powłokowego, mm

T	temperatura, °C
T^+	bezwymiarowa temperatura, -
T_∞	temperatura przepływu niezaburzonego, °C
T_o	temperatura otoczenia, °C
T_{ref}	temperatura odniesienia, °C
T_{sat}	temperatura nasycenia, °C
T_{sp}	temperatura spalin, °C
T_{sr}	średnia temperatura czynnika w przestrzeni rurowej wymiennika ciepła, °C
T_{sr}	średnia temperatura czynnika w pojedynczej rurze wymiennika ciepła, °C
T_w	temperatura brzegu (ścianki) elementu lub objętości skończonej, °C
T_{wo}	temperatura wody, °C
u^+	bezwymiarowa prędkość cieczy, -
u_i	składowe wektora prędkości w kier. $i=(x, y, z)$ ukł. kartezjańskiego, m/s
u_i'	składowe wektora fluktuacji prędkości w kier. $i=(x, y, z)$ ukł. kartezjańskiego, m/s
U	napięcie prądu, V
U_m	średnia prędkość masowa na powierzchni napływu, m/s
V	objętość, m ³
x_k	odległość osi króćca od ścianki skrajnej kolektora, mm
X	stopień suchości, -
y^+	bezwymiarowa odległość środka ciężkości elementu płynu od ścianki, m
z_r	wysokość wycinka rury, z której wykonany jest kolektor zbiorczy, mm

Litery greckie:

α	współczynnik zależny od sposobu podparcia konstrukcji, -
β_t	współczynnik rozszerzalności liniowej, 1/K
δ	grubość warstwy przyściennej, mm
δ_k	grubość kamienia kotłowego, mm
δ_r	grubość ścianki rury, mm
ε	szybkość dyssypacji energii kinetycznej turbulencji, m ² /s ³
η	współczynnik lepkości dynamicznej, Pa·s
η, ζ	współrzędna bezwymiarowe przyjmujące wartości z zakresu -1 do 1, -
η_{eff}	współczynnik lepkości dynamicznej efektywnej, Pa·s
η_t	współczynnik lepkości dynamicznej turbulentnej, Pa·s
θ_i	kąty obrotu względem osi $i=(x, y, z)$ kartezjańskiego układu współrzędnych, rad
λ_k	współczynnik przewodzenia ciepła kamienia kotłowego, W/(m·K)
λ_o	współczynnik przewodzenia ciepła warstwy osadu między żebrem a rurą, W/(m·K)
ν	współczynnik lepkości kinematycznej, m ² /s
ν_p	współczynnik Poissona, -
π_E	współczynnik dyfuzyjności turbulentnej, m ² /s
ρ	gęstość, kg/m ³
σ	naprężenie normalne, MPa
$\sigma_{kr, wyb}$	dopuszczalne naprężenie ściskające ze względu na wyboczenie, MPa
σ_{pl}	granica plastyczności, MPa
$\sigma_{śc}$	naprężenie ściskające, MPa
σ_t	napięcie powierzchniowe, N/m
σ_{zred}	naprężenie zredukowane, MPa
τ	naprężenie styczne, MPa
χ	smukłość, -
ω	dyssypacja właściwa, 1/s

1. Wstęp

Wymienniki ciepła z ożebrowanymi rurami okrągłymi lub eliptycznymi (Rocha i inni, 1997; Jang & Yang, 1998; Trela & Butrymowicz, 1999; Matos i inni, 2004; Li i inni, 2006; Taler, 2009; Ibrahim & Gomma, 2009) znajdują szerokie zastosowanie w wielu gałęziach przemysłu, np. w przetwórstwie: chemicznym, petrochemicznym, a także w hutnictwie, energetyce, motoryzacji itd. Głównym ich celem jest efektywne schłodzenie/ogrzanie medium ciekłego lub gazowego. Zaletą tego typu urządzeń jest bardzo duża powierzchnia wymiany ciepła przy stosunkowo niewielkich rozmiarach (Taborek & Spalding 1983). Fakt ten pozwala na ich zabudowywanie szczególnie w miejscach, gdzie z uwagi na ograniczoną przestrzeń użytkową nie jest możliwe zastosowanie innych typów. Omawiana grupa wymienników swoją wysoką sprawność zawdzięcza rozwinięciu ich powierzchni ogrzewalnych poprzez ożebrowanie. Gęsto umocowane na rurach żebra okrągłe, prostokątne lub lamelowe, zwiększają znacząco osiągi urządzenia. Z wymienianych powodów wymienniki te określone są często jako wysokosprawne. Podane cechy sprawiają, że urządzenia te są przedmiotem zainteresowania naukowego. Jednakże jest ono zwykle ograniczone do jednego z głównych elementów, to jest ożebrowanych rurek rozpatrywanych niezależnie od całej konstrukcji (w tym np. bez oddziaływań brzegowych).

W celu zapewnienia prawidłowych warunków pracy każdego wymiennika, w tym także wspomnianych powyżej, niezbędne jest zapewnienie właściwego odbioru ciepła przez czynnik roboczy, którym zazwyczaj jest ciecz, np. woda. Dlatego też korzystne jest, aby temperatura cieczy w rurkach poszczególnych rzędów tego typu urządzeń miała zbliżone wartości. Taki rozkład temperatury można uzyskać wówczas, gdy prędkości cieczy w tych rurkach, z uwagi na konwekcyjną wymianę ciepła będą sobie równe lub będą różniły się między sobą nieznacznie. Należy jednakże zauważyć, że często zarówno stosowane rozwiązania konstrukcyjne, jak i warunki pracy (chodzi tutaj o rozwinięty przepływ turbulentny cieczy) sprawiają, że nie uzyskuje się zadowalającej równomierności rozptyłów. Co więcej, przy obecnej geometrii komór wlotowej, nawrotnej i wylotowej, a także usytuowaniu króćców: wlotowego i wylotowego jest to dość trudne, a w zasadzie nawet niemożliwe. Stwierdzenie to potwierdza analiza, zaprezentowana we wcześniejszych współautorskich pracach (Ocloń & Łopata, 2010; Łopata & Ocloń, 2010; Łopata & Ocloń, 2012b).

Powyższe dotyczy wymiennika ciepła, który będzie przedmiotem szczegółowych analiz nie tylko przepływowo-ciepłnej ale też wytrzymałościowej, przedstawionych w niniejszej rozprawie. Bliższy opis tego urządzenia podano w rozdziałach drugim i czwartym. W uzupełnieniu można dodać, że duże różnice prędkości cieczy w poszczególnych jego rurach powodują powstawanie, wskutek nieprawidłowego odbioru ciepła przez ciecz, dodatkowych obciążeń termicznych i mechanicznych. W konsekwencji doprowadziły one do powtarzających się uszkodzeń (Łopata i inni, 2009).

Na podstawie literatury technicznej dotyczącej przedmiotowych wymienników (Taborek & Spalding 1983; Trela & Butrymowicz, 1999; Taler, 2009; Bury i inni 2010; Bury & Składzień 2010; Bury & Składzień, 2011; Taler & Cebula, 2010) można zauważyć, że najczęściej analizowane są następujące zagadnienia: wyznaczanie współczynników przenikania i/lub wnikania ciepła, opory kontaktu, opływy rur, zagadnienia skraplania/wrzenia czynnika, czy też spadki ciśnień dla różnej geometrii rury. Jednakże zazwyczaj dotyczy to fragmentu urządzenia, co oczywiście jest poprawne i bardzo istotne z uwagi na uzyskanie właściwych parametrów procesowych, ale może być niewystarczające do określenia przyczyn

awarii, wynikających z uszkodzeń ich elementów - zazwyczaj rurek (Łopata i inni, 2009). Poszukiwanie poprawnego rozwiązania konstrukcyjnego, wymaga w tych przypadkach sprzężenia analiz przepływowych z cieplnymi, a te z wytrzymałościowymi. Tutaj należy też dodać, że jeżeli nawet pojawiają się w literaturze zaawansowane obliczenia wytrzymałościowe wymienników ciepła (Chudzik, 2012), to nie uwzględniają one zmienności obciążeń czy też możliwości pojawienia się zanieczyszczeń powierzchni, a tylko np. maksymalne, założone stałe parametry pracy.

Odczuwalny jest zatem brak wzajemnych połączeń w analizach przepływowo–cieplnych i wytrzymałościowych, w których uwzględniana byłaby, jak wcześniej wspomniano, cała konstrukcja wymiennika ciepła. Takie właśnie podejście zaprezentowano już w kilku pracach współautorskich (Łopata & Ocioń, 2010; Łopata Ocioń, 2011; Łopata & Ocioń, 2012a; Łopata & Ocioń, 2012b). Zagadnienia w nich prezentowane są kontynuowane i rozwijane o nowe analizy w niniejszej pracy doktorskiej.

Zdarzające się awarie wymienników ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi świadczą o niedoskonałości stosowanej w firmach je projektujących metodyki ich obliczeń. Dotyczy to szczególnie przypadków, gdy rurki tego typu urządzeń narażone są na bardzo wysokie i zmieniające się z upływem czasu eksploatacji obciążenia cieplne. Efekty te mogą być powodowane np. odkładaniem się kamienia kotłowego na powierzchni wewnętrznej rurek wymiennika. Ponieważ urządzenia te należą do grupy urządzeń ciśnieniowych, a temperatury czynników roboczych, np. spalin są zazwyczaj bardzo wysokie, to uszkodzenia ich podzespołów stanowią bardzo duże zagrożenie. Dlatego też, chociażby z tego powodu konieczne jest opracowanie takiej metodyki obliczeń tych wymienników, która pozwoliłaby już na etapie projektowania konstrukcji, po pierwsze – uzyskać odpowiedź o możliwych strefach jej przeciążenia (równoznacznych z miejscami ewentualnych uszkodzeń), a po drugie – optymalizować ją w celu wyeliminowania niekorzystnych rozwiązań i warunków pracy. W niniejszej rozprawie dokonano odpowiedniego sprzężenia zagadnień przepływowych, cieplnych i wytrzymałościowych, przy wykorzystaniu nowoczesnych narzędzi do analiz numerycznych bazujących na programach komercyjnych i implementowanych w nie programów własnych. Spełnia ono podane wymagania uwzględniając całość konstrukcji urządzenia (komory, ożebrowane rury, obudowa, wzmocnienia) oraz uwarunkowania jej obciążeń termicznych i mechanicznych. Takie „podejście” nie jest typowe, a tym bardziej wykorzystywane praktycznie. Jego poprawność (w sensie proponowanej metodyki i otrzymanyh wyników) musi być zweryfikowana np. przez porównanie uzyskiwanych rozkładów i wartości przemieszczeń oraz naprężeń ze strefami, w których pojawiają się uszkodzenia, eksploatowanych w warunkach rzeczywistych, wymienników ciepła.

Opracowana metodyka sprzężonych obliczeń cieplno-przepływowo-wytrzymałościowych może mieć zastosowanie praktyczne, gdyż pozwala w czasie nieprzekraczającym kilku godzin oszacować poziom naprężeń w konstrukcji wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi. Umożliwia to sprawdzenie w warunkach biura projektowego, czy wartości osiągniętych naprężeń w elementach urządzenia nie przekraczają wartości dopuszczalnych. Proponowana, nowa metodyka takiej analizy pozwala również wskazać obszary konstrukcji, w których występują największe obciążenia cieplne i wynikające z nich przemieszczenia i naprężenia. Dzięki niej możliwe jest także przeprowadzanie procesu optymalizacji, w efekcie której wartości dopuszczalne podanych wielkości nie byłyby w tych miejscach przekraczane.

Rozwiązanie tak złożonego zagadnienia, o którym mowa powyżej, wymaga zaawansowanych obliczeń numerycznych m.in. przepływu czynników w urządzeniu, rozkładów temperatur w ściankach poszczególnych rzędów ożebrowanych rur eliptycznych oraz wytrzymałościowych konstrukcji wymiennika ciepła (każdorazowo dla każdego z jego biegów). Obliczenia pierwszej z wymienionych wielkości (analizy CFD) wykonywane są przy wykorzystaniu programu ANSYS CFX, który rozwiązuje układ równań zachowania masy, energii i pędu bilansową metodą elementów skończonych (BMES). W przypadku drugiej, tj. obliczeń cieplnych (rozkłady temperatury w ściankach rur wymiennika ciepła), zastosowano własne programy oparte na Metodzie Elementów Skończonych (MES). Ostatnie (obliczenia wytrzymałościowe konstrukcji wymiennika), wykonane zostały przy użyciu komercyjnego kodu ANSYS Structural, przy wykorzystaniu przemieszczeniowej Metody Elementów Skończonych.

Zastosowanie w procesie „poszukiwania” korzystnych warunków pracy przedmiotowego wymiennika ciepła sprzężonych analiz przepływowo-cieplno-wytrzymałościowych wymaga specjalistycznych algorytmów optymalizacji, gdyż wykorzystanie w tym celu tradycyjnych metod gradientowych takich jak np.: Największego Spadku, Gradientu Sprzężonego, Gaussa-Newtona czy też Levemberg Marquarta może, z uwagi na niewystarczająco dokładne odwzorowanie kształtu wielowymiarowej funkcji celu (której gradienty liczone względem poszczególnych zmiennych decyzyjnych muszą w tych algorytmach być wyznaczone), dawać niezadowolające rezultaty. W niniejszej pracy zastosowano zatem nowoczesne bezgradientowe algorytmy optymalizacji dyskretnej, do których należą algorytmy genetyczne - z ang. Genetic Algorithms (GA) oraz optymalizacja metodą roju cząstek - z ang. Particle Swarm Optimization (PASWO). Narzędzia te (zwane w literaturze także algorytmami heurystycznymi) w przeciwieństwie do metod gradientowych nie wymagają obliczania gradientu funkcji celu, co jest skomplikowane i niedokładne w przypadku problemów optymalizacji dyskretnej (a do takich należy rozwiązywane zagadnienie poszukiwania optymalnych wymiarów elementów konstrukcji wymiennika). Ponadto prezentowane w pracy heurystyczne metody optymalizacji są mniej wrażliwe na minima lokalne funkcji celu (Gen & Cheng, 1997; Haupt & Haupt, 2004; Parsopoulos & Vrahatis, 2009; Clerc, 2010), niż gradientowe metody optymalizacji, gdyż posiadają wyspecjalizowane mechanizmy omijania minimów lokalnych podanej funkcji. Wymienione zalety tych algorytmów, wykorzystanych do optymalizacji geometrii komór wymienników ciepła (dzięki zaimplementowaniu w języku MATLAB własnych programów obliczeniowych), czynią je interesującym narzędziem numerycznym.

2. Konstrukcje i zagadnienia eksploatacyjne wymienników ciepła z rurami ożebrowanymi

Rozwój inżynierii procesowej i energetyki spowodował zintensyfikowanie procesów technologicznych, poprzez np. wzrost prędkości przepływu czynników roboczych, zastosowanie turbulizatorów, zwiększenie powierzchni wymiany ciepła. Ostatnie z wymienionych tutaj działań występuje w konstrukcjach wymienników z tzw. rozwiniętą powierzchnią wymiany ciepła powstałą dzięki ożebrowaniu ich rurek. Urządzenia te z powodów, o których wspomniano w rozdziale pierwszym niniejszej pracy, często określa się mianem wysokosprawnych wymienników ciepła. Niewątpliwie ich stosunkowo małe gabaryty przy dość wysokich mocach (w porównaniu z innymi, tradycyjnymi konstrukcjami o tej samej wydajności, ale np. z rurami gładkimi) stanowią zasadniczą zaletę.

Wymienniki ciepła z ożebrowanymi rurami stosowane są przede wszystkim do wymiany ciepła między nośnikami ciepła, w przypadku których występują znaczne różnice wartości współczynników wnikania ciepła. Zastosowanie powierzchni rozwiniętej w formie gęsto osadzonych żeber na rurze okrągłej lub często eliptycznej, pozwala na zmniejszenie rozmiarów całego urządzenia, w porównaniu np. z często wykorzystywanymi w praktyce przemysłowej wymiennikami ciepła płaszczowo-rurowymi. Powyższe powoduje, że omawiane wymienniki stosowane są przede wszystkim tam, gdzie nie ma wystarczającej przestrzeni do zabudowy innych typów wymienników lub też w instalacjach, gdzie realizowany proces wymaga intensywnego ogrzania bądź ochłodzenia jednego z mediów. Z tego powodu wymienniki tego typu można odnaleźć, jak już wspomniano (rozdział 1) w takich gałęziach przemysłu jak np. spożywczy, motoryzacyjny, chemiczny, petrochemiczny, energetyczny, drzewny, maszynowy. Zazwyczaj są one tam wykorzystywane w celu zrealizowania wymiany ciepła pomiędzy gazami (zazwyczaj spaliny lub powietrze) i cieczami (woda, płyny chłodzące, oleje).

W praktyce urządzenia te określane są różnymi nazwami takimi jak np. chłodnica, skraplacz, parowacz, nagrzewnica. Często właśnie mają one zabudowane eliptyczne rury ożebrowane, których efektywność jest wyższa w porównaniu z ożebrowanymi rurami okrągłymi (Rocha i inni, 1997; Matos i inni 2004). W uzupełnieniu można dodać, że wysoką wydajność, a także właściwe bezpieczeństwo eksploatacyjne tych wymienników zapewnia się przez spełnienie już na etapie projektowania wymagań odpowiednich norm i standardów (PN-EN 13445, ASME VIII). Ponadto wiodące biura projektowe (GEA, Lurgi) posiadają także szereg własnych norm branżowych oraz wytycznych dotyczących projektowania tego typu urządzeń.

2.1. Zasady projektowania wymienników ciepła

Wymienniki ciepła, (w tym z rurami eliptycznymi ożebrowanymi) stosowane w przemyśle, są grupą urządzeń o niestandardowym wykonaniu. Świadczy o tym fakt, że dla każdego procesu urządzenia te są dobierane w sposób indywidualny. Powodem tego jest fakt, że zazwyczaj procesy zależą od wielu czynników, które powinny być uwzględniane na etapie projektowania instalacji.

W celu wytworzenia wymiennika ciepła wymagane jest, jak i w przypadku każdego innego urządzenia ciśnieniowego, wykonanie szeregu procesów projektowych. Projektowanie można podzielić na dwa podstawowe etapy, na które składają się: projekty technologiczny oraz techniczny. Pierwszy z wymienionych stanowi zbiór podstawowych informacji dla drugiego, któ-

rego wynikiem jest dokumentacja umożliwiająca wyprodukowanie urządzenia przez wytwórcę.

W projekcie technologicznym, wykonywanym przez zespół technologów, zostają określone typ, kształt i parametry wymiennika ciepła, zależne od jego przeznaczenia. Ustala się dane dotyczące mediów (substancji) przepływających przez projektowane urządzenie jak: ich agresywność, gęstość, kierunki przepływów, maksymalne/minimalne wartości dopuszczalne: ciśnienia i temperatury (odpowiednio, PS i TS – oznaczenia przyjęte wg przepisów), ciśnienie i temperaturę pracy (równe PS i TS lub niższe od nich). Ponadto określane są: moc, powierzchnia wymiany ciepła, natężenia przepływów, spadki ciśnienia, wymagana grubość izolacji. Wstępnie zostają określone rodzaje materiałów elementów urządzenia (stal stopowa lub węglowa). Wiele z uzyskiwanych parametrów wynika m.in. z określanego na samym początku bilansu cieplnego, który jest podstawą do wyznaczenia mocy i powierzchni wymiany ciepła, a w następnej kolejności gabarytów wymiennika, grubości rur itp. Zwykle w firmach zajmujących się zawodowo projektowaniem urządzeń dla przemysłu stosuje się w tym celu zaawansowane programy obliczeniowe. Jednakże nawet one nie zawsze w pełni odzwierciedlają rzeczywiste warunki panujące podczas pracy urządzenia. Jak już wspomniano (rozdział 1), chodzi np. o nierównomierność przepływu czynników roboczych, zarówno w rurkach wymiennika ciepła, jak i w przestrzeni międzyrurowej. Często wyniki obliczeń uzyskiwane za pomocą tego typu oprogramowania obarczone są błędami obliczeniowymi, wynikającymi np. z założenia identycznych przepływów w poszczególnych rurkach, stałych wartości współczynników wnikania ciepła na ich obwodzie, stałych obciążeń termicznych i mechanicznych, nieuwzględnianie lokalnych efektów wymiany ciepła, oporów kontaktu itd. Efektem tego jest zwykle konieczność zawyżania wartości obliczeniowych w bezpieczniejszą stronę, co prowadzi do przewymiarowania wymiennika. Oprogramowania te nie pozwalają symulować niepożądanych warunków pracy, które jeśli wystąpią w rzeczywistości prowadzą do awarii.

W kolejnym etapie, jakim jest projekt techniczny, wymiennik ciepła jest projektowany pod względem wytrzymałościowym wg przyjętych przepisów i norm, przy zachowaniu kształtu, parametrów pracy, gabarytów, ilości rurek itd. określonych na etapie projektu technologicznego. Ważnym aspektem tego etapu jest wykonanie kompletnego projektu uwzględniającego zazwyczaj określone standardy firmy zamawiającej urządzenie. Projekt techniczny jest podstawą do wytworzenia urządzenia technicznego.

Wszystkie nowoprojektowane urządzenia ciśnieniowe muszą spełniać w krajach UE wymagania dyrektywy 97/23/WE (Dyrektywa 97/23/WE, 1997) dotyczącej projektowania, wytwarzania i oceny zgodności urządzeń ciśnieniowych i zespołu urządzeń ciśnieniowych. Ujednolicone przepisy zapewniają swobodny przepływ urządzeń, odpowiedni poziom ich bezpieczeństwa i możliwość oznaczenia wymaganym znakiem CE. W Polsce postanowienia tej dyrektywy zostały wdrożone rozporządzeniem w sprawie zasadniczych wymagań dla urządzeń ciśnieniowych i zespołów urządzeń ciśnieniowych.

Wspomnianej dyrektywie podlegają urządzenia ciśnieniowe (np. zbiorniki), w których wartość PS jest wyższa niż 0.5 bara. Zgodnie z nią wymaga się od producenta takiego urządzenia (tutaj wymiennika) sporządzenia dokumentacji technicznej, która musi zawierać tzw. ocenę zgodności. Przed przystąpieniem do tej procedury oceny sprawdza się konieczność udziału w ocenie wyrobu strony trzeciej, którą jest jednostka notyfikowana (JN). Jest to instytucja niezależna zarówno od producenta, jak i konsumenta, działająca obiektywnie, spełniająca

określone w dyrektywie wymagania. W Polsce jest nią np. Urząd Dozoru Technicznego (UDT).

W celu zatwierdzenia projektu sporządzona dokumentacja koncesyjna urządzenia ciśnieniowego trafia do JN, która przeprowadza jej ocenę i upewnia się, że dokumentacja potwierdza zgodność urządzenia (tj. że zostało zaprojektowane według określonych norm i przepisów). W przypadku, gdy JN zostanie zaangażowana na etapie kontroli podczas produkcji, za oznakowaniem CE, znajdującym się na tabliczce firmowej każdego urządzenia ciśnieniowego, podaje się jej numer identyfikacyjny.

Na polskim rynku najpopularniejsze normy odnoszące się do projektowania urządzeń ciśnieniowych to: PN-EN 13445 – norma europejska (PN-EN 13445, 2009), ASME VIII Div.1 i Div.2 – norma amerykańska (ASME VIII, 2001). Specjalnie dla wymienników płaszczoworurkowych powstał też standard o nazwie „Tubular Exchanger Manufacturers Association” (TEMA, 1999), przygotowany przez komitet techniczny wytwórców rurkowych wymienników ciepła. Zawiera on informacje na temat projektowania poszczególnych elementów tych urządzeń jak np. przegrody, podziałki rurek, głowice pływające, połączenia kołnierzowe itp. Wspomniana powyżej dokumentacja wymiennika musi zawierać, według podanej dyrektywy, następujące dokumenty:

- ogólny opis urządzenia wraz z analizą zagrożeń, instrukcją eksploatacji, warunkami technicznymi wytwarzania i odbioru (WTWiO),
- obliczenia wytrzymałościowe przeprowadzone ściśle wg określonego przepisu (PN-EN 13445-3, ASME VIII itp.),
- rysunki wykonawcze wraz ze specyfikacją spoin, materiałów itp.,
- wykaz norm zharmonizowanych (tych, które są ujęte w dyrektywie) użytych w projekcie,
- wyniki przeprowadzonych badań wraz ze sprawozdaniem.

Należy też dodać, że taka dokumentacja musi być przechowywana przez producenta urządzenia przez okres conajmniej 10 lat.

Do wykonywania obliczeń wytrzymałościowych aparatów ciśnieniowych w tym wymienników ciepła, służą specjalnie dedykowane do tego celu programy branżowe. Obecnie na rynku są one oferowane przez wielu producentów. W zależności od ceny różnią się one stopniem zaawansowania i możliwościami projektowania. Stąd jedne programy pozwalają policzyć skomplikowane urządzenie ciśnieniowe, obciążone siłami zewnętrznym lub poddane działaniu czynników atmosferycznych, a inne mogą być wykorzystywane tylko do najprostych obliczeń, np. zbiorników walcowych poddanych działaniu ciśnienia. Zasada działania tych programów opiera się na wykonywaniu obliczeń wg ściśle przyjętego kodu obliczeniowego, tj. EN 13445, ASME DIV.1, PD 5500, AD 2000 Merkblatt itp. Jednak programy bardziej zaawansowane umożliwiają zwykle wykonanie obliczeń wg dowolnego kodu.

Do najpopularniejszych programów dedykowanych i wykorzystywanych do obliczeń omawianej grupy urządzeń należy zaliczyć:

- 1) Microprotol – program firmy Bentley (www.microprotol.com),
Jeden z najbardziej rozbudowanych, umożliwiający liczenie aparatów walcowych jak i aparatów o konstrukcji skrzyń prostokątnych poddanych działaniu ciśnienia wewnętrznego lub zewnętrznego. Modelowanie aparatu odbywa się w środowisku 3D z możliwością wygenerowania rysunku 2D, edytowalnego w programach CAD.
- 2) PV Elite – program firmy Intergraph, (<http://www.coade.com/products/pv-elite>)

Zaliczany, podobnie jak prezentowany wcześniej, do grupy programów zaawansowanych, dający wiele możliwości przy projektowaniu aparatów ciśnieniowych. Rekomendowany przez jednostki notyfikowane do obliczeń urządzeń ciśnieniowych wg ASME Div.1.

- 3) VVD (Visual Vessel Design) – program firmy OhmTech, (<http://www.ohmtech.no/>)
Program mniej zaawansowany niż powyższe, ale równie popularny w biurach projektowych. Rekomendowany przez UDT do obliczeń urządzeń ciśnieniowych wg. EN-13445.

Obliczenia wykonane za pomocą powyższych programów stanowią podstawę dokumentacji aparatu i w takiej formie mogą być przedstawione JN w celu zatwierdzenia. Zawierają one szereg niezbędnych informacji jak np: ciężar, objętość, środki ciężkości, powierzchnie malowania wewnętrzne i zewnętrzne, ciśnienia próbne, analiza podnoszenia aparatu, ciężar i grubość izolacji, obliczenia wytrzymałościowe, lokalizacja króćców, obciążenia od drabin i podestów itp.

W zagadnieniach projektowych wymienników ciepła, ważnym czynnikiem określającym ich żywotność jest naddatek korozyjny. Standardowo, przy wykorzystaniu do ich budowy stali konstrukcyjnej wynosi on 3 mm. Zwykle zakłada się, że postęp korozji wynosi, przy odpowiednim zabezpieczeniu antykorozyjnym (powłoce malarskiej) 0.1 mm na rok. Wynika zatem, że żywotność takiego urządzenia osiąga 30 lat. Należy jednak dodać, że na czas ten ma również wpływ liczba cykli rozruch-zatrzymanie. Przyjmuje się, że nie powinna ona przekraczać 500 cykli. W przypadku, gdy dla takiego aparatu producent zakłada większą ich liczbę, to należy przeprowadzić analizę zmęczenia.

W uzupełnieniu powyższych informacji można zauważyć, że:

- producent w celu zabezpieczenia się często zaniża przewidywany czas pracy wymiennika,
- obliczenia wytrzymałościowe, bez względu na zastosowane przepisy, zawsze są przeprowadzane z odpowiednimi współczynnikami bezpieczeństwa,
- współczesne programy do obliczeń wytrzymałościowych, nie zawsze pozwalają zdefiniować dodatkowe obciążenia i nie uwzględniają innych niekorzystnych warunków mających wpływ na wytrzymałość aparatu jak np.: nierównomierności rozpyływów czynnika, lokalne zmiany parametrów.

Takie podejście (jak powyżej) sprawia, że dane urządzenie ciśnieniowe jest przewymiarowane albo czas jego eksploatacji jest często znacznie zaniżony. Jednak względy ekonomiczne w połączeniu z koniecznością zapewnienia bezpieczeństwa wymienników ciepła i innych urządzeń ciśnieniowych sprawiają, że czołowe firmy projektujące je używają do obliczeń i analiz coraz częściej specjalistycznych pakietów MES a także, co prawda rzadziej kodów CFD. Umożliwiają one zarówno optymalizację urządzenia pod względem wytrzymałościowym jak i procesowym, ale sprzężenie takich obliczeń (mimo, że analizy numeryczne prowadzone przy zastosowaniu wymienionych metod są stale rozwijane), nie jest dostatecznie dopracowane. Dlatego niezbędne jest tak jego rozwijanie, jak również weryfikacja eksperymentalna.

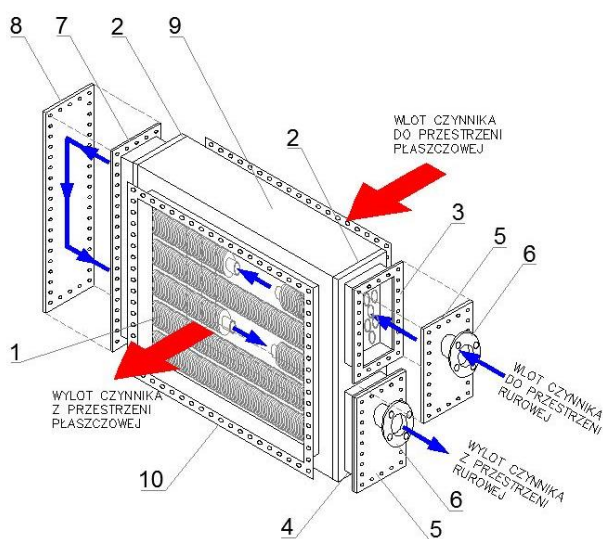
Dopracowanie musi także uwzględnić obecne ograniczenia analitycznych metod obliczeniowych wymienników ciepła. Dotyczy to szczególnie takich sygnalizowanych w rozdziale pierwszym zagadnień jak: nierównomierności rozpyływu czynnika w przestrzeni rurowej oraz opływu profilu eliptycznego rury urządzenia w kolejnych jego rzędach. Uwzględnienie tych efektów w analizach przepływowo-cieplnych staje się możliwe z uwagi

na znaczący wzrost mocy obliczeniowej stacji obliczeniowych oraz serwerów. Dzięki temu na drodze numerycznej za pomocą specjalistycznych, wymienionych powyżej programów, uzupełnianych własnymi kodami, możliwe jest wyznaczanie pól prędkości, ciśnienia oraz temperatury w obszarze przepływu czynników w wymienniku ciepła (to ostatnie przy sprzężeniu zagadnień przepływowo-ciepłnych). Z kolei znajomość pól ciśnienia i temperatury jest niezbędna, gdyż potraktowane, jako obciążenia konstrukcji umożliwiają wykonanie analiz wytrzymałościowych. Te pozwalają najogólniej ujmując ocenić czy urządzenie jest/będzie bezpieczne w eksploatacji, a uszczegóławiając czy np. występują w nim/wystąpią z upływem czasu strefy zbyt wysokich a nawet przekroczonych przemieszczeń i naprężeń dopuszczalnych lub czy brak jest takich efektów.

2.2. Zasada działania i rozwiązania konstrukcyjne wymienników ciepła z rurami ożebrowanymi

Jak wcześniej wspomniano, wymienniki ciepła z rurami ożebrowanymi służą do wymiany ciepła między mediami, które charakteryzują duże różnice współczynników wnikania ciepła. Zwiększenie powierzchni wymiany ciepła, przez jej ożebrowanie, stosuje się od strony przepływu czynnika o mniejszej wartości tego współczynnika. Czynnikiem tym są zwykle gazy, np. spaliny lub powietrze, których przepływ wzdłuż żeber powinno charakteryzować omywanie całej ich powierzchni. Niestety jest to trudne do zrealizowania, dlatego też prowadzone są liczne prace nad poprawą aerodynamiki opływu ożebrowanej rury (Rochai inni 1997; Matos i inni, 2004; Taler & Cebula, 2010). Drugi z czynników, ciecz lub skraplająca się para, przepływa najczęściej wewnątrz rurek. Tutaj jednym z istotniejszych problemów może być, jak to wynika z własnego doświadczenie (Ocoń & Łopata, 2010; Łopata & Ocoń, 2012a), zapewnienie poprawnej równomierności rozprawy.

Wymienniki z rurami ożebrowanymi charakteryzuje różnorodność konstrukcji, która poniekąd zależy od ich zastosowania. Wykorzystywane chętnie w wielu gałęziach przemysłu mogą też różnić się dość znacznie swoimi gabarytami np. mała chłodnica samochodowa i potężna chłodnica przemysłowa. Przykład budowy najbardziej typowej konstrukcji wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami przedstawiono na rys. 2.1.



Rys. 2.1. Budowa poziomego wymiennika z ożebrowanymi rurami oraz sześciennymi komorami (1 - wiązka ożebrowanych rurek, 2 - ściana sitowa, 3 - komora wlotowa, 4 - komora wylotowa, 5 - pokrywa komory, 6 - króciec wlotowy/wylotowy, 7 - komora, w której następuje zawrót czynnika, 8 - pokrywa, 9 - płaszcz/poszycie wymiennika, 10 - kołnierz łączący wymiennik z kanałem)

Wymiennik widoczny na rys. 2.1 jest urządzeniem poziomym (decyduje ułożenie jego rur) dwubiegowym, co zapewnia się przez ułożenie komór wlotowej i wylotowej po jednej stronie, a komory zawracającej (nawrotnej) po drugiej. Aparat ten, podobnie jak większość pozostałych wymienników, tworzą dwie przestrzenie, na które składają się:

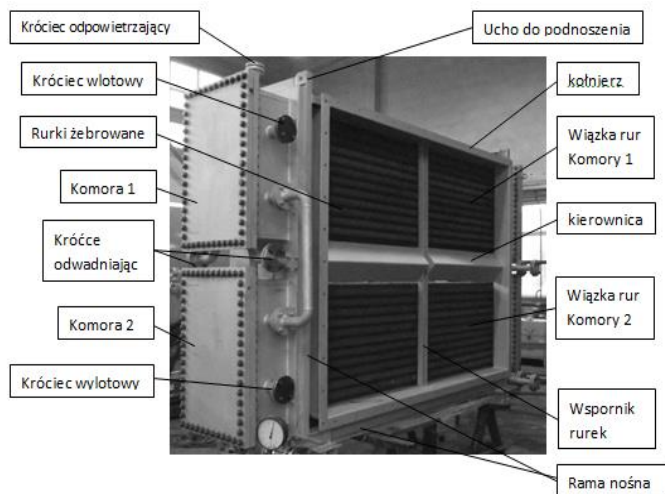
- przestrzeń rurowa – tworzą ją wiązki rur ożebrowanych (1) utwierdzonych na obu końcach w ścianach sitowych (2), do których przyspawane są komory, zwane też kolektorami. W przypadku konstrukcji jak na rys. 2.1 na jednej ze ścian znajdują się komory: wlotowa (3) oraz wylotowa (4), a na drugiej zlokalizowana jest komora (7) zawracająca czynnik płynący w przestrzeni rurowej wymiennika. Wymienione komory zamknięte są pokrywami, odpowiednio (5) i (8), przy czym oznaczone numerem (5) wyposażone są w króćce (6): wlotowy/wylotowy,
- przestrzeń płaszczowa (zwana również przestrzenią międzyrurową) – złożona jest z płaszcza (9) oraz z kołnierzy (10) umożliwiających połączenie wymiennika z kanałem schładzanego gazu. Dla zachowania szczelności kanału pomiędzy kołnierzami (kanał-wymiennik) stosuje się odpowiednie uszczelnienia.

Przedstawiony na rys. 2.1 wymiennik, jest montowany w kanały powietrza lub spalin. Aby zapobiec przenoszeniu obciążeń pochodzących od jego ciężaru na instalację musi on posiadać odpowiednio zaprojektowane podpory, które mocowane są do fundamentu lub nośnej konstrukcji stalowej za pomocą śrub.

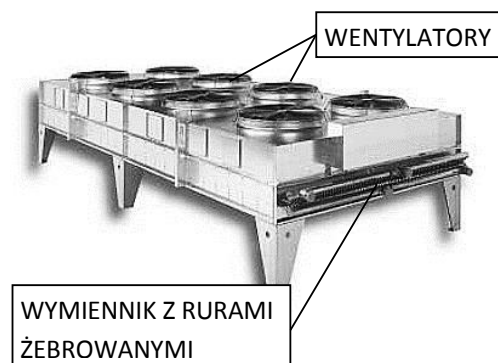
W uzupełnieniu powyższego należy dodać, że w przemyśle spotykane są również wymienniki z większą liczbą biegów. W przypadku dużych gabarytów takich wymienników stosuje się ściany sitowe swobodne (pełniące rolę wspornika), umożliwiające ruch rurek pod wpływem wydłużania się, ale cel główny to zapobieganie ich wykrzywianiu się.

Wymienniki, o których mowa mogą mieć ułożenie rurek poziome (jak na rys. 2.1) lub pionowe. W przypadkach, gdy tworzą one dwa lub więcej biegów w celu uniemożliwienia swobodnego przepływu gazu przestrzenią pomiędzy powstałymi w ten sposób wiązkami rur, stosuje się specjalną kierownicę (zaślepkę), kierującą przepływ czynnika przez rurki. Rozwiązanie takie widoczne jest na rys. 2.2, na podstawie którego można zauważyć, że wymiennik posiada obok wcześniej wymienionych, jeszcze takie podzespoły jak: króćce odpowietrzający i odwadniający (spustowy). Komory, niniejszego wymiennika, zostały wyposażone w króćce technologiczne, czyli w króćce wlotowe i wylotowe. Ponadto stosuje się króćce odpowietrzające i odwadniający/spustowy (zaślepione na czas eksploatacji), ramę nośną wzmacniającą konstrukcję (wykonana np. z ceowników, kątowników) z uszami do podnoszenia całości. Wyposażenie takich urządzeń w wentylator, umożliwi zintensyfikowanie chłodzenia gazu przepływającego w przestrzeni rurowej, a aparaty tego typu zwane są chłodnicami wentylatorowymi (rys. 2.3).

Rurki używane w omawianych wymiennikach mogą być żebrowane wzdłużnie (rys. 2.4a) oraz poprzecznie (rys. 2.4b). Często w celu wymuszenia burzliwości przepływu i wzmoczenia wymiany ciepła, żebra tych pierwszych są przerywane i w miejscu przerwania wyginane, karbowane. W innych rozwiązaniach na całej swojej długości mają kształt linii śrubowej. W przemyśle stosowane są również rurki ożebrowane z zewnątrz i z wymuszonym charakterem przepływu wewnątrz niej, dzięki uformowaniu kształtu linii śrubowej (rys. 2.4c). Niekiedy powierzchnia wymiany ciepła rurki jest dodatkowo zwiększana przez rozwinięcie od strony wewnętrznej (rys. 2.4d). Obustronne ożebrowanie, mimo że jest trudne w wykonaniu zwiększa wydajność o ok. 30%.

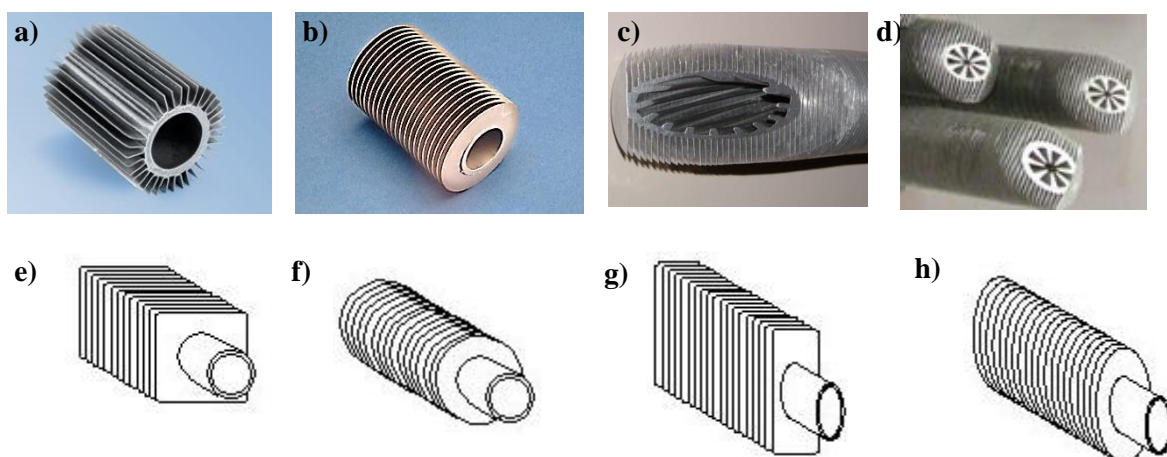


Rys. 2.2. Dwubiegowy wymiennik ciepła z rurami o żebrach (poziomy)



Rys. 2.3. Chłodnica wentylatorowa

W wysokosprawnych wymiennikach ciepła najczęściej używane są rurki o przekrojach okrągłym z żebrami kwadratowymi lub okrągłymi (rys. 2.4e i 2.4f), oraz eliptycznym z żebrami prostokątnymi lub z eliptycznymi (rys. 2.4g i 2.4h). Zaletą tych ostatnich jest przede wszystkim aerodynamiczny kształt, a co za tym idzie małe spadki ciśnienia i mniejsza skłonność do zanieczyszczania się.



Rys. 2.4. Przykłady rozwinięcia powierzchni ogrzewalnej w wymiennikach ciepła z rurami o żebrach

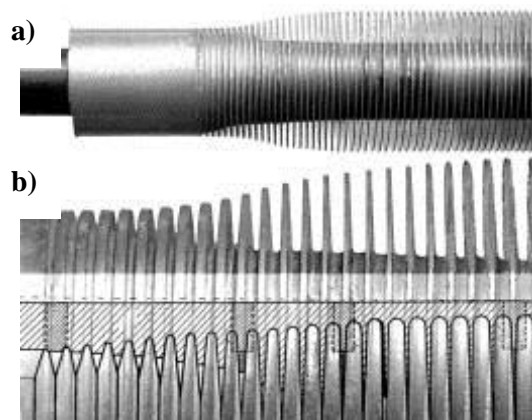
Poprawność wykonania żeber i zastosowanie na nie materiału o dobrej przewodności cieplnej zapewnia wysoką efektywność wymiany ciepła.

Rury o żebrach wykonywane są poprzez nasadzanie na gładką rurę przygotowanych uprzednio żeber, które następnie są z nią zgrzewane. Współcześnie obok tej metody popularnym sposobem jest rozwalcowywanie rur na zimno specjalnym urządzeniem lub nawalcowanie żebra (Richert, 2010).

Najważniejszą zaletą walcowania na zimno jest ciągłość materiału żebra i rury. W tym przypadku rurę z określonego materiału, o odpowiednio większej średnicy i odpowiedniej grubości poddaje się obróbce walcowania przy użyciu układu walców o określonej geometrii, tak jak to pokazano na rys. 2.5 i 2.6 (Richert, 2010), co pozwala nadać wybrany kształt produktowi końcowemu.

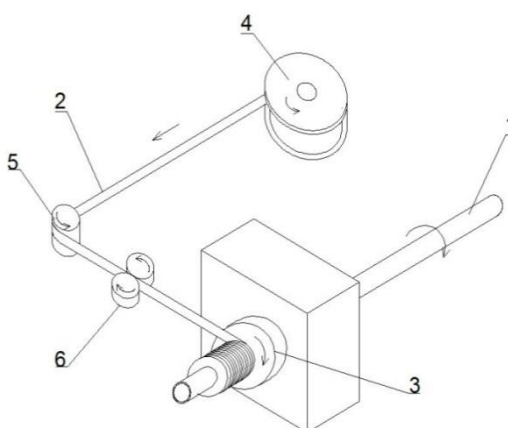


Rys. 2.5. Układ walców do rozwalcowywania rur



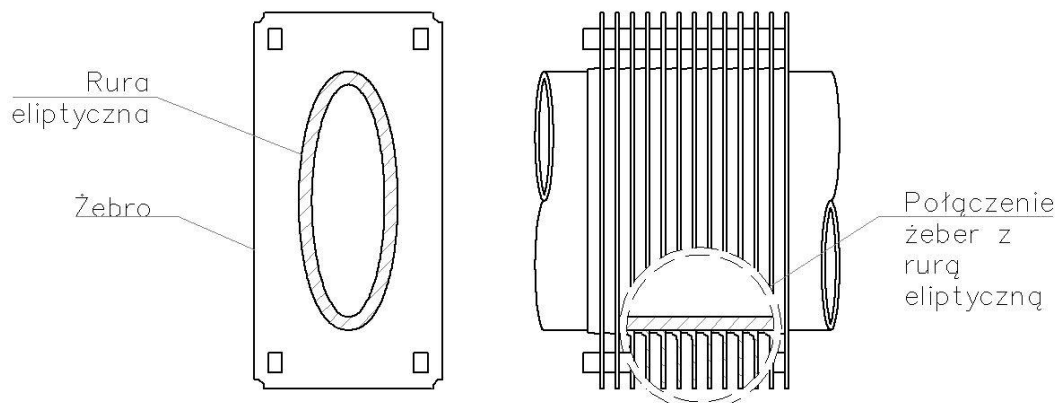
Rys. 2.6. Przebieg procesu walcowania rur

Metoda uzyskiwania ożebrowanej rury przez nawalcowanie na nią taśmy (stanowiącej żebro), jest łatwiejsza w wykonaniu. Cały proces, w którym nie ma pocienienia rury, przedstawiono na rys. 2.7 (Richert, 2010). Na rurę (1) obracającą się wokół własnej osi nawijana jest taśma (2), formowana w żebro przez odpowiednio przystosowane do tego narzędzie (3). Taśma jest rozwijana z bębna (4) i przechodzi przez rolkę prowadzącą (5), a następnie przez dwie rolki (6), które w zależności od potrzeby mogą nadawać jej falisty kształt albo formować w niej otwory.



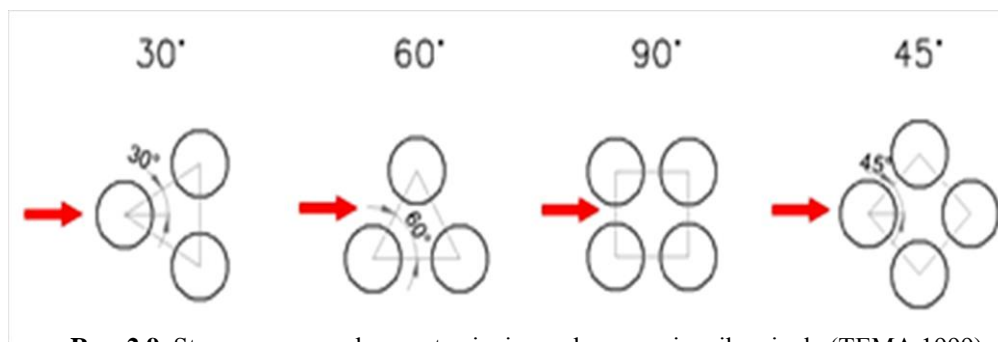
Rys. 2.7. Proces nawalcowywania żebra na rurę

Przedstawione powyżej metody pozwalają, z uwagi na rotacyjny ruch otrzymywać rury o przekroju okrągłym z żebrami okrągłymi. Zastosowanie rur eliptycznych oraz żeber w kształcie prostokątnych lub eliptycznych (rys. 2.4e, 2.4g, 2.4h) wymaga wcześniejszego wykonania tych ostatnich (zazwyczaj przez wytlaczanie) i późniejszego ich nasunięcia na rurę z zachowaniem odstępu (zwykle 2-6mm), rys. 2.8. Następnie wykonuje się trwałe metaliczne połączenie pomiędzy wymienionymi elementami. Jedną z renomowanych firm (www.gea.com) stosuje w tym celu cynkowanie ogniowe, dzięki któremu oderwanie żebra od rury jest niemal niemożliwe, zapewniając dodatkowo doskonałą powłokę antykorozyjną.



Rys. 2.8. Ożebrowana rura o przekroju eliptycznym (z żebrami prostokątnymi)

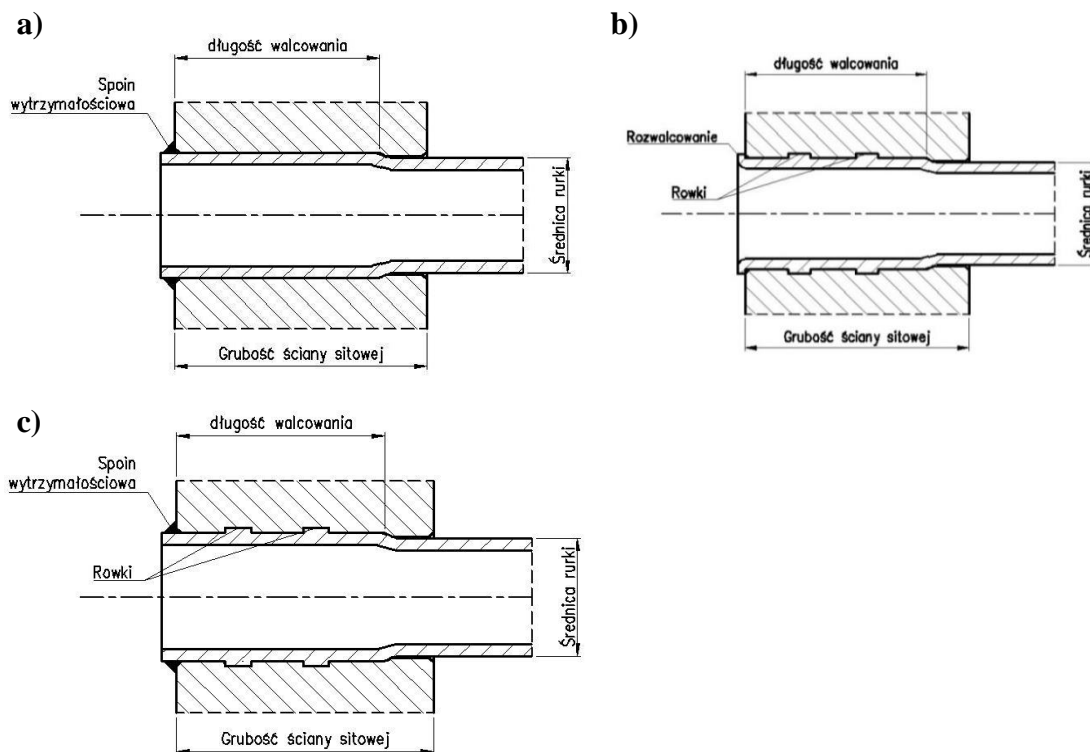
Ożebrowane rury wymiennika ciepła, utwierdzone po obu końcach w ścianach sitowych, mogą być w nich ułożone na kilka sposobów. Wg. standardów TEMA (TEMA, 1999) rozróżnia się cztery tj. 30° , 60° , 90° oraz 45° co przedstawiono na rys. 2.9. Dobór podziałki (rozstawienia) rurek zależy od zadania, jakie ma spełniać wymiennik.



Rys. 2.9. Stosowane sposoby rozstawienia rurek w wymienniku ciepła (TEMA, 1999)

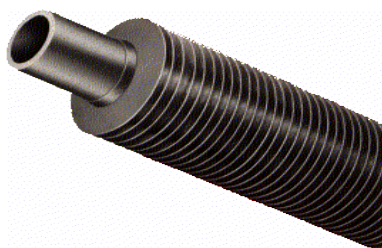
Obecnie najpopularniejsze są trzy rodzaje mocowania rurek w ścianie sitowej, rys. 2.10, przy czym wybór jest zależny m.in. od przepisów projektowych oraz standardów wykonawcy. Oczywiście połączenie obu elementów musi spełniać wymagania dotyczące nie tylko szczelności, ale i odpowiedniej wytrzymałości, aby nie dochodziło do wrywania rurek ze ścianą sitowej (co może być spowodowane różną ich rozszerzalnością cieplną oraz płaszczą bądź obudowy wymiennika).

Pierwszy typ połączenia pokazanego na rys. 2.10a stanowi rozwalcowanie doszczelniające, wraz ze spoiną wytrzymałościową, przenoszącą całkowite obciążenie powodujące wrywanie rurek. W tym przypadku rozwalcowanie ma jedynie na celu doszczelnienie przestrzeni pomiędzy rurką a powierzchnią otworu ścianki sitowej. Kolejnym połączeniem jest rozwalcowanie w otworze z rowkami, rys. 2.10b. Rozwiązanie to zapewnia szczelność i przenoszenie obciążeń osiowych przy stosunkowo niskich i umiarkowanych ciśnieniach. Jednak, w przypadku wysokich wartości naprężeń osiowych należy zastosować połączenie obu zaprezentowanych metod, czyli rozwalcowania z rowkami i spoiny (co pokazano na rys. 2.10c). Kształt i liczba rowków wynikają zazwyczaj z przyjętych standardów, podobnie zresztą jak i rodzaj spoiny wytrzymałościowej. Geometria tego typu połączenia zależy od parametrów obliczeniowych oraz grubości i średnicy zastosowanych rurek, grubości ścianki sitowej itp.



Rys. 2.10. Rodzaje typowych połączeń rurek ze ścianą sitową (opis w tekście)

W uzupełnieniu powyższych informacji można dodać, że rury dostarczane jako gotowy produkt do produkcji wymiennika muszą posiadać końce wolne od żeber, w celu ich połączenia ze ścianami sitowymi. Widok tak przygotowanego elementu przedstawiono na rys. 2.11. W przypadku, gdy długości ożebrowanych rur wynoszą kilka metrów często wymagane jest, jak już wspomniano wcześniej, zastosowanie ich podparcia np. w połowie. Wówczas, w przypadku niektórych konstrukcji, musi być ono również wolne od żeber.



Rys. 2.11. Rura ożebrowana z końcówką wolną od żeber

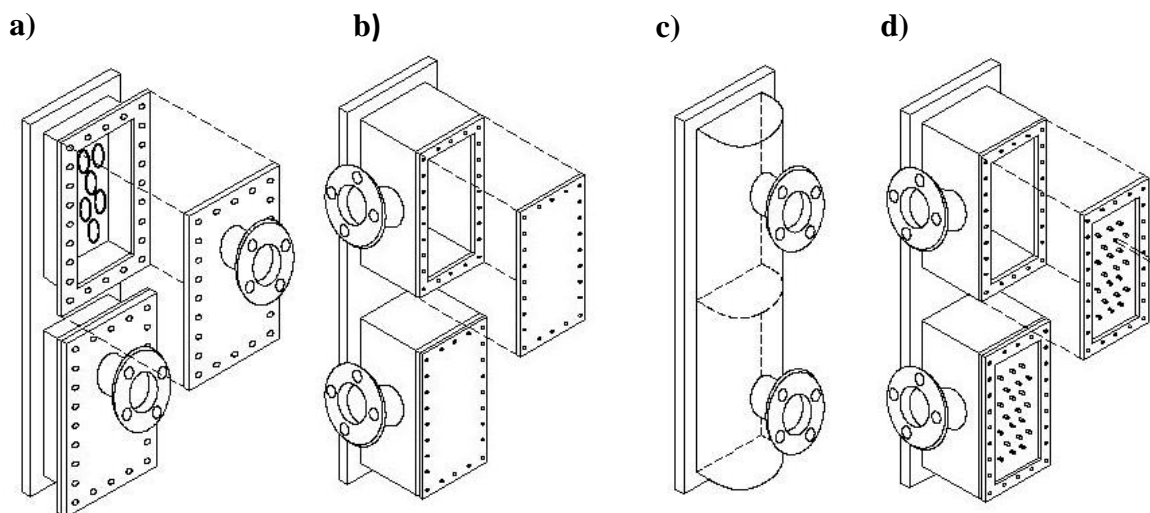
Jak pokazano na rys. 2.1 i rys. 2.2 przestrzeń rurek zamykają z obu stron komory (kolektory zbiorcze). Są one spawane do powierzchni ściany sitowej i mogą być różnego kształtu, w zależności od potrzeb i funkcjonalności wymiennika. Wśród ich typowych konstrukcji, pokazanych na rys. 2.12, można wyróżnić następujące rodzaje:

1. W kształcie skrzyni z pokrywą przykręcaną śrubami dwustronnymi (rys. 2.12a), *Podstawową zaletą tego rozwiązania jest łatwy dostęp do komory po odkręceniu pokrywy, np. w celu czyszczenia rurek, jednakże z uwagi na przyspawany do pokrywy króciec, wiąże się to z koniecznością demontażu rurociągu do niego podpiętego.*
2. W kształcie skrzyni z pokrywą przykręcaną przy użyciu wkrętów (rys. 2.12b), *Podobnie jak w przypadku powyżej, podstawową zaletą jest łatwy dostęp do przestrzeni komory, a dodatkowo usytuowanie króćca w bocznej ścianie skrzyni*

ułatwia demontaż (nie jest konieczne odłączanie rurociągu). Należy dodać, że spotykane są również rozwiązania z króćcem usytuowanym w pokrywie, stosowane przy wysokich ciśnieniach wynoszących ok. 60 bar (zastosowanie odpowiedniego uszczelnienia umożliwia jego podwyższenie).

3. W kształcie półrury spawanej do ściany sitowej, rys. 2.12c, Zaletą tego typu rozwiązania jest łatwość wykonania i niski koszt. Z uwagi na brak możliwości demontażu w celu inspekcji lub czyszczenia jest ono zalecane w przypadku mediów czystych, niepowodujących osadów w przestrzeni komór i rurek.
4. W kształcie skrzyni z pokrywą przykręcaną wyposażoną w otwory wyczystne (rys. 2.12d).

Konstrukcja komory jest bardzo podobna do wcześniej prezentowanych, z tym, że w pokrywie znajduje się układ wkręconych kolków, zabezpieczających otwory, których osie odpowiadają osiom owiercenia pod rurki w ścianie sitowej. Umożliwia to inspekcję i czyszczenie każdej rurki bez konieczności demontażu całej pokrywy, a także bez demontażu połączenia kołnierzowego rurociągu z króćcem, usytuowanym na bocznej ścianie komory. Tego typu rozwiązanie jest stosowane dla mediów silnie brudzących bądź zanieczyszczonych, powodujących nadmierne wytrącanie osadów.



Rys. 2.12. Standardowe konstrukcje komór wymiennika ciepła (opis w tekście)

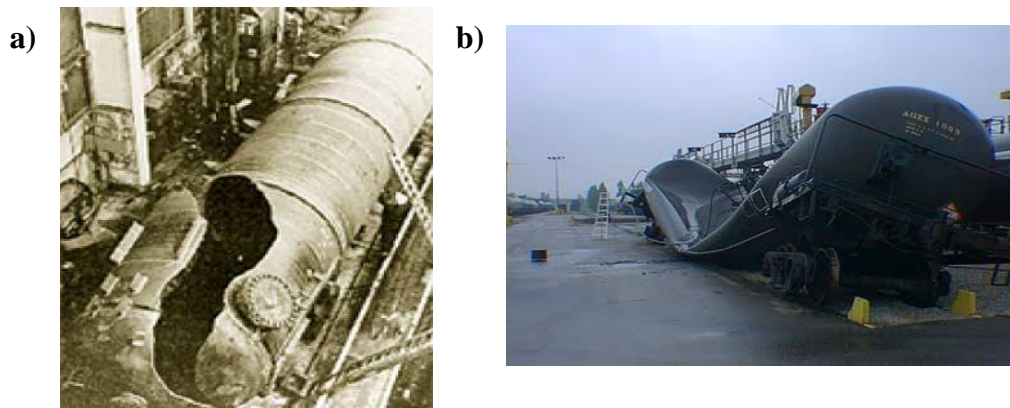
W odniesieniu do kształtu komór, należy zauważyć, że konstrukcja typu skrzynia z pokrywą płaską, w celu przeniesienia obciążenia od ciśnienia wewnętrznego musi mieć znacznie większą grubość w porównaniu z rozwiązaniem typu półrura. Powszechnie wiadomo, że rozkład naprężeń w powłokach cylindrycznych jest korzystniejszy niż w elementach płaskich. Dlatego też zastosowanie komór w kształcie półrury pozwala na wykorzystanie ich przy znacznie wyższych ciśnieniach czynnika roboczego.

2.3. Problemy eksploatacyjne oraz awarie wymienników ciepła

Wymienniki ciepła, to urządzenia, w których często parametry płynących w nich czynników roboczych, tj. ciśnienie i temperatura, są na tyle wysokie, że każde uszkodzenie może stanowić poważne zagrożenie. Na podstawie danych literaturowych, niestety nielicznych, poświęconych opisom awarii tych urządzeń, można dokonać próby określenia ich przyczyn. Zjawiska je powodujące mogą narastać stopniowo, nawet w warunkach uznawanych w prak-

tyce za ustalone, ale też wiele z nich wynika z ich zmienności (np. związanych z rozruchami i odstawieniami instalacji). Mają one charakter zarówno eksploatacyjny jak i konstrukcyjny i należą do nich (Livsey & Jonejo, 1976; Challenger i inni, 1995; Dai, 1997; Dai, 1998; Liu i inni, 1999; Butrymowicz & Trela, 2001; Łopata i inni, 2009):

- ciśnienie (nadciśnienie, podciśnienie) – jest to zagrożenie mogące doprowadzić do rozszczelnienia, a w najgorszym przypadku do rozerwania wymiennika ciepła (Dai, 1997), rys. 2.13. Dla uniknięcia takich zdarzeń urządzenia ciśnieniowe obliczane są przy zastosowaniu odpowiednich współczynników bezpieczeństwa, a prewencyjnie wyposaża się je w zawory bezpieczeństwa.



Rys. 2.13. Zniszczenie zbiornika spowodowane niewłaściwym ciśnieniem:
a) nadciśnienie, b) podciśnienie

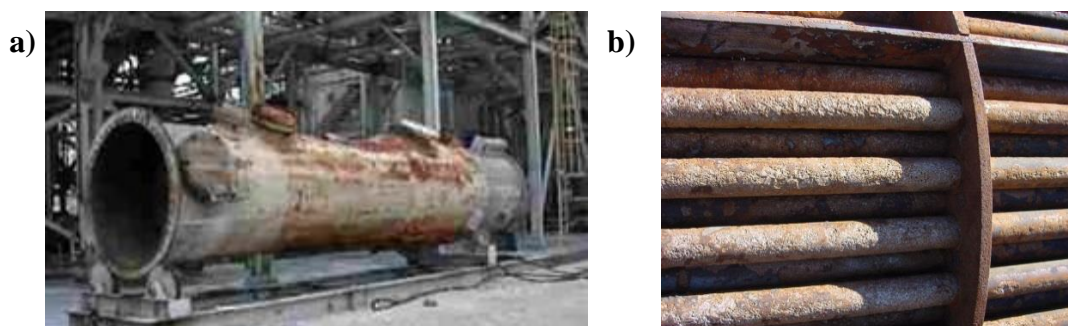
- temperatura – może być powodem znacznych i co ważne różnych odkształceń cieplnych np. płaszcza wymiennika i jego rurek, co w połączeniu z ciśnieniem może prowadzić do rozszczelnienia, wyboczeń rurek lub nawet ich rozerwania (Liu i inni, 1999; Łopata i inni, 2009). Zabezpieczeniem przed tymi problemami są np. zapewnienie właściwej kompensacji, dobór odpowiednich materiałów, montaż aparatury kontrolno-pomiarowej wyłączającej aparat przy osiągnięciu wartości dopuszczalnych.



Rys. 2.14. Wyboczenie i pęknięcie ożebrowanych rurek eliptycznych wymiennika ciepła typu spaliny woda

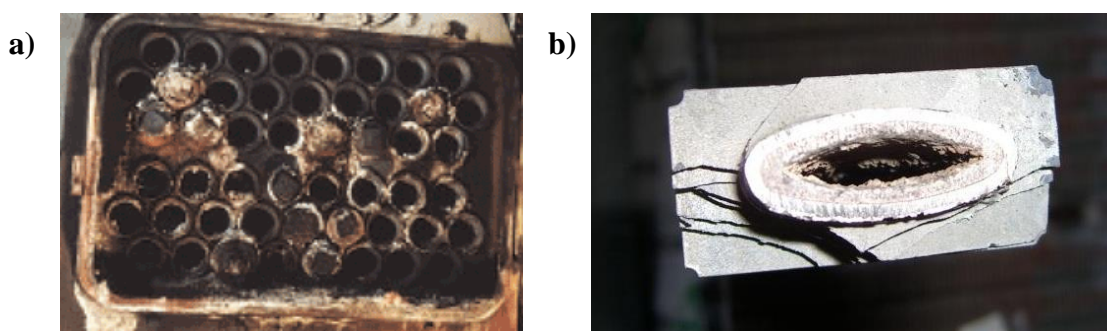
- korozja i erozja – spowodowane tymi zjawiskami uszkodzenia powodują z upływem czasu pocienianie się ścianek podzespołów a w ostatecznym efekcie rozszczelnienie, czy nawet

pęknięcie. Efekt korozji mogą powodować np. agresywne właściwości czynnika, dlatego w przypadku urządzeń uwzględnia się tzw. naddatek (szczególnie, gdy elementy wykonane są ze stali węglowej) lub wykorzystywane są materiały o wysokich własnościach wytrzymałościowych i odporności na korozję. Dodatkowo wytwórca często ma obowiązek pokryć produkowany aparat ciśnieniowy specjalną powłoką antykorozyjną (stanowią ją np. odpowiednie zestawy malarskie). Natomiast wszędzie tam, gdzie silny strumień medium, szczególnie zanieczyszczonego cząstkami stałymi jest skierowany na ściankę aparatu, stosuje się np. dodatkowe płytki antyerozyjne, będące miejscowym pogrubieniem elementu. Przykłady uszkodzeń podzespołów wymiennika spowodowanych korozją pokazano na rysunku 2.15.



Rys. 2.15. Przykłady uszkodzeń korozyjnych wymiennika: a) płaszcz b) rury

- zanieczyszczenia mechaniczne lub jonowe czynnika roboczego – mogą powodować obniżanie się efektywności aparatu, a nawet jego uszkodzenia. Powodem jest zjawisko osiadanania na powierzchniach ogrzewalnych zanieczyszczeń, które z czasem mogą doprowadzić np. do całkowitego zatkania rurki wymiennika, rys. 2.16. Efektem pojawienia się zanieczyszczeń wspomnianych powierzchni są np. zwiększenie oporów przepływu czynnika na drodze wymiany ciepła i wzrost temperatury ścianki (Butrymowicz & Trela, 2001). Takie zmiany warunków pracy z reguły eskalują zjawisko i mogą doprowadzić do nie zawsze uwzględnianego podczas projektowania niebezpieczeństwa, jakim może być nawet odparowanie cieczy (wody) – (Najibi i inni, 1997; Łopata & Ocioń, 2012a). Powyższe zjawisko można w dalszym stopniu wyeliminować, dzięki właściwemu uzdatnianiu wody, lub przez systematyczne usuwanie zanieczyszczeń metodami mechanicznymi (osady luźno związane z powierzchnią, powstające np. jako efekt twardości przemijającej) lub chemicznymi (osady zwarte powstałe np. jako efekt twardości nieprzemijającej).



Rys. 2.16. Przykłady zanieczyszczenia powierzchni rurek wymiennika ciepła
a) osadem przenoszonym przez czynnik b) warstwą zanieczyszczeń powstałych z soli rozpuszczonych w czynniku (kamień kotłowy)

– obciążenia zewnętrzne mogą być wywołane np. przez wiatr, trzęsienia ziemi, miejscowe przyłożenie siły do płaszcza wymiennika, niewłaściwe mocowanie podpory lub podestu. W celu zabezpieczenia wymiennika przed tego typu zagrożeniami, należy na etapie projektowania i ustalania konstrukcji przewidzieć miejsca dodatkowych wsporników na płaszczu oraz wykonać, gdy jest to wymagane, niezbędne obliczenia sejsmiczne i na oddziaływanie wiatru.

Dostosowanie konstrukcji urządzenia do przepisów, norm oraz wytycznych, mających w założeniu zapewnić jej bezpieczeństwo, nie zawsze jednak pozwala na całkowite wyeliminowanie zagrożeń.

Projekt pewnego wymiennika z ożebrowanymi rurami eliptycznymi, konstrukcji podobnej do pokazanej na rys. 2.1, ale z komorami jak na rys. 2.12c, spełniał wszystkie wymagane zasady (także te opisane w podrozdziale 2.1 niniejszej rozprawy). Urządzenie zostało dopuszczone do eksploatacji przez jednostkę notyfikowaną. Jednakże po ok. trzech miesiącach pracy uległ on uszkodzeniom pokazanym na rys. 2.14 i 2.16b. Nowy identyczny wymiennik zastępujący poprzedni także uległ awarii po upływie ok. 8 miesięcy. Co istotne, charakter i miejsca uszkodzeń powtórzyły się (Łopata i inni, 2009). Fakt ten może świadczyć np. o niedotrzymaniu założonych warunków eksploatacyjnych, ale też o możliwym „niedopracowaniu” konstrukcji urządzenia. Przyczyną tego mogą być stosowane obecnie w praktyce zasady projektowania przedmiotowych wymienników, nieuwzględniające różnorodności występujących w nim procesów przepływowo-ciepłnych. Przyjmowane są liczne uproszczenia, jak np. stałość parametrów opisujących wymianę ciepła (przestrzenną i czasową), stałość własności czynników roboczych i materiałowych, niezmienność i równomierność przepływu płynów, brak oporów ciepłnych itd.

Z uwagi na powyższe, prace, których celem byłoby zwiększenie bezpieczeństwa i bezawaryjności tego typu obiektów, a także pozwalające przeprowadzać różnorodne analizy pod kątem ewentualnych zagrożeń, jakie mogą pojawić się, trzeba uznać za bardzo ważne i ciągle aktualne. Występowanie awarii, a tym bardziej powtarzających się i mających – jak w podanym przypadku – ten sam charakter, pozwala stwierdzić, że spełnienie wymagań przepisów i norm projektowych, oraz dopuszczenie urządzenia do eksploatacji stanowi warunek konieczny, ale jednak niewystarczający (tj. nie zawsze chroniący przed uszkodzeniami spowodowanymi niekorzystnym rozwiązaniem konstrukcyjnym podzespołu lub pojawiającymi się z upływem czasu zmianami, których negatywne oddziaływanie nie jest analizowane, co często wynika z nieświadomości jego istnienia).

Podsumowując prezentowane zagadnienie należy dążyć do opracowania narzędzi pozwalających uwzględnić możliwe mechanizmy (wynikające zarówno z konstrukcji jak i warunków eksploatacji) prowadzące do niekorzystnych następstw. Narzędziami, o których tutaj mowa, mogą być rozbudowane kody obliczeniowe, wykorzystujące nowoczesne metody numeryczne (analizy CFD, przemieszczeniowa metoda MES). Winny one mieć charakter kompleksowy, pozwalający powiązać zagadnienia przepływowe z cieplnymi, a te z wytrzymałościowymi. Efektem mogłaby być np. nie tylko ocena wpływu poszczególnych wielkości na efektywność pracy urządzenia, ale też wskazanie wyťažonych miejsc konstrukcji, szczególnie narażonych na uszkodzenia.

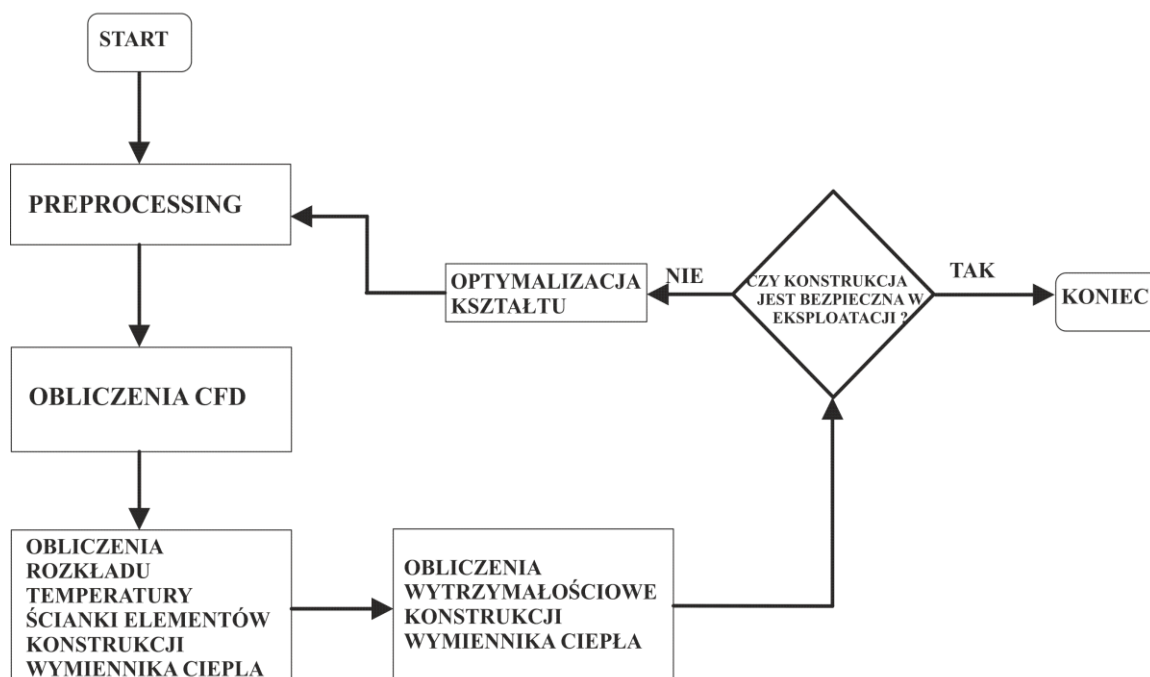
3. Cel, zakres i teza pracy

Awaryjne uszkodzenia spowodowane uszkodzeniami ich elementów konstrukcyjnych, w tym szczególnie, gdy powtarzają się i mają taki sam charakter (jak np. opisane w podrozdziale 2.3 rozprawy), wymagają wyjaśnienia przyczyn. Powodem tego są stwarzane zagrożenia z eksploatacyjnymi włącznikami. Konieczne zatem staje się przeprowadzenie różnorodnych analiz zagadnienia, których celami mogą być: poznanie mechanizmów zjawiska oraz opracowanie rozwiązań pozwalających wyeliminować, lub chociaż ograniczyć problem. Dotyczy to także stosowanych chętnie ze względu na zalety wymienników ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi. W ich przypadku, jak wynika z dokonanego rozeznania (patrz rozdziały 1 i 2), wymienione powyżej zadania są ciągle aktualne i stanowią w ogólnym ujęciu cele niniejszej rozprawy. Jednakże biorąc pod uwagę braki obecnych algorytmów obliczeniowych, stosowanych przy projektowaniu takich urządzeń (rozdziały j.w.), nie byłoby to pełne rozwiązanie problemu. Dlatego ważnym celem stało się również opracowanie metody, która pozwalałaby przeprowadzać w sposób zintegrowany (połączony, sprzężony) różnorodne analizy z optymalizacją włącznika, obejmujące przepływy oraz wymianę ciepła z oceną ich wpływu na wytrzymałość konstrukcji.

W nieco innym ujęciu zadania celów podjętych do realizacji dla przedmiotowego wymiennika ciepła, można sformułować następująco:

- wyjaśnienie przyczyn uszkodzeń i powtarzania się zjawiska,
- skorygowanie zasad obliczeń przez wprowadzenie sprzężonej metodyki, o której mowa powyżej:
 - pozwalającej weryfikować poprawność konstrukcji już na etapie projektu,
 - uwzględniającej tak rzeczywiste warunki pracy (np. zależność własności fizycznych i wytrzymałościowych od temperatury, nierównomierność rozpręgnięcia czynników roboczych, zmienność współczynników wnikania ciepła na obwodzie ożebrowanej rury eliptycznej itp.) jak i zmiany, które często pojawiają się z upływem czasu eksploatacji (np. osady pomiędzy rurką i żebrami generujące opory kontaktu, kamień kotłowy, przepływ dwufazowy będący efektem uwarunkowań powodujących wrzenie czynnika chłodzącego, wody),
 - umożliwiającej dokonywanie oceny wpływu zmian wartości wybranych wielkości na pozostałe, a zwłaszcza przepływowe, cieplne i wytrzymałościowe,
- wprowadzenie do zasad projektowania możliwości optymalizacji podzespołów konstrukcji (z weryfikacją według metodyki j.w.).

Powyższe cele w postaci graficznej struktury obejmującej poszczególne zadania, przedstawiono na rys. 3.1



Rys. 3.1. Metodyka obliczeń sprzężonych przeplywowo-cieplno-wytrzymałościowych dla wymienników ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi

Sprzężoną, jak na rys. 3.1, metodykę obliczeń przeplywowo-cieplnych i wytrzymałościowych wykorzystano do różnorodnych analiz wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi. Jest to konstrukcja klasyczna, często stosowana podobna do pokazanej wcześniej na rys. 2.1 tylko w ułożeniu pionowym i z komorami w kształcie półrurowy, jak na rys. 2.12c. Taką budowę miał wymiennik typu spaliny woda, o którego powtarzających się uszkodzeniach wspomniano w podrozdziale 2.3. Jednym z istotnych efektów przewidzianych do wykonania zadań, stanowiących podane cele niniejszej rozprawy, jest wskazanie miejsc (stref) niekorzystnych warunków przeplywowo-cieplnych i wynikających z nich wytrzymałościowych, prowadzących do uszkodzeń.

Postawione zadania postanowiono rozwiązać wykorzystując analizy CFD w programie ANSYS CFX. Ponadto przewidziano zaimplementowanie niezbędnego własnego oprogramowania mającego na celu wyznaczenie rozkładów temperatury w rurze eliptycznej, przy znanych z analiz CFD warunkach wymiany ciepła, na ściankach zewnętrznych i wewnętrznych ożebrowanych rur eliptycznych. Szczególnie istotne jest to, że zadanie to obejmuje całą konstrukcję, tzn. wszystkie rurki wymiennika ciepła. Dla każdej rurki niezależnie wyznaczone są konwekcyjne warunki brzegowe, uwzględniające zarówno ożebrowanie jak i prędkości czynników roboczych oraz osady na obu powierzchniach. Uzyskane w ten sposób dane stanowią wymagane w planowanych analizach wytrzymałościowych obciążenia termiczne konstrukcji (dla ich uzyskania niezbędne jest wykonanie własnego programu obliczeniowego, który umożliwia analizę MES przeplywu ciepła w ściance rury eliptycznej). Do wykonania analiz wytrzymałościowych wykorzystano przemieszczeniową metodę MES w programie ANSYS Structural.

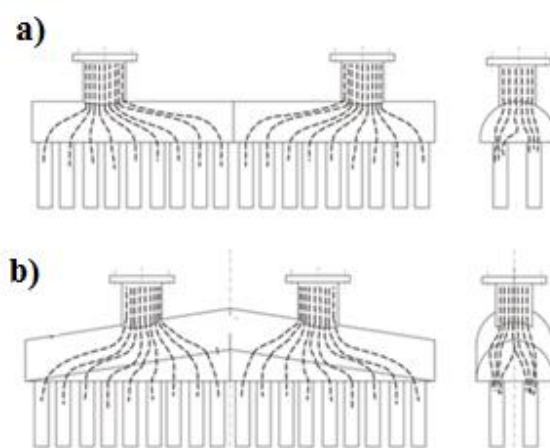
Warunki eksploatacji przedmiotowych wymienników ciepła powodują niekiedy zanieczyszczenia ich powierzchni ogrzewalnych, patrz podrozdział 2.3. Dlatego w sprzężonych analizach przeplywowo-cieplnej i wytrzymałościowej uwzględniono również te zjawiska. Użyto tutaj liczby mnogiej, gdyż chodzi zarówno o osady na wewnętrznej powierzchni rurek,

jak i na zewnętrznej, tzn. pomiędzy rurą, a osadzonymi na niej żebrami. Dzięki temu możliwe stało się porównanie parametrów dla dwóch stanów, tj. czysty i zanieczyszczony, w tym np. z uwagi na wartości naprężeń zredukowanych i ściskających. Te ostatnie mogą być szczególnie niebezpieczne z powodu smukłości ożebrowanych rur wymiennika.

Poprawność proponowanej metodyki zweryfikowano na podstawie danych dla rzeczywistych obiektów eksploatowanych w warunkach przemysłowych (Łopata i inni, 2009; Łopata & Ocoń, 2012a), głównie poprzez potwierdzenie się miejsc, w których pojawiły się uszkodzenia z tymi wynikającymi z obliczeń numerycznych zamodelowanej konstrukcji. Ponadto, aby dokładniej poznać proces wymiany ciepła w rurze eliptycznej, zostało również zaprojektowane i wykonane stanowisko badawcze. Jego celem była weryfikacja znanych modeli turbulencji, oraz dobór takiego, który byłby najodpowiedniejszy dla przepływu w analizowanych rurach wymiennika ciepła.

Zakres rozprawy ograniczono do analiz warunków pracy dwubiegowego, pionowego wymiennika ciepła typu spaliny woda, z rurami eliptycznymi, z nasadzonymi na nie żebrami prostokątnymi. Rury tworzą dwa rzędy ustawione w układzie korytarzowym, który bardzo często jest wykorzystywany w warunkach przemysłowych. Zaletą takiego rozwiązania jest mniejsze zanieczyszczanie się przestrzeni międzyrurowej (płaszczowej), szczególnie, gdy czynnikiem przepływającym przez nią są zapyłone gazy. W obliczeniach przyjęto rzeczywiste wymiary urządzenia i jego podzespołów (odpowiadające obiektowi przemysłowemu, o którego uszkodzeniach wspomniano wcześniej), własności cieplne i fizyczne czynników roboczych zależne od temperatury i ciśnienia, a materiałowe od temperatury oraz rzeczywiste i możliwie ekstremalne parametry pracy.

W pracy przedstawiono również analizę dotyczącą możliwości zmiany konstrukcji kolektora przedmiotowego wymiennika ciepła oraz położenia jego króćców na zasilaniu i odpływie tak, aby znacząco zmniejszyć nierównomierność zarówno rozptywu cieczy do poszczególnych rur, jak również wyężenie konstrukcji. Proponowaną modyfikację kształtu kolektora pokazano na rys. 3.2.



Rys. 3.2. Kształt zbiorczego kolektora wymiennika ciepła a) tradycyjny b) według proponowanej modyfikacji

Przedstawione w pracy, możliwe do wykonania, przy stosunkowo niskich nakładach finansowych oraz nietrudnej technologii modyfikacje kształtu kolektorów wymiennika poddano procedurze optymalizacji parametrów geometrycznych. Za kryterium poprawności rozwiązania przyjęto równomierność rozptywu cieczy do rurek poszczególnych biegów urządzenia.

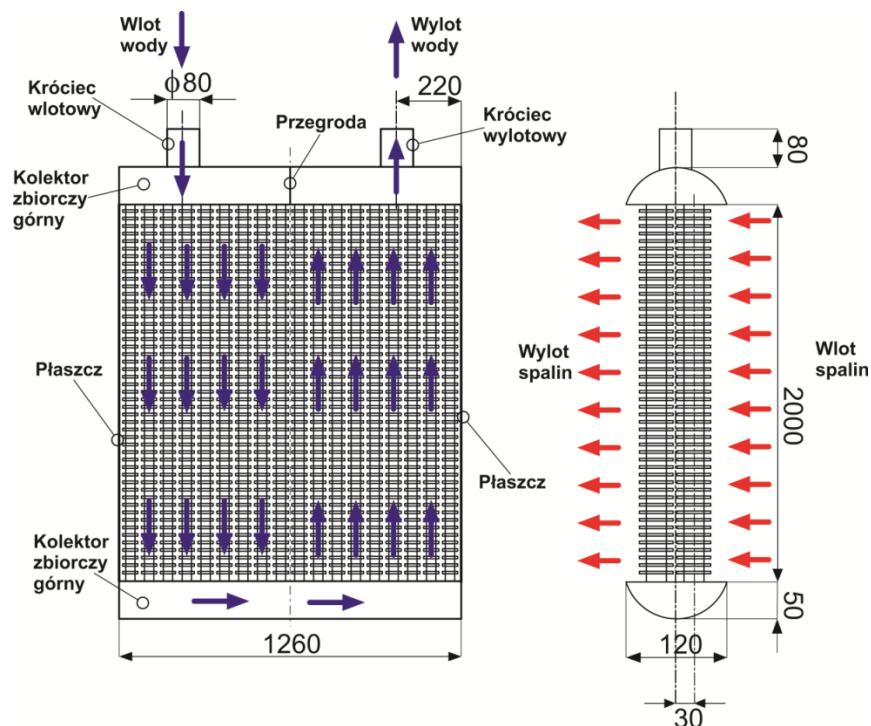
Procedurę przeprowadzono w oparciu o nowoczesne algorytmy heurystyczne jak np. algorytmy genetyczne (GA) oraz metoda roju cząstek (PASWO). Każdy z nich wymagał dostosowania programistycznego do zadanego problemu optymalizacyjnego (położenie króćców wymiennika, wysokości elementów konstrukcyjnych). Cały wymiennik z optymalnie dobranymi kolektorami poddano obliczeniom według proponowanej metodyki sprzężonych analiz przepływowo-ciepłnej i wytrzymałościowej.

Możliwość pozytywnego rozwiązania postawionych celów wynika z efektów dotychczasowych własnych prac współautorskich (Łopata i inni, 2009; Łopata & Ocioń; 2010; Ocioń & Łopata, 2011; Łopata & Ocioń, 2011; Łopata & Ocioń, 2012a; Łopata & Ocioń 2012b), na podstawie których można zauważyć, że wykorzystanie wzajemnego powiązania analiz przepływowo-ciepłych i wytrzymałościowych, na bazie zaawansowanych obliczeń numerycznych, umożliwia poprawne określenie i ocenę warunków pracy wymienników ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi, a także pozwala poszukiwać korzystniejsze rozwiązania ich konstrukcji z uwagi na warunki odbioru ciepła i stan wyężenia. Stwierdzenie to stanowi tezę niniejszej rozprawy.

W związku ze stale rosnącą popularności obliczeń CFD oraz MES w biurach projektowych przedstawiona metodyka będzie możliwa do praktycznego stosowania nie tylko w przypadku wymiennika, którego konstrukcję poddano analizie, ale także w przypadkach innych rozwiązań (po stosunkowo prostych modyfikacjach dostosowujących).

4. Charakterystyka analizowanego wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi

Przedmiotem analiz przepływowo-ciepłnych i wytrzymałościowych jest dwubiegowy, pionowo usytuowany wymiennik ciepła z dwoma rzędami ożebrowanych rur eliptycznych, ustawionych w układzie korytarzowym. Schemat jego budowy, podstawowe wymiary i przepływy czynników roboczych (kierunek-zwrot) pokazano na rys. 4.1.



Rys. 4.1. Schemat poddanego analizom wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi

Zadaniem wymiennika jest obniżenie temperatury spalin przepływających przestrzenią płaszczową prostopadle do wiązki ożebrowanych rur eliptycznych. W wiązce znajdują się dwa rzędy takich rur, wewnątrz których, tj. przestrzenią rurową przepływa woda, wykorzystywana do schładzania spalin. Konstrukcyjnie cały układ podzielony jest na dwa tzw. biegi wymiennika, usytuowane symetrycznie względem siebie. Przedstawia to rys. 4.2, na którym pokazano dodatkowo przyjęty w rozprawie sposób numerowania rur.

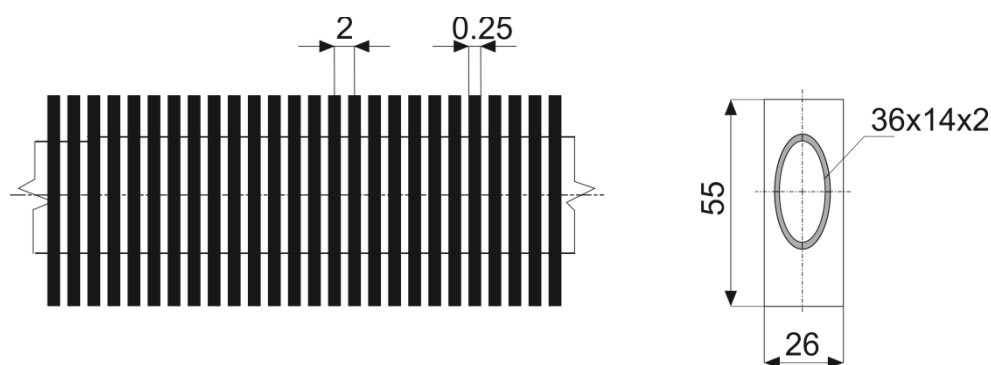


Rys. 4.2. Ułożenie oraz przyjęty sposób numerowania rur w analizowanym wymienniku ciepła

Na podstawie rys. 4.2 można zauważyć, że poddany analizie wymiennik ciepła posiada łącznie 84 ożebrowane rury eliptyczne, po 42 w każdym z biegów, przy czym w rzędzie danego biegu ich liczba wynosi 21. Rury oznaczone nr 1 i nr 42 znajdują się przy bocznych powierzchniach płaszcza, a nr 21 i nr 22 najbliżej osi symetrii wymiennika (odpowiednio, wloty i wyloty wody usytuowane są po obu stronach przegrody).

Woda chłodząca dopływa króćcem wlotowym do górnego kolektora zbiorczego, wypełniając go w połowie dzięki znajdującej się w nim przegrodzie (rys. 4.1), a następnie rozplywa się do ożebrowanych rur I biegu, spływając w dół w stronę kolektora zbiorczego dolnego. Tutaj zmienia kierunek i zostaje skierowana do rur II biegu, którymi przepływa w górę w stronę kolektora zbiorczego górnego (wypływając w jego drugiej połowie). Stąd nagrzana opuszcza wymiennik przez jego króciec wylotowy.

Zastosowanie powierzchni rozwiniętych przez ich ożebrowanie pozwala znacząco zwiększyć intensywność wymiany ciepła pomiędzy czynnikami roboczymi. Podstawowe parametry geometryczne rury eliptycznej i jej żebra przedstawiono na rys. 4.3.



Rys. 4.3. Podstawowe parametry geometryczne rury eliptycznej ożebrowanej

Podane na rys. 4.1, 4.2 i 4.3 wymiary urządzenia i jego elementów odpowiadają rzeczywistości obiektowi. Można uzupełnić, że podziałka rozstawienia rur eliptycznych i wymiary ich żeber powodują, że te ostatnie praktycznie stykają się ze sobą (zarówno w danym rzędzie – dłuższymi bokami, jak i między rzędami danego biegu – krótszymi bokami).

W uzupełnieniu powyższych informacji należy dodać, że w wielu przypadkach stosowane w przemyśle wymienniki ciepła typu jak powyżej posiadają nie dwa, a trzy rzędy rur, jak np. konstrukcja, o której uszkodzeniach pisano w podrozdziale 2.3. Do analiz przepływo-ciepłno-wytrzymałościowych przyjęto podane rozwiązanie, gdyż zmniejsza ono wielkość modelu numerycznego (ilość elementów) i pozwala przeprowadzać obliczenia numeryczne dla większej liczby węzłów siatki numerycznej w miejscach największych gradientów ciśnień, temperatur i prędkości, przez co ich dokładność jest większa. Naturalnie wszystkie problemy, np. rozplwyowe czy wyteżeniowe tak dla modelu jak i rzeczywistej konstrukcji o tej samej czy też większej liczbie rzędów pozostają takie same, a tym samym zastosowane numeryczne modele obliczeniowe oddają istotę zagadnienia.

Parametry pracy obu czynników roboczych (spalin i wody) podano w tabeli 4.1. Są one takie same jak te, przy jakich doszło do opisanych w podrozdziale 2.3 awarii rzeczywistych wymienników ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi.

Tabela 4.1. Parametry pracy analizowanego w rozprawie wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi

Parametr	Wartość, Jednostka
Prędkość wlotowa wody w_{wl} :	3, m/s
Prędkość spalin, na wlocie do wymiennika, v_{cg}	3, m/s
Temp. wlotowa/wylotowa wody T_{wo-wl}/T_{wo-wyl}	110/130, °C
Średnia temperatura wody w wymienniku ciepła $T_{sr} = 0.5(T_{wo-wl} + T_{wo-wyl})$	120, °C
Temp. wlotowa/wylotowa spalin T_{sp-wl}/T_{sp-wyl}	450/350, °C
Ciśnienie wody p_0 /powietrza p_p	6/1, bar

W kolejnych rozdziałach i podrozdziałach niniejszej rozprawy przedstawiono zarówno teoretyczne podstawy opracowanej metodyki obliczeń, jak i wyniki uzyskane za jej pomocą. Dotyczy to nie tylko sprzężonej analizy przepływowo-ciepłnej i wytrzymałościowej przedmiotowego wymiennika ciepła, ale także optymalizacji zaproponowanej nowej konstrukcji jego kolektorów. W obu przypadkach wykorzystano nowoczesne techniki modelowania komputerowego z implementacją własnych kodów do komercyjnych algorytmów obliczeniowych. Ponadto przedstawiono też doświadczalne uzasadnienie wyboru przyjętego w obliczeniach modelu turbulencji przepływu wody w rurze eliptycznej.

Uwzględniając potrzeby związane z przeprowadzaniem analizami podany wyżej opis wymiennika ciepła będzie uzupełniany o bardziej szczegółowe dane, np. dotyczące wykorzystanych materiałów i ich własności, wymiary podzespołów itp.

5. Teoretyczne podstawy numerycznego modelowania procesów przeplywowo–cieplnych w wymiennikach ciepla

Procesy przeplywowo-cieplne zachodzace w wymiennikach ciepla z rurami eliptycznymi ozebrowanymi nalezy zaliczyc do zagadnien zlonych. Przyczyna jest m.in. zaleznośc wymiany ciepla przede wszystkim od dwuch wymienionych juz wzescniej zjawisk: nierownomierności rozplywów czynnika (zwykle wody) w przestrzeni rurowej wymiennika oraz zmienności przeplywów w przestrzeni międzyrurowej, wynikajacej z oplywu rur eliptycznych (zazwyczaj przez spaliny lub powietrze). Stad, zastosowanie w modelowaniu procesów wymiany ciepla w analizowanym wymienniku modeli analitycznych np. odpowiedniego dla przeplywu krzyzowo-pradowego (Kakac i inni, 1981; Taborek & Spalding 1983; Incopera i inni, 2006a i 2006b), moze prowadzic do istotnych bledów obliczeniowych. Ich powodem są:

- zalozenie dla cieczy, przeplywajacej w poszczególnych rurach urzadzenia, stalej sredniej predkosci, ktora moza wyznaczyć za pomoca zalezności:

$$\bar{w} = \frac{\dot{m}_{wl}}{n_r \cdot A_f \cdot \rho} \quad (5.1)$$

gdzie przyjete symbole oznaczaja: \dot{m}_{wl} - masowe natężenie przeplywu cieczy w króccu wlotowym wymiennika ciepla, n_r - liczba rurek w biegu wymiennika. A_f - pole przekroju poprzecznego zajmowanego przez czynnik roboczy w rurce wymiennika ciepla, ρ - gęstość cieczy.

- przyjmowanie stalej wartosci wspolczynnika wnikania ciepla na obwodzie omywanych gazem rur eliptycznych, a takze nieuwzględnianie różnic w ich oplywie w zalezności od rzędu, w którym są usytuowane.

Jak wykazano we własnych wspolautorskich pracach (Łopata & Ocloń, 2010; Łopata & Ocloń, 2012a) wartosci pierwszej z wymienionych wyzej wielkości, tj. sredniej predkosci cieczy w poszczególnych rurach wymiennika ciepla moga różnić się nawet kilkukrotnie. Jest to powodem zmian intensywności procesów wymiany ciepla w poszczególnych obszarach urzadzenia, a w efekcie różniących się nawet o kilkadziesiąt stopni temperatur ścianek sąsiadujących rur (Łopata & Ocloń, 2011; Łopata & Ocloń, 2012a; Łopata & Ocloń, 2012b). Jest to szczególnie niekorzystne gdy ciecz plynie bardzo wolno, lub ma zwrot przeciwny do zamierzonego (Łopata & Ocloń, 2012b). Wówczas praktycznie brak jest odbioru ciepla od gorącego czynnika plynącego przestrzenią międzyrurową, a ścianka rury osiąga temperaturę znacznie wyzszą od zakładanej. Skutkiem jej nadmiernego obciążenia cieplnego moze być przekroczenie dopuszczalnej wartosci naprężeń termicznych (ściśkających) (Łopata & Ocloń, 2012b), będących bezpośrednią przyczyną uszkodzeń rur.

Również drugie z podanych uproszczeń, tzn. stałość (na obwodzie rury) wspolczynnika wnikania ciepla moze prowadzic do znacznych bledów w oszacowaniu temperatury ścianki rury wymiennika. Wskazują na to rezultaty własnych wspolautorskich prac (Łopata & Ocloń, 2012a; Łopata & Ocloń, 2012b) z których wynika, że lokalna wartosc tej wielkości moze zmieniać się nawet kilkukrotnie.

Podane ograniczenia metod analitycznych obliczeń procesowych parametrów wymienników ciepla zmuszają do poszukiwania dokładniejszych rozwiązań na drodze modelowania numerycznego. Obecnie w modelowaniu procesów przeplywowo-cieplnych duze znaczenie

uzyskały, jak już wcześniej wspomniano, metody numerycznej mechaniki płynów CFD. Pozwalają one na drodze dyskretyzacji numerycznej na zamianę układu równań różniczkowych cząstkowych, zapisanych dla obszaru przepływu czynników, na układ równań różniczkowych zwyczajnych lub w szczególnych przypadkach na układ równań algebraicznych liniowych. Możliwe jest zatem wyznaczanie poszukiwanych niewiadomych, takich jak ciśnienie, prędkość czy też temperatura dla punktów dyskretnych (dla węzłów siatki numerycznej). Do najczęściej stosowanych w podanych zagadnieniach metod numerycznych należą: Metoda Objętości Skończonej (MOS) (Anderson, 1995; Ferziger & Peric, 2001; Versteeg & Malalasekera, 2007; Chung, 2010) oraz Bilansowa Metoda Elementów Skończonych (BMES) (Chung, 2010). We wspomnianych tutaj metodach numerycznej mechaniki płynów obszar przepływu zostaje podzielony na objętości skończone (MOS) lub też elementy skończone (BMES), dla których formułowane są równania zachowania masy, pędu oraz energii. Następnie w procedurze agregacji formułuje się, dla poszczególnych węzłów siatki numerycznej układy równań różniczkowych zwyczajnych lub w szczególnych przypadkach algebraicznych liniowych. Specjalne programy obliczeniowe jak ANSYS CFX, FLUENT, czy też Code Saturn pozwalają na rozwiązywanie złożonych problemów mechaniki płynów, jak np. przepływy wielofazowe, sprzężony przepływ ciepła, przepływy czynników ściśliwych, spalanie, promieniowanie itd. Jeden z tych programów, tj. ANSYS CFX został użyty w pracy do modelowania zagadnień przeplywowo-ciepłnych opisanego w rozdziale 4 wymiennika ciepła.

5.1. Równania bilansu masy, pędu oraz energii

Równanie zachowania masy dla objętości kontrolnej płynu, w przypadku przepływu nieściśliwego można zapisać w następującej postaci (Anderson, 1995; Versteeg & Malalasekera, 2007)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho u_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho u_z)}{\partial z} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{u}) = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (5.1.1)$$

W równaniu (5.1.1) x, y, z oznaczają współrzędne kartezjańskie natomiast t czas. Symbol $\mathbf{u} = [u_x, u_y, u_z]^T$ oznacza wektor kolumnowy prędkości cząstki. Zapis sumacyjny w tym równaniu zakłada, że człony z powtarzającą się indeksacją ii (np. $\partial u_i / \partial x_i$) sumują się, gdzie $i = (x, y, z)$. Równanie (5.1.1) można też zapisać w formie całkowej, po zastosowaniu twierdzenia o dywergencji

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV + \int_S \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS = 0$$

gdzie S oznacza zewnętrzną powierzchnię zamykającą obszar o objętości V , natomiast $\mathbf{n} = [n_x, n_y, n_z]^T$ jest wektorem jednostkowym normalnym zewnętrznym. Uwaga, w powyższej zależności, jak i we wszystkich, które będą zamieszczone w niniejszej pracy symbol „ \cdot ” oznacza iloczyn skalarny dwóch wektorów (wektor po lewej stronie iloczynu skalarnego jest interpretowany jako wierszowy, natomiast po prawej jako kolumnowy).

W przypadku przepływów cieczy, często modeluje się ją jako płyn nieściśliwy, wówczas dla gęstości płynu $\rho = \text{const.}$ równanie (5.1.1) upraszcza się do postaci (Anderson, 1995; Jaworski, 2005; Versteeg & Malalasekera, 2007)

$$\operatorname{div}(\mathbf{u})=0 \quad (5.1.1a)$$

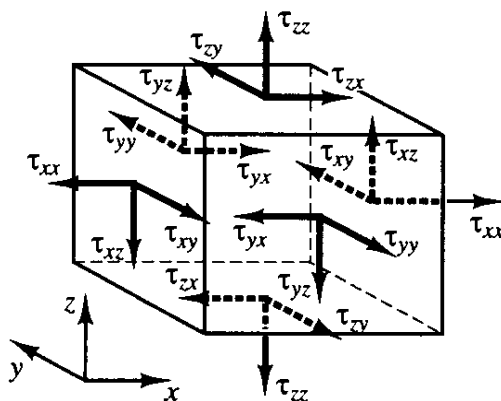
Natomiast dla płynu ściśliwego oraz ustalonego transportu masy, równanie (5.1.1) można zapisać następująco

$$\operatorname{div}(\rho\mathbf{u})=0 \quad (5.1.1b)$$

Zasadę zachowania pędu dla elementu płynu można zapisać w formach: różniczkowej i całkowitej (Mills, 1999; CFX-5, 2012):

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho\mathbf{u})}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) &= \operatorname{div}\Gamma + \rho\mathbf{f} \\ \frac{\partial}{\partial t} \int_V (\rho\mathbf{u}) dV + \int_S \rho\mathbf{u} \otimes \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS &= \int_S \Gamma \cdot \mathbf{n} dS + \int_V \rho\mathbf{f} dV \end{aligned} \quad (5.1.2)$$

gdzie $\mathbf{f}=[f_x, f_y, f_z]^T$ oznacza wektor sił masowych (jedna z jego składowych, np. f_z często równa jest przyspieszeniu ziemskiemu g) natomiast Γ to tensor naprężeń (rys. 5.1), który jest tensorem symetrycznym



Rys. 5.1. Tensor naprężeń w elemencie płynu (Versteeg & Malalasekera, 2007)

Równanie (5.1.2) dla kierunków x, y, z zgodnych z osiami układu kartezjańskiego można wyrazić w kierunku zgodnym z osią i (przyjmując, że $i=(x,y,z)$)

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho u_i \mathbf{u}) &= \operatorname{div}\Gamma_i + \rho f_i \\ \frac{\partial}{\partial t} \int_V (\rho u_i) dV + \int_S (\rho u_i \mathbf{u}) \cdot \mathbf{n} dS &= \int_S \Gamma_i \cdot \mathbf{n} dS + \int_V \rho f_i dV \end{aligned} \quad (5.1.2a)$$

gdzie Γ_i dla $i = x$ oznacza pierwszy wiersz (lub kolumnę z uwagi na symetrię) tensora Γ , dla $i = y$, drugi wiersz (lub kolumnę z uwagi na symetrię) tensora Γ , oraz dla $i = z$ trzeci wiersz (lub kolumnę z uwagi na symetrię) tensora Γ .

Występujący w równaniu (5.1.2) tensor Γ jest zdefiniowany, jako (równanie (5.1.3))

$$\Gamma = \begin{bmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \tau_{zz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -p + 2\eta \frac{\partial u_x}{\partial x} + \mathcal{G} \mathbf{div} \mathbf{u} & \eta \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) & \eta \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) \\ \tau_{yx} = \tau_{xy} & -p + 2\eta \frac{\partial u_y}{\partial y} + \mathcal{G} \mathbf{div} \mathbf{u} & \eta \left(\frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial y} \right) \\ \tau_{zx} = \tau_{xz} & \tau_{zy} = \tau_{yz} & -p + 2\eta \frac{\partial u_z}{\partial z} + \mathcal{G} \mathbf{div} \mathbf{u} \end{bmatrix} \quad (5.1.3)$$

gdzie p - ciśnienie cieczy mierzone względem ciśnienia odniesienia p_{ref} , η - współczynnik lepkości dynamicznej, \mathcal{G} współczynnik związany z odkształceniami objętościowymi płynu, jest również rodzajem współczynnika lepkości dynamicznej, jednakże jego wartość jest w praktyce trudna do wyznaczenia (Versteeg & Malalasekera, 2007) i dlatego często pomija się go w obliczeniach.

Dla płynów nieściśliwych, wyrażenie $\mathcal{G} \mathbf{div} \mathbf{u} = 0$, stąd też tensor Γ upraszcza się do postaci

$$\Gamma = \begin{bmatrix} -p + 2\eta \frac{\partial u_x}{\partial x} & \eta \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) & \eta \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) \\ \tau_{yx} = \tau_{xy} & -p + 2\eta \frac{\partial u_y}{\partial y} & \eta \left(\frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial y} \right) \\ \tau_{zx} = \tau_{xz} & \tau_{zy} = \tau_{yz} & -p + 2\eta \frac{\partial u_z}{\partial z} \end{bmatrix} \quad (5.1.3a)$$

Natomiast dla gazów zakłada się, że $\mathcal{G} = -(2/3)\eta$ (Anderson, 1995; Versteeg & Malalasekera, 2007; Chung, 2010), a tensor Γ przyjmuje postać

$$\Gamma = \begin{bmatrix} 2\eta \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} - \frac{1}{3} \mathbf{div} \mathbf{u} \right) & \eta \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) & \eta \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) \\ \tau_{yx} = \tau_{xy} & 2\eta \left(\frac{\partial u_y}{\partial y} - \frac{1}{3} \mathbf{div} \mathbf{u} \right) & \eta \left(\frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial y} \right) \\ \tau_{zx} = \tau_{xz} & \tau_{zy} = \tau_{yz} & 2\eta \left(\frac{\partial u_z}{\partial z} - \frac{1}{3} \mathbf{div} \mathbf{u} \right) \end{bmatrix} \quad (5.1.3b)$$

Zasadę zachowania energii dla entalpii statycznej i_0 można zapisać w formach różniczkowej i całkowitej w sposób następujący (Anderson, 1995; Mills, 1999; Chung, 2010; Versteeg & Malalasekera, 2007)

$$\frac{\partial(\rho i_0)}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho i_0 \mathbf{u}) = \operatorname{div}(\boldsymbol{\lambda} \operatorname{grad} T) + \operatorname{div}(\boldsymbol{\Gamma} \cdot \mathbf{u}) + \mathbf{u} \cdot \mathbf{f} + q_v \quad (5.1.4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho i_0 dV - \frac{\partial}{\partial t} \int_V p dV + \int_S \rho i_0 \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = \int_S \boldsymbol{\lambda} \operatorname{grad} T \cdot \mathbf{n} dS + \int_S (\boldsymbol{\Gamma} \cdot \mathbf{u}) \cdot \mathbf{n} dS + \int_V \mathbf{u} \cdot \mathbf{f} dV + \int_V q_v dV$$

Dla ciała stałego równanie (5.1.4) można zapisać w postaci

$$\frac{\partial(\rho i)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{u}_s i) = \operatorname{div}(\boldsymbol{\lambda} \operatorname{grad} T) + q_v \quad (5.1.4a)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho i dV + \int_S \rho \mathbf{u}_s i \cdot \mathbf{n} dS = \int_S \boldsymbol{\lambda} \operatorname{grad} T \cdot \mathbf{n} dS + \int_V q_v dV$$

gdzie przez \mathbf{u}_s oznaczono prędkość, z jaką porusza się ciało stałe.

W równaniach (5.1.4) i (5.1.4a) pojawiające się nowe oznaczenia to:

$\boldsymbol{\lambda}$ – tensor przewodności cieplnej, który definiuje się jako:

$$\boldsymbol{\lambda} = \begin{bmatrix} \lambda_{xx} & \lambda_{xy} & \lambda_{xz} \\ \lambda_{yx} & \lambda_{yy} & \lambda_{yz} \\ \lambda_{zx} & \lambda_{zy} & \lambda_{zz} \end{bmatrix} \quad (5.1.5)$$

q_v – moc objętościowych źródeł energii,

i_0 – entalpia statyczna wyrażona zależnością (w której przez i oznaczono entalpię właściwą płynu)

$$i_0 = i + \mathbf{u} \cdot \mathbf{u} \quad (5.1.6)$$

W dokonanej analizie założono, że własności fizyczne płynu zależą zarówno od temperatury jak i od ciśnienia. Dlatego też przyjęto zależności funkcyjne, pozwalające określić zmienność np. ich gęstości, entalpii czy lepkości płynu.

W przypadku modelowania przepływu gazów w tym celu wykorzystuje się równanie stanu, które można zapisać w postaci ogólnej (CFX-5, 2012)

$$\rho = \rho(p, T) \quad (5.1.7a)$$

$$di = \left. \frac{\partial i}{\partial T} \right|_{p=\text{const}} dT + \left. \frac{\partial i}{\partial p} \right|_{T=\text{const}} dp = c_p dT + \left. \frac{\partial i}{\partial p} \right|_{T=\text{const}} dp \quad (5.1.7b)$$

$$c_p = c_p(p, T) \quad (5.1.7c)$$

Dla opływu rury eliptycznej przez gaz, używa się uproszczonego równania, odpowiedniego dla gazu doskonałego, które wyraża gęstość za pomocą wzoru

$$\rho = \frac{Mp_{\text{abs}}}{RT} \quad (5.1.8)$$

gdzie M to masa molowa gazu, R indywidualna stała gazową, T temperatura bezwzględna gazu, p_{abs} - ciśnienie bezwzględne. Ostatnia z wymienionych wielkości jest sumą ciśnienia odniesienia p_{ref} , ciśnienia statycznego p obliczanego względem ciśnienia odniesienia oraz ciśnienia p_h wywołanego przez napór hydrostatyczny, co można wyrazić zależnością (5.1.9)

$$p_{\text{abs}} = p_{\text{ref}} + p + p_h = p_{\text{ref}} + p + \rho_{\text{ref}} \mathbf{g} \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{x}_{\text{ref}}) \quad (5.1.9)$$

gdzie ρ_{ref} jest gęstością odniesienia, \mathbf{g} wektorem przyspieszenia grawitacyjnego, $\mathbf{x} = [x, y, z]^T$ wektorem położenia środka ciężkości objętości kontrolnej płynu, $\mathbf{x}_{\text{ref}} = [x_{\text{ref}}, y_{\text{ref}}, z_{\text{ref}}]^T$ wektorem położenia punktu, względem którego liczony jest napór hydrostatyczny.

5.2. Modelowanie przepływów turbulentnych

Układ równań transportu (5.1.1), (5.1.2), (5.1.4) można rozwiązać w sposób numeryczny bezpośredni, tzw. Direct Navier Stokes Simulation (DNS), jedynie w przypadku niewielkich liczb Reynoldsa Re (Chen i inni, 1999). Dla przepływów turbulentnych rozwiniętych, kiedy wartość Re zazwyczaj przekracza 10^5 , pojawiają się zjawiska mikroskalowe, takie jak np. tworzenie się wirów o niewielkich rozmiarach, które transportują między sobą pęd oraz energię. Zgodnie ze skalą Kolmogorowa (Chorin, 1994; Murakami & Mochida, 1995; Elsner, 1987) mogą one mieć, w przypadku powietrza oraz spalin rozmiary rzędu 0.1 - 1 mm. Dlatego siatka numeryczna musi posiadać bardzo dużą rozdzielczość obliczeniową, aby uzyskać satysfakcjonujące rozwiązanie podanego układu równań transportu za pomocą wymienionej metody. Liczba węzłów siatki przestrzennej powinna być proporcjonalna do $Re^{9/4}$ (Chung, 2010), co powoduje, że dla przepływów turbulentnych (dla których niejednokrotnie liczba $Re > 10^5$ czy nawet $Re > 10^7$) liczba punktów węzłowych wynosi 10^{11} - 10^{16} . Jak wiadomo, liczba niewiadomych węzłowych jest proporcjonalna do iloczynu zarówno liczby węzłów jak i liczby szukanych zmiennych, czyli w przypadku równań transportu nieznanymi wartościami ciśnienia, składowych wektora prędkości oraz temperatury. Biorąc pod uwagę jeszcze fakt, że układ równań transportu ma charakter silnie nieliniowy (ze względu na zależność własności fizycznych płynu od temperatury), to jego rozwiązanie dla tak dużej ilości punktów dyskretnych jest przy obecnej mocy obliczeniowej stacji roboczych wręcz niemożliwe.

Dla mniejszych liczb Reynoldsa, tj. $Re = 200 - 10^4$ dostępne są rozwiązania układu równań transportu metodami DNS. Pozwala to w pewien sposób weryfikować poprawność tzw. modeli turbulencji, które wprowadzono w celu uproszczenia analizy przepływów turbulentnych. Modele te, pomimo znaczących uproszczeń układu równań transportu, są obecnie bardzo popularne i stosowane na szeroką skalę w zagadnieniach przepływowo-ciepłych, w których istotną rolę odgrywa przepływ turbulentny.

Dla modeli turbulencji cechą wspólną jest uśrednianie masy, pędu (prędkości) i energii w równaniach transportu, odpowiednio (5.1.1), (5.1.2) i (5.1.4). W przypadku równań (5.1.2)

– Naviera Stokes’a oraz (5.1.4) można tego dokonać zarówno w czasie (metody uśredniania oparte na hipotezie Reynoldsa – RANS) jak i w przestrzeni (metoda LES – symulacje dużych wirów). W obliczeniach inżynierskich, z uwagi na znacznie krótszy czas obliczeń, dla modelowania zagadnień przepływowo cieplnych w wymiennikach ciepła zazwyczaj stosowane są modele turbulencji oparte na uśrednianiu wielkości fizycznych w czasie – RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes).

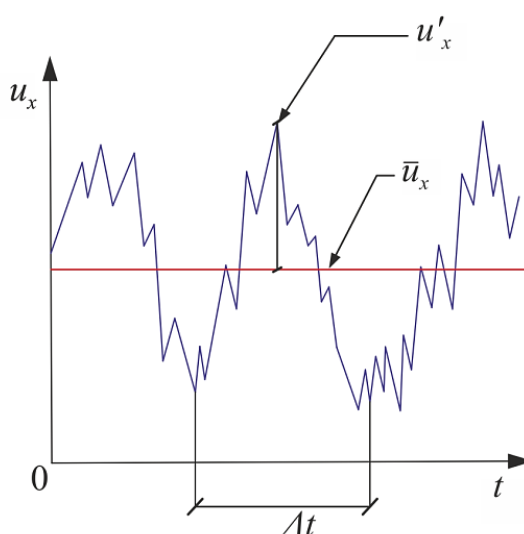
Podstawę modeli RANS stanowi hipoteza Reynoldsa, która pozwala zapisać składowe dowolnej funkcji $\phi(x,y,z,t)$, jako sumy wielkości uśrednionych $\bar{\phi}(\mathbf{x},t)$ i fluktuacji $\phi'(\mathbf{x},t)$

$$\phi(\mathbf{x},t) = \bar{\phi}(\mathbf{x},t) + \phi'(\mathbf{x},t) \quad (5.2.1)$$

gdzie wektor położenia oznaczono symbolem $\mathbf{x} = [x,y,z]^T$. W przypadku płynów nieściśliwych ($\rho=\text{const.}$) wartość uśrednioną w czasie dla dowolnej funkcji można zapisać w postaci

$$\bar{\phi}(\mathbf{x},t) = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \phi_i(t) dt \quad (5.2.2)$$

gdzie przez Δt oznaczono czas uśredniania, który powinien być tak dobrany, by odzwierciedlić rzeczywiste zmiany wartości $\phi(\mathbf{x},t)$. Przykład uśrednienia składowej u_x wektora prędkości \mathbf{u} metodą RANS przedstawia rys. 5.2.



Rys. 5.2. Procedura RANS uśredniania składowej u_x wektora prędkości \mathbf{u}

Własnością uśrednionej wartości fluktuacji $\phi'(\mathbf{x},t)$ występującej w równaniu (5.2.1) jest to, że jest równa zero, tzn.

$$\bar{\phi}'(\mathbf{x},t) = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \phi'(\mathbf{x},t) dt = 0 \quad (5.2.3)$$

Natomiast uśredniony iloczyn dwóch fluktuacji nie jest równy zero

$$\overline{\phi' \cdot u'_i} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \overline{\phi' \cdot u'_i} dt \neq 0 \quad (5.2.4)$$

W równaniu (5.2.4) indeksem i oznaczono i -tą składową wektora prędkości \mathbf{u} . Iloczyny typu (5.2.4) występują w równaniu transportu energii lub innych wielkości skalarnych w formie strumieni konwekcyjnych $\overline{\rho \phi' \cdot u'_i}$. Natomiast przy transporcie pędu, gdzie $\phi = u_j$ występuje iloczyn fluktuacji prędkości

$$\overline{u'_i \cdot u'_j} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \overline{u'_i \cdot u'_j} dt \neq 0 \quad (5.2.5)$$

który w formie $\overline{\rho u'_i \cdot u'_j}$ jest interpretowany, jako pozorne naprężenia. Człon ten ma wymiar naprężenia, ale w rzeczywistości składowe te są interpretowane fizycznie, jako przyspieszenia konwekcyjne (White, 2010), stąd też nazwa pozorne naprężenia zwane też naprężeniami Reynoldsa (Versteeg & Malalasekera, 2007; Jaworski, 2005). Występujące przy zmiennej u indeksy i oraz j są definiowane jako: $i = x, y, z$, oraz $j = x, y, z$.

W przypadku płynów nieściśliwych stosuje się uśrednianie masowe Favre'a szeroko omawiane w literaturze przedmiotowej (Chung, 2010; Elsner, 1987). Poniżej, przy użyciu konwencji sumacyjnej, zapisano uśrednione metodą RANS równania zachowania masy, pędu oraz energii. Dla przejrzystości zapisu pominięto nakreślenie górne nad wielkościami średnimi $\overline{\phi(\mathbf{x}, t)}$, pozostawiono je natomiast w przypadku uśrednianych fluktuacji wielkości $\phi'(\mathbf{x}, t)$ (CFX-5, 2012):

– uśrednione metodą RANS równanie zachowania masy (5.1.1)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = 0 \quad (5.2.6)$$

– uśrednione metodą RANS równanie zachowania pędu (5.1.2)

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij} - \overline{\rho u'_i u'_j}) + \rho f_i \quad (5.2.7)$$

– uśrednione metodą RANS równanie zachowania energii, zakładając izotropowy współczynnik przewodzenia ciepła λ

$$\frac{\partial \rho i_0}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j i_0) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} - \rho u'_j i \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[u_i (\tau_{ij} - \overline{\rho u'_i u'_j}) \right] + u_{ij} \rho f_j + q_v \quad (5.2.8)$$

Jak można zaobserwować, porównując równania (5.2.6) i (5.1.1), w równaniu RANS dla prawa zachowania masy nie występują człony związane ze średnimi fluktuacjami $\overline{\rho \phi' \cdot u'_i}$.

Człon pozornych naprężeń Reynoldsa $\overline{\rho u'_i \cdot u'_j}$ jest tensorem symetrycznym. Naprężenia te wzmagają mieszanie się płynu, czego skutkiem jest dyssypacja energii (Elsner, 1987). Może być ona znaczna, szczególnie dla dużych wartości liczb Reynoldsa ($Re > 10^6$), gdyż wtedy fluktuacje prędkości u'_i przyjmują zazwyczaj wartości większe niż średnie wartości prędko-

ści u_i , wywołując chociażby wiry, które intensyfikują procesy mieszania podczas przepływu płynu.

Definiując kinetyczną energię turbulencji k za pomocą zależności

$$k = \frac{1}{2} \overline{(u'_i)^2} \quad (5.2.9)$$

uśredniona wartość entalpii statycznej i_0 występująca w równaniu (5.2.8) wynosi

$$i_0 = i + u_i u_i + \frac{1}{2} \overline{(u'_i)^2} = i + u_i u_i + k \quad (5.2.10)$$

Człony $\overline{\rho u'_i u'_j}$ oraz $\overline{\rho u'_j i}$, nazywane w literaturze strumieniami burzliwymi (Jaworski, 2005; Pope, 2000), powiększają liczbę niewiadomych w układzie równań transportu i tym samym czynią go niezamkniętym – o nieskończonej liczbie rozwiązań. Dlatego też należy zaproponować dodatkowe równania, które pozwolą na obliczenie tych niewiadomych, tutaj sześciu składowych tensora naprężeń pozornych Reynoldsa. Podstawą dla tworzenia dodatkowych równań domykających uśrednione podaną metodą równania Naviera-Stokesa jest hipoteza Josepha Boussinesqua (Schmitt, 2007), który powiązał składowe tensora naprężeń turbulentnych ze składowymi tensora prędkości deformacji następująco

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \eta_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \left(\rho k + \eta_t \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \quad (5.2.11)$$

gdzie η_t oznacza współczynnik lepkości turbulentnej, który musi być wyznaczony w celu uwzględnienia w równaniach bilansowych pozornych naprężeń Reynoldsa. Symbol δ_{ij} oznacza deltę Kroneckera (dla $i=j$, $\delta_{ij}=1$ natomiast dla $i \neq j$, $\delta_{ij}=0$). Należy w tym miejscu zauważyć, że przy takim podejściu, zamiast sześciu dodatkowych równań dla wyznaczenia każdej ze składowych tensora naprężeń Reynoldsa, wystarczy znać zależność pozwalającą na wyznaczenie współczynnika lepkości turbulentnej η_t . Jest to uproszczenie problemu przepływu turbulentnego, ale pozwala ono wydajnie rozwiązywać przy obecnych mocach obliczeniowych nawet bardzo złożone problemy przepływowo-cieplne.

W celu zamodelowania konwekcyjnego strumienia $\overline{\rho u'_j i}$, związanego z turbulentnym transportem energii postępuje się analogicznie jak w przypadku członu opisującego pozorne naprężenia Reynoldsa wprowadzając współczynnik dyfuzyjności turbulentnej π_E

$$\overline{\rho u'_j i} = \pi_E \frac{\partial i}{\partial x_j} \quad (5.2.12)$$

Takie postępowanie pozwala powiązać strumień $\overline{\rho u'_j i}$ z pochodną przestrzenną entalpii. Współczynnik π_e można wyznaczyć dzięki skorelowaniu go ze współczynnikiem lepkości turbulentnej η_t przez tzw. turbulentną liczbę Prandtla Pr_t definiowaną w postaci

$$\text{Pr}_t = \frac{\eta_t}{\pi_E} \Rightarrow \pi_E = \frac{\eta_t}{\text{Pr}_t} \quad (5.2.13)$$

Liczbę Prandtla Pr_t przyjmuje się zazwyczaj z zakresu 0.7-1 (Jaworski, 2005; CFX-5, 2012). Wystarczy zatem znać korelację opisującą współczynnik lepkości turbulentnej η_t , aby wyznaczyć zarówno pozorne naprężenia Reynoldsa, jak również i konwekcyjny strumień turbulentny związany z przenoszeniem energii (czy też innej wielkości skalarnej).

Wspomniana wcześniej hipoteza Boussinesqua jest wykorzystywana m.in. w trzech często stosowanych w obliczeniach inżynierskich modelach turbulencji RANS: $k-\varepsilon$, $k-\omega$ oraz SST (model transportu naprężenia stycznego).

Wykorzystując hipotezę Boussinesqua podane równania bilansowe (5.2.7) oraz (5.2.8) można zapisać w następująco (CFX-5, 2012):

- równanie zachowania pędu

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p_m}{\partial x_i} + \eta_{eff} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \rho f_j \quad (5.2.14)$$

- równanie zachowania energii

$$\frac{\partial \rho i_0}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j i_0) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} + \frac{\eta_t}{\text{Pr}_t} \frac{\partial i}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} [u_i (\tau_{ij} - \rho \overline{u'_i u'_j})] + u_{ij} \rho f_j + q_v \quad (5.2.15)$$

W równaniu (5.2.14): η_{eff} oznacza efektywny współczynnik lepkości dynamicznej będący sumą współczynnika lepkości dynamicznej (molekularnej) η oraz współczynnika lepkości dynamicznej turbulentnej η_t

$$\eta_{eff} = \eta + \eta_t \quad (5.2.16)$$

p_m oznacza zmodyfikowane ciśnienie średnie, które wyrażone jest zależnością

$$p_m = p + \frac{2}{3} \rho k \quad (5.2.17)$$

gdzie p i k jak w zależnościach odpowiednio (5.1.9) i (5.2.9)

W niniejszej rozprawie, w obliczeniach przeplywowo-cieplnych przeprowadzanych za pomocą programu ANSYS CFX korzystano z modeli turbulencji opartych na hipotezie Boussinesqua. Modele te różni zazwyczaj sposób, w jaki wyznaczany jest współczynnik lepkości turbulentnej. Najprostsze w implementacji, ale mało dokładne, są modele zerorównaniowe zwane również modelami analitycznymi, które pozwalają wyznaczyć wartość η_t bez tworzenia dodatkowych równań transportu. Zarówno ten model, jak i pozostałe tj.: $k-\varepsilon$, $k-\omega$, SST i jego modyfikacja, oznaczona w pracy jako SST-TR zostaną krótko scharakteryzowane (celem jest wybór jednego z nich, który będzie użyty w obliczeniach).

Zerorównaniowy model turbulencji

Model zerorównaniowy umożliwia wyznaczenie współczynnika lepkości turbulentnej η_t z zależności algebraicznej (CFX-5, 2012)

$$\eta_t = \rho f_u U_t l_t \quad (5.2.18)$$

gdzie f_u jest współczynnikiem proporcjonalności równym 0.01, U_t maksymalną prędkością cieczy dla analizowanego przepływu (liczoną na podstawie wcześniejszej iteracji solvera CFD), natomiast l_t tzw. drogą mieszania Prandtla. Tę ostatnią można wyznaczyć z równania

$$l_t = \frac{(V_D^{1/3})}{7} \quad (5.2.19)$$

gdzie V_D jest całkowitą objętością obszaru przepływu.

Prezentowany model, jak i również inne modele zerównaniowe, nie są rekomendowane do stosowania (CFX-5, 2012; Wilcox, 2006) z uwagi na wątpliwe podstawy fizyczne. Pomimo przeciwskazań został on w pracy zastosowany, ale tylko do wyznaczenia wartości startowych (prędkości oraz temperatur) dla obliczeń przy wykorzystaniu modeli dwurównaniowych.

Modele dwurównaniowe k - ε oraz k - ω

Dwurównaniowy model k - ε (Launder & Spalding, 1974) jest zazwyczaj stosowany do modelowania przepływów płynów nieściśliwych w przypadkach niskich prędkości. Aby działał on prawidłowo wymagany jest przepływ w pełni rozwinięty. Model ten wymaga do obliczenia współczynnika lepkości turbulentnej η_t podania dwóch parametrów: kinetycznej energii turbulencji k oraz szybkości jej dyssypacji ε

$$\eta_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (5.2.20)$$

gdzie współczynnik C_μ jest stałą modelu.

Wyznaczenie k oraz ε wymaga wprowadzenia dwóch dodatkowych równań transportu:

– dla energii kinetycznej turbulencji k

$$\underbrace{\frac{\partial(\rho k)}{\partial t}}_A + \underbrace{\frac{\partial(\rho u_j k)}{\partial x_j}}_B = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\eta + \frac{\eta_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]}_C + \underbrace{\tau_{ij}^t \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + P_{fk}}_D - \underbrace{\rho \varepsilon}_E \quad (5.2.21)$$

– dla szybkości dyssypacji energii kinetycznej turbulencji ε

$$\underbrace{\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t}}_A + \underbrace{\frac{\partial(\rho u_j \varepsilon)}{\partial x_j}}_B = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\eta + \frac{\eta_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right]}_C + \underbrace{C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \tau_{ij}^t \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + P_{f\varepsilon}}_D - \underbrace{C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}}_E \quad (5.2.22)$$

Występujący w równaniach (5.2.21) i (5.2.22) tensor naprężeń turbulentnych τ_{ij}^t zdefiniowany jest zależnością

$$\tau_{ij}^t = \eta_t \left(S_{ij} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (5.2.23)$$

gdzie S_{ij} jest składową tensora odkształceń \mathbf{S} wyrażoną związkiem

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (5.2.24)$$

Człony P_{kf} oraz $P_{\varepsilon f}$ uwzględniają produkcję wielkości k oraz ε na skutek oddziaływania sił masowych i definiowane są, jako (CFX-5, 2012)

$$P_{fk} = -\eta_t f_i \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \quad (5.2.25)$$

$$P_{f\varepsilon} = \max(0, P_{fk}) \sin \phi \quad (5.2.26)$$

gdzie ϕ jest kątem pomiędzy wektorem prędkości oraz wektorem sił masowych.

Stałe modelu k - ε : C_μ , $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$, σ_k , σ_ε widoczne w równaniach (5.2.20) – (5.2.22) zostały zestawione w tabeli 5.1.

Tabela 5.1. Stałe modelu turbulencji k - ε

C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_ε
0.09	1.44	1.92	1	1.3

Model k - ω (Wilcox, 2006) jest drugim z często stosowanych dwurównaniowych modeli turbulencji. Podobnie jak poprzedni wymaga on (oprócz równania transportu dla k) wprowadzenia dodatkowego równania, w tym przypadku dla tzw. dyssypacji właściwej. Wielkość ta oznaczana symbolem ω jest w przybliżeniu równa

$$\omega \approx \frac{k}{\varepsilon} \quad (5.2.27)$$

Dla modelu k - ω współczynnik lepkości turbulentnej η_t definiowany jest jako

$$\eta_t = \rho \frac{k}{\omega} \quad (5.2.28)$$

Dla wyznaczenia wartości η_t należy uwzględnić dodatkowe równania transportu:

– dla wielkości k

$$\underbrace{\rho \frac{\partial k}{\partial t}}_A + \underbrace{\rho u_j \frac{\partial k}{\partial x_j}}_B = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\eta + \frac{\eta_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]}_C + \underbrace{\tau_{ij}^t \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}_D + \underbrace{P_{fk} - \beta^* \rho k \omega}_E \quad (5.2.29)$$

– dla wielkości ω

$$\underbrace{\rho \frac{\partial \omega}{\partial t}}_A + \underbrace{\rho u_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j}}_B = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\eta + \frac{\eta_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right]}_C + \underbrace{\gamma \frac{\omega}{k} \tau'_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + P_{f\omega}}_D - \underbrace{\beta \rho \omega^2}_E \quad (5.2.30)$$

Człon P_{fk} jest zdefiniowany wzorem (5.2.25), natomiast człon $P_{f\omega}$ obliczany jest z zależności (CFX-5, 2012)

$$P_{f\omega} = \frac{\omega}{k} \left[(\alpha + 1) \cdot \max(P_{fk}, 0) - P_{fk} \right] \quad (5.2.31)$$

Stałe modelu k - ω tj. β^* , γ , β , σ_k , σ_ω zostały zestawione w Tabeli 5.2.

Tabela 5.2. Stałe modelu turbulencji k - ω

β^*	γ	β	σ_k	σ_ω
0.09	5/9	0.075	2	2

W podanych powyżej równaniach transportu wielkości k i ε/ω wyróżniono człony oznaczające je przez A-E, których sens jest następujący:

- A - zmiana k lub ε/ω w czasie (człon akumulacyjny),
- B - konwekcyjna zmiana k lub ε/ω (człon konwekcyjny),
- C - transport k lub ε/ω na drodze dyfuzji (człon dyfuzyjny),
- D - produkcja k lub ε/ω przez deformację uśrednionego pola prędkości,
- E - dysypacja k lub ε/ω .

Model transportu naprężenia ścinającego (SST)

Model transportu naprężenia ścinającego SST (z ang. Shear Stress Transport) jest, zaproponowaną przez Mentera (Menter, 1993; Menter & Egorov 2004; Menter & Egorov 2005a; Menter & Egorov 2005b;) odmianą modelu k - ω . Obecnie jego rola w modelowaniu CFD znacząco rośnie, gdyż badania eksperymentalne, jak również symulacje DNS, potwierdzają jego wyższość nad wcześniej przedstawionymi dwurównaniowymi modelami turbulencji k - ε oraz k - ω (NASA, 1997). Podstawą efektywności modelu SST jest użycie tzw. z ang. „blending functions”, czyli w wolnym tłumaczeniu funkcji przejścia. Przejście to odbywa się pomiędzy modelami k - ω (wykorzystywanego dla modelowania przepływu przyściennego) oraz k - ε (używanego dla modelowania przepływu swobodnego). Ten typ połączenia obu modeli stosuje się ponieważ model k - ε w jego klasycznej formie przedstawionej w opracowaniu (Launder & Spalding, 1974), uniemożliwia modelowanie przepływu płynu w podwarstwie lepkiej warstwy przyściennej. Profil prędkości w tej podwarstwie lepkiej jest liniową funkcją współrzędnej y określającej odległość środka ciężkości objętości kontrolnej płynu od ścianki. Model k - ε pozwala jedynie zamodelować podwarstwę turbulentną, w której profil prędkości jest logartmiczny.

Powyższe pozwala zauważyć, że zagęszczenie siatki numerycznej tuż przy ściance może powodować duże błędy obliczeniowe, gdyż funkcja logarytmiczna, która w modelu k - ε używana jest do wyznaczenia rozkładu prędkości w warstwie przyściennej, ma zupełnie inny

przebieg niż funkcja liniowa. Stąd gradienty prędkości liczone po współrzędnej określającej odległość środka ciężkości objętości płynu od ścianki są znacznie większe. Natomiast model $k-\omega$, w którym znana jest zależność na wielkość ω w podwarstwie lepkiej warstwy przyściennej, pozwala dokładniej wyznaczyć rozkład prędkości w podwarstwie laminarnej warstwy przyściennej. W efekcie, ponieważ istnieje podobieństwo matematyczne pomiędzy rozkładami prędkości i temperatury w warstwie przyściennej, to nawet przy gęstej siatce numerycznej tuż przy ścianie, nie jest zalecane stosowanie modelu $k-\varepsilon$ dla modelowania procesów przepływowo-ciepłych, w których przyścienna podwarstwa lepka odgrywa znaczącą rolę. Samo modelowanie przepływów przyściennych omówiono szerzej w kolejnym podrozdziale 5.3

Pomimo przedstawionych ograniczeń modelu $k-\varepsilon$ jego znaczącą zaletą jest fakt, że pozwala uzyskać dokładniejsze wyniki dla przepływu swobodnego w porównaniu z modelem $k-\omega$ (Wilcox, 2006; Pope, 2000). Dlatego Menter (Menter, 1993) połączył w modelu SST zalety obu stosując model turbulencji $k-\omega$ w warstwie przyściennej przepływu oraz $k-\varepsilon$ dla przepływu swobodnego.

Model SST sprawdza się przede wszystkim w przypadku dużych gradientów ciśnienia w warstwie przyściennej, a także, gdy stopień turbulencji przepływu jest wysoki. Do wad tego modelu można zaliczyć fakt, że czas obliczeniowy przypadający na jedną iterację jest dłuższy niż dla modelu $k-\varepsilon$ (CFX-5, 2012).

Implementację modelu SST w programie ANSYS CFX przedstawiono na przykładzie modelowania płynów ściśliwych. W tym przypadku współczynnik lepkości turbulentnej η_t określa zależność

$$\eta_t = \frac{\rho a_1 k}{\max(a_1 \omega, S \cdot F_2)} \quad (5.2.32)$$

gdzie F_2 jest jedną z dwóch funkcji przejścia, a_1 to stała modelu, która wynosi 0.31, a S oznacza wartość średnią tensora odkształceń, zdefiniowaną, jako (konwencja sumacyjna)

$$S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (5.2.33)$$

Równania transportu wielkości k oraz ω (gdyż model SST jest zmodyfikowaną postacią modelu $k-\omega$) określają zależności

– dla wielkości k

$$\underbrace{\frac{\partial(\rho k)}{\partial t}}_A + \underbrace{\frac{\partial(\rho u_j k)}{\partial x_j}}_B = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\eta + \sigma_k \eta_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]}_C + \underbrace{P + P_{fk}}_D - \underbrace{\beta^* \rho \omega k}_E \quad (5.2.34)$$

– dla wielkości ω

$$\underbrace{\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t}}_A + \underbrace{\frac{\partial(\rho u_j \omega)}{\partial x_j}}_B = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\eta + \sigma_\omega \eta_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right]}_C + 2(1-F_1) \frac{\rho \sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + \underbrace{\frac{\rho \gamma}{\eta_t} P + P_{f\omega}}_D - \underbrace{\beta \rho \omega^2}_E \quad (5.2.35)$$

Figurujący w zależnościach (5.2.34) i (5.2.35) parametr P opisany jest związkami

$$P = \tau_{ij}' \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (5.2.36)$$

Człony P_{fk} oraz $P_{f\omega}$ obliczane są tak samo jak dla modelu $k-\omega$, tj. według wzorów, odpowiednio: 5.2.25 i 5.2.31.

Jeżeli w zapisie ogólnym dowolna stała modelu SST zostanie oznaczona przez ϕ to „przechodzi” ona pomiędzy stałą wewnętrzną (model $k-\omega$), oznaczoną jako ϕ_1 , a stałą zewnętrzną (model $k-\varepsilon$), oznaczoną przez ϕ_2 , w taki sposób, że

$$\phi = F_1\phi_1 + (1-F_1)\phi_2 \quad (5.2.37)$$

Funkcja przejścia F_1 pomiędzy modelami $k-\varepsilon$ oraz $k-\omega$ przyjmuje postać

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4), \quad \arg_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\eta}{\rho y^2 \omega}, \frac{4\rho\sigma_{\omega_2} k}{CD_{k\omega} y^2} \right) \right] \quad (5.2.38)$$

gdzie y oznacza odległość pomiędzy powierzchnią ścianki, a środkiem ciężkości objętości kontrolnej płynu, natomiast parametr $CD_{k\omega}$ zdefiniowany jest zależnością

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\rho\sigma_{\omega_2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-10} \right) \quad (5.2.39)$$

Funkcję przejścia F_2 (wzór 5.2.32) określa zależność

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2), \quad \arg_2 = \max \left(2 \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\eta}{\rho\beta^* \omega y} \right) \quad (5.2.40)$$

Menter zarekomendował również (CFX-5,2012), aby używać ograniczenia parametru P określającego produkcję kinetycznej energii turbulencji k , za pomocą związku

$$P = \max(\eta_i S^2, 10\rho\varepsilon) \quad (5.2.41)$$

Stałe modelu SST występujące w równaniach (5.2.38), (5.2.39), (5.2.40), zestawiono w tabeli 5.3

Tabela 5.3. Stałe modelu turbulencji SST (Menter i inni, 2003)

Jeżeli ϕ_1 oznacza:	γ_1	β^*	β	σ_{k1}	σ_{ω}
	0.5532	0.09	0.0750	1.176	2.000
Jeżeli ϕ_2 oznacza:	γ_2	β^*	β_2	σ_{k2}	$\sigma_{\omega 2}$
	0.4403	0.09	0.0828	1.000	1.168

Model turbulencji przejściowej

Dwurównaniowe modele turbulencji $k-\varepsilon$, $k-\omega$ czy SST przeznaczone są wyłącznie do modelowania przepływów turbulentnych, podczas gdy w wymiennikach ciepła, występują również przepływy przejściowe czy nawet laminarne. Dlatego warto tutaj zwrócić również

uwagę na możliwość zastosowania modelu turbulencji przejściowej tzw. „Gamma-Theta model”. Umożliwia on modelowanie przejścia przepływu turbulentnego w laminarny i może być ciekawą alternatywą dla dwurównaniowych modeli turbulencji. Model ten w programie ANSYS CFX może być zastosowany razem z modelem SST. W niniejszej rozprawie, aby odróżnić model SST od modelu SST sprzęgniętego z modelem turbulencji przejściowej Gamma-Theta, wprowadzono dla niego skrót SST-TR.

W modelu SST-TR wprowadzone zostały, w porównaniu z klasycznym modelem turbulencji SST, nowe równania transportu: dla tzw. intermitencji (z ang. *intermittency*, niestabilność), oznaczonej w pracy przez γ , i dla liczby $Re_{\theta t}$, która determinuje sposób, w jaki przepływ turbulentny przechodzi w przepływ laminarny.

Model SST-TR jest znacznie bardziej złożony (Menter i inni, 2004; Langtry & Menter, 2005) niż przedstawione wcześniej dwurównaniowe modele turbulencji przepływu. W niniejszej pracy przytoczono tylko równania transportu dla γ oraz $Re_{\theta t}$:

– równanie transportu dla intermitencji γ

$$\frac{\partial(\rho\gamma)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \gamma)}{\partial x_j} = P_{\gamma 1} - E_{\gamma 1} + P_{\gamma 2} - E_{\gamma 2} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\eta + \frac{\eta_t}{\sigma_\gamma} \right) \frac{\partial \gamma}{\partial x_j} \right] \quad (5.2.42)$$

- równanie transportu dla liczby $Re_{\theta t}$

$$\frac{\partial(\rho Re_{\theta t})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j Re_{\theta t})}{\partial x_j} = -P_{\theta t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\sigma_{\theta t} \left((\eta + \eta_t) \frac{\partial(Re_{\theta t})}{\partial x_j} \right) \right] \quad (5.2.43)$$

W przypadku, gdy zmiana typu przepływu jest efektem oderwania warstwy przyściennej to definiowana jest tzw. intermitencja efektywna γ_{eff} jako większa z intermitencji γ oraz intermitencji separacji γ_{sep} , która w modelu turbulencji przejściowej Gamma-Theta jest funkcją liczby $Re_{\theta t}$

$$\gamma_{eff} = \max(\gamma, \gamma_{sep}(Re_{\theta t})) \quad (5.2.44)$$

W modelu turbulencji SST-TR wartość intermitencji γ_{eff} jest uwzględniana w równaniu transportu kinetycznej energii turbulencji k (patrz równanie (5.2.34)) poprzez modyfikację niektórych członów tak, że otrzymuje się następującą zależność

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j k) = \bar{P}_k - \bar{D}_k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\eta + \sigma_k \eta_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (5.2.45)$$

gdzie człony produkcji $P_k = P + P_{fk}$ i dyssypacji $D_k = \beta^* \rho \omega k$ zmodyfikowano do postaci

$$\bar{P}_k = \gamma_{eff} P_k, \quad \bar{D}_k = \min(\max(\gamma_{eff}, 0.1), 1.0) D_k \quad (5.2.46)$$

W modelu SST-TR, w porównaniu z modelem klasycznym SST zmodyfikowano również funkcję przejścia F_l , która przyjmuje następującą postać

$$\bar{F}_1 = \max(F_1, F_3) \quad (5.2.47)$$

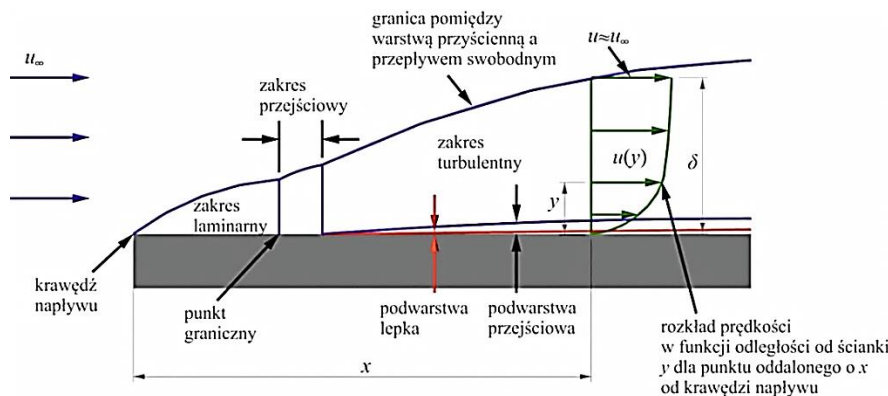
gdzie wartość F_3 wyznaczana jest ze wzoru

$$F_3 = e^{-\left(\frac{R_y}{20}\right)^8}, \quad R_y = \frac{\rho y \sqrt{k}}{\eta} \quad (5.2.48)$$

Model turbulencji SST-TR został zastosowany do analizy przepływów czynników w przestrzeniach rurowej i międzyrurowej opisanego w rozdziale 4 wymiennika ciepła. Przeprowadzona weryfikacja doświadczalna omówiona w rozdziale 6, wykazała jego wyższość nad klasycznymi modelami dwurównaniowymi, szczególnie w przypadkach, gdy typ przepływu obejmuje zakres przejściowy.

5.3. Modelowanie przepływów przyściennych

W analizie procesów przeplywowo-ciepnych modelowanie warstwy przyściennej jest istotne, gdyż właśnie w niej występują znaczne gradienty zarówno prędkości przepływu jak i temperatury w kierunku normalnym do powierzchni ściany. Stąd też model transportu naprężenia ścinającego (zaprezentowany w podrozdziale 5.2) jest często używany w takich obliczeniach, gdy występują przepływy turbulenty, ponieważ umożliwia modelowanie procesów wymiany pędu i energii w warstwie przyściennej, w jej podwarstwach laminarnej i turbulenty. Typową strukturę hydrodynamiczną warstwy przyściennej, dla płynu płynącego po płaskiej ścianie, przedstawiono na rys. 5.3.



Rys. 5.3. Struktura turbulenty hydrodynamicznej warstwy przyściennej

Warstwę przyściennej można podzielić na trzy główne zakresy: laminarny - zaczynający się od krawędzi napływu, przejściowy oraz turbulenty. W zakresie tego ostatniego należy wyróżnić trzy bardzo istotne podwarstwy (zaczynając od ściany zgodnie ze wzrostem współrzędnej y określającej odległość środka ciężkości elementu płynu od ściany): podwarstwę lepka – zwaną też laminarną, w której występują duże gradienty prędkości liczone względem współrzędnej y , przejściową i turbulenty, w której gradienty prędkości są znacznie mniejsze niż w podwarstwie lepkiej. Na granicy pomiędzy podwarstwą turbulenty a przepływem swobodnym, tj. dla $y = \delta$, prędkość płynu przyjmuje wartość u_∞ , czyli jest równa prędkości przepływu swobodnego. Z punktu widzenia analiz przeplywowo-ciepnych podwarstwa lepka warstwy przyściennej jest bardzo istotna, gdyż w niej występują największe gradienty prędkości i temperatury.

Podstawą modelu matematycznego warstwy przyściennej są równania transportu pędu i energii, które zapisywane są w postaci (White, 2010; Cohen & Kundu, 2004)

- równanie transportu pędu

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \underbrace{\rho u \frac{\partial u}{\partial x}}_0 + \rho u_y \frac{\partial u}{\partial y} = - \underbrace{\frac{\partial p}{\partial x}}_0 + \rho f_x + \frac{\partial \tau}{\partial y} \quad (5.3.1)$$

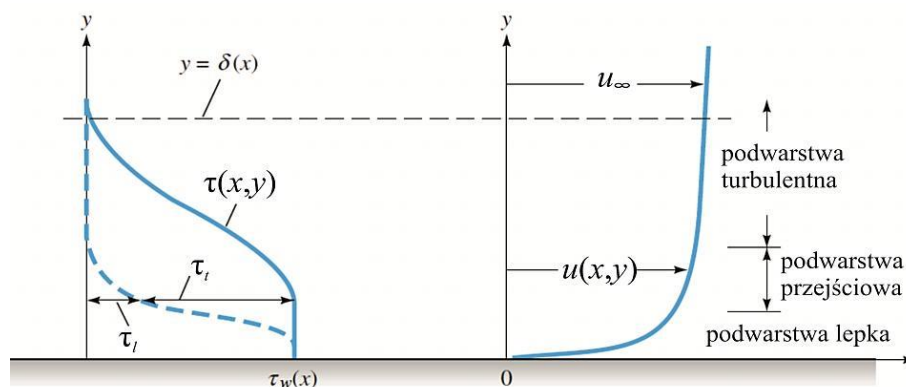
gdzie napężenie styczne τ zdefiniowane jest, jako suma składowych: laminarnej τ_l oraz turbulentnej τ_t ,

$$\tau = \tau_l + \tau_t = \eta \frac{\partial u}{\partial y} - \overline{\rho u'v'} \quad (5.3.2)$$

- równanie transportu energii

$$\rho \frac{\partial T}{\partial t} + \underbrace{\rho u \frac{\partial T}{\partial x}}_0 + \rho v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\frac{\eta}{Pr} + \frac{\eta_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial T}{\partial y} \right] \quad (5.3.3)$$

Ponieważ w warstwie przyściennej dominuje transport w kierunku prostopadłym do ściany (współrzędna y), to w celu uproszczenia zagadnienia pochodne prędkości, ciśnienia i temperatury względem zmiennej x są równe zero. Rozkład napężenia stycznego wzdłuż grubości warstwy przyściennej przedstawiono, dla przepływu wzdłuż płaskiej ścianki na rys. 5.4 (White, 2010)



Rys. 5.4. Rozkład napężenia stycznego i prędkości czynnika na grubości warstwy przyściennej (White, 2010)

Widoczne na rys. 5.4 profile napężenia stycznego i prędkości uzyskane zostały na podstawie pomiarów prędkości w warstwie przyściennej (White, 2010). Analizując ich kształt można stwierdzić, że składowa laminarna napężenia ścinającego dominuje w podwarstwie lepkiej, natomiast turbulentna w podwarstwie turbulentnej (różnią się one odpowiednio o ok. trzy rzędy). W podwarstwie przejściowej obie wymienione składowe są porównywalne.

Analiza tych zjawisk pozwoliła na wyprowadzenie uniwersalnych profili prędkości oraz rozkładów temperatury dla warstwy przyściennej (określane są one, jako funkcje ściany). W warstwie przyściennej prędkość jest funkcją szeregu wielkości, a mianowicie (równanie 5.3.4) wg. (Mills, 1999; White, 2010; Cohen & Kundu, 2004)

$$u = f(\mu, \tau_w, \rho, y) \quad (5.3.4)$$

gdzie τ_w oznacza naprężenie ścinające mierzone w miejscu kontaktu płynu ze ścianką (pozostałe oznaczenia jak wcześniej). Na podstawie analizy wymiarowej, równanie (5.3.4) można zastąpić równoważnymi związkami

$$u^+ = \frac{u}{u^*} = F(y^+), \quad u^* = \left(\frac{\tau_w}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad y^+ = \frac{yu^*}{\nu} \quad (5.3.5)$$

gdzie u^* jest prędkością dynamiczną, ν współczynnikiem lepkości kinematycznej (molekularnej), u^+ oraz y^+ są zmiennymi bezwymiarowymi (literę „ F ” użyto dla oznaczenia funkcyjnej zależności własności bezwymiarowej, w odróżnieniu od zależności funkcyjnej „ f ” uwzględniającej wymiar wielkości fizycznych).

Aby uzyskać dokładną wartość naprężenia stycznego τ_w w elemencie płynu położonym tuż przy ściance (tj. podwarstwie lepkiej), należy wykonać procedurę iteracyjną. Często jednak w kodach numerycznych stosuje się przybliżenie prędkości dynamicznej w pierwszej komórce siatki numerycznej na podstawie wzoru

$$u^* = C_\mu^{1/4} k^{1/2} \quad (5.3.6)$$

gdzie C_μ jest stałą, przy czym przyjmuje się, że $C_\mu = 0.09$.

W podwarstwie turbulentnej wpływ lepkości molekularnej na rozkład prędkości jest pomijalnie mały. Natomiast różnica pomiędzy prędkościami elementu płynu znajdującego się w odległości y od ścianki i przepływu swobodnego, tj.: $u_\infty - u$, zależy od grubości warstwy przyściennej δ oraz od takich parametrów jak: naprężenie styczne w miejscu kontaktu ze ścianą τ_w , gęstość ρ oraz odległość środka ciężkości objętości kontrolnej płynu od ścianki y .

$$u_\infty - u = f(\delta, \tau_w, \rho, y) \quad (5.3.7)$$

Równanie (5.3.7) w postaci bezwymiarowej można zapisać następująco

$$\frac{u_\infty - u}{u^*} = F\left(\frac{y}{\delta}\right) \quad (5.3.8)$$

Zależność (5.3.8) nazywana jest w przedmiotowej literaturze prawem odchylenia prędkości w podwarstwie turbulentnej. Liczne badania eksperymentalne dla przepływów turbulentnych (Hinze, 1975; Schlichting, 1979; White, 1991) potwierdziły poprawność analitycznych zależności (5.3.7) i (5.3.8). Należy dodać, że zależność (5.3.6), odpowiadająca podwarstwie lepkiej, powinna przechodzić „płynie” w zależność (5.3.8), słuszną dla podwarstwy turbulentnej w obszarze podwarstwy przejściowej.

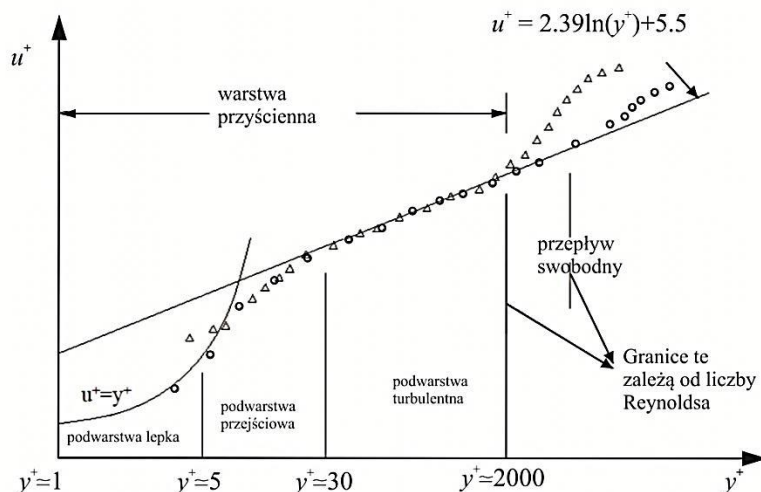
Na podstawie badań eksperymentalnych stwierdzono, że rozkład bezwymiarowej prędkości u^+ w podwarstwie laminarnej (lepkiej) opisuje zależność

$$u^+ = y^+ \quad (5.3.9)$$

natomiast w podwarstwie turbulentnej u^+

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + B \quad (5.3.10)$$

gdzie κ oznacza stałą Karmana, której wartość przyjmowana jest z zakresu 0.4-0.44. Natomiast wartości stałej B przyjmowane są z zakresu 4.9-5.5. Przykładowe wyniki pomiarów, zaprezentowanych, jako zależność pomiędzy wielkościami bezwymiarowymi: prędkością u^+ oraz współrzędną y^+ , przedstawiono na rys. 5.5.



Rys. 5.5. Rozkład bezwymiarowej prędkości u^+ w funkcji bezwymiarowej współrzędnej y^+ (dla turbulentnej warstwy przyściennej)

Dla numerycznych obliczeń przepływów przyściennych istotny jest zakres wartości bezwymiarowej współrzędnej y^+ , dla których można stosować zależności (5.3.9) i (5.3.10) pozwalające wyznaczyć u^+ . Naturalnie należy również znać wartości stałych κ oraz B. W literaturze podane są następujące przedziały:

– dla podwarstwy laminarnej (lepkiej) - wg (Mills, 1999; White; 2010)

$$u^+ = y^+ \quad \text{dla} \quad y^+ < 5 \quad (5.3.11a)$$

wg (CFX-5,2012)

$$u^+ = y^+ \quad \text{dla} \quad y^+ < 11 \quad (5.3.11b)$$

– dla podwarstwy turbulentnej:

wg (Mills, 1999)

$$u^+ = \frac{1}{0.44} \ln(y^+) + 4.9 \quad \text{dla} \quad 26 < y^+ < 400 \quad (5.3.12a)$$

wg (White, 2010)

$$u^+ = \frac{1}{0.41} \ln(y^+) + 5 \quad \text{dla} \quad 30 < y^+ < 800 \quad (5.3.12b)$$

Natomiast trudno jest znaleźć w literaturze uniwersalne korelacje opisujące rozkład prędkości w podwarstwie przejściowej, w której to warstwa przyścienna przechodzi z zakresu turbulentnego w laminarny.

W programie ANSYS CFX, jako wartość graniczną, od której można stosować wzór (5.3.10) podaje się $y^+=11$. Jest to punkt przecięcia profilu prędkości dla zakresów laminarnego i turbulentnego. Punkt ten otrzymuje się przez przyrównanie równań (5.3.9) i (5.3.10) dla wartości stałych C oraz κ podanych przez White'a (White, 2010).

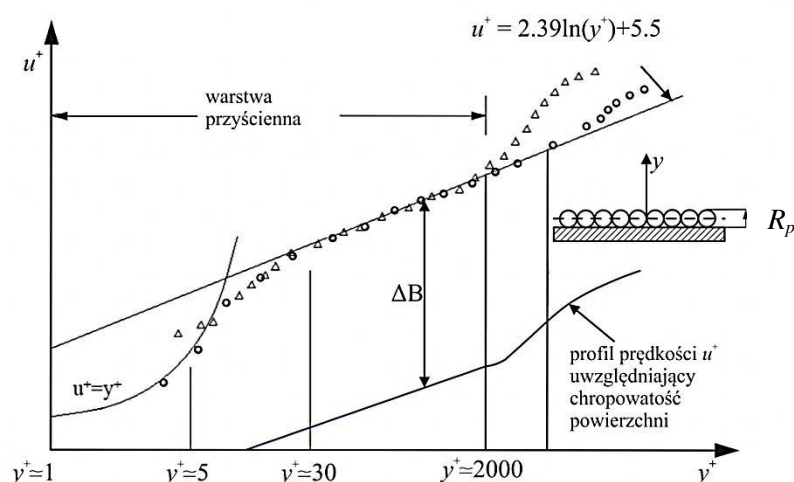
W obliczeniach przepływów w warstwie przyściennej należy uwzględnić chropowatość powierzchni, która wpływa znacząco na profil prędkości. Dla ścianki chropowatej wzór (5.3.10) jest modyfikowany jest do postaci (CFX-5,2012)

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + B - \Delta B \quad (5.3.13)$$

gdzie ΔB jest funkcją przesunięcia (rys. 5.6) zależną od bezwymiarowej wysokości chropowatości R_p^+ definiowanej jako

$$R_p^+ = \frac{R_p u^*}{\nu}, \quad \Delta B = \frac{1}{\kappa} \ln(1 + 0.3R_p^+) \quad (5.3.14)$$

gdzie R_p jest średnią wysokością chropowatości (rys. 5.6).



Rys. 5.6. Rozkład bezwymiarowej prędkości u^+ w funkcji y^+ (dla turbulentnej warstwy przyściennej, przy uwzględnieniu chropowatości powierzchni)

Chropowatość powierzchni w programie ANSYS uwzględnia się dodatkowo przez przesunięcie współrzędnej y o połowę wysokości chropowatości R_p (rys. 5.6).

Z uwagi na wartość bezwymiarowej wysokości chropowatości R_p^+ wyróżnia się trzy zakresy:

- zakres hydraulicznie gładki, jeżeli $R_p^+ \leq 5$,
- zakres chropowatości przejściowej, jeżeli $5 < R_p^+ \leq 75$,
- zakres chropowatości rozwiniętej, jeżeli $R_p^+ > 75$.

Stosowane w programie ANSYS CFX przesunięcia ΔB ma na celu całkowite wykluczenie podwarstw laminarnej i przejściowej z obliczeń rur chropowatych. Dlatego w tym programie

wartość y^+ jest wtedy większa od 11 i stosowane są równania profilu logarytmicznego (turbulentnego) - (5.3.13).

Analogicznie do hydrodynamicznej warstwy przyściennej modeluje się temperaturową warstwę przyścienną, przy wykorzystaniu bezwymiarowej temperatury T^+ zdefiniowanej za pomocą zależności (CFX-5, 2012)

$$T^+ = \frac{\rho c_p u^* (T_w - T_\infty)}{q_b} \quad (5.3.15)$$

gdzie T_w jest temperaturą ścianki, T_∞ temperaturą płynu w strefie przepływu niezaburzonego (swobodnego), c_p ciepłem właściwym płynu przy stałym ciśnieniu, q_b gęstością strumienia ciepła wnikającego przez ściankę (brzeg objętości kontrolnej płynu).

Wartość bezwymiarowej temperatury T^+ zależy od y^+ oraz od liczby Prandtla Pr. Można ją wyznaczyć z zależności zaproponowanej przez Kadera (Kader, 1981), słusznej dla obydwu zakresów warstwy przyściennej: laminarnej oraz turbulentnej

$$T^+ = \text{Pr} \cdot y^+ \cdot e^{-\Gamma} + [2.12 \ln(1 + y^+) + \beta(\text{Pr})] e^{-1/\Gamma} \quad (5.3.16)$$

gdzie β i Γ to parametry zdefiniowane wzorami

$$\beta(\text{Pr}) = (3.85 \text{Pr}^{1/3} - 1.3)^2 + 2.12 \ln(\text{Pr}) \quad (5.3.17)$$

$$\Gamma = \frac{0.01(\text{Pr} \cdot y^+)^4}{1 + 5 \text{Pr}^3 \cdot y^+} \quad (5.3.18)$$

W przypadku, gdy ścianka jest chropowata należy użyć następujących zależności

$$T^+ = 2.12 \ln(\text{Pr} \cdot y^*) + (3.85 \text{Pr}^{1/3} - 1.3)^2 - \Delta B_{th} \quad (5.3.19)$$

gdzie ΔB_{th} jest przesunięciem logarytmicznego zakresu warstwy przyściennej (analogiczne do ΔB w przypadku u^+) definiowanym w programie ANSYS CFX zależnością

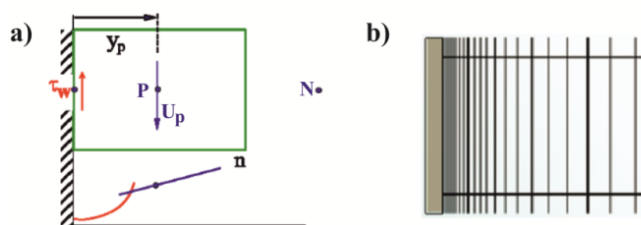
$$\Delta B_{th} = \frac{1}{\kappa} \ln(1 + C \cdot 0.3 \text{Pr} R_p^+) \quad (5.3.20)$$

gdzie C – stała wyznaczona przez Pimenta (Pimenta i inni, 1975) na podstawie badań eksperymentalnych. Przykładowo dla powietrza wynosi ona $C = 0.2$ (Lechner & Menter, 2004). Występująca w równaniu (5.3.20) bezwymiarowa współrzędna y^* wykorzystywana w programie ANSYS CFX w przypadku użycia tzw. „skalowanych” funkcji ściany, zostanie omówiona w dalszej części podrozdziału.

Znajomość T^+ pozwala wyznaczyć współczynnik wnikania ciepła dla objętości kontrolnej znajdującej się przy ścianie wykorzystując równanie (5.3.21)

$$h = \frac{\rho c_p u^*}{T^+} \quad (5.3.21)$$

Modelowanie przepływów przyściennych przy użyciu kodów numerycznych np. ANSYS CFX, FLUENT, Saturn jest możliwe przy wykorzystaniu dwóch różnych sposobów. Pierwszy zakłada, że węzeł siatki numerycznej znajdujący się najbliżej ściany położony jest w podwarstwie przejściowej (rys. 5.7a). Zatem y^+ przyjmuje wartości z zakresu od 30 do ok. 400 co pozwala stosować funkcje ściany, dzięki którym z zależności półempirycznych można wyznaczyć pole prędkości (5.3.9-5.3.13) oraz rozkład naprężenia stycznego (5.3.5). To samo dotyczy rozkładu temperatury, równanie (5.3.16)-(5.3.20). Drugi sposób wymaga bardzo dużego zagęszczenia siatki numerycznej (minimum 10 węzłów) w przedziale y^+ od 1 do 100 (rys. 5.7b). Należy też wykorzystać wtedy modele turbulencji dla niskich liczb Reynoldsa w celu rozwinięcia pełnego profilu prędkości w warstwie przyściennej (CFX-5, 2012). W przypadku złożonych geometrii przepływów, a takie zwykle występują w urządzeniach przemysłowych, w tym w wymiennikach ciepła, to „podejście” jest trudne w realizacji. Dokładne zamodelowanie przepływu przyściennego to konieczność zastosowania, jak wspomniano bardzo gęstej siatki numerycznej w obrębie warstwy przyściennej, co powoduje, że czas obliczeń jest często dłuższy, a wyniki niekoniecznie lepsze w porównaniu z otrzymywanymi przy zastosowaniu funkcji ściany.



Rys. 5.7. Sposoby modelowania przepływów przyściennych (a) - węzeł w rejonie logarytmicznym warstwy przyściennej, (b) - siatka numeryczna zagęszczona przy ścianie

Biorąc pod uwagę powyższe, w niniejszej rozprawie w procesie analiz przepływowo-ciepłych zastosowano pierwszy z możliwych sposobów.

Przy modelowaniu przepływu przyściennego z wykorzystaniem funkcji ściany istotna jest wartość y^+ dla pierwszego węzła siatki numerycznej. Nie może być ona zbyt wysoka, gdyż wtedy może okazać się, że przekroczony został zakres stosowalności tej funkcji (funkcji ściany). Zaleca się również, aby wartości y^+ nie znajdowały się w zakresie przejściowym warstwy przyściennej. Najlepiej, jeżeli y^+ najbliższego ścianie węzła siatki numerycznej znajduje się w początkowym zakresie profilu logarytmicznego (turbulentnego) warstwy przyściennej. Optymalna wartość y^+ to ok. 40-100 (Menter i inni, 2003), gdyż wtedy użytkownik kodu CFD ma pewność, że węzeł znajduje się we wskazanym zakresie logarytmicznej zależności u^+ od y^+ . Należy tutaj dodać, że rzeczywista górna granica y^+ dla podwarstwy turbulentnej zależy od wielu czynników: geometrii przepływu, chropowatości powierzchni, własności fizycznych cieczy i może przyjmować wartości niekiedy nawet mniejsze niż $y^+ = 400$ (patrz równanie 5.3.12a). Przez to przy większych wartościach y^+ dla pierwszego węzła modelowanego przepływu przekraczany jest ten zakres, w efekcie, czego funkcje ściany nie będą działać poprawnie. Dlatego zaleca się by wartość y^+ dla węzła najbliższego ścianie należała do dolnego zakresu występowania podwarstwy turbulentnej.

Biorąc pod uwagę niestabilność obliczeń numerycznych przy korzystaniu z dwurównaniowych modeli turbulencji w przypadku używania standardowych funkcji ściany zastosowane zostały pewne ich modyfikacje (Grotjans & Menter, 1998; Menter i inni, 2003).

Zależność (5.3.10), ważna dla podwarstwy turbulentnej, posiada bardzo niekorzystną właściwość, jaka jest fakt, że w przypadku, gdy $\tau_w \rightarrow 0$ (co dzieje się np. gdy zachodzi oderwanie lub przyłączanie się warstwy przyściennej) również $u^+ \rightarrow \infty$. Jest to osobliwość wynikająca z własności funkcji logarytmicznej, wykluczająca możliwość zastosowania zależności (5.3.10) dla przepływów z wymienionymi zjawiskami. Dlatego zaproponowane zostały tzw. skalowane funkcje ściany (wykorzystuje je program ANSYS CFX), które pozwalają uniknąć tej niekorzystnej własności profilu logarytmicznego u^+ w warstwie przyściennej. Dla skalowanych funkcji ściany prędkość u^* (stosowaną w zastępstwie u^+) i odległość y^* oblicza się na podstawie zależności

$$u^+ = u^* = C_\mu^{1/4} k^{1/2}, \quad y^* = \frac{u^* \Delta n}{4\nu}, \quad y^+ = \max(y^*, 11) \quad (5.3.22)$$

gdzie $C_\mu = 0.09$ jest stałą (tak samo zdefiniowaną jak β^* w modelach $k-\omega$ oraz SST), k jest kinetyczną energią turbulencji (wzór 5.2.9), Δn odległością pomiędzy dwoma sąsiednimi węzłami siatki numerycznej w warstwie przyściennej, mierzona w kierunku prostopadłym do ściany. Ponieważ w miejscach oderwania lub przyłączania warstwy przyściennej wartość k jest różna od 0 zatem u^+ , obliczane z zależności (5.3.22), posiada skończoną wartość dla całego zakresu logarytmicznego warstwy przyściennej. Podejście to pozwala na uniknięcie osobliwości w równaniu (5.3.10) i jest często stosowane w kodach numerycznych dla wartości y^+ , dla których profil prędkości u^+ ma charakter logarytmiczny. Ponadto solver ANSYS CFX wyznacza wartość y^+ jako większą z wartości y^* i 11 co powoduje, że w przypadku zastosowania modelu $k-\varepsilon$ dla wysokiej gęstości siatki numerycznej w obrębie warstwy przyściennej, zakres występowania podwarstwy logarytmicznej (zob. równanie (5.3.11b)), w którym ten model nie działa poprawnie, nie zostanie nigdy osiągnięty.

Natomiast w przypadku, gdy stosowane są inne, omówione w podrozdziale 5.2 modele dwurównaniowe: $k-\omega$, SST program ANSYS CFX wykorzystuje tzw. automatyczne traktowanie obszaru warstwy przyściennej, pozwalające dla różnych wartości y^+ na przełączenie pomiędzy modelami dla niskich liczb Reynoldsa (które można stosować w podwarstwie laminarnej), a skalowanymi funkcjami ściany. Przy takim podejściu można bez obawy o znaczące błędy numeryczne (Menter i inni, 2003) zagęszczać siatkę obliczeniową w podwarstwie lepkiej, przy zastosowaniu tych modeli dwurównaniowych.

Wówczas dla węzła położonego najbliżej ścianki równanie transportu k jest pomijane natomiast wielkość ω wyznacza się z zależności analitycznej (Menter i inni, 2003; Wilcox, 2006; Catalano & Vitagliano, 2006)

$$\omega_{\text{lam}} = \frac{6\eta}{\rho\beta(y^+)^2} \quad (5.3.23)$$

gdzie β jest stałą modelu $k-\omega$ równą 0.075. Jeżeli węzeł najbliższy ściance znajduje się w logarytmicznym zakresie warstwy przyściennej, wtedy zmienna ω obliczana jest na podstawie równania (5.3.24) (Menter i inni, 2003)

$$\omega = \sqrt{\omega_{\text{lam}}^2 + \omega_{\text{log}}^2} \quad (5.3.24)$$

gdzie

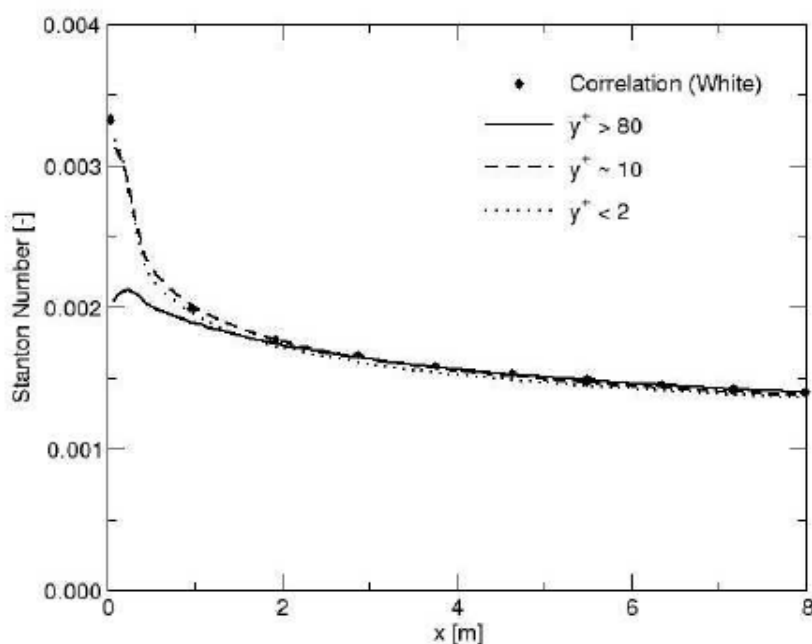
$$\omega_{\log} = \frac{u^*}{\sqrt{\beta k y^+}} \quad (5.3.25)$$

Naprężenie ścinające przy wykorzystaniu powyższych modeli można wyznaczyć z definicji prędkości dynamicznej $\tau_w = \rho (u^*)^2$ – zależność (5.3.5), przy założeniu, że przyjmuje ona w podwarstwie lepkiej oraz przejściowej (zależność logarytmiczna na u^+) następujące wartości (CFX-5, 2012; Menter i inni, 2003; Catalano & Vitagliano, 2006)

$$u^* = \sqrt[4]{(u_{\text{lam}}^*)^4 + (u_{\text{log}}^*)^4}, \quad u_{\text{lam}}^* = \frac{u}{y^+}, \quad u_{\text{log}}^* = \frac{u}{\frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + B} \quad (5.3.26)$$

gdzie u jest prędkością (równoległą do ścianki, rys. 5.4), wyznaczaną w zależności od wartości y^+ z równań (5.3.9) lub (5.3.10). Stałe κ oraz B przyjmują wartości jak dla tradycyjnych funkcji ściany.

Wykorzystanie opisanego automatycznego traktowania obszaru warstwy przyściennej jest zalecane do obliczeń inżynierskich (Menter i inni, 2003). Modele SST łączą ze sobą zalety modeli $k-\omega$ oraz $k-\varepsilon$ dzięki prawidłowemu modelowaniu, odpowiednio: przepływu przyściennego oraz swobodnego. Przykładowe wyniki obliczeń przepływu przyściennego dla płaskiej ścianki z wykorzystaniem modelu SST przedstawiono na rys. 5.8 (Menter i inni, 2003).



Rys. 5.8 Modelowanie przepływów przyściennych przy użyciu automatycznego traktowania obszaru warstwy przyściennej (Menter i inni, 2003)

Na podstawie rys. 5.8 można zauważyć, że z wyjątkiem odcinka wlotowego ($x = 0-1$ m), automatyczne traktowanie obszaru warstwy przyściennej pozwala uzyskać wysoką zgodność wyników dla y^+ odpowiadającego zarówno zakresowi podwarstwy lepkiej jak i podwarstw przejściowej i turbulentnej.

5.4. Warunki brzegowe i początkowe dla układu równań bilansowych

W równaniach zachowania masy, pędu oraz energii, odpowiednio: (5.1.1), (5.1.2), (5.1.4), występują pochodne poszukiwanych zmiennych (składowych wektora prędkości, temperatury lub entalpii) zarówno po czasie jak i po współrzędnych przestrzennych. Aby rozwiązać układ równań bilansowych należy zatem podać warunki brzegowe i początkowe. Do warunków brzegowych zaliczane są:

- warunki na powierzchni napływu (inlet),
- warunki na powierzchni odpływu (outflow),
- warunki na powierzchni ściany,
- warunki na płaszczyźnie symetrii.

Warunki początkowe określają wartości poszukiwanych zmiennych w chwili $t = 0$. W przypadku stanu ustalonego ich pochodne po czasie są równe zero. Stąd, aby uzyskać rozwiązanie wystarczy podać tylko warunki brzegowe.

Poniżej zaprezentowano rodzaje powyższych warunków zastosowanych w niniejszej pracy przy obliczeniach przeplywowo-cieplnych wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi.

Warunek brzegowy na powierzchni napływu

Powierzchnia napływu stanowi powierzchnię ograniczającą obszar siatki numerycznej. Dobiera się ją tak, aby można było dla niej podać wartości wektora prędkości oraz gradient składowej prędkości w kierunku normalnym do powierzchni, a przy zagadnieniu przeplywowo-cieplnym także rozkład temperatury na powierzchni napływu.

$$u_i(x, y, z)|_{S_i} = f_i(\xi, \eta), \quad \frac{\partial u_i}{\partial n}|_{S_i} = \phi_i(x, y, z), \quad T(x, y, z)|_{S_i} = \psi(\xi, \eta) \quad (5.4.1)$$

gdzie ξ i η są współrzędnymi na powierzchni napływu S_i , n jest normalną do powierzchni S_i natomiast $f_i(\xi, \eta)$, $\phi_i(x, y, z)$ oraz $\psi(\xi, \eta)$ są znanymi funkcjami na powierzchni napływu S_i .

Dla przepływu ustalonego $\frac{\partial u_i}{\partial n}|_{S_i} = 0$, natomiast dla przepływu nieustalonego $\left[\frac{\partial u_i}{\partial t} + \phi_i \frac{\partial u_i}{\partial n} \right]_{S_i} = 0$.

W przypadku symulacji przeplywowo-cieplnych najczęściej zadaje się ustalony profil (funkcję) prędkości na wlocie. Zadanie tylko bezwzględnej wartości prędkości w kierunku normalnym do powierzchni, może powodować błędy obliczeniowe, gdyż rzeczywisty profil prędkości ustali się dopiero w pewnej odległości od wlotu.

Należy również uwzględnić warunki brzegowe dla stosowanych modeli turbulencji. Zazwyczaj podaje się skalę długości l (skalę turbulencji) oraz wartość stopnia intensywności turbulencji I_t , który zdefiniowany jest wzorem

$$I_t = \frac{\sqrt{\frac{2}{3}k}}{U_m} \quad (5.4.2)$$

gdzie U_m oznacza średnią prędkość masową na powierzchni napływu.

Dla w pełni rozwiniętego przepływu burzliwego przyjmuje się zazwyczaj (Fluent 12.0, 2012) I wynosi

$$I_t = 0.16 \text{Re}^{-0.125} \quad (5.4.3)$$

W pracy skalę długości l (skalę turbulencji) określono związami

$$l = \max(l_1, l_2), \quad l_1 = \sqrt[3]{V}, \quad l_2 = \max(L_x, L_y, L_z) \quad (5.4.4)$$

gdzie L_x, L_y, L_z - odpowiednio wysokość, szerokość oraz długość obszaru przepływu w wymienniku ciepła.

Dla modelu wykorzystanego w pracy modelu turbulencji (SST-TR) wielkości k i ω opisane są zależnościami

$$k = \frac{3}{2} (U_m I_t)^2, \quad \omega = \frac{0.09 k \rho}{\beta \eta} \quad (5.4.5)$$

gdzie β jest stałą modelu (tabela 5.3).

Warunek brzegowy na powierzchni odpływu

W przypadku, gdy na powierzchni napływu zadaje się pole prędkości płynu (równanie (5.4.1)) to na powierzchni odpływu jest to zazwyczaj wartość ciśnienia statycznego

$$p|_{So-out} = p_0 \quad (5.4.6)$$

W takiej sytuacji w programie wcześniej musi zostać zadane ciśnienie odniesienia, tj. p_{ref} (patrz równanie (5.1.9)), względem którego liczona jest wartość p_0 . Ten typ warunku brzegowego nosi w programie ANSYS CFX nazwę *outlet*. Jeżeli można spodziewać się zwracania przepływu, jak np. w przypadku modelowania opływu przez spaliny rury ozebrowanej to definiuje się warunek brzegowy typu *opening*. Wówczas ciśnienie wylotowe interpretowane jest, jako ciśnienie statyczne, określone zależnością (5.4.6), a ciśnienie wlotowe, jako suma ciśnień statycznego i dynamicznego.

$$p|_{So-in} = p_0 + \rho \frac{W^2}{2} \quad (5.4.7)$$

gdzie W oznacza składową wektora prędkości normalną do powierzchni odpływu.

Gdy podczas przepływu płynu uwzględnia się wymianę ciepła to na powierzchni odpływu (na wylocie), należy zadać pole temperatury lub też w szczególnych przypadkach średnią masową temperaturę zdefiniowaną, jako

$$T|_{So-out} = \frac{\int_{So} T dm}{\int_{So} dm} \quad (5.4.8)$$

Można tutaj uzupełnić, że rozkład temperatury T , dla którego liczona jest według równania (5.4.8), średnia masowa temperatura jest w takim przypadku przyjmowana na podstawie wcześniejszej iteracji solvera, przy czym dla pierwszej iteracji zostaje on wyznaczany na podstawie warunków początkowych (startowych).

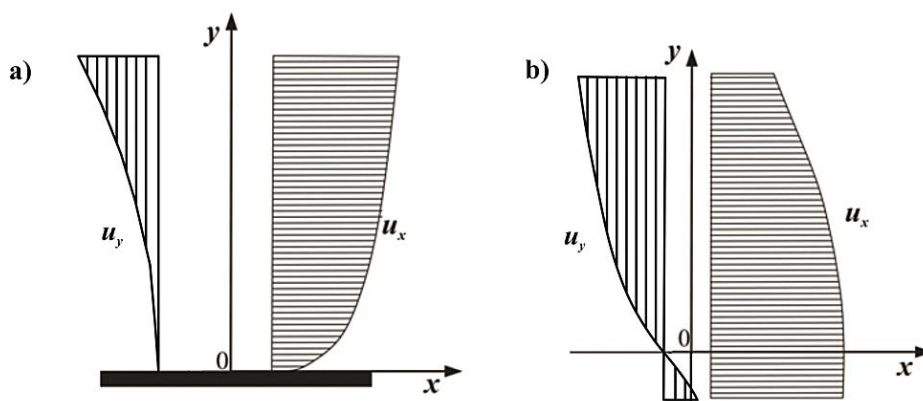
Warunki brzegowe na powierzchni ściany i w płaszczyźnie symetrii

Zasadę dotyczącą warunków brzegowych na powierzchni ściany i płaszczyźnie symetrii przedstawiono na rys. 5.9a i 5.9b.

Prędkość płynu \mathbf{u} na powierzchni styku ze ścianką jest równa 0 (rys. 5.9a) co można zapisać w postaci (warunek typu bez poślizgu, z ang. „no-slip”)

$$u_x = 0, \quad u_y = 0 \quad (5.4.9)$$

gdzie x i y to współrzędne odpowiednio: styczna i normalna do powierzchni ściany.



Rys. 5.9. Składowe prędkości wektora \mathbf{u} : (a) w pobliży ściany, (b) dla płaszczyzny symetrii

Wymianę ciepła przez powierzchnię ścianki, w analizie zagadnień cieplno-przepływowych modeluje się przy użyciu następujących typów warunków brzegowych:

- znany rozkład temperatury ścianki T_w (warunek brzegowy pierwszego rodzaju - Dirichleta)

$$T_w = T_0 \quad (5.4.10)$$

- zadany rozkład pochodnej temperatury ścianki w kierunku normalnym do jej powierzchni, czyli znany rozkład gęstości strumienia ciepła q_b (warunek brzegowy drugiego rodzaju - Neumanna)

$$q_b = q_0 \quad (5.4.11)$$

- znane rozkłady współczynnika wnikania ciepła h oraz temperatury przepływu płynu niezaburzonego (swobodnego) T_∞ - warunek konwekcyjnej wymiany ciepła (warunek brzegowy trzeciego rodzaju - Cauchiego)

$$q_b = h(T_\infty - T_w) \quad (5.4.12)$$

- brak przepływu ciepła - ścianka adiabatyczna (izolacja cieplna)

$$q_b = 0 \quad (5.4.13)$$

Jeżeli przepływ charakteryzuje się symetrią względem płaszczyzny równoległej do osi x , np. dla $y = 0$ (rys 5.9b), to wartość składowej prędkości normalnej do płaszczyzny symetrii jest równa zero

$$u_y \Big|_{y=0} = 0 \quad (5.4.14)$$

w powyższym przypadku również gradienty: składowej prędkości oraz temperatury są równe zeru

$$\frac{\partial u_x}{\partial y} \Big|_{y=0} = 0 \quad (5.4.15)$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} = 0 \quad (5.4.16)$$

Warunki początkowe

Dla nieustalonych zagadnień przeplywowo-cieplnych nalezy podac warunki początkowe pozwalające znaleźć rozwiązanie układu przedstawionych równań zachowania masy, pędu oraz energii. Zazwyczaj podaje się je w formie rozkładów prędkości przepływu \mathbf{u}_0 , temperatury T_0 lub też ciśnienia p_0

$$T(x, y, z, t = 0) = T_0, \quad \mathbf{u}(x, y, z, t = 0) = \mathbf{u}_0, \quad p(x, y, z, t = 0) = p_0 \quad (5.4.17)$$

Do rozwiązywania problemów nieustalonych istnieje szereg metod, opisywanych w specjalistycznej literaturze. Przykładem ich wykorzystania mogą być np. prace (Anderson, 1995; Chung, 2010) – metoda Mc Cormack’a, (Taler & Duda, 2003; Lewis i inni, 2004; Kwong Bang, 2005) – metody Crancka-Nicholsona oraz Jawna i Niejawna.

5.5. Metoda BMES w rozwiązywaniu zagadnień przeplywowo-cieplnych

Bilansowa Metoda Elementów Skończonych stosowana jest często z uwagi na swoje zalety do rozwiązywania układów równań różniczkowych cząstkowych transportu masy, pędu oraz energii. Przykłady jej wykorzystania można znaleźć w licznych pracach (Taler & Duda, 2003; Ocioń & Taler, 2013; Chung, 2010). Jest ona także podstawą kodu komercyjnego ANSYS CFX. Poniżej przedstawiono jej podstawowe zasady w odniesieniu do równania transportu energii dla ciała stałego, w tym dotyczące równania bilansu energii dla objętości kontrolnej oraz interpolacji pola temperatury wewnątrz elementu skończonego. Ma to na celu przybliżenie zakresu rozwiązywanych zadań i własnych osiągnięć związanych z dokonaną analizą przeplywowo-cieplną wymiennika ciepła, z ozebrowanymi rurami eliptycznymi (stanowiącą podstawę jego analizy wytrzymałościowej).

Równanie bilansu energii dla objętości kontrolnej

Równanie nieustalonego przewodzenia ciepła dla ciała stałego (podrozdział 5.1, równanie (5.1.4a)), w przypadku nieruchomego ciała stałego upraszcza się do postaci (Taler & Duda, 2003)

$$c(T)\rho(T)\frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{q} + q_v \quad (5.5.1)$$

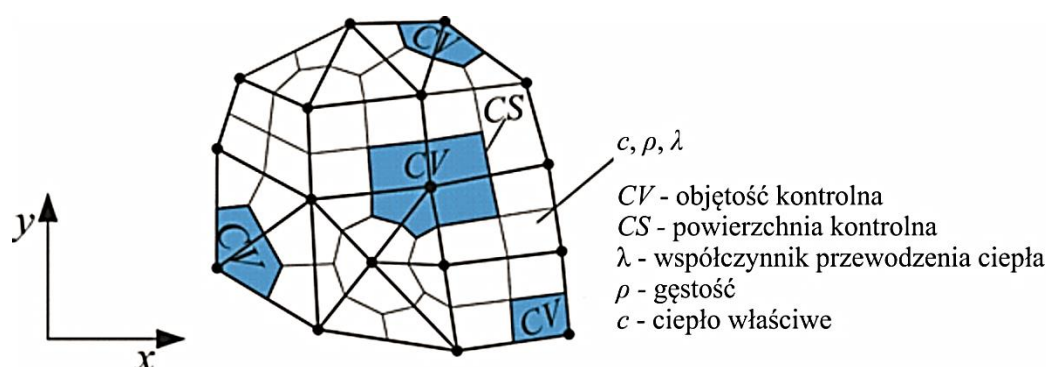
gdzie \mathbf{q} jest wektorem gęstości strumienia ciepła, który w przypadku materiału izotropowego zdefiniowany jest zależnością określaną, jako prawo Fouriera

$$\mathbf{q} = -\lambda(T)\nabla T \quad (5.5.2)$$

w formie całkowej, wykorzystywanej w kodach numerycznych, równanie (5.5.1) można przedstawić w postaci

$$\int_{CV} c(T)\rho(T)\frac{\partial T}{\partial t}dV = -\int_{CV} \nabla \cdot \mathbf{q}dV + \int_{CV} q_v dV \quad (5.5.3)$$

gdzie CV oznacza objętość kontrolną, pokazaną na rys. 5.10 (przedstawionym jako dwuwymiarowy).



Rys. 5.10. Podział obszaru, w którym zachodzi zjawisko przewodzenia ciepła, na elementy skończone oraz na objętości kontrolne

Dla uproszczenia procedury obliczeniowej rozważono dwuwymiarowe zagadnienie przewodzenia ciepła, dla którego gęstość strumienia ciepła można wyznaczyć z równania

$$\mathbf{q} = [q_x, q_y] = \left[-\lambda(T)\frac{\partial T}{\partial x}, -\lambda(T)\frac{\partial T}{\partial y} \right] \quad (5.5.4)$$

Uwzględniając równanie (5.5.4) w (5.5.1) otrzymuje się

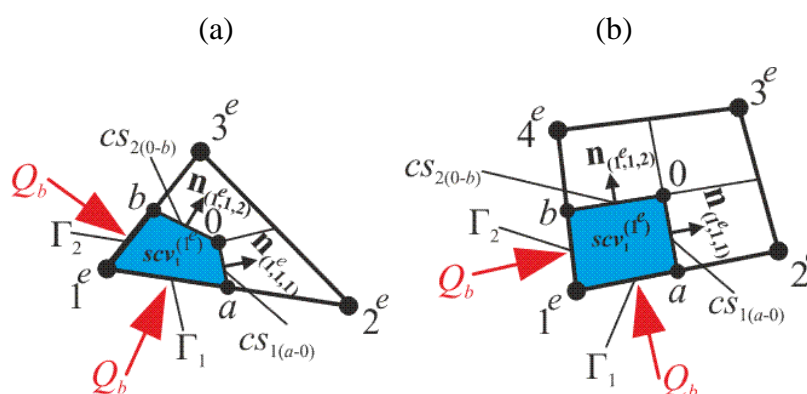
$$c(T)\rho(T)\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + q_v = \frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda(T)\frac{\partial T}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\lambda(T)\frac{\partial T}{\partial y} \right] + q_v \quad (5.5.5)$$

Przedstawiony na rysunku 5.10 dwuwymiarowy obszar, w którym zachodzi zjawisko przewodzenia ciepła, podzielono na elementy skończone czworokątne i trójkątne. Są one widoczne, jako odcinki narysowane liniami grubymi z punktami w miejscach połączeń. Punkty te to węzły siatki numerycznej, wokół których zostały utworzone objętości kontrolne CV . Rozpatrując zagadnienie przewodzenia ciepła dla pojedynczego elementu, tworzy się tzw. podobjętości kontrolne poprzez połączenie środków ciężkości elementów otaczających węzeł ze środkami ich krawędzi. Przedstawiono to na rys. 5.11, na którym widoczne są podobjętości kontrolne scv (z ang. *subcontrol volumes*), dla jednego z węzłów elementu trójkątnego oraz elementu czworokątnego. Wszystkie podobjętości kontrolne otaczające węzeł tworzą sumarycznie jedną objętość kontrolną CV . Przyjmuje się, że w obszarze objętości kontrolnej wielkości fizyczne takie jak ciepło właściwe c oraz gęstość ρ zależą od temperatury. Dlatego też,

aby dla równania (5.5.3) można było zastosować twierdzenie Gaussa-Greena-Ostrogradzkiego, umożliwiające zamianę całki objętościowej na powierzchniową, obie te wielkości oblicza się dla średniej temperatury \bar{T} w obszarze objętości kontrolnej. Równanie (5.5.3) po scałkowaniu (po objętości kontrolnej CV) oraz zastosowaniu do niego podanego twierdzenia przyjmuje postać

$$V_{CV}c(\bar{T})\rho(\bar{T})\frac{d\bar{T}}{dt} = -\int_{CS} \mathbf{q} \cdot \mathbf{n}dS + \int_{CV} q_v dV \quad (5.5.6)$$

gdzie przez V_{CV} oznaczono objętość obszaru CV , a CS jest powierzchnią kontrolną, przez którą do objętości kontrolnej CV dopływa strumień ciepła Q .



Rys 5.11. Podobjętość kontrolna (Ocioń & Taler, 2013)

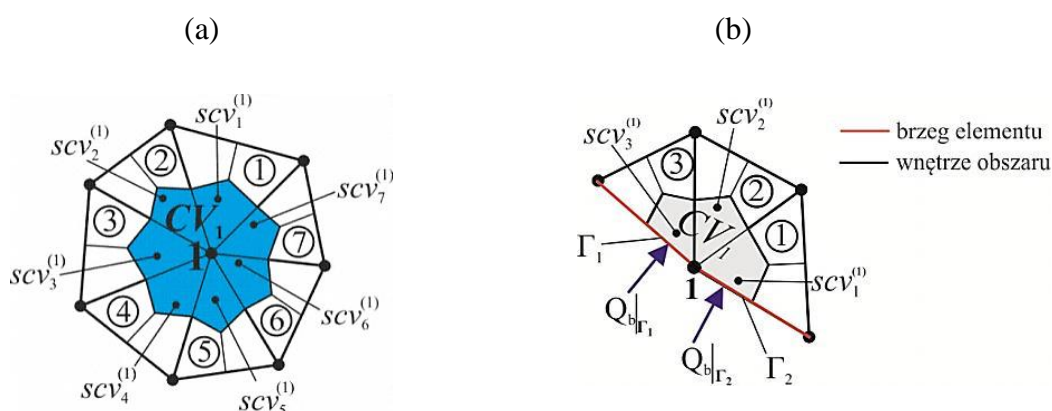
Węzły w elementach skończonych numerowane są w kierunku przeciwnym do ruchu wskazówek zegara, rys. 5.11. Wokół węzłów tworzone są, jak już wspomniano, podobjętości kontrolne, przy czym ta otaczająca węzeł nr 1 została oznaczona jako scv_1 . Przyjęty na rys. 5.11 zapis oznacza przykładowo, że węzeł oznaczony jako 1^e jest pierwszym węzłem elementu. Jest to tzw. numeracja lokalna węzłów wewnątrz elementu. W przypadku kilku połączonych elementów pierwszy węzeł elementu pierwszego oznacza się przez 1^{e1} , drugiego 1^{e2} , trzeciego 1^{e3} itd. Dla elementu czworokątnego łącząc środek krawędzi ($1^e - 2^e$) oznaczony przez a ze środkiem ciężkości elementu oznaczonym przez 0 , oraz łącząc środek krawędzi ($1^e - 4^e$) oznaczony przez b z punktem 0 otrzymuje się dwie powierzchnie kontrolne cs_1 oraz cs_2 , przez które dopływa ciepło do objętości kontrolnej scv_1 z sąsiednich objętości kontrolnych. Analogicznie postępując w przypadku elementu trójkątnego, tj. łącząc środek krawędzi ($1^e - 2^e$) oznaczony przez a ze środkiem ciężkości elementu oznaczonym przez 0 , oraz łącząc środek krawędzi ($1^e - 3^e$) oznaczony przez b z punktem 0 , uzyskuje się odpowiednie powierzchnie kontrolne cs_1 i cs_2 . Wektory normalne do powierzchni kontrolnych cs_1 oraz cs_2 oznaczono jako $\mathbf{n}_{(1^e,1,1)}$ oraz $\mathbf{n}_{(1^e,1,2)}$. Zapis $\mathbf{n}_{(1^e,1,2)}$ interpretowany jest następująco: indeks 1^e oznacza lokalny numer węzła elementu wokół którego tworzona jest podobjętość kontrolna, indeks 1 oznacza numer podobjętości kontrolnej otaczającej węzeł 1^e , natomiast 2 oznacza numer powierzchni kontrolnej analizowanej podobjętości kontrolnej (do tej płaszczyzny wektor \mathbf{n} jest prostopadły).

Jeżeli węzeł, wokół którego skonstruowane są objętości kontrolne, znajduje się na brzegu analizowanego obszaru to w równaniu transportu energii (5.5.6) dla objętości kontrolnej należy również uwzględnić ciepło wpływające do tej objętości przez jej brzeg. Na rys. 5.11 brzeg podobjętości kontrolnej oznaczono przez Γ (są tam dwa brzozy, które tworzą krawędzie

oznaczone jako Γ_1 oraz Γ_2). Zatem w takim przypadku, oznaczając strumień ciepła dopływającego do podobjętości kontrolnej przez brzeg elementu jako Q_b , równanie (5.5.6), dla podobjętości kontrolnej scv_1 można zapisać następująco (w tym przypadku $\bar{T} = T_1$)

$$-\left[\int_a^0 \mathbf{q} \cdot \mathbf{n}_{(1^e,1,1)} ds|_{cs_1} + \int_0^b \mathbf{q} \cdot \mathbf{n}_{(1^e,1,2)} ds|_{cs_2} \right]_{scv_1^{(1)}} + \int_{scv_1^{(1)}} q_v dV \Big|_{scv_1^{(1)}} + Q_b = V_{scv_1^{(1)}} c(T_1) \rho(T_1) \frac{dT_1}{dt} \quad (5.5.7)$$

Równanie (5.5.7) pozwala na utworzenie równania zachowania energii dla pojedynczej podobjętości kontrolnej. Zazwyczaj jednak, z uwagi na złożoność geometrii oraz schematy dyskretyzacji, wokół węzła utworzonych jest kilka objętości kontrolnych, co przedstawione zostało na rys. 5.12 (dla objętości nienależących i należących do brzegu obszaru).



Rys. 5.12. Objętość kontrolna CV_1 : a) nienależąca do brzegu obszaru, b) należąca do brzegu obszaru (Ocioń & Taler, 2013)

Dla przedstawionej na rys. 5.12a objętości kontrolnej CV_1 równanie bilansu energii należy zapisać uwzględniając strumienie ciepła przepływające przez wszystkie powierzchnie kontrolne, podobjętości kontrolnych otaczających węzeł globalny 1. W widocznym przykładzie węzeł ten otacza siedem podobjętości kontrolnych. Każda z nich należy do obszaru jednego z elementów o numerach od 1 do 7. W przypadku oznaczenia $scv_1^{(1)}$ indeks dolny odnosi się do numeru elementu natomiast górny do numeru węzła, dla którego tworzona jest objętość kontrolna. Ponieważ węzeł 1 jest węzłem nieznajdującym się na brzegu analizowanego obszaru to nie uwzględnia się ciepła dopływającego przez brzeg, co oznacza, że $Q_b=0$. Zatem dla objętości kontrolnej CV_1 równanie zachowania energii (5.5.7) przyjmuje postać (5.5.8a)

$$-\sum_{k=1}^7 \left(\int_a^0 \mathbf{q} \cdot \mathbf{n}_{(1,k,1)} ds|_{cs_1} + \int_0^b \mathbf{q} \cdot \mathbf{n}_{(1,k,2)} ds|_{cs_2} \right) \Big|_{scv_k^{(1)}} + \sum_{k=1}^7 \int_{scv_k^{(1)}} q_v dV \Big|_{scv_k^{(1)}} = \left(\sum_{k=1}^7 V_{scv_k^{(1)}} \right) c(T_1) \rho(T_1) \frac{dT_1}{dt} \quad (5.5.8a)$$

Dla objętości kontrolnej CV_1 , należącej do brzegu obszaru, w którym zachodzi zjawisko przewodzenia ciepła, rys. 5.12b. Równanie zachowania energii (5.5.7) przyjmuje postać

$$\begin{aligned}
& - \sum_{k=1}^3 \left(\int_a^0 \mathbf{q} \cdot \mathbf{n}_{(1,k,1)} ds \Big|_{cs_1} + \int_0^b \mathbf{q} \cdot \mathbf{n}_{(1,k,2)} ds \Big|_{cs_2} \right) \Big|_{scv_k^{(1)}} + \\
& + \sum_{k=1}^3 \int_{scv_k^{(1)}} q_v dV \Big|_{scv_k^{(1)}} + Q_b \Big|_{\Gamma_1} + Q_b \Big|_{\Gamma_2} = \left(\sum_{k=1}^3 V_{scv_k^{(1)}} \right) c(T_1) \rho(T_1) \frac{dT_1}{dt}
\end{aligned} \tag{5.5.8b}$$

Równania (5.5.8a) i (5.5.8b) zapisywane są dla wszystkich objętości kontrolnych CV_i gdzie $i=1, \dots, N$. W tym przypadku N oznacza liczbę węzłów siatki numerycznej. Wielkość powstałego w ten sposób układu równań różniczkowych zwyczajnych determinuje liczba węzłów siatki numerycznej.

Interpolacja pola temperatury wewnątrz elementu skończonego

Składowe wektora gęstości strumienia ciepła \mathbf{q} zdefiniowanego za pomocą równania (5.5.4), są niezbędne do utworzenia równania bilansu energii dla objętości kontrolnej. Do ich określenia konieczne jest wyznaczenie pochodnych temperatury po współrzędnych kartezjańskich x oraz y . Należy zatem znać zależność funkcyjną $T = T(x, y)$ opisującą zmianę temperatury wewnątrz obszaru, w którym zachodzi wymiana ciepła.

Temperatura $T(x, y)$ jest interpolowana, w obrębie dwuwymiarowego elementu skończonego, przy wykorzystaniu wartości temperatur węzłowych T_i^e oraz tzw. funkcji kształtu elementu $\phi_i^e(x, y)$, (gdzie $i=1, \dots, N$). Dla elementów jak na rys. 5.11 odpowiednie zależności mają postać:

- w elemencie trójkątnym (rys. 5.11a)

$$T^e(x, y) = \phi_1^e(x, y) \cdot T_1^e + \phi_2^e(x, y) \cdot T_2^e + \phi_3^e(x, y) \cdot T_3^e \tag{5.5.9a}$$

- w elemencie czworokątnym (rys. 5.11b)

$$T^e(x, y) = \phi_1^e(x, y) \cdot T_1^e + \phi_2^e(x, y) \cdot T_2^e + \phi_3^e(x, y) \cdot T_3^e + \phi_4^e(x, y) \cdot T_4^e \tag{5.5.9b}$$

Występujące w zależności (5.5.9a) funkcje kształtu (dla elementu trójkątnego) opisują związki (Zienkiewicz & Taylor, 2005; Taler & Duda, 2003; Lewis i inni, 2004)

$$\begin{aligned}
\phi_1^e(x, y) &= \frac{1}{2A^e} (a_1^e + b_1^e x + c_1^e y) \\
\phi_2^e(x, y) &= \frac{1}{2A^e} (a_2^e + b_2^e x + c_2^e y) \\
\phi_3^e(x, y) &= \frac{1}{2A^e} (a_3^e + b_3^e x + c_3^e y)
\end{aligned} \tag{5.5.10a}$$

przy czym współczynniki wyznaczane są ze wzorów

$$\begin{aligned}
a_1^e &= x_2 y_3 - x_3 y_2, & b_1^e &= y_2 - y_3, & c_1^e &= x_3 - x_2 \\
a_2^e &= x_3 y_1 - x_1 y_3, & b_2^e &= y_3 - y_1, & c_2^e &= x_1 - x_3 \\
a_3^e &= x_1 y_2 - x_2 y_1, & b_3^e &= y_1 - y_2, & c_3^e &= x_2 - x_1
\end{aligned} \tag{5.5.10b}$$

gdzie x_1-x_3 oraz $y_1 - y_3$ oznaczają współrzędne węzłów elementu 1^e-3^e , a symbol A^e pole elementu skończonego, które wynosi

6. Weryfikacja stosowalności dwurównaniowych modeli turbulencji w modelowaniu przepływu cieczy i ciepła w rurze eliptycznej

Wysokosprawne wymienniki ciepła projektowane są dla turbulentnych warunków przepływu, jednakże charakter ich uszkodzeń, opisanych w podrozdziale 2.3 niniejszej pracy, wskazuje, że masowe natężenia przepływu cieczy w poszczególnych rurach biegów takich urządzeń, a co za tym idzie również i prędkości przepływu, mogą różnić się. Z tego wynika, że liczby Reynoldsa (Re) mogą przyjmować wartości z zakresu przejściowego a nawet laminarnego.

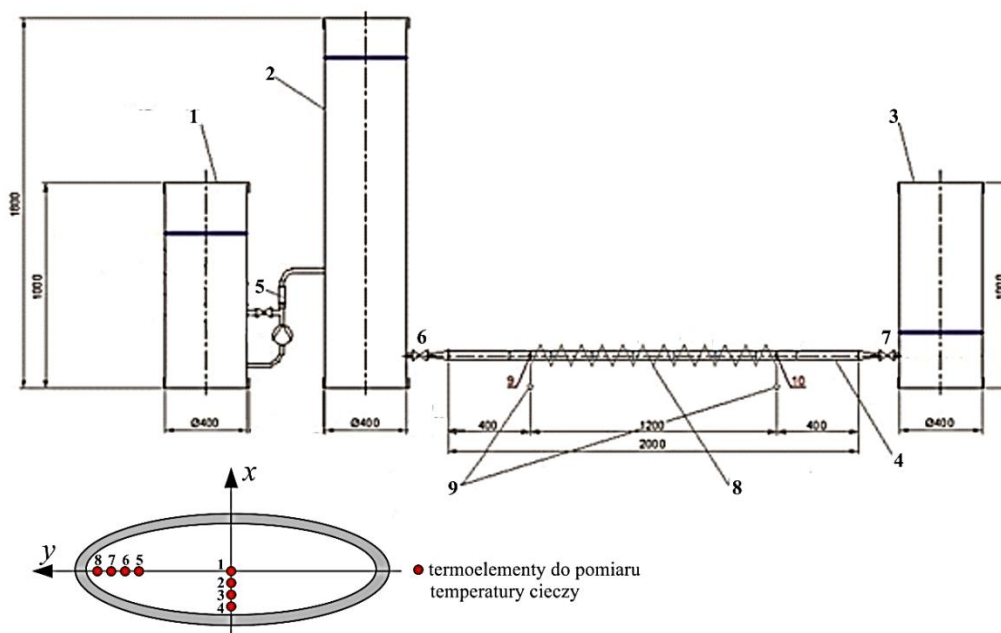
Ponieważ tego typu przepływy cieczy w poszczególnych rurach wymiennika ciepła mogą znacząco różnić się, zatem istotne stało się sprawdzenie, które modele turbulencji można stosować, szczególnie przy niskich liczbach Re . Założono, że takie są charakterystyczne dla uszkodzonych rur wymiennika ciepła, których temperatury najprawdopodobniej osiągały bardzo wysokie wartości, a ciecz w nich nagrzewała się najbardziej.

Stosowane zwykle w praktyce inżynierskiej dwurównaniowe modele turbulencji $k-\varepsilon$, $k-\omega$, opisane w podrozdziale 5.2, nadają się najlepiej do modelowania rozwiniętego przepływu burzliwego, natomiast wątpliwa jest ich stosowalność w przypadku przepływu przejściowego i/lub laminarnego. Dla nich jedną z alternatyw jest zmodyfikowany przez Mentera i innych (Menter i inni, 2004; Langtry & Menter, 2005) model SST opisany w wymienionym wyżej podrozdziale, oznaczony w niniejszej pracy, jako SST-TR. Umożliwia on analizy CFD (nie tylko dla rozwiniętego przepływu turbulentnego) gdy liczby Re przyjmują niskie wartości. Właśnie ten model przepływu został zastosowany w pracy do analiz przepływowo-cieplno-wytrzymałościowych wymiennika ciepła, ale zdecydowano się na weryfikację jego stosowalności w przypadku, gdy modelowany przepływ wody (z wymianą ciepła) dotyczy rury eliptycznej.

Dostępne w literaturze weryfikacje doświadczalne modeli turbulencji obejmują zazwyczaj zagadnienia przepływowe albo przepływowo-cieplne dla prostych geometrii, np. przepływ cieczy po płaskiej ściance (Menter i inni, 2003). Odczuwa się brak weryfikacji dla bardziej złożonych geometrii problemów, a taką niewątpliwie jest rura eliptyczna. Mając na uwadze powyższe, jak również fakt, że w modelowanym wymienniku ciepła mogą występować różne zakresy przepływów w Instytucie Maszyn i Urządzeń Energetycznych wybudowane zostało odpowiednie stanowisko pomiarowe. Przekrój przepływu w rurze, będącej częścią stanowiska badawczego, jest taki sam jak dla przepływu cieczy w rurach poddanej analizie wymiennika ciepła, podobnie zresztą jak grubość ścianki oraz materiał, z którego wykonano rurę. Badania obejmują przepływy z zakresu przejściowego tj. dla liczb Re od 2200 do 3700. Jest to zakres, w którym burzliwość przepływu jest niewielka, ale nie można jej nie uwzględnić w obliczeniach numerycznych.

Schemat stanowiska pomiarowego przedstawiono na rys. 6.1. W zbiorniku uzupełniającym 1, znajduje się woda, która pompą tłoczona jest do zbiornika głównego (zasilającego) 2, w którym utrzymywano stały poziom. Stąd przepływa ona przez rurę eliptyczną 4 do zbiornika odpływowego 3, wyposażonego w przelew pozwalający utrzymywać stały poziom wody. W instalacji zastosowano bajpas, którego celem jest zmniejszenie wydatku cieczy przepływającej przez badaną rurę. Rzeczywiste objętościowe natężenie przepływu wody mierzono za pomocą rotametu 5. Przepływ realizowany jest dzięki stałej różnicy poziomów w zbiornikach 2 i 3. Natężenie przepływu wody w rurze regulowano za pomocą umieszczonego

w części wlotowej zaworu regulacyjnego 6 (w części wylotowej znajduje się zawór 7 umożliwiający odcięcie).



Rys. 6.1. Stanowisko do weryfikacji modeli turbulencji (dla przepływu w rurze eliptycznej) oraz rozmieszczenie czujników do pomiaru temperatury w przekroju przepływu wody (wlot do i wylot z sekcji grzewczej).

Nagrzewanie przepływającej wody w rurze realizowane jest przy użyciu drutu grzewczego 8 podłączonego do urządzenia zasilającego 9. Wykorzystano w tym celu spawarkę typu Bester STB 250, która umożliwia regulację natężenia prądu. Długość sekcji grzewczej wynosi 1200 mm. Temperaturę cieczy mierzono za pomocą termoelementów płaszczowych NiCr-Ni (typ K, o zewnętrznej średnicy płaszczka $\phi=0.5$ mm). Umieszczono je w dwóch płaszczyznach: trzy milimetry przed przekrojem wlotowym do sekcji grzewczej oraz 3 mm za przekrojem wylotowym z sekcji grzewczej. Schemat rozmieszczenia gorących spoin termopar widoczny jest na rys. 6.1. Jak widać rozmieszczono je wzdłuż mniejszej i większej osi elipsy. Pozwalają one kontrolować rozkład temperatury wody w przekroju poprzecznym do jej przepływu.

Uzyskane z pomiarów dane pozwalają na weryfikację obliczeń numerycznych zamodelowanego układu, przeprowadzonych przy użyciu kodu ANSYS CFX.

Widok stanowiska i wybranych podzespołów pokazano na rys. 6.2.



Rys. 6.2. Widok stanowiska badawczego i jego wybranych podzespołów.

W celu zminimalizowania strat ciepłych drut grzewczy (jego fragment nawinięty na rurę eliptyczną widać na rys. 6.2) pokryto izolacją z tkaniny krzemowej. Można dodać, że odstęp

między zwojami drutu zachowano umieszczając między nie pleciony sznur z tkaniny krzemowej (celem było niedopuszczenie do zwarć).

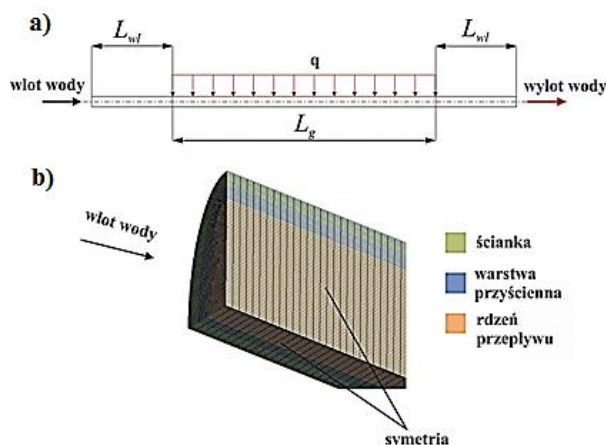
Badania przeprowadzono dla przepływów z zakresu przejściowego, dla którego liczby Re są bliskie granicznej wartości dla przepływu laminarnego, tj. $Re = 2100$. Należy jednak podkreślić, że jest to granica umowna, prawidłowa jedynie dla przepływu w gładkich rurach okrągłych. Niekoniecznie jest ona właściwa w przypadku rur eliptycznych, nawet jeżeli do obliczeń Re zostanie przyjęta średnica hydrauliczna. Przepływy, dla których liczba Re jest bliska 2100 mogą wystąpić w tych rurach wymiennika ciepła, gdzie prędkość cieczy jest bardzo niska (taka może mieć miejsce także w przypadku przepływów nawrotnych, tj. przeciwnych do zamierzonych).

Przeprowadzone badania pozwoliły zweryfikować, który z modeli turbulencji: $k - \varepsilon$, $k - \omega$, SST, czy też model SST-TR nadaje się do modelowania przepływów w zakresie przejściowym. Poprawność oceniano przez porównanie rozkładów temperatury uzyskanych na podstawie badań eksperymentalnych i wyznaczonych za pomocą modelu numerycznego rury eliptycznej obciążonej strumieniem cieplnym o stałej gęstości (o wartościach takich samych jak podczas badań). Można tutaj dodać, że właściwy wybór modelu turbulencji to możliwość prawidłowego wyznaczenia temperatury cieczy w przyściennych obszarach rur wymiennika (szczególnie tych, w których odbiór ciepła jest niewłaściwy), co pozwala określić poprawnie wartości temperatur ich ścianek, zadawanych jako obciążenia termiczne w analizach wytrzymałościowych. Dlatego walidacja modeli turbulencji jest bardzo ważna (zastosowanie modelu działającego nieprawidłowo może dawać odbiegające znacznie od rzeczywistości rezultaty końcowe, jakimi mogą być np. naprężenia w elementach konstrukcji).

Rozkłady temperatury cieczy w przekroju poprzecznym przepływu wyznaczano dla gęstości mocy cieplnej q w zakresie od 8000 W/m^2 do 13000 W/m^2 . Przepływ wody zmieniano w zakresie od $0.027 - 0.045 \text{ kg/s}$.

Badania eksperymentalne oraz obliczenia numeryczne wykonano dla warunków ustalonych. Z uwagi na symetrię układu zamodelowano jedynie ćwiartkę rury eliptycznej.

Model dyskretny przedstawiony na rys. 6.3 składa się z rury eliptycznej oraz płynącej w niej cieczy. Na ściankach pozostałych po odcięciu pozostałych części, zastosowano warunki symetrii dla przepływu cieczy oraz ciepła zgodnie z równaniami (5.4.14)- (5.4.16). Aby zwiększyć dokładność modelowania procesów przeplywowo-cieplnych zachodzących w rurze eliptycznej założono zależność własności fizycznych wody od temperatury. Uwzględnienie tego faktu umożliwiającą wbudowane w program ANSYS CFX tablice parowo-wodne IAPWS97.



Rys. 6.3. Obciążenie cieplne modelowanej rury eliptycznej (a) oraz fragment modelu dyskretnego (b)

Model dyskretny przepływu został wykonany zgodnie z rekomendacją kodu ANSYS CFX (CFX-5, 2012), patrz podrozdział 5.3 tak, aby wartości y^+ w obszarze warstwy przyściennej nie przekraczały 5. W przypadku, gdy $y^+ > 5$ model SST-TR uwzględniający zjawisko przejścia przepływu turbulentnego w przejściowy nie działa poprawnie, tzn. uzyskiwane temperatury płynu w warstwie przyściennej są zbyt wysokie.

W celu wyeliminowania wpływu odcinka wlotowego na rozkład temperatury w przekroju poprzecznym przepływu wody w rurze eliptycznej, w stanowisku pomiarowym sekcję grzewczą umieszczono w odległości $L_{wl} = 400$ mm od wlotu. Odległość ta jest znacznie większa niż zalecane dwadzieścia średnic hydraulicznych (White, 2010) (wynosi ona dla badanej rury eliptycznej $d_h = 16.2$ mm, a zatem $L_{wl}/d_h = 24.7 > 20$). Stąd założono, że przepływ cieczy w sekcji grzewczej jest stabilny i rozwinięty.

Jak przedstawiono na rys. 6.3a ciecz jest nagrzewana na długości $L_g = 1200$ mm za pomocą drutu grzewczego zapewniającego stałą moc cieplną. Aby wyznaczyć wartość gęstości strumienia ciepła q , którą zadawano w obliczeniach numerycznych, przeprowadzono analizę strat cieplnych. W celu ich maksymalnego zminimalizowania drut grzewczy pokryto warstwami izolacji z tkaniny krzemowej i wełny mineralnej (o łącznej grubości ok. 15 cm), a całość osłonięto folią aluminiową. Tracony strumień ciepła, dla ustalonych warunków badań wyznaczano z zależności

$$Q_{str} = P \cdot L_g \cdot h_p (T_{iz} - T_o) \quad (6.1)$$

gdzie

P – obwód wyznaczony dla zewnętrznej warstwy izolacji cieplnej,

L_g – długość sekcji grzewczej (równa długość odcinka pomiarowego badanej rury eliptycznej), $L_g = 1200$ mm,

h_p – współczynnik wnikania ciepła od ścianki izolacji do powietrza (przyjęto jego wartość $h_p = 10$ W/(m²K)),

T_{iz} – średnia (arytmetyczna) temperatura zewnętrznej powierzchni izolacji (wyznaczona na podstawie pomiarów w czterech strefach sekcji grzewczej, oddalonych o: 100 mm, 400 mm, 800 mm i 1100 mm od przekroju wlotowego, przy czym w każdej strefie wykonywano pomiary w trzech punktach równomiernie rozmieszczonych na obwodzie,

T_o – temperatura otoczenia,

Moc cieplną uzyskiwaną za pomocą układu grzewczego obliczano ze wzoru (6.2)

$$Q = U \cdot I \quad (6.2)$$

gdzie U oraz I oznaczają, odpowiednio: napięcie oraz natężenie prądu płynącego przez drut oporowy.

Znajomość obu wielkości tj. Q_{str} i Q pozwoliła oszacować straty cieplne, do jakich dochodziło podczas przeprowadzanych pomiarów. Ich wartość (w procentach) wyznaczano z zależności

$$\xi_p = \frac{Q_{str}}{Q} \cdot 100\% \quad (6.3)$$

W czasie badań straty były bardzo niskie i zawierały się w granicach od 0.35 % do 0.7 %. W dalszych obliczeniach przyjęto wartość $\xi_p = 1\%$, co odpowiada obliczeniowej mocy cieplnej równej

$$Q_{obl} = (1 - \xi_p) Q \approx 0.99Q \quad (6.4)$$

Ostatecznie gęstość strumienia ciepła, zadawana w programie ANSYS CFX jako warunek brzegowy drugiego rodzaju na zewnętrznej ścianie rury została wyznaczona z równania

$$q_{obl} = \frac{Q_{obl}}{A_{zw}} = \frac{Q_{obl}}{P_{zr} \cdot L_g} \quad (6.5)$$

gdzie P_{zr} jest obwodem elipsy o półosiach $a + \delta_r$ oraz $b + \delta_r$ (a i b oznaczają półosie elipsy tworzącej przekrój przepływu, a δ_r grubość ścianki rury).

Wyniki numerycznych obliczeń rozkładów temperatury cieczy w przekroju wylotowym z sekcji grzewczej, oddalonym od przekroju wlotowego o $L_{wg} = L_{wl} + L_g = 1600$ mm (rys. 6.3) porównano z rezultatami pomiarów. Zrobiono to dla wszystkich zadanych wartości masowego natężenia przepływu wody \dot{m} oraz gęstości strumienia ciepła q_{obl} . W tabeli 6.1 zestawiono dane dla tych wielkości, podając także odpowiadającą im liczbę Re. Natomiast w tabeli 6.2 podano położenie termoelementów, w płaszczyźnie przekroju poprzecznego przepływającej wody (współrzędne x i y – rys. 6.1).

Tabela 6.1. Wartości masowego natężenia przepływu wody \dot{m} , obliczeniowej gęstości strumienia ciepła q_{obl} oraz liczby Re, dla których przeprowadzono badania eksperymentalne i obliczenia numeryczne (w związku z weryfikacją przydatności modeli turbulencji w zastosowaniu dla rur eliptycznych).

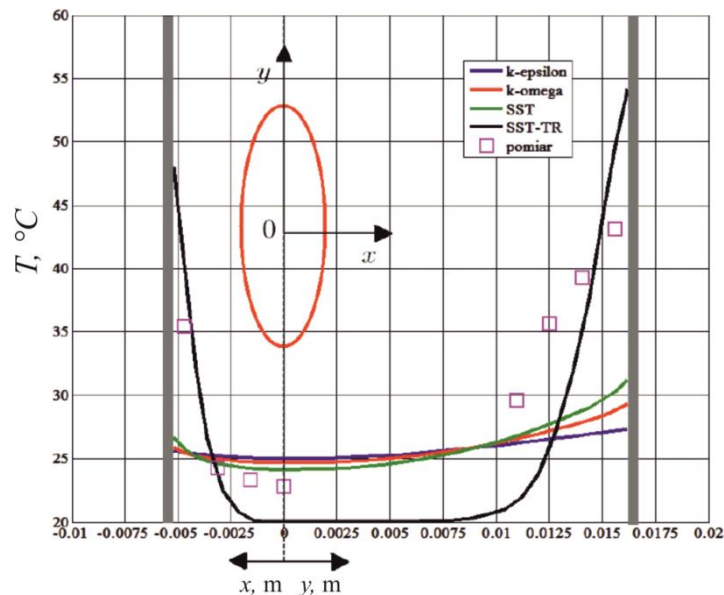
Masowe natężenie przepływu wody \dot{m} , kg/s	Obliczeniowa gęstość strumienia ciepła q_{obl} , W/m ²	Liczba Reynoldsa - Re
0.042	9000	3668
0.037		3100
0.032		2710
0.027		2230
0.045	11500	3718
0.037		3165
0.032		2795
0.027		2330

Tabela 6.2 Położenie termoelementów w przekrojach wlotowym i wylotowym sekcji grzewczej badanej rury eliptycznej (rys. 6.1)

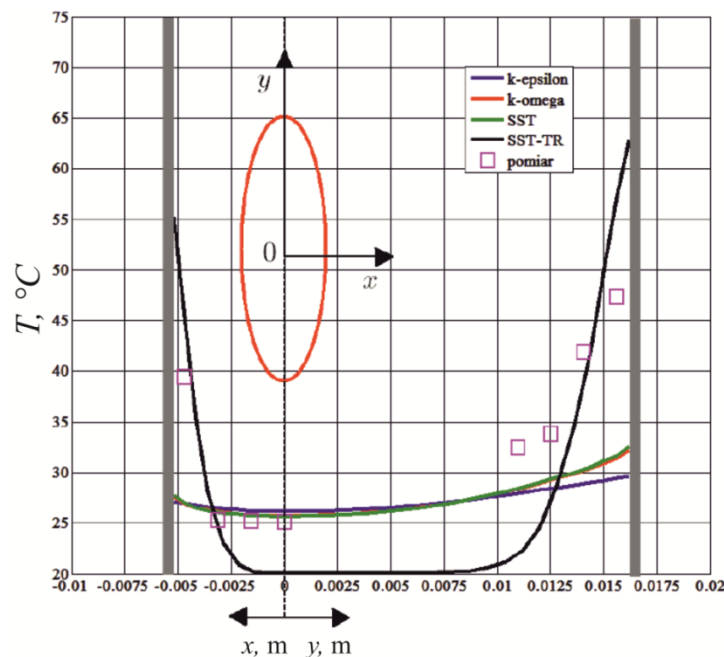
Numer termoelementu	x	y	Numer termoelementu	x	y
1	0	0	5	0	11±0.25
2	-1.55±0.25	0	6	0	12.55±0.25
3	-3.10±0.25	0	7	0	14.1±0.25
4	-4.70±0.25	0	8	0	15.65±0.25

Na podstawie tabeli 6.2 można zauważyć, że dokładność położenia termopar wynosi połowę zewnętrznej średnicy ich płaszczka, tj. 0.25 mm.

Dane z pomiarów, uzyskane w pkt. 1-8 (rys. 6.1) porównano z wynikami obliczeń numerycznych, w których zastosowano modele turbulencji: $k - \varepsilon$ (k-epsilon), $k - \omega$ (k-omega), SST oraz SST-TR. Przykłady zaprezentowano na rys. 6.4 (dla $\dot{m} = 0.037 \text{ kg/s}$, $q_{obl} = 9000 \text{ W/m}^2$) i na rys. 6.5 (dla $\dot{m} = 0.042 \text{ kg/s}$, $q_{obl} = 11500 \text{ W/m}^2$).



Rys. 6.4. Porównanie rozkładów temperatury w przekroju wylotowym z sekcji grzewczej uzyskanych przy wykorzystaniu różnych dwurównaniowych modeli turbulencji oraz zmierzonych w punktach 1-8 (rys. 6.1), dla $\dot{m} = 0.037 \text{ kg/s}$ i $q_{obl} = 9000 \text{ W/m}^2$



Rys. 6.5. Porównanie rozkładów temperatury w przekroju wylotowym z sekcji grzewczej uzyskanych przy wykorzystaniu różnych dwurównaniowych modeli turbulencji oraz zmierzonych w punktach 1-8 (rys. 6.1), dla $\dot{m} = 0.042 \text{ kg/s}$ i $q_{obl} = 11500 \text{ W/m}^2$

Przedstawione na rys. 6.4 i 6.5 wyniki badań eksperymentalnych i obliczeń numerycznych, w formie zmian temperatury wody przepływającej w rurze (na wylocie z jej sekcji grzewczej), wzdłuż obu osi eliptycznego profilu przekroju poprzecznego – rys. 6.1, pozwalają zauważyć, że występuje satysfakcjonująca zgodność, lub wyraźne różnice. Dotyczy to albo rdzenia przepływu, albo stref w pobliży ścianki rury, zależnie od zastosowanego modelu turbulen-

cji. Przyjmując za miarę prawidłowości odwzorowania rzeczywistych zmian temperatury (uzyskanych z pomiarów) można stwierdzić, że:

- modele dwurównaniowe: $k-\varepsilon$, $k-\omega$ i SST poprawnie „oddają” pole temperatury w obrębie rdzenia przepływu, ale dają bardzo dużą niezgodność w pobliżu ścianki rury,
- model SST-TR o wiele mniej dokładnie (w porównaniu z wymienionymi powyżej) „odzwierciedla” temperatury w rdzeniu, ale wykazuje zdecydowanie większą zgodność w obszarze przyściennym.

Porównanie ilościowe pozwala też dodać, że modele $k-\varepsilon$, $k-\omega$ i SST mają tendencję do „wyrównywania” temperatury w całym przekroju przepływającej cieczy. Największe odnotowane różnice między temperaturami przy ścianie i w rdzeniu wynoszą ok. 8-10 °C dla q_{obl} równego odpowiednio: 9000 - 11500 W/m². Natomiast w przypadku modelu SST-TR różnice te, dla tego samego zakresu q_{obl} , osiągają nawet do ok. 39 – 50 °C, co dokładniej „oddaje” rzeczywistość. Niestety, dla tego modelu występują zaniżone temperatury w rdzeniu przepływu, a najwyższe odnotowane różnice wynoszą do ok. 5 °C dla $q_{obl} = 9000$ W/m² i do ok. 7 °C dla $q_{obl} = 11500$ W/m².

Z punktu widzenia celu pracy, którym są analizy przepływowo-ciepłna i wytrzymałościowa (warunków pracy wymiennika ciepła) istotniejsze są różnice w przyściennej strefie rury eliptycznej. W tym przypadku modele $k-\varepsilon$, $k-\omega$ i SST wykazują znaczne zaniżenie temperatury przy ścianie rury, a różnice między wartościami zmierzonymi a obliczonymi numerycznie dochodzą nawet do 20 °C dla $q_{obl} = 9000$ W/m² i do ok. 25 °C dla $q_{obl} = 11500$ W/m². W tej strefie różnice dla modelu SST-TR wynoszą do ok. 8 °C i do ok. 10 °C dla wartości q_{obl} odpowiednio jak wcześniej. Tutaj należy jednak zauważyć, że obliczane temperatury są zawyżone, tj. są one wyższe od zmierzonych.

Podsumowując należy stwierdzić, że modele turbulencji $k-\varepsilon$, $k-\omega$ i SST nie pozwalają właściwie obliczyć temperatury cieczy przepływającej w obszarze przyściennym. Naturalnie, należało tego oczekiwać, gdyż utworzono je w celu modelowania przepływu tylko turbulentnego (burzliwego). Przeprowadzono jednak obliczenia z użyciem tych modeli, aby oszacować rząd „odstępstwa”, jaki mogą one powodować. Jest to o tyle ważne, że na etapie projektowania np. wymiennika ciepła, lub przy wyjaśnianiu przyczyn jego awarii zwykle nie zakłada się innego charakteru ruchu czynnika (czytaj inny model turbulencji). Stąd przy obniżeniu prędkości przepływu cieczy wyniki obliczeń, np. wytrzymałościowych, ze względu na stosunkowo niskie temperatury cieczy w strefie ściany, najprawdopodobniej nie będą budziły zaniepokojenia, ale uszkodzenia rur mogłyby pojawiać się (gdyż rzeczywiste temperatury byłyby wyższe). Lepszym rozwiązaniem jest zastosowanie modelu SST-TR pozwalającego analizować cały zakres przepływu. Wykazuje on zdecydowanie większą zgodność z pomiarami, w kluczowym dla rozpatrywanych w pracy zagadnień obszarze przyściennym. W efekcie uzyskiwane wartości temperatury ścianek elementów, a pośrednio dzięki ich znajomości naprężeń w nich występujących, będą poprawniejsze.

Jest to szczególnie ważne przy przeprowadzaniu analiz sprzężonych, obejmujących nie wydzielone zespoły urządzenia, ale całą konstrukcję, w której obok zakładanych przepływów turbulentnych mogą pojawić się w pewnych strefach także inne (przepływy) np. z zakresu przejściowego. W przypadku modelu SST-TR istotny jest także fakt, że wyznaczone przy jego użyciu temperatury cieczy w obszarze przyściennym są nieco wyższe w porównaniu ze zmierzonymi. W efekcie wyznaczone naprężenia termiczne będą także wyższe, a zatem wykonywane obliczenia stwarzają pewien korzystny zapas bezpieczeństwa.

7. Analizy przeplywowo-cieplne warunków pracy wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi

Analizy przeplywowo-cieplne warunków pracy urządzeń energetycznych, w tym także przedmiotowego wymiennika ciepła, stanowią pierwszy etap sprzęzonych analizy, w których wymienione łączy się z wytrzymałościowymi. Schemat tego procesu przedstawiono na rys. 3.1 (rozdział 3 niniejszej rozprawy). Samo zagadnienie obliczeń przeplywowo-cieplnych wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi charakteryzuje duży stopień złożoności. Spowodowane to jest skomplikowaną strukturą przepływów w jego przestrzeniach rurowej i międzyrurowej. Na proces wymiany ciepła w tego typu urządzeniu ma wpływ wiele czynników, do których należą m.in.:

- profil rur wymiennika,
- rozptyw cieczy do poszczególnych rur wymiennika,
- parametry geometryczne powierzchni rozwiniętej (kształt i podziałka żeber),
- profil prędkości spalin, omywających ożebrowaną rurę eliptyczną,
- odkładanie się zanieczyszczeń na powierzchniach kontaktu żebro - rura eliptyczna,
- odkładanie się kamienia kotłowego wewnątrz rur wymiennika ciepła.

Powszechnie znane są algorytmy analityczne, pozwalające wyznaczyć powierzchnię wymiany ciepła wymiennika ciepła o krzyżowo-prądowym przepływie czynników roboczych (Incoperai inni, 2006; Bergman i inni, 2011; Mills, 1999; Taborek & Spalding, 1983). Są one wykorzystywane w programach komercyjnych służących do procesowych obliczeń wymienników ciepła. Niestety w tego typu algorytmach zazwyczaj nie uwzględnia się np. nierównomierności rozptywu czynnika płynącego w rurach wymiennika. Jak wykazano w publikacjach własnych współautorskich (Łopata & Ocloń 2011, Łopata & Ocloń, 2012a; Łopata & Ocloń, 2012b), prędkości cieczy w sąsiednich rurkach wymiennika mogą się różnić nawet dwudziestokrotnie. Ponadto obliczenia numeryczne rozptywów cieczy w wymienniku ciepła z rurami eliptycznymi ożebrowanymi wykazały (Łopata & Ocloń, 2012b), że dla tego typu konstrukcji mogą występować przepływy nawrotne, tzn. że przepływ cieczy w rurach ma zwrot przeciwny do zamierzonego przez projektanta urządzenia. Jest to bardzo niekorzystne zjawisko, znacząco zmieniające pole temperatury płynu w przestrzeni rurowej.

Powyższe sprawia, że problemy rozptywowe cieczy w przestrzeni rurowej wymiennika ciepła powinny być brane pod uwagę w obliczeniach procesowych tego urządzenia. Ich nieuwzględnienie może skutkować niedoszacowaniem obciążenia cieplnego urządzenia, a w konsekwencji awarią wymiennika ciepła spowodowaną większymi niż przewidywano obciążeniami cieplnymi konstrukcji (Łopata & Ocloń, 2012a; Łopata & Ocloń, 2012b).

W algorytmach, o których mowa powyżej, nie uwzględnia się ponadto faktu, że podczas opływu rury eliptycznej przez czynnik gazowy (np. spaliny, jak dla analizowanego wymiennika ciepła), gęstość strumienia ciepła na obwodzie rury eliptycznej zmienia się nawet kilkakrotnie (Łopata & Ocloń, 2012a). Wpływa to znacząco na wartości współczynnika wnikania ciepła od czynnika gazowego do ścianki rury. Stąd obciążenie termiczne (temperaturowe) jest także zmienne na obwodzie takiej rury. Zatem w obliczeniach cieplno wytrzymałościowych wymiennika ciepła, takie zmiany również powinny być uwzględnione.

Wyszczególnione powyżej ograniczenia algorytmów analitycznych dla obliczeń procesowych wymienników ciepła, powodują, że coraz częściej analizy warunków pracy krzyżowo-prądowych wymienników ciepła przeprowadzane są przy wykorzystaniu metod numerycz-

nych (Tiwari i inni, 2003; Liang & Papadakis, 2007; Taler, 2009; Taler & Cebula, 2010; Bury i inni, 2010; Łopata & Ocioń, 2012a; Łopata & Ocioń, 2012b). W większości są to jednak analizy hydrodynamiczne oraz procesowe (przepływowo-ciepłne) warunków pracy wymienników ciepła. Jednak obok tych zagadnień niezbędna jest również analiza wpływu parametrów procesowych takich jak ciśnienie, temperatura, czy też prędkości czynników roboczych na wytrzymałość konstrukcji wymiennika ciepła. Przekroczenie naprężeń dopuszczalnych w tych urządzeniach, obok drgań jego rur (Goyder, 2002; Khushnood, 2004; Gawande i inni, 2011) stanowi jedną z najczęstszych przyczyn awarii.

Dlatego w niniejszej rozprawie podjęto się próby opracowania sprzężonej analizy przepływowo-ciepłno-wytrzymałościowej, która może być wykorzystywana, jako narzędzie wspomagające proces projektowania wymienników ciepła. Ponieważ podczas eksploatacji wymienników ciepła, w tym zaprezentowanego w rozdziale czwartym (z ożebrowanymi rurami eliptycznymi), może dojść do odkładania się kamienia kotłowego, a przy niewłaściwych rozpyłach czynnika chłodzącego do odparowywania (tego czynnika), to w proponowanym algorytmie uwzględniono również te zjawiska. W modelowaniu procesów odparowywania w pionowych rurach wymiennika wykorzystano model Steinera-Taborka, który został zaimplementowany do kodu obliczeniowego ANSYS CFX w postaci funkcji użytkownika. Dlatego zagadnienie to, zaprezentowano szczegółowiej, przed omówieniem samego algorytmu obliczeń przepływowo-ciepłych, których końcowym efektem mają być rozkłady temperatur ścianek elementów wymiennika ciepła, wykorzystywane jako obciążenia termiczne w analizach wytrzymałościowych.

7.1. Modelowanie procesów odparowania i wymiany ciepła w rurach wymiennika ciepła

Wysoka temperatura spalin omywających rury eliptyczne i małe prędkości cieczy przepływającej wewnątrz nich, mogą być przyczyną jej wrzenia. Zjawisko to powoduje bardzo znaczący wzrost współczynnika wnikania ciepła w porównaniu z jego wartością odpowiadającą fazie ciekłej. Oczywiście, powoduje to zmianę temperatury ścianki rury, co w niniejszej rozprawie musiało zostać uwzględnione przy przepływowo-ciepłych obliczeniach wymienników ciepła.

Wspomniany wzrost wartości współczynnika wnikania ciepła związany z procesem wrzenia (odparowania) np. wody, jest może i korzystny, gdyż pozwala np. zmniejszyć gabaryty wymiennika ciepła, ale też jego wadą, gdyż może być powodem w przypadku występowania w cieczy soli, np. w wodzie węglanów czy krzemianów, zintensyfikowania procesu odkładania się zanieczyszczeń, tzw. kamienia kotłowego na wewnętrznych ściankach rur (Najibi i inni, 1997; Quan i inni, 2008; Nebot i inni, 2007; Freeborn & Lewis, 1962; Bansat & Mtiller-Steinhagen, 1993; Łopata & Maludziński, 2007). Ponieważ działa on jak izolacja cieplna, to może doprowadzić do istotnego ograniczenia odbioru ciepła przez ciecz płynącą w rurach, a w konsekwencji spowodować znaczny wzrost temperatury ich ścianek. W efekcie doprowadza to zazwyczaj w krótkim czasie do awarii urządzenia, spowodowanej np. przekroczeniem dopuszczalnych naprężeń ściskających w jego rurach (Łopata & Ocioń, 2012a; Łopata & Ocioń, 2011). Podane uwagi pozwalają stwierdzić, że jeśli wymiennik ciepła został zaprojektowany dla przepływu jednofazowego to nie można dopuścić do przepływu w jego rurach mieszaniny parowo-wodnej. Gdy jednakże dopuszcza się możliwość nawet lokalnego odparowania cieczy to fakt ten w procedurze wyznaczania obciążenia termicznego konstrukcji powinien być uwzględniony.

Przy wrzeniu cieczy parametrem decydującym o intensywności wymiany jest współczynnik wnikania ciepła. Niestety, z uwagi na złożoną strukturę tego zagadnienia jego wartości są trudne do wyznaczenia. Na przestrzeni ostatnich 60 lat przeprowadzane były i są obecnie kontynuowane liczne badania eksperymentalne, których celem jest dokładniejsze poznanie procesów wrzenia cieczy (Kutateladze, 1948; Rosenhow, 1952; Zuber, 1958; Zuber & Fried, 1962; Chen, 1963; Hewitt & Roberts, 1969; Shah 1976; Shah 1982; Klimenko, 1988; Steiner & Taborek, 1992). Przyczyniły się one do powstania modeli matematycznych opisujących te procesy. Pozwoliły one również na wyprowadzenie korelacji umożliwiających wyznaczenie współczynników wnikania ciepła dla obserwowanych podczas wrzenia cieczy typów przepływów dwufazowych. W literaturze przedmiotowej można znaleźć pozycje podsumowujące stan wiedzy w tym zakresie (Collier & Thome, 1994; Kandlikar 1999; Thome & Wolverine Tube, 2004-2010) i co ważne są to nie tylko zestawienia, ale także porównania różnych modeli wrzenia, co pozwala wybrać najbardziej odpowiedni dla analizowanego typu przepływu cieczy.

Podczas wrzenia cieczy w rurach pionowych najdokładniejsze wartości współczynnika wnikania ciepła (Collier & Thome, 1994; Thome & Wolverine Tube, 2004-2010) można uzyskać stosując analityczno-empiryczny model zaproponowany przez Steinera i Taborka (Steiner & Taborek, 1992). Wybrano go do analiz przepływowo-cieplnych rozpatrywanego wymiennika ciepła, gdyż ma właśnie takie ułożenie rur. Wysoką dokładność (ale też weryfikację) zawdzięcza on faktowi, że powstał w oparciu o wyniki licznych badań eksperymentalnych (ponad 12 tys. danych pomiarowych w tym m.in. dla wody).

Podczas obliczeń przepływowo-cieplnych w programie ANSYS CFX model Steinera-Taborka zaimplementowano w postaci funkcji użytkownika tak, aby można było otrzymać współczynnik wnikania ciepła od wrzącej cieczy do powierzchni wewnętrznej ścianki rury. Można dodać, że model ten pozwala bez większych problemów uzyskać, w przeciwieństwie do innych już istniejących w tym programie, zbieżne rozwiązanie dla występujących w analizowanym wymienniku ciepła rodzajów przepływu cieczy w przestrzeni rurowej. Wyznaczone wartości podanego współczynnika pozwolą określić dla takich przypadków temperaturę ścianki rur eliptycznych.

Model wrzenia cieczy, zaproponowany przez Steinera-Taborka, stosowany jest w przypadkach, gdy entalpia statyczna płynu i_0 jest większa od entalpii nasycenia i' dla ciśnienia p panującego w środku objętości kontrolnej. W takiej sytuacji stopień suchości pary wodnej wynosi

$$X = \frac{i_0 - i'}{r_p} \Big|_p \quad (7.1.1)$$

gdzie r_p oznacza ciepło parowania dla ciśnienia p panującego w objętości kontrolnej płynu.

W zaimplementowanej wersji modelu odparowania najpierw rozwiązywane jest zagadnienie przepływu fazy ciekłej. Jeżeli wyznaczone z bilansu energetycznego entalpie cieczy w którejś z objętości kontrolnej płynu przekroczą entalpię nasycenia to temperatura przepływu niezaburzonego T_∞ jest równa temperaturze nasycenia T_{sat} (dla ciśnienia panującego w środku ciężkości objętości kontrolnej). Dla tak wyznaczonej temperatury przepływu niezaburzonego temperatura powierzchni wewnętrznej ścianki rury T_w określana jest z bilansu cieplnego objętości kontrolnej przyległej do ścianki i wynosi - równanie (7.1.2)

$$\begin{cases} T_w = T_s + \frac{q}{h_m}, & \text{gd}y 0 < X < 1 \\ T_w = T_\infty + \frac{q}{h}, & \text{gd}y X = 0 \end{cases} \quad (7.1.2)$$

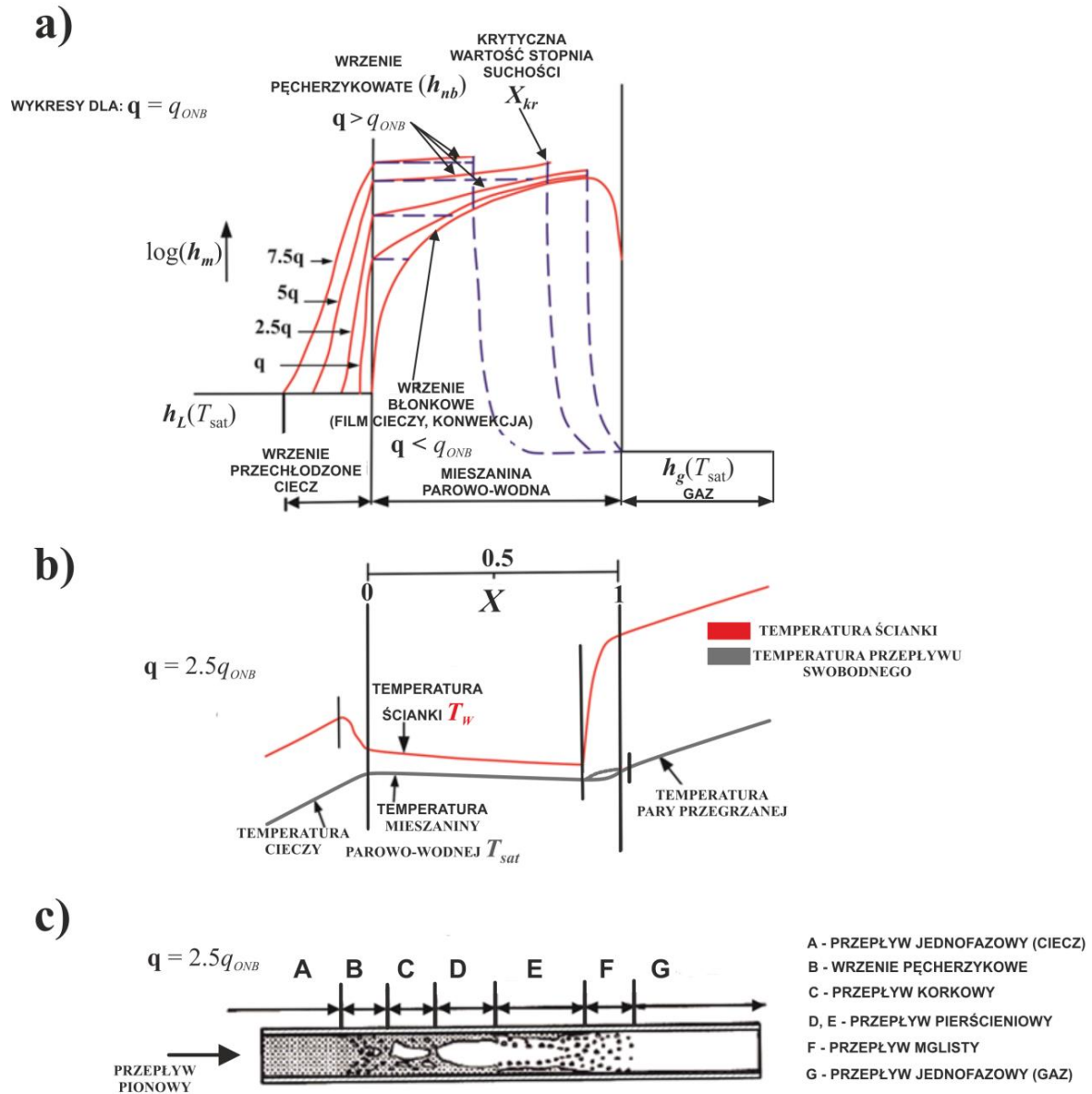
gdzie $q=q_b$ oznacza gęstość strumienia ciepła przepływającego przez brzeg objętości kontrolnej, $T_s = T_{sat}$ temperaturę nasycenia dla ciśnienia panującego w środku ciężkości objętości kontrolnej płynu, h_m współczynnik wnikania ciepła przy wrzeniu cieczy. Jeżeli $X = 0$, to współczynnik wnikania ciepła od cieczy do ścianki rury h wyznaczany jest jak dla przepływu jednofazowego przy wykorzystaniu funkcji ściany tj. równania (5.3.21).

Implementacja do kodu ANSYS CFX modelu Steinera-Taborka pozwala dla różnych wartości X wyznaczyć współczynnik wnikania ciepła dla wrzącej cieczy h_m . Należy tutaj dodać, że podany model został wyprowadzony przy założeniu, że gęstość strumienia ciepła q ma wartość stałą. Jest to uproszczenie, gdyż w praktyce przemysłowej zazwyczaj wielkość ta zmienia się na obwodzie rury nawet kilkukrotnie. Jednakże wobec braku innych zweryfikowanych doświadczalnie modeli wrzenia cieczy dla takich przypadków przyjęto, że q jest równe średniej gęstości strumienia ciepła (na obwodzie rury) opracowując odpowiednią procedurę jego wyznaczania.

Zastosowany model Steinera-Taborka został wyprowadzony przy pewnych założeniach, a mianowicie (Steiner & Taborek, 1992):

- jeżeli wartość gęstości strumienia ciepła q nie przekracza wartości granicznej q_{ONB} , powyżej której występuje wrzenie pęcherzykowe ($q < q_{ONB}$, wzór 7.1.9), to dominującym mechanizmem wymiany ciepła jest konwekcja (wówczas współczynnik wnikania ciepła jest znacznie niższy – w porównaniu do odpowiadającego wrzeniu pęcherzykowemu, i oblicza się go jak dla fazy ciekłej, ale należy wtedy uwzględnić wzrost prędkości przepływu cieczy spowodowany obecnością fazy gazowej),
- dla wysokich wartości q , tzn. $q > q_{ONB}$, dominuje mechanizm wrzenia pęcherzykowego,
- jeżeli ciecz jest w stanie nasycenia, wówczas:
 - w przypadku, gdy nie występuje wrzenie pęcherzykowe, współczynnik wnikania ciepła dla mieszaniny parowo-wodnej równy jest współczynnikowi wnikania ciepła dla fazy ciekłej, tj. $h_m = h_L$,
 - gdy występuje wrzenie pęcherzykowe (tzn. że $q > q_{ONB}$) - należy uwzględnić zarówno wrzenie błonkowe jak i wrzenie pęcherzykowe, przy czym dominuje ten drugi mechanizm.
- jeżeli $X=1$, czyli czynnikiem przepływającym przez rurę jest para sucha, to współczynnik wnikania ciepła jest równy współczynnikowi wnikania ciepła dla fazy gazowej: $h_m = h_g$.

Dla wyjaśnienia procesów, o których mowa powyżej, na rys. 7.1 przedstawiono zakresy przepływów występujących podczas wrzenia cieczy w rurze pionowej (Thome & Wolverine Tube, 2004-2010).



Rys. 7.1. Przebieg procesu odparowania w rurze pionowej (Thome & Wolverine Tube, 2004-2010)

Na podstawie rys. 7.1 można zauważyć, że podczas wrzenia cieczy występują różne typy przepływów, a mianowicie:

- Zakres A-B:
 - dla $q < q_{ONB}$, przepływ fazy ciekłej bez tworzenia się pęcherzyków gazu,
 - dla $q > q_{ONB}$ zachodzi tzw. wrzenie cieczy przechłodzonej. Dla tego zjawiska temperatura cieczy przy ścianie rury jest wyższa niż w rdzeniu przepływu. Dlatego w warstwie przyściennej tworzą się pierwsze pęcherzyki gazu. W tym przypadku dominuje konwekcyjna wymiana ciepła związana z fazą ciekłą.
- Zakres B-C-D:
 - jeżeli $q < q_{ONB}$ to wtedy zachodzi wrzenie konwekcyjne (co przedstawia krzywa wrzenia błonkowego, rys. 7.1a),
 - gdy $q > q_{ONB}$ to zachodzi wrzenie zarówno konwekcyjne jak i pęcherzykowe. W rejonie B-C można zaobserwować intensywne tworzenie się w pobliżu ścianki pęcherzyków gazu, jak również przedostawanie się mniejszych pęcherzyków do rdzenia przepływu.

Dla zakresu C-D zachodzi tzw. przepływ korkowy, gdzie duże rozwinięte pęcherzyki gazu dostają się do rdzenia przepływu. Zależność współczynnika wnikania ciepła od stopnia suchości pary, pokazana na rys. 7.1a, przy czym ten wynikający z procesu wrzenia pęcherzykowego został oznaczony przerywaną linią niebieską, a sumaryczny czyli uwzględniający konwekcję oraz wrzenie pęcherzykowe - linią czerwoną. Natomiast zmiana temperatury ścianki w zależności od X oraz struktur przepływów dwufazowych dla $q = 2.5 q_{ONB}$ widoczna jest na rysunkach 7.1b i 7.1c (dla tych struktur przepływu zachodzi połączenie mechanizmów wrzenia konwekcyjnego oraz pęcherzykowego).

- Zakres D-E-F:
 - dla $q < q_{ONB}$ dalej występuje proces wrzenia konwekcyjnego aż do momentu, gdy w całym przekroju przepływu pojawi się para sucha (wówczas $X = 1$),
 - dla $q > q_{ONB}$ obserwuje się tzw. przepływ pierścieniowy, kiedy ciecz płynie przy ścianie, nagrzewając się coraz bardziej, natomiast faza gazowa wypełnia rdzeń przepływu. Przepływ ten przechodzi w tzw. przepływ mglisty, który zaczyna się gdy $X > X_{kr}$ (przyjmuje się, że $X_{kr} = 0.3-0.5$ (Thome & Wolverine Tube, 2004-2010)).
- Zakres F-G: jest to tzw. przepływ mglisty, w przypadku którego całkowicie zmienia się mechanizm wymiany ciepła, gdyż wtedy ciepło transportowane jest przede wszystkim przez fazę gazową. Niewielka jego ilość przenoszona jest również przez odparowujące cząstki cieczy rozproszone w fazie gazowej. Dla $X > X_{kr}$ model Steinera-Taborca uwzględnia już tylko wymianę ciepła w fazie gazowej (nie przewiduje wymiany w związku z odparowaniem kropelek cieczy, znajdujących się w fazie gazowej).

Dla odparowującej w rurach pionowych cieczy model Steinera-Taborca pozwala obliczyć współczynnik wnikania ciepła h_m na podstawie zależności

$$h_m = \left[(h_L \cdot F_L)^3 + (h_{nb} \cdot F_{nb})^3 \right]^{1/3} = (h_{LR}^3 + h_{NBR}^3)^{1/3} \quad (7.1.3)$$

gdzie h_L jest współczynnikiem wnikania ciepła dla cieczy wyznaczanym na podstawie zależności dla przepływu jednofazowego, h_{nb} współczynnikiem wnikania ciepła dla wrzenia pęcherzykowego, F_L oraz F_{nb} to współczynniki korekcyjne (F_L dotyczy cieczy, a F_{nb} wrzenia pęcherzykowego).

Współczynnik wnikania ciepła dla fazy ciekłej obliczany jest na podstawie zależności Gnielińskiego (Thome & Wolverine Tube, 2004-2010)

$$h_L = \left(\frac{\lambda_L}{d_h} \right) \cdot \left(\frac{0.125 f_L (\text{Re}_L - 1000) \text{Pr}_L}{1 + 12.7 (0.125 f_L)^{1/2} (\text{Pr}_L^{2/3} - 1)} \right) \quad (7.1.4)$$

gdzie f_L to współczynnik tarcia, który wyznacza się rozwiązując równanie Colbrooka – White'a (White, 2010)

$$\frac{1}{\sqrt{f_L}} = -2 \log_{10} \left(\frac{R_p}{3.7 d_h} + \frac{2.51}{\text{Re}_L \sqrt{f_L}} \right) \quad (7.1.5)$$

Wyrażenie (7.1.5) jest słuszne dla $\text{Re} > 3000$. Symbolem R_p oznaczono wysokość chropowatości, natomiast d_h jest średnicą hydrauliczną, obliczanej dla rury eliptycznej z zależności

(Heyt & Diaz, 1975)

$$d_h = 0.155 \cdot \frac{A_f^{0.625}}{P} \quad (7.1.6)$$

gdzie A_f oznacza pole przekroju poprzecznego przepływu, a P obwód zwilżany.

Liczbę Reynoldsa dla fazy ciekłej Re_L wyznacza się ze wzoru

$$Re_L = \frac{w_L \cdot d_h \cdot \rho_L}{\eta_L} \quad (7.1.7)$$

gdzie ρ_L jest gęstością cieczy, w_L średnią prędkością przepływu fazy ciekłej wyznaczoną na podstawie zależności

$$w_L = \frac{\dot{m}(1-X)}{\rho_L A_f} \quad (7.1.8)$$

W równaniu (7.1.8) symbol \dot{m} oznacza masowe natężenie przepływu mieszaniny parowo-wodnej w rurze wymiennika.

Podawana wcześniej w opisie graniczna wartość gęstości strumienia ciepła q_{ONB} , powyżej której zachodzi wrzenie pęcherzykowe, wyznaczana jest ze wzoru

$$q_{ONB} = \frac{2\sigma_f T_{sat} h_L}{R_o \rho_g r_p} \quad (7.1.9)$$

gdzie σ_f oznacza napięcie powierzchniowe dla wody, T_{sat} temperaturę nasycenia pary wodnej dla ciśnienia panującego w analizowanym przekroju przepływu, R_o średni promień pęcherzyka (sugerowana (Steiner & Taborek, 1992) i przyjęta w wykonanych obliczeniach wartość $R_o = 0.3 \cdot 10^{-3}$ mm), ρ_g – gęstość fazy gazowej, r_p – ciepło parowania.

Współczynnik korekcyjny F_L (wzór 7.1.3), uwzględnia wzrost prędkości przepływu cieczy podczas przepływu dwufazowego w porównaniu z przepływem jednofazowym. Oblicza się go w zależności od wartości gęstości strumienia ciepła q i stopnia suchości X ze wzoru:

– w przypadku gdy $q > q_{ONB}$ oraz $X < X_{kr}$

$$F_L = \left[(1-X)^{1.5} + 1.9X^{0.6} \left(\frac{\rho_L}{\rho_g} \right)^{0.35} \right]^{1.1} \quad (7.1.10a)$$

Przyjmuje się, że wyrażenie (7.1.10a) jest prawidłowe dla ilorazu gęstości faz ciekłej i gazowej (ρ_L/ρ_g) z zakresu od 3.75 do 5000. Zmierza ono asymptotycznie do 1 jeżeli X dąży do 0.

– w przypadku gdy $q < q_{ONB}$ oraz $X < X_{kr}$

$$F_L = \left\{ \left[(1-X)^{1.5} + 1.9X^{0.6} (1-X)^{0.01} \left(\frac{\rho_L}{\rho_g} \right)^{0.35} \right]^{-2.2} + \left[\left(\frac{h_g}{h_L} \right) X^{0.01} (1+8(1-X)^{0.7}) \left(\frac{\rho_L}{\rho_g} \right)^{0.67} \right]^{-2} \right\}^{-0.5} \quad (7.1.10b)$$

gdzie h_g jest współczynnikiem wnikania ciepła dla gazu, wyznaczanym ze wzoru strukturalnie podobnego jak w przypadku fazy ciekłej (patrz 7.1.4), tylko wszystkie wielkości dotyczą gazu

$$h_g = \left(\frac{\lambda_g}{d_h} \right) \cdot \left(\frac{0.125 f_g (\text{Re}_g - 1000) \text{Pr}_g}{1 + 12.7 (0.125 f_g)^{1/2} (\text{Pr}_g^{2/3} - 1)} \right) \quad (7.1.11)$$

Występujący w równaniu (7.1.11) współczynnik tarcia dla gazu f_g oblicza się także z zależności Colbrooka – White'a

$$\frac{1}{\sqrt{f_g}} = -2 \log_{10} \left(\frac{R_p}{3.7 d_h} + \frac{2.51}{\text{Re}_g \sqrt{f_g}} \right) \quad (7.1.12)$$

Liczbę Reynoldsa dla gazu Re_g i występującą w zależności na nią prędkość średnią przepływu gazu w_g w rurze wyznacza się ze wzorów

$$\text{Re}_g = \frac{w_g \cdot d_h \cdot \rho_g}{\eta_g}, \quad w_g = \frac{\dot{m} X}{\rho_g A_f} \quad (7.1.13)$$

Zależność (7.1.10b) może być stosowana dla (ρ_L/ρ_g) z zakresu od 3.75 do 1017. Człony podniesione do potęgi 0.01 powodują, że F_L dąży do 1 jeżeli X dąży do 0. Natomiast w przypadku gdy X dąży do 1 wtedy wyrażenie F_L dąży do 0.

Proces wrzenia pęcherzykowego, występujący dla $q > q_{ONB}$ charakteryzuje, jak wspomniano wcześniej, duża intensywność wymiany ciepła. Steiner i Taborek (Steiner & Taborek, 1992) na podstawie własnych badań eksperymentalnych stwierdzili, że przy tym rodzaju wrzenia stopień suchości pary oraz jej masowe natężenie przepływu nie mają wpływu na wartość współczynnika wnikania ciepła h_{nb} . Natomiast mają wpływ średnia gęstość strumienia ciepła q , ciśnienie nasycenia p w analizowanym przekroju przepływu, chropowatość powierzchni R_p oraz masa molowa wrzącej cieczy M .

Współczynnik korygujący (mnożnik) F_{nb} występujący w równaniu (7.1.3) pozwala przeliczyć warunki referencyjne – oznaczone indeksem 0, dla których znana jest wartość współczynnika wnikania ciepła dla wrzenia pęcherzykowego h_{nb} , na warunki rzeczywiste, dla których wykonywane są obliczenia. Mnożnik ten można obliczyć z zależności

$$F_{nb} = F_{pf} \left(\frac{q_b}{q_0} \right)^{nf} \left(\frac{d_h}{d_{h,0}} \right)^{-0.4} \left(\frac{R_p}{R_{p,0}} \right)^{0.133} F(M) \quad (7.1.14)$$

gdzie q_0 oznacza referencyjną gęstość strumienia ciepła (tabela 7.1), $d_{h,0} = 10$ mm, referencyjną średnicę hydrauliczną rury pionowej, $R_{p,0} = 1 \mu\text{m}$ referencyjną chropowatość wewnętrznej ścianki rury. Według (Collier & Thome, 1994) równanie (7.1.14) można z powodzeniem stosować dla wartości rzeczywistej chropowatości ścianki rury R_p z zakresu od $0.1 \mu\text{m}$ do $18 \mu\text{m}$.

Występujący w zależności (7.1.14) współczynnik F_{pf} uwzględnia zjawisko wzrostu inten-

sywności wrzenia pęcherzykowego wraz ze wzrostem ciśnienia. Definiując ciśnienie zredukowane p_r jako stosunek ciśnienia nasycenia p do ciśnienia krytycznego p_{kr}

$$p_r = \frac{p}{p_{kr}} \quad (7.1.15)$$

mnożnik F_{pf} wyznacza się na podstawie zależności

$$F_{pf} = 2.816p_r^{0.45} + \left(3.4 + \frac{1.7}{1 - p_r^7}\right) p_r^{3.7} \quad (7.1.16)$$

Według twórców modelu zależność (7.1.16) może być stosowana dla wartości $p_r < 0.95$. Wartość wykładnika nf , występującego w zależności (7.1.14) zwanego również wykładnikiem wrzenia pęcherzykowego (ang. nucleate boiling exponent), wyznacza się z równania

$$nf = 0.8 - 0.1e^{1.75p_r} \quad (7.1.17)$$

$F(M)$ jest mnożnikiem (patrz zależność 7.1.14) pozwalającym uwzględnić wpływ masy molowej cieczy M na wartość współczynnika wnikania ciepła h_{nb} przy wrzeniu pęcherzykowym. Jeżeli M przyjmuje wartości z zakresu $10 < M < 187$ to mnożnik $F(M)$ można obliczyć na podstawie zależności

$$F(M) = 0.377 + 0.199 \ln(M) + 0.00002842M^2 \quad (7.1.18)$$

przy czym wyznaczona z tego równania wartość $F(M)$ nie może przekroczyć 2.5.

Przedstawiona powyżej procedura normalizacji zastosowana w obliczeniach mnożnika F_{nb} pozwala, jak podano, odnieść współczynnik wnikania ciepła h_{nb} (wyznaczony dla warunków referencyjnych, w jakich wykonane zostały pomiary przez twórców modelu parowania) do warunków rzeczywistych panujących podczas przepływu płynu. Użyte w modelu Steinera-Taborcka wartości referencyjne zestawiono, dla wybranych cieczy, w tabeli 7.1.

Tabela 7.1 Przyjmowane w modelu Steinera-Taborcka wartości referencyjne: ciśnienia krytycznego p_{kr} , masy molowej M , gęstości strumienia ciepła q_0 , współczynnika wnikania ciepła h_{nb} , ciśnienia zredukowanego p_r oraz chropowatości $R_{p,0}$ dla wybranych cieczy

Ciecz	p_{kr} , bar	M , g/mol	q_0 , W/m ²	h_{nb} , W/(m ² ·K)	p_r , -	$R_{p,0}$, μm
Woda	220.6	18.02	150000	25580	0.1	1
Benzen	48.8	78.11	20000	2730	0.1	1
Toluen	41.1	92.14	20000	2910	0.1	1
Amoniak	113.0	17.03	150000	36640	0.1	1

Wykorzystując zaprezentowany model wrzenia Steinera-Taborcka wyznaczono wartości współczynnika wnikania ciepła h_m w rurach eliptycznych analizowanego wymiennika ciepła (patrz rozdział 4) dla różnych typów przepływów dwufazowych. Mogą one wystąpić w niektórych z nich z powodu niekorzystnych rozplądów wody (o czym wspomniano w rozdziale 5 rozprawy). W obliczeniach przyjęto parametry procesowe równe tym, dla jakich dokonywano analizy przeplywowo-ciepłne i wytrzymałościowe. I tak średnie ciśnienie w rurze eliptycznej $p = 6$ bar, masowe natężenie przepływu \dot{m} w zakresie 0.02 – 0.08 kg/s, średnia gęstość strumienia ciepła przekazywanego do wody przez ściankę rury

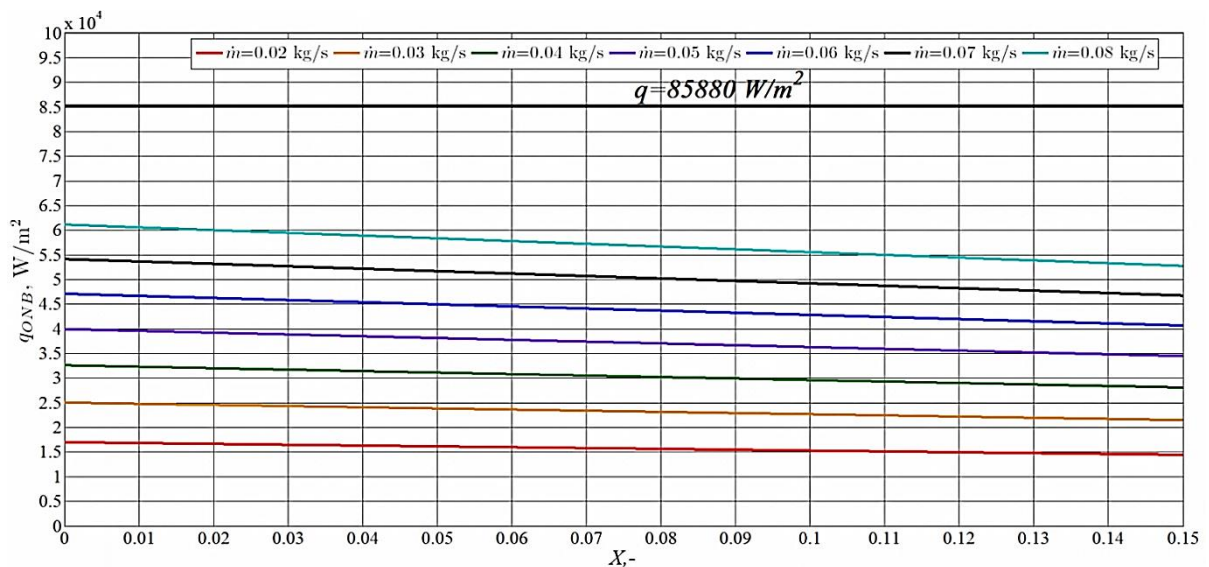
$q = 85580 \text{ W/m}^2$. Założono też, że stopień suchości pary będzie zawarty w zakresie od 0 – 0.15, a chropowatość powierzchni $R_p = 18 \text{ }\mu\text{m}$. Przyjętą gęstość strumienia ciepła q oszacowano na podstawie zależności

$$q = \frac{\dot{m}_{wl} c_p (T_{wo-wyl} - T_{wo-wl})}{n \cdot P \cdot L} \quad (7.1.19)$$

gdzie \dot{m}_{wl} oznacza masowe natężenie przepływu wody w króćcu wlotowym, c_p ciepło właściwe wody, n liczbę rur, P obwód rury eliptycznej (ścianka zewnętrzna), L długość rury wymiennika ciepła. Temperatury wody T_{wo-wl} i T_{wo-wyl} - patrz tabela 4.1.

Obliczenia współczynnika wnikania ciepła przy wrzeniu wody w rurze eliptycznej przeprowadzono w oparciu o tablice parowe IAPWS97, zaimplementowane w bibliotece XSteam2.6 dla języka programowania MATLAB. Przy wykorzystaniu tych tablic można wyznaczyć wszystkie niezbędne parametry mieszaniny parowo-wodnej, takie jak np. ciepło parowania, temperatura nasycenia, lepkość dynamiczna, czy też napięcie powierzchniowe. Wykorzystując bibliotekę XSteam2.6 wyznaczono graniczną wartość gęstości strumienia ciepła q_{ONB} (wg zależności 7.1.9), dla której zachodzi wrzenie pęcherzykowe. Porównanie wartości tej wielkości, tj. q_{ONB} oraz średniej gęstości strumienia ciepła q przekazywanego do wrzącej cieczy przez ściankę rury pozwoliło zidentyfikować dominujący mechanizm wrzenia.

Dla stałego natężenia przepływu mieszaniny parowo-wodnej \dot{m} wartość q_{ONB} jest funkcją stopnia suchości mieszaniny parowo-wodnej X (gdyż od niego zależy współczynnik wnikania ciepła dla fazy ciekłej h_L (wzory 7.1.4-7.1.8)). Wzajemną współzależność wymienionych wyżej wielkości tzn. q_{ONB} , \dot{m} i X przedstawiono na rys. 7.2

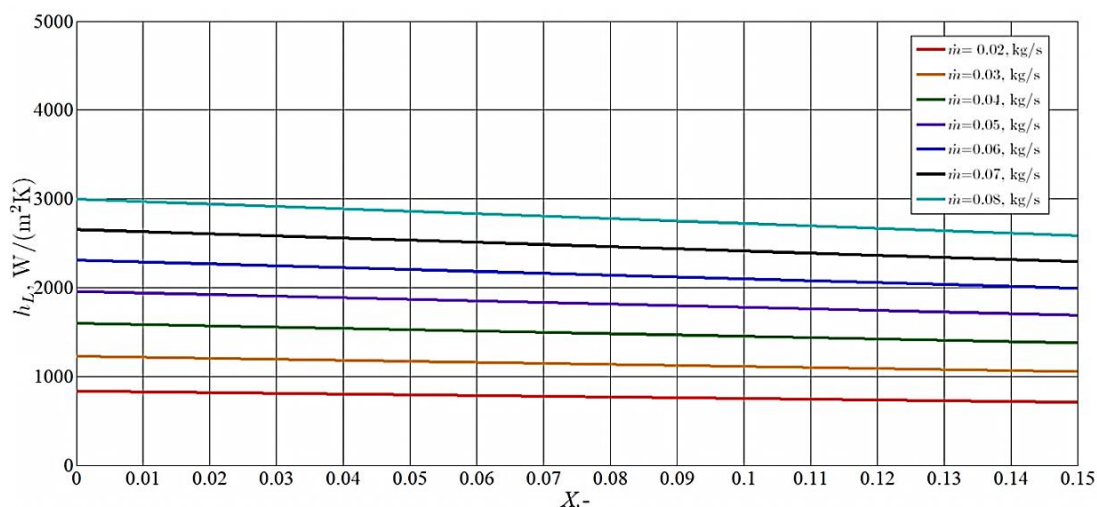


Rys. 7.2. Wartość granicznej gęstości strumienia ciepła q_{ONB} przy zmianie mechanizmu wrzenia z konwekcyjnego na pęcherzykowe w funkcji stopnia suchości X mieszaniny parowo-wodnej, dla różnych wartości masowego natężenia przepływu \dot{m}

Na podstawie rys. 7.2 można zauważyć, że:

- dla całego zakresu założonych zmian X oraz \dot{m} wartości $q_{ONB} < q = 85580 \text{ W/m}^2$, tak więc dla analizowanych przepływów występuje zarówno wrzenie konwekcyjne jak i typu pęcherzykowego,
- dla danej wartości X wraz ze wzrostem \dot{m} wzrasta też wartość q_{ONB} .

- ze wzrostem stopnia suchości X wartość q_{ONB} dla danego \dot{m} zmniejsza się (powodem tego jest zmniejszanie się wartości współczynnika wnikania ciepła dla fazy ciekłej h_L ze wzrostem stopnia suchości X , co pokazano na rys. 7.3).

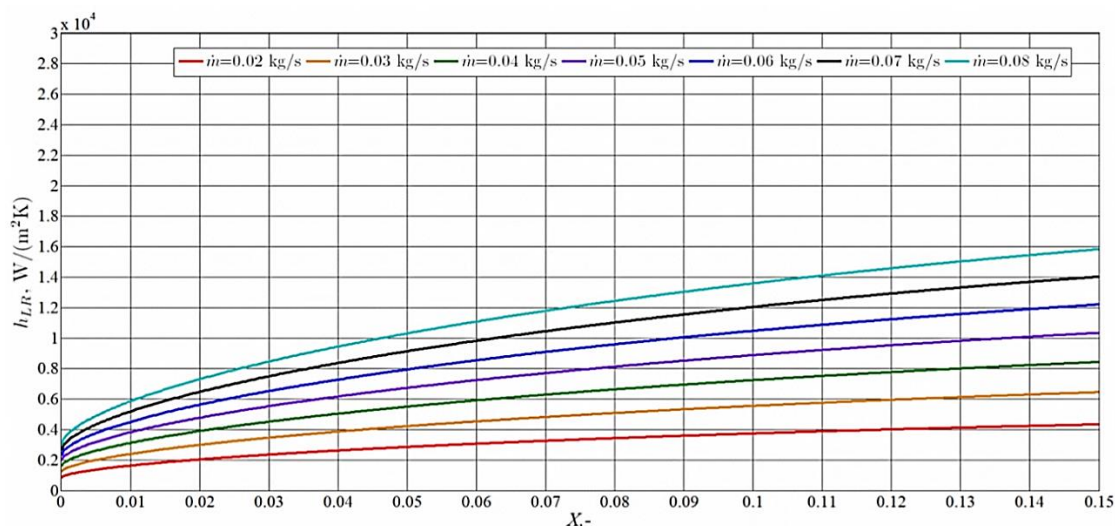


Rys. 7.3. Wartość współczynnika wnikania ciepła dla fazy ciekłej h_L w zależności od stopnia suchości X mieszaniny parowo-wodnej, dla różnych wartości masowego natężenia przepływu \dot{m}

Jak podano wcześniej, podczas przepływu w rurze czynnika w postaci dwufazowej, tj. mieszaniny parowo-wodnej (wówczas $X > 0$) następuje wzrost prędkości cieczy. Fakt ten wymaga skorygowania wartości wnikania ciepła h_L . Rzeczywisty współczynnik wnikania ciepła, dla konwekcyjnej wymiany ciepła podczas wrzenia cieczy h_{LR} obliczany jest ze wzoru

$$h_{LR} = F_L h_L \quad (7.1.20)$$

Uzyskane dla przyjętych danych obliczeniowych wartości h_{LR} w zależności od stopnia suchości mieszaniny parowo-wodnej X i różnych masowych natężeń przepływu \dot{m} przedstawiono na rys. 7.4.



Rys. 7.4. Wartość rzeczywistego współczynnika wnikania ciepła przy konwekcyjnej wymianie ciepła podczas wrzenia cieczy h_{LR} w zależności od stopnia suchości X mieszaniny parowo-wodnej, dla różnych wartości masowego natężenia przepływu \dot{m} .

Z porównania rys. 7.3 i 7.4 można zauważyć, jak istotny jest wpływ na współczynnik wnikania ciepła dla fazy ciekłej h_L (obliczany na podstawie zależności dla przepływu jednofazowego) mnożnika F_L . Wzrost wartości rzeczywistego współczynnika wnikania ciepła podczas

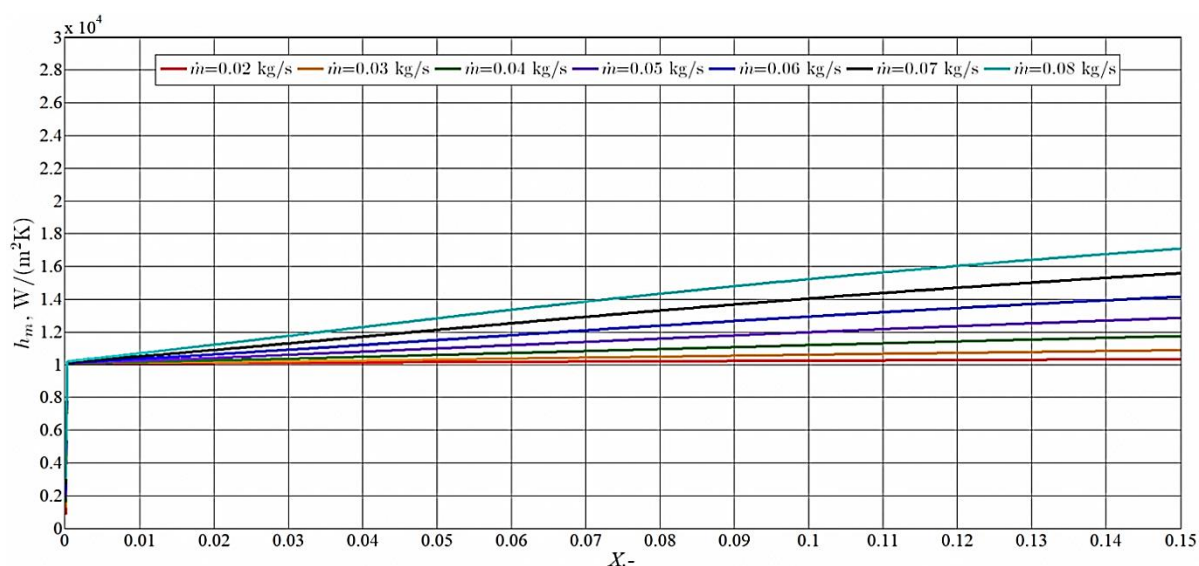
wrzenia wody h_{LR} jest tym silniejszy im wyższy jest stopień suchości X . Przykładowo dla masowego natężenia przepływu $\dot{m} = 0.08 \text{ kg/s}$ i $X = 0.01$ wzrost ten wynosi ok. 2.5 razy, podczas gdy dla $X = 0.15$ już ok. 7 razy. Oczywiście dla $X = 0$, $h_{LR} = h_L$.

Skorygowania wymaga także współczynnik wnikania ciepła dla wrzenia pęcherzykowego h_{nb} . Jego wartość referencyjna wynosi (patrz tabela 7.1) $h_{nb} = 25580 \text{ W/(m}^2\cdot\text{K)}$. Wartość rzeczywistego współczynnika wnikania ciepła przy wrzeniu pęcherzykowym wyznaczana jest z zależności

$$h_{NBR} = F_{nb} h_{nb} \quad (7.1.21)$$

Mnożnik F_{nb} obliczany według wzoru (7.1.14) nie zależy od masowego natężenia przepływu mieszaniny parowo-wodnej \dot{m} ani też od stopnia suchości X . Dlatego wartość współczynnika h_{NBR} , dla przyjętych parametrów obliczeniowych: ciśnienie $p = 6 \text{ bar}$, gęstość strumieni ciepła $q = 85880 \text{ W/m}^2$ i chropowatość powierzchni $R_p = 18 \mu\text{m}$ jest stała i wynosi $h_{NBR} = 10050 \text{ W/(m}^2\text{K)}$.

Ponieważ dla założonych parametrów obliczeń $q > q_{ONB}$, zatem przy przepływie czynnika w rurze eliptycznej pionowej, w przypadku jego wrzenia (odparowywania) należy uwzględnić tak wrzenie konwekcyjne jak i wrzenie pęcherzykowe. Wyznaczone wartości współczynnika wnikania ciepła dla mieszaniny parowo-wodnej h_m (uwzględniające oba wymienione procesy) w funkcji X oraz \dot{m} przedstawiono na rys. 7.5.



Rys. 7.5. Wartość współczynnika wnikania ciepła h_m w zależności od stopnia suchości X mieszaniny parowo-wodnej, dla różnych wartości masowego natężenia przepływu \dot{m}

Z porównania rys. 7.5 i 7.4 wynika, że dla $X = 0$ występuje jedynie konwekcyjna wymiana ciepła, a zatem współczynnik wnikania ciepła $h_m = h_{LR} = h_L$. Dla wszystkich analizowanych wartości \dot{m} jest on znacznie niższy niż np. dla $X = 0.001$, gdzie proces wrzenia pęcherzykowego ma już istotny wpływ na wartość współczynnika h_m . Wraz ze wzrostem stopnia suchości X wpływ ten jest coraz większy, przy czym jest on tym silniejszy im wyższe jest masowe natężenie przepływu mieszaniny parowo-wodnej \dot{m} .

Analiza powyższych zagadnień pozwala też zauważyć, który mechanizm wrzenia, wraz ze zmianą stopnia suchości X (wzrostem) ma większy wpływ na wartość całkowitego współczynnika wnikania ciepła dla mieszaniny parowo-wodnej h_m . I tak, dla niskich wartości X

dominuje wrzenie pęcherzykowe, ale gdy X wzrasta to rośnie też wpływ konwekcyjnej wymiany ciepła (ze względu na wzrost prędkości cieczy). Jest on tym istotniejszy im wyższe jest masowe natężenie przepływu mieszaniny parowo-wodnej \dot{m} .

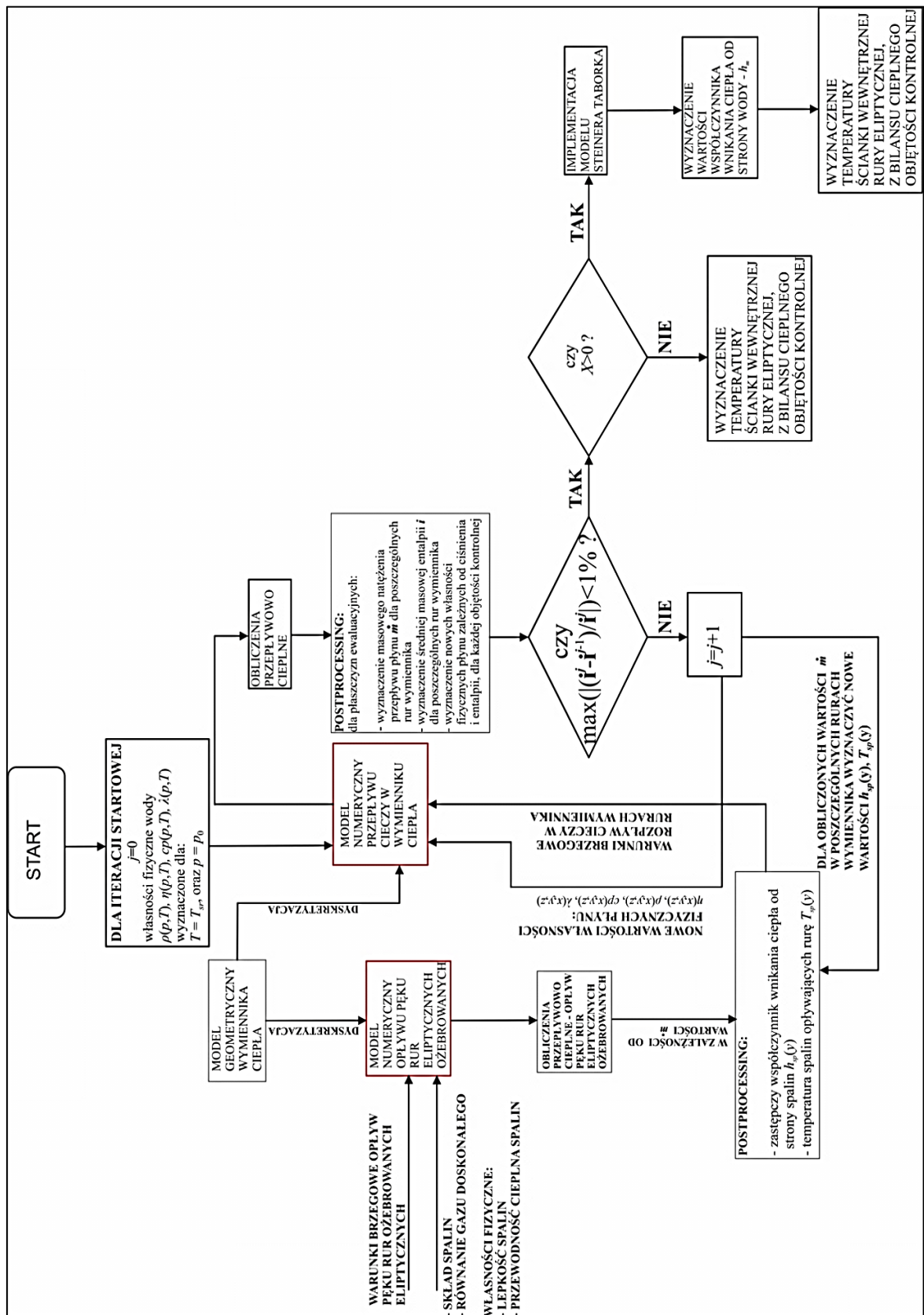
Omówiony model Steinera-Taborca został zaimplementowany w kodzie ANSYS CFX dla obliczeń przepływowo cieplnych wymiennika ciepła (opisanego w rozdziale 4), którego parametry pracy (temperatury czynników, ciśnienia itd.) są takie same jak rzeczywistych urządzeń, których awarie pokazano na rys. 2.14 i 2.16b (podrozdział 2.3).

7.2. Algorytm obliczeń przepływowo-cieplnych dla wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi

Stosowana metodyka konstrukcyjnych obliczeń wymienników ciepła, bądź pozwalająca np. wyjaśniać przyczyny problemów eksploatacyjnych, w tym zwłaszcza uszkodzeń, wymaga udoskonaleń. Wykorzystanie możliwości nowoczesnych systemów komputerowych pozwala na sprzężenie analiz przepływowo-cieplnych z wytrzymałościowymi oraz uwzględnianie różnorodnych zjawisk decydujących o złożoności procesów jakie w tych urządzeniach występują lub mogą pojawiać się z upływem czasu eksploatacji. Taka metodyka umożliwia „przyjrzenie się” konstrukcji jeszcze na etapie projektu, pozwalając dzięki stworzonym modelom komputerowym i symulacjom poznać zachowanie się zarówno różnych koncepcji rozwiązań, jak i ocenić dla danego rozwiązania wpływ zmian określonych parametrów na inne, w tym zwłaszcza dotyczące efektów wytrzymałościowych (decydujących o bezpieczeństwie konstrukcji).

Opracowany dla potrzeb analiz przepływowo-cieplnych warunków pracy wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi algorytm obliczeniowy, został przedstawiony na rys. 7.6. Algorytm ten zakłada stworzenie modeli dyskretnych (siatek numerycznych) opływu rury eliptycznej ożebrowanej oraz rozplywu cieczy w rurach i kolektorach zbiorczych urządzenia. Celem obliczeń wykonywanych za jego pomocą jest wyznaczenie temperatur powierzchni wewnętrznych ścianek wymienionych elementów. Temperatury te należy wyznaczyć możliwie dokładnie, gdyż są one kluczowe dla ustalenia w konstrukcji wymiennika obciążenia termicznego, uwzględnianego następnie w jego analizach wytrzymałościowych.

Wyznaczając obciążenie termiczne krzyżowo-prądowego wymiennika ciepła, pokazanego na rys. 4.1 (rozdział 4), należy uwzględnić zmiany temperatury obydwu czynników roboczych. Najwygodniejszym sposobem byłoby więc zamodelowanie całej konstrukcji tego urządzenia wraz z przepływami w przestrzeniach rurowej (woda) oraz międzyrurowej (spaliny). Niestety w praktycznych obliczeniach inżynierskich jest to niemożliwe, ponieważ w celu przeprowadzenia dokładnej sprzężonej analizy przepływowo-cieplnej układu spaliny-ścianka-woda dla całego urządzenia liczba elementów skończonych tworzących siatkę numeryczną znacząco przekroczyłaby obecne moce obliczeniowe komputerów i stacji roboczych. Dlatego też, aby tego typu analizy takiej konstrukcji mogły zostać przeprowadzane przez dostępne w biurach projektowych systemy postanowiono zastosować pewne uproszczenia.



Rys. 7.6. Algorytm obliczeń przeplywowo-cieplnych wymiennika ciepła z rurami eliptycznymi ozebrowanymi

Zagadnienia wymiany ciepła w krzyżowo -prądowym wymienniku ciepła z ozebrowanymi rurami eliptycznymi rozdzielono na dwa etapy: tj. analizę opływu ozebrowanej rury eliptycznej oraz analizę rozptywu płynu w wymienniku ciepła. Sprzężenia tych dwóch analiz przeplywowo-cieplnych dokonano przez wyznaczenie zastępczego współczynnika wnikania cie-

pla h_{sp} od strony spalin oraz temperatury spalin T_{sp} wzdłuż kierunku przepływu – prostopadłego do wiązki rur eliptycznych. Znajomość tych dwóch parametrów pozwala na zadanie konwekcyjnego warunku brzegowego, równanie (5.4.12), na powierzchni wewnętrznej ścianki rury eliptycznej podczas analizy rozptywu cieczy w przestrzeni rurowej wymiennika ciepła. Analiza rozptywu cieczy w tym miejscu pozwala wyznaczyć rozkłady jej temperatury. W przypadku odparowywania cieczy, implementując w programie ANSYS CFX model wrzenia Steinera Taborka, możliwe jest prawidłowe wyznaczenie temperatury powierzchni ścianki wewnętrznej rur oraz kolektorów zbiorczych.

Poniżej wyszczególniono kolejne etapy algorytmu obliczeń przeplywowo-cieplnych dla poddanego analizom warunków pracy wymiennika ciepła.

1. Wyznaczenie na podstawie analiz CFD rozkładów zastępczego współczynnika wnika-
nia ciepła od strony spalin $h_{sp}(y)$ oraz rozkładów temperatury spalin $T_{sp}(y)$ wzdłuż kie-
runku przepływu, dla różnych wartości masowego natężenia przepływu wody w rur-
kach wymiennika \dot{m} . Założono, że wartości tego natężenia przepływu wynoszą od
0.05 kg/s do 1 kg/s (Łopata & Ocloń 2012a, Łopata & Ocloń 2012b).
W ten sposób uzyskano bazę zależnych od \dot{m} rozkładów współczynnika $h_{sp}(y)$ oraz
temperatury $T_{sp}(y)$. Użyto tutaj nazwy zastępczy współczynnik wnikania ciepła, ponie-
waż uwzględnia on zarówno opór wnikania ciepła od strony spalin jak również prze-
wodzenie ciepła przez powierzchnię żebra do ścianki rury.
2. Wyznaczenie dla iteracji startowej $j=0$ wartości \dot{m} w poszczególnych rurach wymien-
nika ciepła (analizy CFD rozptywu wody w jego przestrzeni rurowej). Założone warun-
ki analizy to: brak wymiany ciepła, ciśnienie $p = p_0 = 6$ bar, własności fizyczne płynu –
lepkość i gęstość wyznaczone dla temperatury 120 °C (średnia arytmetyczna dla tempe-
ratur wody na wlocie i wylocie).
3. Wyznaczenie na podstawie uzyskanych wg pkt. 1 rozkładów $h_{sp}(y)$, $T_{sp}(y)$ oraz uzyska-
nych wg. pkt. 2. wartości masowego natężenia przepływu wody w rurach wymiennika -
 \dot{m} nowego obciążenia cieplnego ścianki rury wymiennika ciepła
4. Analiza rozptywu cieczy w rurach wymiennika na podstawie wyznaczonych wg. pkt. 3
obciążeń cieplnych, użytych jako warunki brzegowe. Wynikiem tej analizy jest uzyska-
nie nowych (uwzględniających wymianę ciepła) rozkładów masowego natężenia prze-
pływu cieczy, prędkości średniej, entalpii oraz ciśnienia w poszczególnych rurach wy-
miennika. Rozkłady entalpii oraz ciśnienia, w rurach oraz kolektorach zbiorczych wy-
miennika ciepła otrzymano dla płaszczyzn ewaluacyjnych: $P_{i,k}$ dla rur (gdzie $i=1,\dots,42$
oznacza kolejną rurę, a $k = 1,\dots,10$ jej kolejne przekroje) oraz P_k dla kolektorów (gdzie
 $k = 1,\dots,15$ oznacza kolejne przekroje). Podział, o którym mowa, przedstawiono na
rys. 7.7.
5. Dla uzyskanych wg pkt. 4 rozkładów masowego natężenia przepływu płynu
w rurkach wymiennika ponownie wyznaczone są rozkłady $h_{sp}(y)$ oraz $T_{sp}(y)$ wzdłuż
kierunku przepływu spalin. Uzyskane wg. pkt. 4 rozkłady entalpii
i ciśnienia służą do wyznaczenia na podstawie biblioteki XSteam2.6 (tablice parowo-
wodne IAPWS97), własności fizycznych wody lub mieszaniny parowo-wodnej prze-
pływającej przestrzenią rurową wymiennika ciepła (wyznaczano wartości: współczyn-
nika lepkości dynamicznej η , gęstości ρ , współczynnika przewodzenia ciepła λ oraz

ciepła właściwego przy stałym ciśnieniu c_p). Pomiędzy płaszczyznami ewaluacyjnymi własności płynu interpolowane są wykorzystując wbudowane algorytmy programu ANSYS CFX.

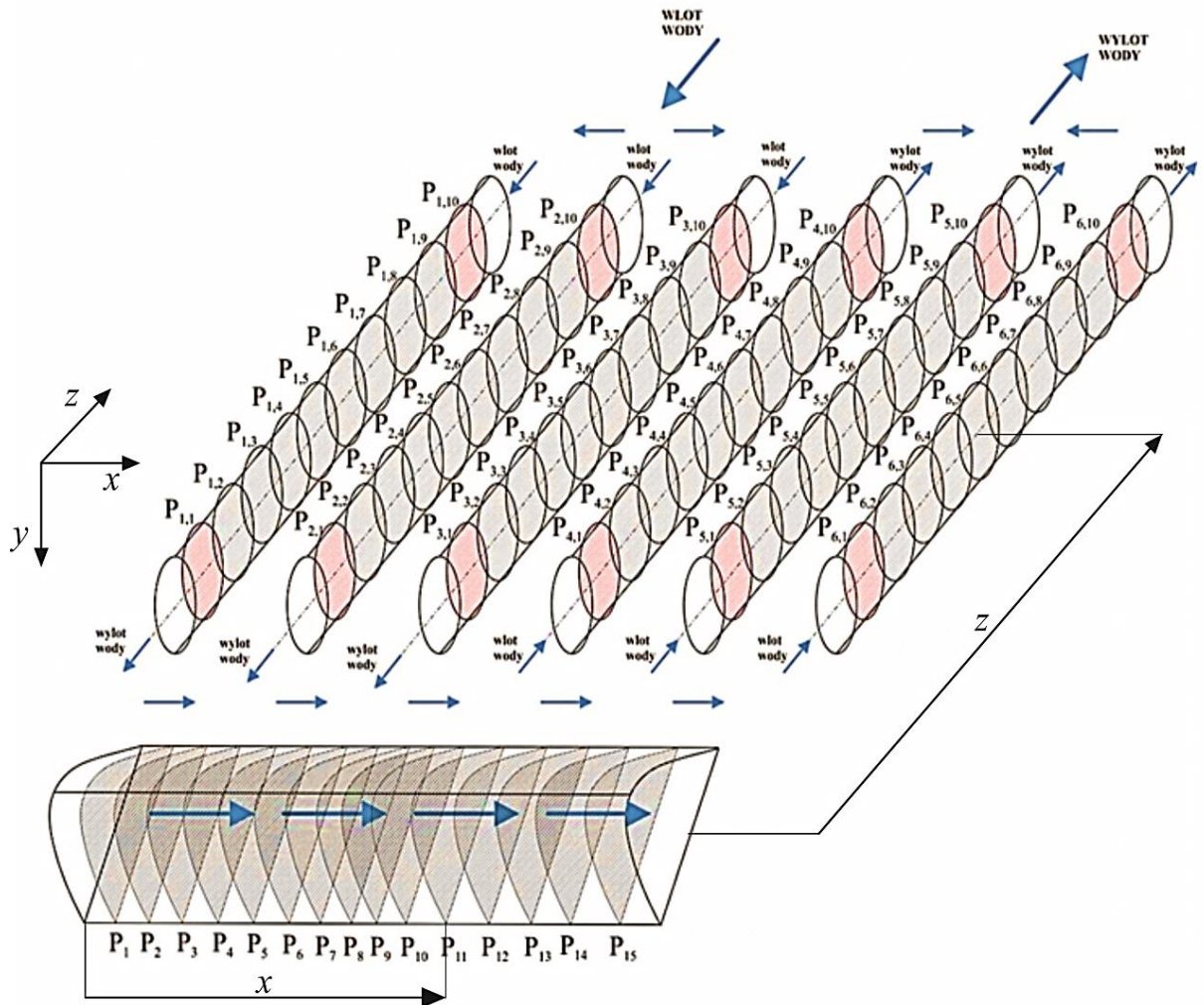
6. Etapy algorytmu opisane w punktach od 3 do 5 są powtarzane w iteracjach ($j=1, \dots, N_{\max}$) aż do momentu gdy maksymalne różnice w wartościach entalpii statycznej, dla płaszczyzn ewaluacyjnych na wlocie $P_{i,1}$ oraz wylocie $P_{i,10}$ rur $i=1, \dots, 42$ wymiennika ciepła (płaszczyzny te na rys. 7.7 zakreskowano na czerwono) dla dwóch kolejnych iteracji j , odniesione do entalpii w iteracji j , były mniejsze lub równie 1%.

$$\max \left| \frac{\mathbf{i}^j - \mathbf{i}^{j-1}}{\mathbf{i}^j} \right| \leq 1\% \quad (7.2.1)$$

We wzorze (7.2.1) przez \mathbf{i}^j oznaczono wektor wartości entalpii statycznych dla płaszczyzn ewaluacyjnych $P_{i,1}$ oraz $P_{i,10}$ dla rur $i = 1, \dots, 42$, w iteracji j , natomiast \mathbf{i}^{j-1} wektor wartości entalpii statycznych w iteracji $j-1$. Płaszczyzny ewaluacyjne zostały utworzone zarówno dla obu rzędów rur (pierwszego i drugiego) analizowanego wymiennika ciepła.

7. Jeżeli spełniony został opisany w pkt. 6 warunek zbieżności algorytmu to dla objętości kontrolnych, w których:
 - $X > 0$, wyznaczany jest współczynnik wnikania ciepła h_m (w oparciu o zaimplementowany do kodu ANSYS CFX model Steinera-Taborka, opisany w podrozdziale 7.1),
 - $X = 0$, wyznaczany jest współczynnik wnikania ciepła h na podstawie funkcji ściany za pomocą równania (5.3.21).
8. Określenie temperatury powierzchni wewnętrznej ścianek rur wymiennika ciepła na podstawie równania (7.1.2) (obliczanej na podstawie danych uzyskiwanych dla objętości kontrolnych graniczących z brzegiem obszaru przepływu).

W uzupełnieniu powyższych informacji należy dodać, że dla płaszczyzn ewaluacyjnych $P_{i,1}$ - $P_{i,10}$ gdzie $i=1..42$ wartości współrzędnej z (równoległej do osi rur wymiennika, rys. 7.7) zestawiono w tabeli 7.2. W tym przypadku współrzędna z oznacza odległość płaszczyzny ewaluacyjnej od dna sitowego dolnego kolektora zbiorczego. Natomiast płaszczyzny ewaluacyjne dla kolektorów zbiorczych, górnego i dolnego (P_1 - P_{15} , rys 7.7) zostały utworzone w kierunku równoległym do den sitowych tak, aby między nimi również można było interpolować własności fizyczne płynu w kolejnych iteracjach algorytmu. Wartości współrzędnej x podano w tabeli 7.3.



Rys. 7.7. Płaszczyzny ewaluacyjne, dla których wyznaczano wartości entalpii, ciśnienia, temperatury oraz własności fizyczne płynu przepływającego wewnątrz rur eliptycznych oraz w kolektorach zbiorczych.

Tabela 7.2. Współrzędne płaszczyzn ewaluacyjnych $P_{i,k}$ ($k=1,\dots,10$) dla rury nr i w pierwszym lub drugim rzędzie wymiennika ciepła

k	z , mm
1	100
2	250
3	400
4	600
5	800
6	1000
7	1200
8	1400
9	1700
10	1900

Tabela 7.3. Współrzędne płaszczyzn ewaluacyjnych P_k ($k=1,\dots,15$) dla kolektorów zbiorczych (górnego i dolnego) wymiennika ciepła

k	x , mm
1	50
2	100
3	200
4	300
5	400
6	500
7	600
8	700
9	800
10	900
11	1000
12	1100
13	1150
14	1200
15	1250

Zgodnie z rys. 7.7 współrzędna x oznacza odległość od lewej (skrajnej) ścianki kolektora. Wszystkie parametry płynu, takie jak entalpia statyczna, ciśnienie czy prędkość oraz zależne od entalpii statycznej i ciśnienia jego własności fizyczne wyznaczone są dla płaszczyzn ewaluacyjnych w kolejnych iteracjach algorytmu sterującego. Algorytm zewnętrzny wywołuje solver CFD w kolejnych $j=1 \dots N_{\max}$ iteracjach, aż do chwili, gdy spełnione zostanie kryterium zbieżności (7.2.1). Można dodać, że własności fizyczne płynu w iteracji j są interpolowane przestrzennie na podstawie wartości entalpii i stopnia suchości mieszaniny parowo wodnej z wcześniejszej iteracji $j-1$. Pozwala to uniezależnić wyznaczanie tych własności (fizycznych) płynu od wewnętrznych iteracji solwera ANSYS CFX, pomiędzy którymi solver CFD interpoluje zależne od temperatury własności płynu. Zaprezentowane podejście z algorytmem sterującym, co prawda wydłuża trochę czas obliczeń, ale pozwala kontrolować zbieżność analiz CFD.

7.2.1. Analiza przepływowo-ciepłna opływu pęku rur eliptycznych ożebrowanych przez spaliny

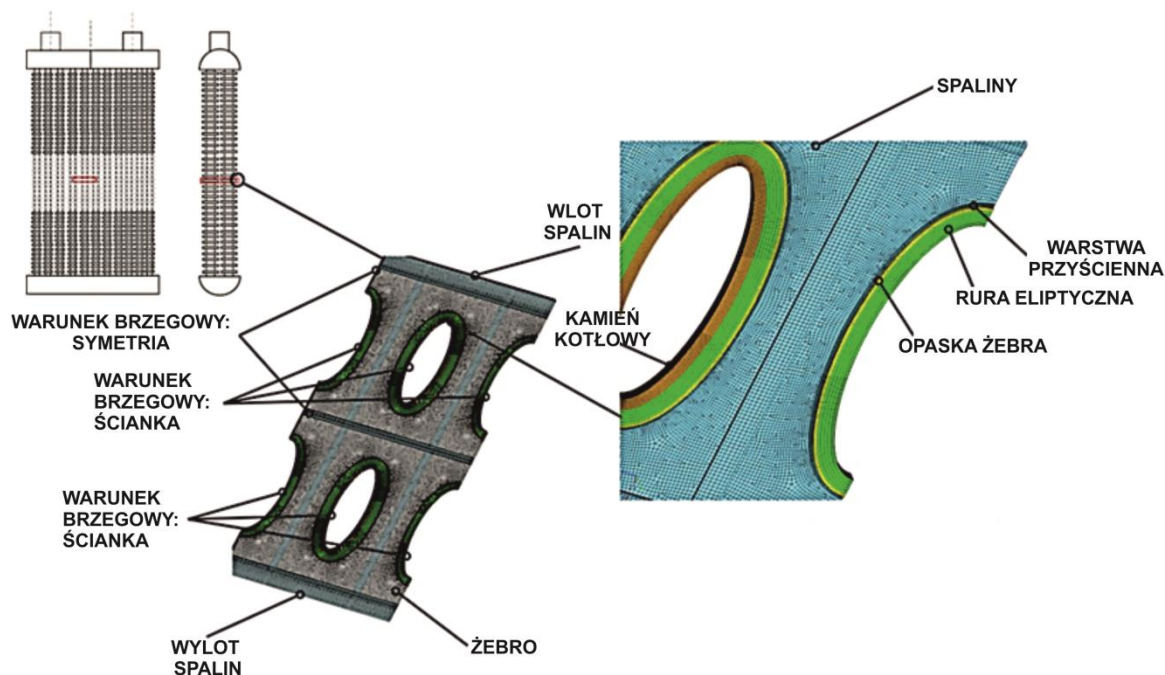
Jednym z wymienionych wcześniej (w podrozdziale 7.2) zadań sprzężonej analizy przepływowo-ciepłej warunków pracy wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi jest zagadnienie opływu tych rur przez spaliny. Wspomniano także, że jego połączenie z drugim z zadań, jakim jest rozptyw wody w przestrzeni rurowej następuje przez zadanie na wewnętrznej powierzchni rur warunku brzegowego konwekcyjnego. Pozwala to określić lokalną gęstość strumienia ciepła q_w przekazywanego do wody przez spaliny. Odnosząc wartość q_w do wewnętrznej powierzchni ścianki rury otrzymuje się

$$q_w = h_{sp} (T_{sp} - T_{sw}) \quad (7.2.1.1)$$

gdzie h_{sp} oznacza zastępczy współczynnik wnikania ciepła od spalin do cieczy, T_{sp} temperaturę spalin, T_{sw} temperaturę wewnętrznej powierzchni ścianki, wyznaczaną przy wykorzystaniu opracowanego algorytmu (podrozdział 7.2). Należy tutaj dodać, że wymienione tutaj wielkości są lokalnymi dla rozpatrywanego układu.

Dla warunku brzegowego cieplnego (7.2.1.1) współczynnik h_{sp} uwzględnia wnikanie ciepła od spalin do cieczy przez powierzchnię ożebrowaną, ściankę zewnętrzną rury oraz przewodzenie ciepła zarówno przez opaskę łączącą żebro i rurę eliptyczną jak również na grubości ścianki rury eliptycznej. Sposób wyznaczania h_{sp} oraz T_{sp} zostanie omówiony w dalszej części niniejszego rozdziału.

Model numeryczny opływu rury eliptycznej, wraz z osadzonymi na niej żebrami prostokątnymi przedstawiono na rys. 7.8. Wycinek dotyczący opływu rur znajdujących się w centralnej części wymiennika ciepła wybrano tak, aby brzegi wymiennika (np. dna sitowe czy płaszcz) nie wpływały na warunki przepływu. Obliczenia wykonywano przy wykorzystaniu solwera CFD - programu ANSYS CFX. W analizach CFD uwzględniono m.in. wymianę ciepła przez powierzchnię ożebrowaną, zanieczyszczenia powierzchni kontaktu żebro-rura eliptyczna (opory kontaktu), warstwę kamienia kotłowego na wewnętrznej powierzchni rury eliptycznej.



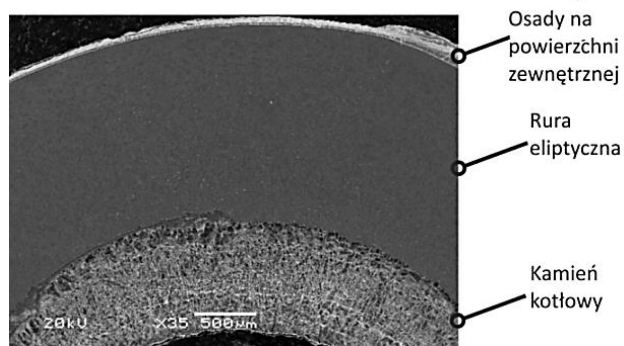
Rys. 7.8. Numeryczny model opływu ożebrowanych rur eliptycznych przez spaliny

W obliczeniach numerycznych przyjęto spaliny, których skład został podany w tabeli 7.4. Jest on taki sam jak w przypadku wymienników ciepła, które uległy awarii - (rys. 2.16b i rys. 2.17, podrozdział 2.3).

Tabela 7.4. Udziały objętościowe składników spalin (przyjęte w obliczeniach numerycznych)

Azot	Tlen	Dwutlenek węgla	Para wodna	Tlenek węgla
73%	1%	13%	12%	1%

Jak wyżej wspomniano, w dokonanej analizie został uwzględniony wpływ osadu na powierzchniach ożebrowanej rury na proces wymiany ciepła. Ich obecność, którą zaobserwowano w rurach przedmiotowego wymiennika ciepła i co pokazano na rys. 7.9 (Łopata i inni, 2009) znacząco pogarsza warunki pracy takich urządzeń (Müller-Steinhagen, 2000; Bott 1995; Hong, 2007).



Rys. 7.9. Przekrój poprzeczny rury eliptycznej wymiennika ciepła z zanieczyszczeniami na jej powierzchniach

Współczynnik przewodzenia ciepła dla warstwy kamienia λ_k przyjęto z zakresu 0.35 W/(m K) - 0.8 W/(mK). Dolny zakres wartości $\lambda_k = 0.35$ W/(m·K) odpowiada osadom

kamienia krzemianowego, natomiast górny $\lambda_k = 0.8 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$ kamienia węglanowego (Müller-Steinhagen, 2000; Bott 1995), pośrednie wartości λ_k warstwom kamienia złożonego z obu rodzajów soli w różnych udziałach. W zaprezentowanym w pracy przykładzie obliczeniowym założono, że grubość kamienia kotłowego dla rury eliptycznej wynosi $\delta_k = 1 \text{ mm}$ (tyle samo ile dla rury, której przekrój przedstawiono na rys. 7.9) oraz $\delta_k = 1.5 \text{ mm}$. Na podstawie rys. 7.9 można zauważyć, że powierzchnia kontaktu żebro – rura eliptyczna w trakcie eksploatacji urządzenia także pokryła się zanieczyszczeniami. W wykonanych obliczeniach numerycznych założono grubość tej warstwy osadu $\delta_o = 0.2 \text{ mm}$, a współczynnik przewodzenia ciepła $\lambda_o = 2 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$.

Analizę opływu pęku rur eliptycznych przez spaliny wykonano wykorzystując omówiony w podrozdziale 5.2 model turbulencji przepływu, oznaczony w pracy, jako SST-TR, stosowany chętnie w analizach opływu ciał stałych. W tabeli 7.5 zestawiono odpowiadające temu zagadnieniu warunki brzegowe, przepływowe oraz cieplne.

Tabela 7.5. Warunki brzegowe dla analizy przepływowo-cieplnej opływu pęku rur eliptycznych ożebrowanych przez spaliny (rys. 7.8)

Warunki brzegowe, przepływowe	a) Warunek na powierzchni napływu (inlet) – prędkość wlotowa spalin $v = v_{cg} = 3 \text{ m/s}$, (równanie (5.4.1)) b) Warunek na powierzchni odpływu (opening) – ciśnienie wylotowe spalin $p = p_p = 1 \text{ bar}$ (równanie (5.4.7)) c.) Warunek symetrii, (równania (5.4.14) i (5.4.15))
Warunki brzegowe, cieplne	a) Temperatura czynnika na powierzchni napływu (inlet), $T = 450 \text{ }^\circ\text{C}$ (równanie (5.4.1)) b) Temperatura czynnika na powierzchni wypływu (opening) (równanie (5.4.8)) c) Konwekcyjna wymiana ciepła na wewnętrznej powierzchni ścianki rury: temperatura czynnika równa T_{sr} (tabela 4.1), współczynnik wnikania ciepła $h_w = h_L$ (równanie (7.1.4))

Można zauważyć (tabela 7.5), że przepływ ciepła od rury eliptycznej do cieczy zamodelowano przy użyciu mieszanego (konwekcyjnego) warunku brzegowego, tj. podane zostały: temperatura płynącej w rurze wody T_{sr} oraz współczynnik wnikania ciepła od tej wody do ścianki rury $h_w = h_L$.

Obliczenia zostały podzielone na dwa etapy. Pierwszy, określony jako początkowa faza eksploatacji wymiennika ciepła dotyczy przypadku gdy w jego rurach nie występuje warstwa kamienia kotłowego, tj. $\delta_k = 0 \text{ mm}$, drugi to faza eksploatacji kiedy grubość warstwy kamienia kotłowego wynosi $\delta_k = 1 \text{ mm}$. Można tutaj dodać, że grubość tej warstwy, w urządzeniu o którego uszkodzeniach pisano wcześniej (podrozdział 2.3) wynosiła powyżej 1.5 mm. Można to zaobserwować na rys. 7.10, na podstawie którego można stwierdzić, że grubość warstwy kamienia w rurach znajdujących się w środkowej części zdjęcia jest porównywalna z grubością ich ścianek.



Rys. 7.10. Widok rur wymiennika ciepła z osadami kamienia kotłowego (zdjęcie wykonane po awarii urządzenia)

Celem omawianych obliczeń było wyznaczenie, dla przypadku gdy $\delta_k = 0$ mm, wartości zastępczego współczynnika wnikania ciepła od strony spalin do płynącej w rurach wymiennika wody oraz temperatury spalin wzdłuż kierunku ich przepływu tak, aby można było wykorzystać równanie (7.2.1.1) do zadania konwekcyjnego warunku brzegowego dla późniejszej analizy rozplywu cieczy w przestrzeni rurowej urządzenia.

W fazie eksploatacji wymiennika, gdy $\delta_k = 1$ mm, temperatura ścianki rury eliptycznej znacząco wzrasta (kamień z uwagi na niską wartość λ_k zachowuje się jak izolacja termiczna) i zależy głównie od rozkładu zastępczego współczynnika wnikania ciepła na zewnętrznej powierzchni ścianki rury eliptycznej $h_{sp,z}$ oraz od temperatury spalin T_{sp} . W takiej sytuacji gęstość strumienia ciepła q_z przepływającego przez zewnętrzną powierzchnię ścianki rury eliptycznej jest równa

$$q_z = h_{sp,z} (T_{sp} - T_{sz}) \quad (7.2.1.2)$$

gdzie T_{sz} oznacza temperaturę na powierzchni zewnętrznej ścianki.

Zastępczy współczynnik wnikania ciepła $h_{sp,z}$, traktowany tutaj jako wartość lokalna, uwzględnia wnikanie ciepła od spalin przez zewnętrzną powierzchnię ścianki rury eliptycznej oraz przez powierzchnię ożebrowaną, a także przewodzenie ciepła na grubości opaski łączącej rurę eliptyczną i żebro. Nie uwzględnia on natomiast przewodzenia ciepła na grubości ścianki rury eliptycznej (jak to ma miejsce w przypadku h_{sp}).

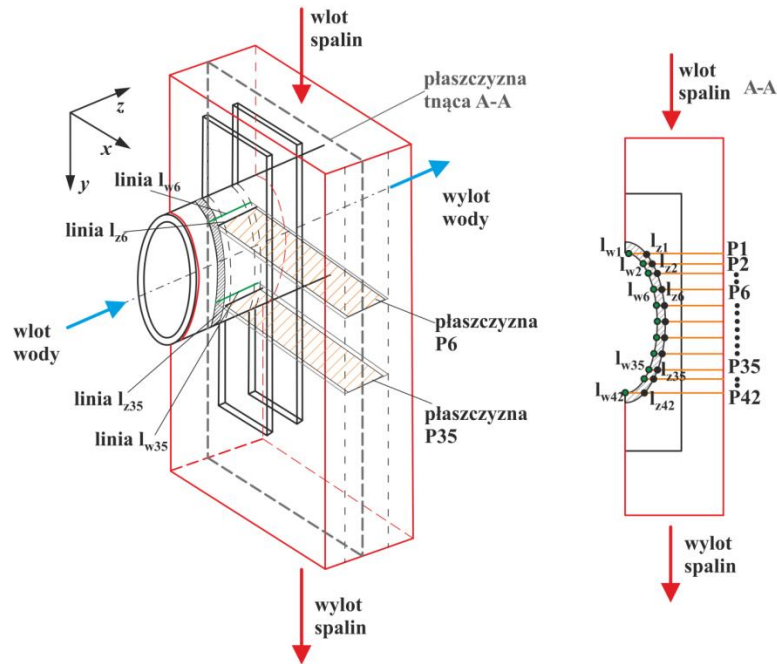
Aby wyznaczyć pole temperatury w przekroju ścianki rury eliptycznej, w przypadku gdy w jej wnętrzu osadza się kamień kotłowy, należy ponadto zadać warunek konwekcyjnej wymiany ciepła na wewnętrznej powierzchni ścianki rury eliptycznej, co opisuje warunek

$$q_w = h_L (T_{sw} - T_\infty) = h_L (T_{sw} - T_{sr}) \quad (7.2.1.3)$$

gdzie T_{sr} to temperatura mieszaniny parowo-wodnej lub w późniejszej fazie eksploatacji wody (z uwagi na izolacyjne działanie kamienia kotłowego), T_{sw} temperatura wewnętrznej powierzchni ścianki rury, a h_L współczynnik wnikania ciepła od płynącej w rurce wymiennika wody (patrz równanie 7.1.4).

Z postaci równań (7.2.1.1)-(7.2.1.3) wynika, że dla określenia konwekcyjnego warunku wymiany ciepła niezbędne jest zadanie rozkładu zastępczego współczynnika wnikania ciepła od strony spalin: h_{sp} (dla $\delta_k = 0$) lub $h_{sp,z}$ (dla $\delta_k = 1$ mm), jak również rozkładu temperatury spalin T_{sp} wzdłuż drogi ich przepływu. Ponieważ przyjęto, że odbywa się on zgodnie ze

współrzędną y , jak to pokazano na rys. 7.11, to wzdłuż tej współrzędnej utworzone zostały pomocnicze płaszczyzny oznaczone jako P1-P42. Przecinają one zarówno obszar przepływu jak również powierzchnię wewnętrzną i zewnętrzną ścianek rur eliptycznych tworząc dla rury z każdego rzędu linie l_{w1} - l_{w42} (przecięcie ze płaszczyzny P i ścianki wewnętrznej) i l_{z1} - l_{z42} (przecięcie płaszczyzny P i ścianki zewnętrznej).



Rys. 7.11. Płaszczyzny P1-P42, linie l_{z1} - l_{z42} i l_{w1} - l_{w42} użyte do wyznaczania rozkładów temperatury spalin oraz zastępczego współczynnika wnikania ciepła od spalin do materiału rury (wzdłuż drogi przepływu spalin)

W płaszczyznach P wyznaczona zostaje temperatura spalin, natomiast dla linii l_w i l_z określone są gęstości strumienia ciepła, odpowiednio q_w oraz q_z , a także temperatury również odpowiednio T_{sw} i T_{sz} . Wartości tych wielkości pozwalają wyznaczać rozkłady współczynników $h_{sp} = h_{sp,w}$ (dla $\delta_k = 0$ mm), $h_{sp,z}$ (dla $\delta_k = 1$ mm i $\delta_k = 1.5$ mm) wzdłuż współrzędnej y . W opisanym sposobie uzyskiwane wartości podanych wielkości są uśrednione, w lokalnych miejscach (odpowiadających przyjętym płaszczyznom P i liniom l_w i l_z).

W przypadku obliczeń dla ścianek: wewnętrznej (linia l_w) lub zewnętrznej (linia l_z) wyznaczane są:

- średnie gęstości strumienia ciepła z zależności

$$\bar{q}_z = \frac{\int_l q dl}{\int_l dl} \Bigg|_{l_z} = \frac{\sum_{e=1}^{ne} q_e l^e}{\sum_{e=1}^{ne} l^e} \Bigg|_{l_z}, \quad \bar{q}_w = \frac{\int_l q dl}{\int_l dl} \Bigg|_{l_w} = \frac{\sum_{e=1}^{ne} q_e l^e}{\sum_{e=1}^{ne} l^e} \Bigg|_{l_w} \quad (7.2.1.4)$$

gdzie q_e oznacza gęstość strumienia ciepła przez krawędź elementu o długości l^e , przy czym krawędź ta należy do linii l_w lub l_z . Przez ne oznaczono liczbę krawędzi elementów, zawartych w linii l_w lub l_z .

- średnie temperatury ścianek z zależności

$$\bar{T}_{sz} = \frac{\int_l T dl}{\int_l dl} \Bigg|_{l_z} = \frac{\sum_{e=1}^{ne} T^e l^e}{\sum_{e=1}^{ne} l^e} \Bigg|_{l_z}, \quad \bar{T}_{sw} = \frac{\int_l T dl}{\int_l dl} \Bigg|_{l_w} = \frac{\sum_{e=1}^{ne} T^e l^e}{\sum_{e=1}^{ne} l^e} \Bigg|_{l_w} \quad (7.2.1.5)$$

gdzie T^e oznacza średnią z dwóch temperatur węzłowych znajdujących się na krawędzi elementu, która należy do wewnętrznej lub zewnętrznej ścianki rury.

Natomiast średnią temperaturę spalin wyznacza się dla płaszczyzn P₁-P₄₂ (rys. 7.11) z równania

$$\bar{T}_{sp} = \frac{\int T_{sp} d\dot{m}}{\int d\dot{m}} = \frac{\sum_{e=1}^{ne} T_{sp}^e \dot{m}^e}{\sum_{e=1}^{ne} \dot{m}^e} \quad (7.2.1.6)$$

gdzie \dot{m}^e oznacza strumień masy wpływający do objętości kontrolnej płynu przez ściankę elementu e , a T_{sp}^e temperaturę spalin obliczoną w środku ciężkości objętości kontrolnej płynu. Symbol ne oznacza w tym przypadku ilość elementów, których ścianki zawierają się w obrębie płaszczyzny tnącej P.

Ostatecznie średnie wartości zastępczych współczynników wnikania ciepła $\bar{h}_{sp,w}$ (odniesiony do wewnętrznej powierzchni ożebrowanej rury) oraz $\bar{h}_{sp,z}$ (odniesiony do zewnętrznej powierzchni ożebrowanej rury) wyznacza się (dla płaszczyzn P₁-P₄₂) z wzorów

$$\bar{h}_{sp,w} = \frac{\bar{q}_w}{(\bar{T}_{sp} - \bar{T}_{sw})}, \quad \bar{h}_{sp,z} = \frac{\bar{q}_z}{(\bar{T}_{sp} - \bar{T}_{sz})} \quad (7.2.1.7)$$

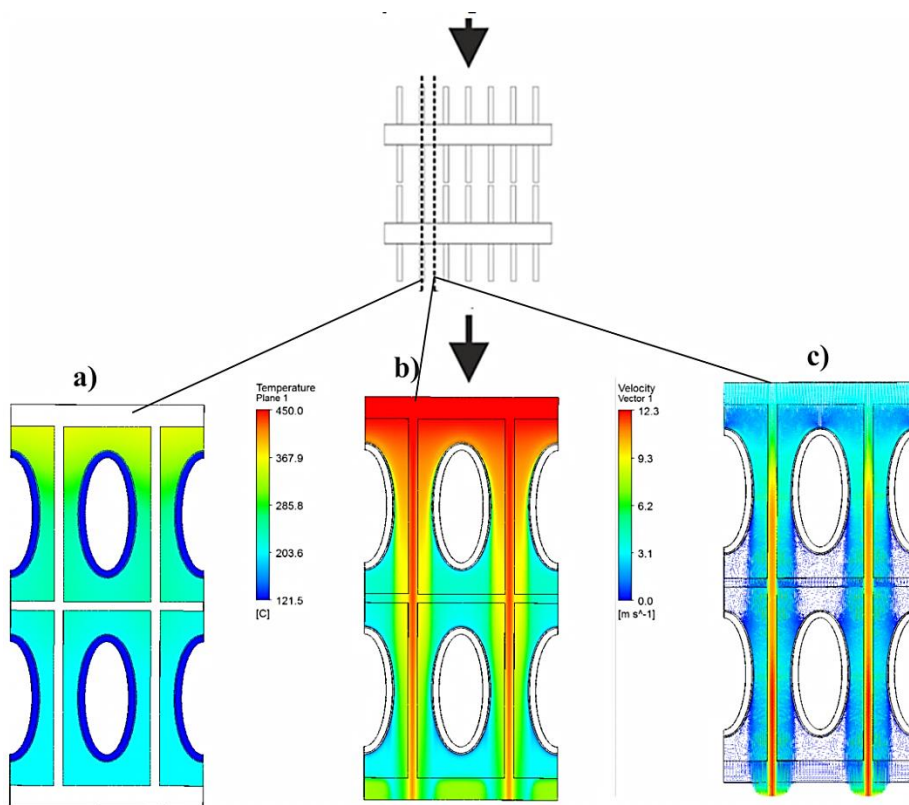
Obliczenia, zgodnie z przedstawioną procedurą, wykonano dla każdego z dwóch rzędów rur wymiennika ciepła. Uzyskane zastępcze współczynniki wnikania ciepła uwzględniają zarówno opór cieplny kontaktu żebro-rura jak również wpływ powierzchni ożebrowanej na wartość gęstości strumienia ciepła.

Z uwagi na wysoką temperaturę spalin (do 450 °C na wlocie) średnią wartość gęstości strumienia ciepła należy zwiększyć uwzględniając zjawisko promieniowania spalin, wykorzystując zależności

$$\bar{q}_z = \frac{\sum_{e=1}^{ne} q_e l^e}{\sum_{e=1}^{ne} l^e} \Bigg|_{l_z} + \sigma_B \varepsilon_m (T_{sp}^4 - T_{sz}^4), \quad \bar{q}_w = \frac{\sum_{e=1}^{ne} q_e l^e}{\sum_{e=1}^{ne} l^e} \Bigg|_{l_w} + \sigma_B \varepsilon_m (T_{sp}^4 - T_{sw}^4) \quad (7.2.1.8)$$

gdzie σ_B oznacza stałą Stefana Boltzmana, która wynosi $5.67 \cdot 10^{-8} \text{ J s}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ K}^{-4}$, ε_m współczynnik emisyjności, którego wartość dla stali St36K, z której wykonane są ożebrowane rury eliptyczne, przyjęto równą $\varepsilon_m=0.9$. Wzrost gęstości strumienia ciepła, spowodowany promieniowaniem spalin został uwzględniony przy obliczeniach $\bar{h}_{sp,w}$ oraz $\bar{h}_{sp,z}$.

Przykładowe wyniki obliczeń CFD w postaci rozkładów pól temperatur (w płaszczyźnie przecinającej żebro w połowie jego grubości i w płaszczyźnie leżącej w połowie odległości pomiędzy żebrami) oraz prędkości (w płaszczyźnie wymienionej, jako druga dla pól temperatur), dla przypadku bez osadów kamienia kotłowego, tj. $\delta_k = 0$ mm, pokazano na rys. 7.12. Przedstawione mapy podanych wielkości uzyskano dla wartości masowego natężenia przepływu wody w rurze $\dot{m} = 0.22$ kg/s oraz temperatury wody $T_{sr} = 120$ °C. Podane rozkłady odnoszą się do płaszczyzn zlokalizowanych w połowie wysokości rur wymiennika ciepła.

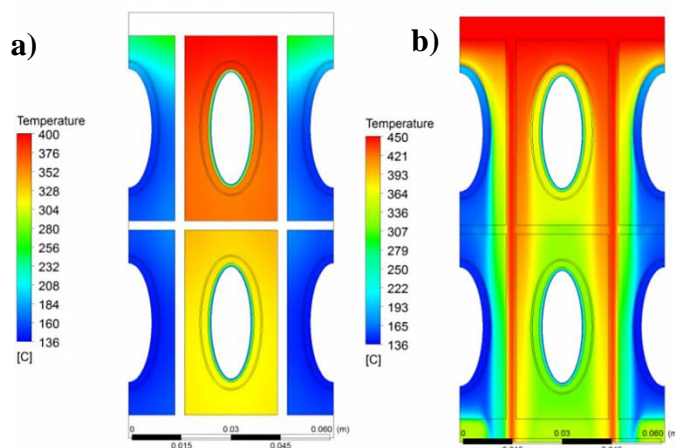


Rys. 7.12. Rozkłady temperatur: (a) dla żebra i rury eliptycznej, (b) dla opływających rurę spalin oraz (c) rozkład prędkości spalin (wszystkie wyniki dla przypadku braku osadów wewnętrznych tj. $\delta_k = 0$ mm)

Przedstawione na rys. 7.12 pola prędkości (7.12c) i temperatury spalin (7.12b) oraz rozkłady temperatury ścianki rury i żebra (7.12a) pozwalają określić strefy, w których proces wymiany ciepła przebiega intensywnie oraz te, w gdzie jest on nieefektywny. Jak można zauważyć, pod większą ośią elipsy tworzą się strefy stagnacji, pogarszające znacznie intensywność wymiany ciepła pomiędzy czynnikami roboczymi. Przyjmując, że fragment powierzchni rury eliptycznej, na którą napływają spaliny to powierzchnia czołowa, a przeciwna do niej to powierzchnia tylna, widać, że strefy stagnacji występują przede wszystkim za powierzchnią tylną rury eliptycznej pierwszego rzędu oraz przed powierzchniami czołową i tylną rury eliptycznej rzędu drugiego. Tutaj też intensywność przekazywania ciepła między dwoma czynnikami roboczymi będzie najmniejsza. Natomiast dla powierzchni czołowej rury eliptycznej w pierwszym rzędzie intensywność wymiany ciepła jest najwyższa, z uwagi na korzystniejsze warunki pracy większej części żebra i prawidłowy opływ tej części profilu rury. W strefach powierzchni bocznych rur eliptycznych prędkość przepływu jest wysoka, tak więc w tych miejscach intensywność procesu wymiany ciepła jest także wyższa w porównaniu ze strefami stagnacji. Dotyczy to obu rzędów z tym że korzystniejsze warunki dotyczą rur pierwszego rzędu. Naturalnie z uwagi na mniejszy

zakres stref stagnacji dla rur pierwszego rzędu intensywność procesów wymiany ciepła w ich przypadku jest wyższa niż dla rur drugiego rzędu.

W przypadku, gdy w rurach eliptycznych odkłada się kamień kotłowy warunki procesu wymiany ciepła pomiędzy czynnikami roboczymi znacznie się pogarszają. Odpowiadające takiej sytuacji rozkłady temperatur w rurze ożebrowanej oraz spalin pomiędzy żebrami, dla warstwy kamienia o grubości $\delta_k = 1$ mm, charakteryzujące się współczynnikiem przewodzenia ciepła $\lambda_k = 0.35$ W/(m·K), pokazano na rys. 7.13, przy czym uwarunkowania dotyczące płaszczyzn są identyczne jak powyżej (rozkłady prędkości przepływu spalin są w tym przypadku takie same jak na rys. 7.12c).

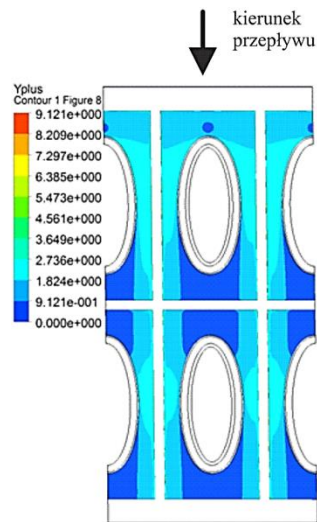


Rys. 7.13. Rozkłady temperatur: dla żebra i rury eliptycznej (a) oraz dla opływających rurę spalin (b) (wszystkie wyniki dla przypadku braku osadów wewnętrznych tj. $\delta_k = 1$ mm)

Analiza rys. 7.13 wskazuje, że przedstawione dla przypadku $\delta_k = 0$ mm uwagi dotyczące stref stagnacji, czy też efektywności wymiany ciepła są podobne gdy pojawią się zanieczyszczenia. Inny jest jednak efekt ilościowy.

Porównanie rys. 7.12 i 7.13 pozwala zauważyć, że osady kamienia kotłowego powodują, wyraźny wzrost temperatur żebra i rury. Świadczy to o pogorszeniu się warunków odbioru ciepła przez wodę, gdyż kamień działa jak warstwa izolacyjna. Dlatego też w takim przypadku w rurkach wymiennika ciepła może dojść do powstawania znacznych naprężeń termicznych, mogących przyczynić się do ich pęknięcia.

Na dokładność prezentowanych obliczeń przeplywowo-cieplnych związanych z oplywem rury eliptycznej znaczny wplyw ma wartosc y^+ , tzn. bezwymiarowej odleglosci srodka geometrycznego objętości kontrolnej płynu od ścianki (opisanej w podrozdziale 5.3). Im jej wartość jest niższa, tym dokładniej odwzorowane są procesy przeplywowo-cieplne podczas oplywu rury eliptycznej przez spaliny. Zgodnie z zaleceniami modelowania numerycznego przeplywów przyściennych (opisanych w podrozdziale 5.3) wymagane jest, aby wartosc y^+ była mniejsza niż 100, gdyż wtedy funkcje ściany prawidłowo odzwierciedlają zarówno rozkład bezwymiarowej prędkości u^* jak i temperatury T^+ w warstwie przyściennej. Wtedy też dokładność obliczeń gęstości strumienia ciepła q_w (równanie (5.3.15)) w tej warstwie jest wysoka. Rozkłady wartości y^+ , dla prezentowanych na rys. 7.13 pól temperatury zaprezentowano na rys 7.14.



Rys. 7.14. Rozkład bezwymiarowej odległości środka ciężkości objętości kontrolnej od ścianki (wartość y^+)

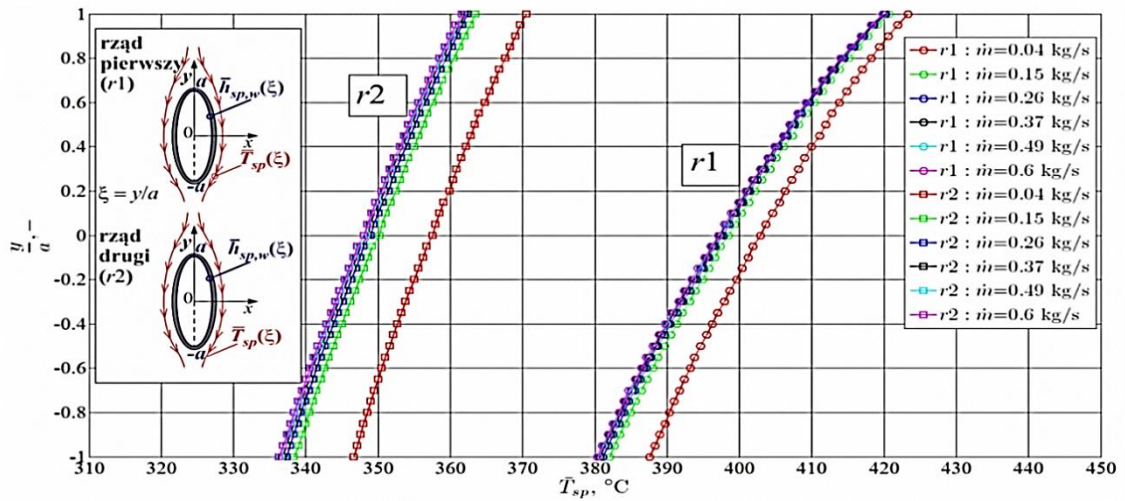
Jak można zaobserwować na rys. 7.14, maksymalna wartość y^+ nie przekracza 10, a zatem w prezentowanych w pracy obliczeniach numerycznych spełniono zalecenia dotyczące jakości siatki numerycznej.

Głównym celem opracowanego algorytmu obliczeń przeplywowo-ciepłnych opływu pęku rur eliptycznych przez spaliny jest wyznaczenie rozkładu temperatury spalin \bar{T}_{sp} oraz zastępczych współczynników wnikania ciepła: $\bar{h}_{sp,w}$ i $\bar{h}_{sp,z}$ (w obu przypadkach dla $\delta_k = 0$ mm), a w przypadku występowania kamienia kotłowego $\bar{h}_{sp,z}$ (dla $\delta_k = 1$ mm i dla $\delta_k = 1.5$ mm). Znając wartości tych wielkości możliwe jest przy wykorzystaniu konwekcyjnych warunków brzegowych wymiany ciepła – równania (7.2.1.1) oraz (7.2.1.2) sprzężyć analizę opływu rury 1 z analizą rozplywu cieczy w przestrzeni rurowej wymiennika ciepła.

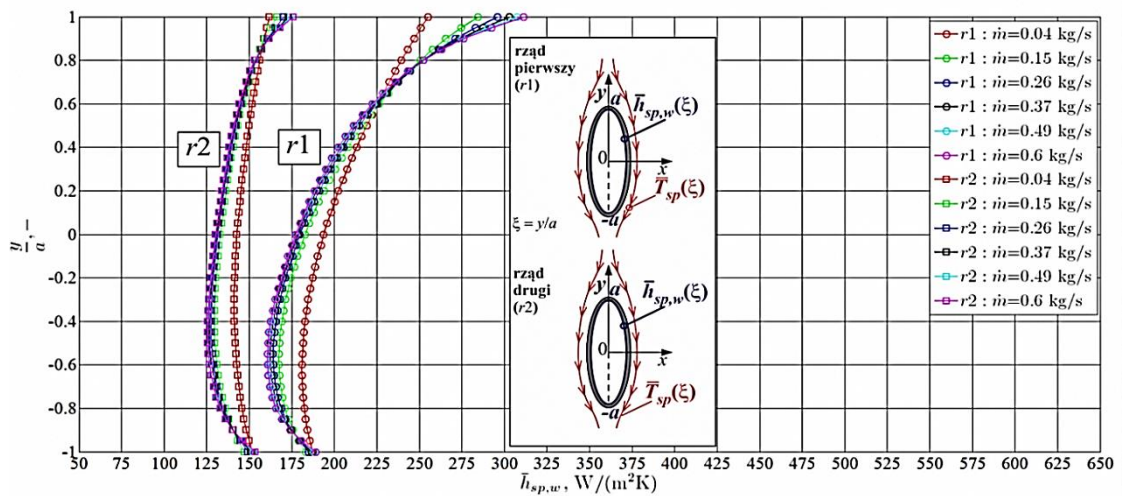
Wyznaczone dla przyjętych warunków zmiany wartości \bar{T}_{sp} , $\bar{h}_{sp,w}$ i $\bar{h}_{sp,z}$ dla obu rzędów ożebrowanych rur wymiennika przedstawiono na rys. 7.15-7.17. Wykorzystano w tym celu współrzędną ξ zdefiniowaną zależnością

$$\xi = \frac{y}{a} \quad (7.2.1.9)$$

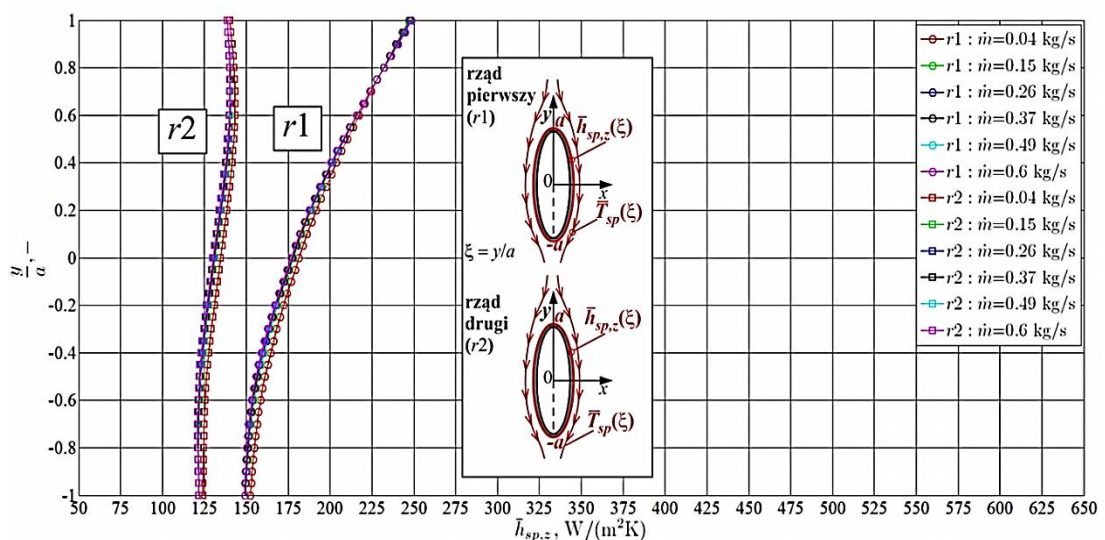
gdzie a oznacza większą półoś elipsy, natomiast y jest współrzędną równoległą do kierunku przepływu spalin. Profile zmian $\bar{T}_{sp}(\xi)$, $\bar{h}_{sp,w}(\xi)$, $\bar{h}_{sp,z}(\xi)$ widoczne na rys. 7.15-7.17 odpowiadają początkowej fazie eksploatacji urządzenia, tj. gdy $\delta_k = 0$ mm (brak kamienia kotłowego w rurach wymiennika). Zostały one wyznaczone dla ożebrowanych rur obu rzędów przy wartościach masowego natężenia przepływu w tych rurach zawartego w granicach $\dot{m} = 0.04 - 0.6$ kg/s.



Rys. 7.15. Rozkład średniej temperatury spalin \bar{T}_{sp} podczas opływu pierwszego i drugiego rzędu ożebrowanych rur eliptycznych (dla różnych wartości masowego natężenie przepływu wody w rurze wymiennika)



Rys. 7.16. Rozkład wartości średniej zastępczego współczynnika wnikania ciepła od spalin $\bar{h}_{sp,w}$ podczas opływu pierwszego i drugiego rzędu ożebrowanych rur eliptycznych (dla różnych wartości masowego natężenia przepływu wody w rurze wymiennika)



Rys. 7.17. Rozkład wartości średniej zastępczego współczynnika wnikania ciepła od spalin $\bar{h}_{sp,z}$ podczas opływu pierwszego i drugiego rzędu ożebrowanych rur eliptycznych (dla różnych wartości masowego natężenia przepływu wody w rurze wymiennika)

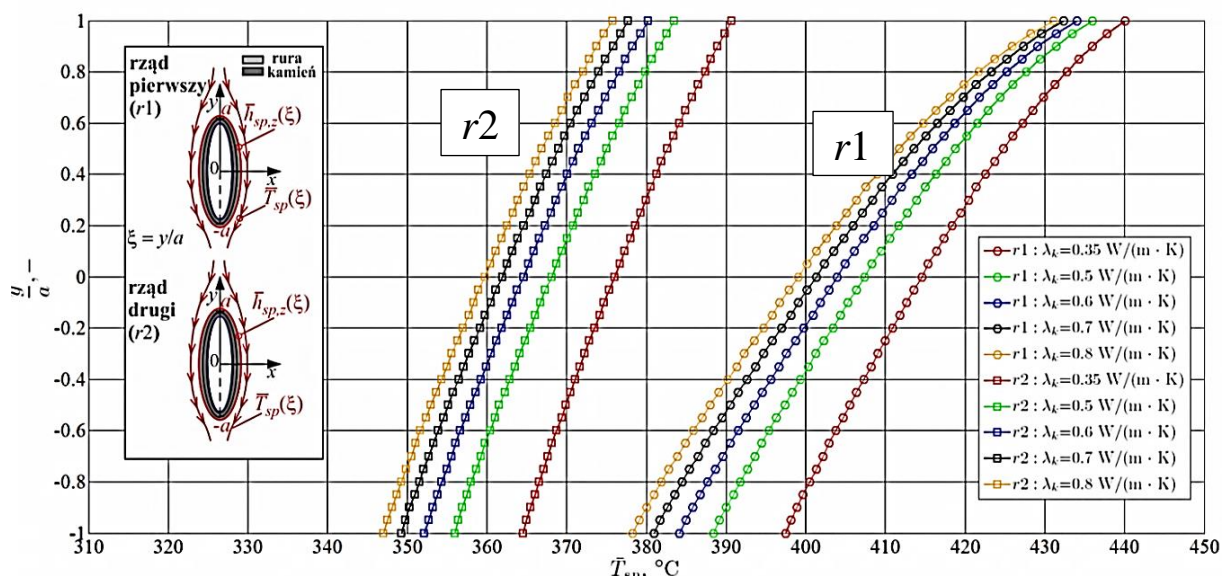
Analiza rysunku 7.15 pozwala zauważyć, że rozkłady temperatury spalin podczas opływu ożebrowanych rur eliptycznych zależą od wartości masowego natężenia przepływu przepływającego w nich czynnika \dot{m} (tutaj wody). Im ma ona niższą wartość tym jest ona wyższa. Niemniej tempo obniżania się temperatury spalin zmniejsza się dość szybko w miarę wzrostu \dot{m} (np. począwszy od $\dot{m} = 0.15$ kg/s różnice temperatury spalin są niewielkie). Naturalnie w strefie omywania rur drugiego rzędu temperatury spalin są niższe (obniża się ona w skutek oddawania energii wodzie przepływającej rurami pierwszego rzędu) w porównaniu ze strefą rur pierwszego rzędu 1.13-1.15 razy (wyższe wartości odpowiadają powierzchni czołowej $\zeta = 1$, niższe powierzchni tylnej $\zeta = -1$).

Na podstawie rysunków 7.16 i 7.17 można stwierdzić, że intensywność procesu wymiany ciepła podczas opływu ożebrowanych rur drugiego rzędu jest niższa w porównaniu z rurami pierwszego rzędu. Oczywiście należało się tego spodziewać z uwagi na pokazane wcześniej strefy stagnacji, a potwierdzeniem są wartości zastępczych współczynników wnikania ciepła. Są one dla rur drugiego rzędu niższe o ok. 1.2 – 1.7 razy (zależnie od wartości \dot{m} i ζ). Można też zauważyć, że współczynnik $\bar{h}_{sp,w}$ przyjmuje największe wartości dla powierzchni czołowych $\zeta = 1$, a niższe w miejscach oderwania się strugi i dla powierzchni tylnej (dla ζ od ok. -0.4 do ok. -0.6, przy czym niższa z wartości ζ dla rur pierwszego rzędu). Natomiast w przypadku $\bar{h}_{sp,z}$ dla rur pierwszego rzędu najwyższe wartości występują dla $\zeta = 1$ a najniższe dla $\zeta = -1$, dla rur drugiego rzędu wartości $\bar{h}_{sp,z}$ wyrównują się (nie mniej nieco wyższa występuje dla ζ równego ok. 0.6).

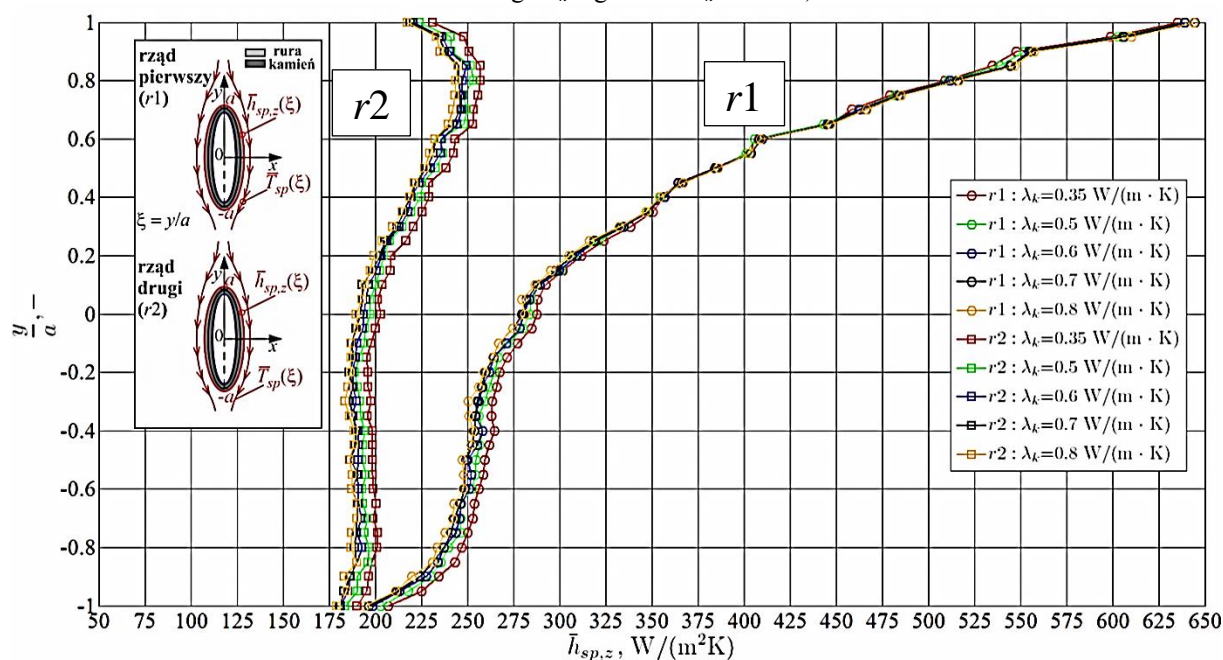
Jak wcześniej wspomniano jednym z większych zagrożeń eksploatacyjnych dla wymienników ciepła jest odkładający się w ich rurach kamień kotłowy. Już nieznaczna jego warstwa może znacząco ograniczyć odbiór ciepła przez płynącą w rurach ciecz, o czym świadczą chociażby mapy temperatur przedstawione na rys. 7.13. W związku z tym przeanalizowano wpływ obecności kamienia kotłowego na wewnętrznych powierzchniach ożebrowanych rur eliptycznych oraz jego przewodności cieplnej λ_k na rozkłady średniej temperatury spalin \bar{T}_{sp} wyznaczonej na podstawie równania (7.2.1.6) oraz średnich wartości zastępczego współczynnika wnikania ciepła od strony spalin $\bar{h}_{sp,z}$ obliczanego na podstawie zależności (7.2.1.7).

Obliczenia przeprowadzono dla masowego natężenia przepływu \dot{m} z zakresu 0.02 kg/s – 0.08 kg/s i grubości warstwy kamienia kotłowego $\delta_k = 1$ mm i $\delta_k = 1.5$ mm. Analiza, podobnie jak poprzednio dotyczy rzędów rur zarówno pierwszego jak i drugiego.

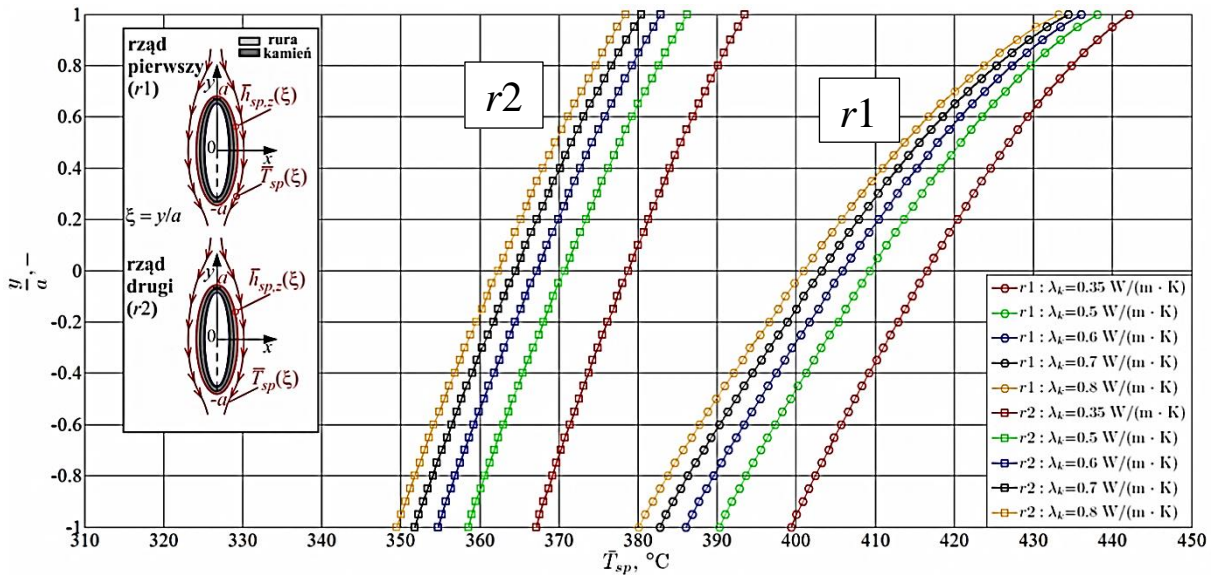
Przykład otrzymanych wyników w postaci profili podanych wielkości z wykorzystaniem bezwymiarowej współrzędnej ζ , dla $\dot{m} = 0.08$ kg/s przedstawiono na rys. 7.18-7.21.



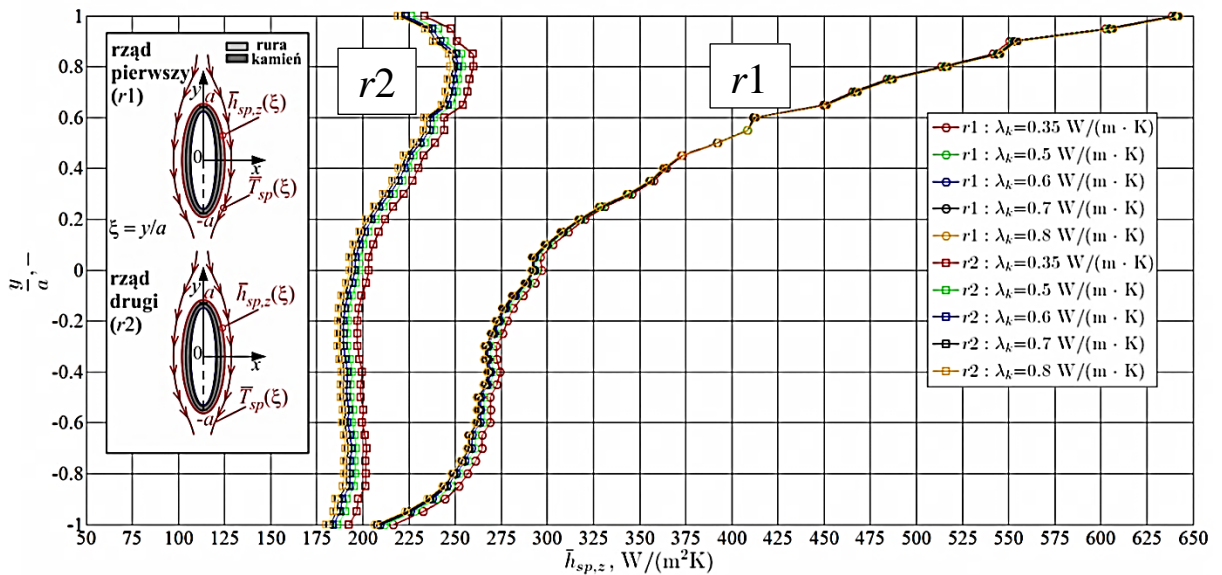
Rys. 7.18. Rozkład średniej temperatury spalin \bar{T}_{sp} podczas opływu pierwszego i drugiego rzędu ożebrowanych rur eliptycznych (dla różnych wartości współczynnika przewodzenia ciepła kamienia kotłowego λ_k i grubości $\delta_k = 1$ mm)



Rys. 7.19. Rozkład wartości średniej zastępczego współczynnika wnikania ciepła od spalin $\bar{h}_{sp,z}$ podczas opływu pierwszego i drugiego rzędu ożebrowanych rur eliptycznych (dla różnych wartości współczynnika przewodzenia ciepła kamienia kotłowego λ_k i grubości $\delta_k = 1$ mm)



Rys. 7.20. Rozkład średniej temperatury spalin \bar{T}_{sp} podczas opływu pierwszego i drugiego rzędu ożebrowanych rur eliptycznych (dla różnych wartości współczynnika przewodzenia ciepła kamienia kotłowego λ_k i grubości $\delta_k = 1.5$ mm)



Rys. 7.21. Rozkład wartości średniej zastępczego współczynnika wnikania ciepła od spalin $\bar{h}_{sp,z}$ podczas opływu pierwszego i drugiego rzędu ożebrowanych rur eliptycznych (dla różnych wartości współczynnika przewodzenia ciepła kamienia kotłowego λ_k i grubości $\delta_k = 1.5$ mm)

Na podstawie rys. 7.18 i 7.20 można stwierdzić, że profile temperatury silnie zależą od wartości współczynnika λ_k , oczywiście im jest ona mniejsza, tym wyższe są temperatury spalin omywających ożebrowane rury eliptyczne w przypadku stref rzędów zarówno pierwszego jak i drugiego. W przypadku tego drugiego są one jednak niższe niezależnie od wartości λ_k , dla $\delta_k = 1$ mm średnio o ok. 1.09 – 1.15 razy, a dla $\delta_k = 1.5$ mm o ok. 1.08 – 1.14 razy (przy czym większe różnice dla $\zeta = 1$, praktycznie niezależnie od wartości λ_k). Można też dodać, że im kamień ma większą grubość tym temperatura spalin jest wyższa. Przykładowo dla $\lambda_k = 0.35$ W/(m·K), $\delta_k = 1$ mm i $\zeta = 1$ (powierzchnia czołowa) wynosi ona dla rur pierwszego rzędu ok. 440 °C, a dla drugiego ok. 390 °C, natomiast wzrost grubości do $\delta_k = 1.5$ mm powoduje wzrost tych temperatur o ok. 3-4 °C. Dla $\zeta = -1$ (powierzchnia tylna), przy grubości $\delta_k = 1$ mm odpowiednie wartości wynoszą 397 °C (pierwszy rząd), 365 °C (drugi

rząd). Wzrost grubości warstwy kamienia podnosi te temperatury podobnie jak powyżej. Z przeprowadzonych obliczeń wynika, że przy zmniejszeniu wartości masowego natężenia przepływu wody \dot{m} (w zakresie jak podano wyżej) zmiany temperatury \bar{T}_{sp} nie przekraczają ok 5% (naturalnie są one niższe).

Porównanie krzywych na rys. 7.19 i 7.21 pozwala przede wszystkim zwrócić uwagę na charakter zmian wartości średniej zastępczego współczynnika wnikania ciepła $\bar{h}_{sp,z}$. W przypadku rur pierwszego rzędu, poczynając od ich powierzchni czołowej do tylnej cały czas jego wartość obniża się. W przypadku drugiego rzędu są one o wiele bardziej wyrównane. Oczywiście w przypadku rur pierwszego rzędu wartości $\bar{h}_{sp,z}$ są zdecydowanie wyższe w porównaniu z wartościami dla drugiego rzędu. Przykładowo, dla $\lambda_k = 0.35 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$, $\delta_k = 1 \text{ mm}$ i $\xi = 1$ wynosi on dla rur pierwszego rzędu ok. $640 \text{ W/(m}^2\cdot\text{K)}$, a dla drugiego rzędu ok. $230 \text{ W/(m}^2\cdot\text{K)}$. Gdy $\delta_k = 1.5 \text{ mm}$ zmiany te są niewielkie, nie przekraczają 5%. Natomiast dla $\xi = -1$ wartość $\bar{h}_{sp,z}$ dla rur pierwszego rzędu obniża się do ok. $210 \text{ W/(m}^2\cdot\text{K)}$, a dla drugiego do ok. $185 \text{ W/(m}^2\cdot\text{K)}$. Podane liczby świadczą o dużej zmienności tego współczynnika dla rur pierwszego rzędu, a wyrównaniu w przypadku drugiego. Można dodać, że dla rur drugiego rzędu najwyższe wartości $\bar{h}_{sp,z}$ występują dla $\xi \approx 0.8$.

Przebieg krzywych $\bar{h}_{sp,z}$ (rys. 7.19 i 7.21) pozwala też zauważyć, że na jego wartości zmiany współczynnika przewodzenia ciepła kamienia kotłowego mają stosunkowo mały wpływ. Przy zmianie masowego natężenia przepływu wody \dot{m} (w zakresie jak podano wyżej) różnic wartości $\bar{h}_{sp,z}$ nie przekraczają 5%.

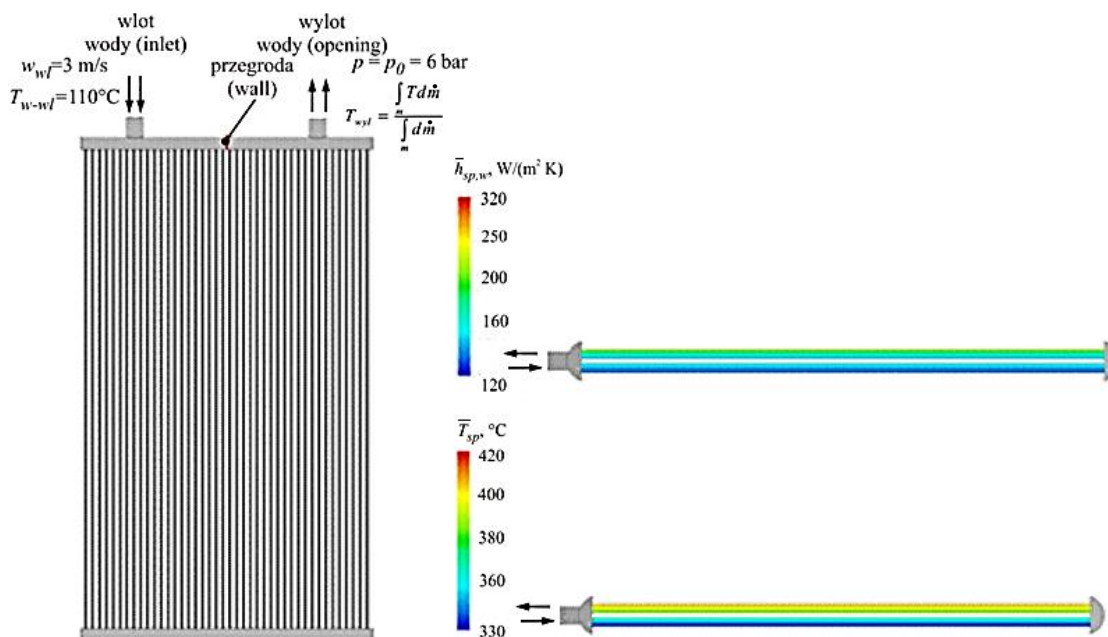
Porównując rys. 7.15 i 7.17 z rys. 7.18 – 7.21 można zauważyć istotny wpływ obecności zanieczyszczeń na wyznaczone wartości \bar{T}_{sp} i $\bar{h}_{sp,z}$. Ogólnie można podać, że przy warstwie kamienia kotłowego na wewnętrznych powierzchniach rur temperatury spalin w obu rzędach są wyższe w porównaniu z sytuacją, gdy rury są czyste. Natomiast obecność zanieczyszczeń powoduje dość znaczny wzrost wartości $\bar{h}_{sp,z}$ (wyższy dla rur pierwszego rzędu).

7.2.2. Analiza rozplywu wody w przestrzeni rurowej wymiennika ciepła z rurami elip- tycznymi ożebrowanymi

Analizy rozplywu wody w przestrzeni rurowej wymiennika ciepła są drugim z zadań opracowanego algorytmu pozwalającego przeprowadzać analizy przeplywowo-cieplne tych urzadzzeń. Zgodnie z tym algorytmem sprzuzenie procesow przeplywow czynnika gazowego plynacego przestrzenia miedzyrurowa oraz wody przeplywajacej przestrzenia rurowa odbywa sie przez zadanie konwekcyjnego warunku wymiany ciepla. Warunek ten uwzględnia strumien ciepla przekazywany od spalin do plynacej w rurach wody. Poniewaz konwekcyjny strumien ciepla jest funkcja m.in. zastępczego współczynnika wnikania ciepła od strony spalin $\bar{h}_{sp,w}$ oraz temperatury spalin \bar{T}_{sp} , to ich rozklady zostaly wyznaczone (wzdłuż kierunku przeplywu spalin) w funkcji masowego natężenia przeplywu cieczy w rurach \dot{m} (rys. 7.15 – 7.17). Przyklady te dotyczą fazy początkowej eksploatacji wymiennika ciepła, kiedy brak jest zanieczyszczeń wewnątrz jego rur, tzn. $\delta_k = 0 \text{ mm}$. W takim przypadku analiza nieprawidłowości związanych z pracą urzadzzenia pozwala zlokalizowac strefy rur, w których przeplyw cieczy znacznie różni się od zalożeń procesowych. Jak już wcześniej wspomniano, gdy przeplyw jest bardzo wolny może dojść do odparowania wody. Jeżeli jest ona

nieprawidłowo przygotowana (nieuzdatniona), to wyższe temperatury cieczy mogą przyspieszyć proces osadzania się na wewnętrznych ściankach rur kamienia kotłowego. Dlatego też dla bezpieczeństwa eksploatacji wysokosprawnych wymienników ciepła z rurami ożebrowanymi eliptycznymi istotne jest wskazanie tych stref (rur wymiennika ciepła), gdzie przepływ cieczy odbywa się z niską prędkością i gdzie może zachodzić proces odparowania. Dokonano tego przeprowadzając analizy CFD rozptyłu cieczy w rurach, wykorzystując wspomniany algorytm. Należy dodać, że zastosowano w nim model turbulencji SST-TR.

Wspomniane wyżej rozkłady wielkości $\bar{h}_{sp,w}$ i \bar{T}_{sp} zostały użyte w obliczeniach rozptyłu wody w przestrzeni rurowej wymiennika ciepła, jako warunki brzegowe, które w odniesieniu dla jednej z j -tej iteracji algorytmu obliczeniowego (rys. 7.6) przedstawiono na rys. 7.22.



Rys. 7.22. Warunki brzegowe dla analizy przepływu wody w przestrzeni rurowej wymiennika ciepła

Obciążenie cieplne dla każdej rurki wymiennika ciepła przyjęto na podstawie obliczonych w iteracji $j-1$ wartości masowego natężenia przepływu wody \dot{m} . Zestawienie warunków brzegowych zastosowanych w analizie rozptyłu wody w wymienniku ciepła podano w tabeli 7.6.

Aby ocenić efektywność pracy wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi należy wyznaczyć: masowe natężenie przepływu cieczy w poszczególnych rurkach wymiennika \dot{m} , temperaturę ścianek rur eliptycznych oraz temperaturę ścianek kolektorów zbiorczych.

Jednak przed wykonaniem właściwych obliczeń numerycznych przeanalizowano wpływ parametrów modelu dyskretnego, tutaj liczby węzłów i elementów skończonych, na uzyskiwane wyniki. Zagęszczenie siatki numerycznej modelu dyskretnego musi nastąpić w miejscach gdzie występują znaczne gradienty prędkości i temperatury. Wymagało to sprawdzenia gdzie one występują. ANSYS CFX stosuje w tym celu tzw. adaptację siatki numerycznej modelu dyskretnego, która polega na jej automatycznym zagęszczeniu w miejscach gdzie występują maksymalne gradienty temperatury, prędkości, ciśnienia czy też dowolnej wybranej przez użytkownika wielkości. Dla analizy rozptyłu cieczy w przestrzeni rurowej wymiennika ciepła parametrem, na podstawie, którego dokonywano adaptacji siatki

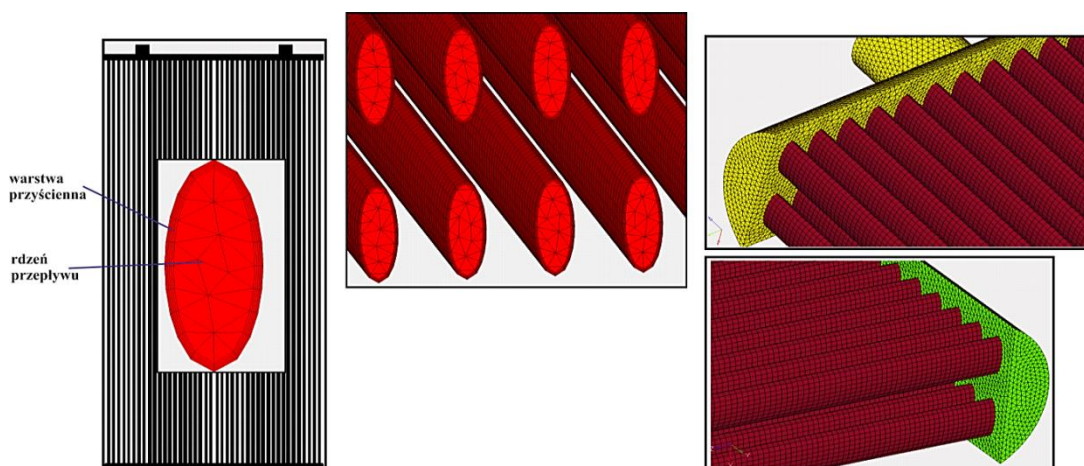
numerycznej była prędkość cieczy, gdyż to ona decyduje o intensywności konwekcyjnej wymiany ciepła. Parametry modelu dyskretnego dla 4 przypadków obliczeniowych zestawiono w tabeli 7.7, natomiast na rys. 7.23 pokazano model numeryczny przepływu, dla przypadku nr 2.

Tabela 7.6. Warunki brzegowe dla analizy rozptyłu cieczy w kolektorach i rurach wymiennika ciepła (dla potrzeb analiz przeplywowo-ciepnych tego urzadzenia)

Warunki brzegowe, przeplywowe	<p>a) Warunek na powierzchni naplywu (inlet) – prędkość wlotowa wody $w = w_{wl} = 3 \text{ m/s}$ (równanie (5.4.1))</p> <p>b) Warunek na powierzchni odpływu (opening) – ciśnienie wylotowe spalin $p = p_p = 6 \text{ bar}$ (równanie (5.4.6))</p> <p>c) Warunek ściany (wall) – przegroda (równanie (5.4.9))</p> <p>d) Chropowatość ścianki rur i kolektorów zbiorczych $R_p = 18 \mu\text{m}$</p>
Warunki brzegowe, cieplne	<p>a) Temperatura czynnika na powierzchni naplywu (inlet) - temperatura wody w króćcu wlotowym $T = T_{wl} = 110^\circ\text{C}$ (równanie (5.4.1))</p> <p>b) Temperatura wody na powierzchni wyplywu (opening) – na wylocie z wymiennika:</p> $T_{wyl} = \frac{\int T d\dot{m}}{\int \dot{m}}, \text{ (równanie (5.4.8))}$ <p>c) warunek brzegowy konwekcyjnej wymiany ciepła dla powierzchni wewnętrznej ścianki rury eliptycznej – równanie (5.4.12), gdzie: $T = \bar{T}_{sp}$, współczynnik wnikania ciepła $h = \bar{h}_{sp,w}$.</p>

Tabela 7.7. Parametry modeli dyskretnych użytych w obliczeniach rozptyłu w przestrzeni rurowej wymiennika ciepła

Numer przypadku obliczeniowego	Liczba węzłów	Liczba elementów
1	$4.2 \cdot 10^6$	$4.8 \cdot 10^6$
2	$5.7 \cdot 10^6$	$7.7 \cdot 10^6$
3	$7.3 \cdot 10^6$	$13 \cdot 10^6$
4	$9.1 \cdot 10^6$	$17.5 \cdot 10^6$



Rys. 7.23. Model numeryczny przeplywu wody w wymienniku ciepła (dla parametrów nr 2 - tabela 7.7)

Jak można zauważyć na rys. 7.23 siatka obliczeniowa składa się z dwóch typów elementów skończonych: elementów czworościennych (TETRA 4) i elementów pięciostoiennych (PYRAMID 5). Rdzeń przepływu zamodelowany jest przy użyciu elementów o większych rozmiarach, gdyż w przypadku przepływu turbulentnego nie występują w nim duże gradienty prędkości, natomiast warstwa przyścienna zamodelowana jest tak, aby na jej grubości znajdowało się minimum 5 elementów skończonych, gdyż jak już wcześniej zostało wspomniano (podrozdział 5.3), występują w niej duże gradienty prędkości i temperatury cieczy (muszą zatem one zostać odpowiednio interpolowane dużą liczbą elementów).

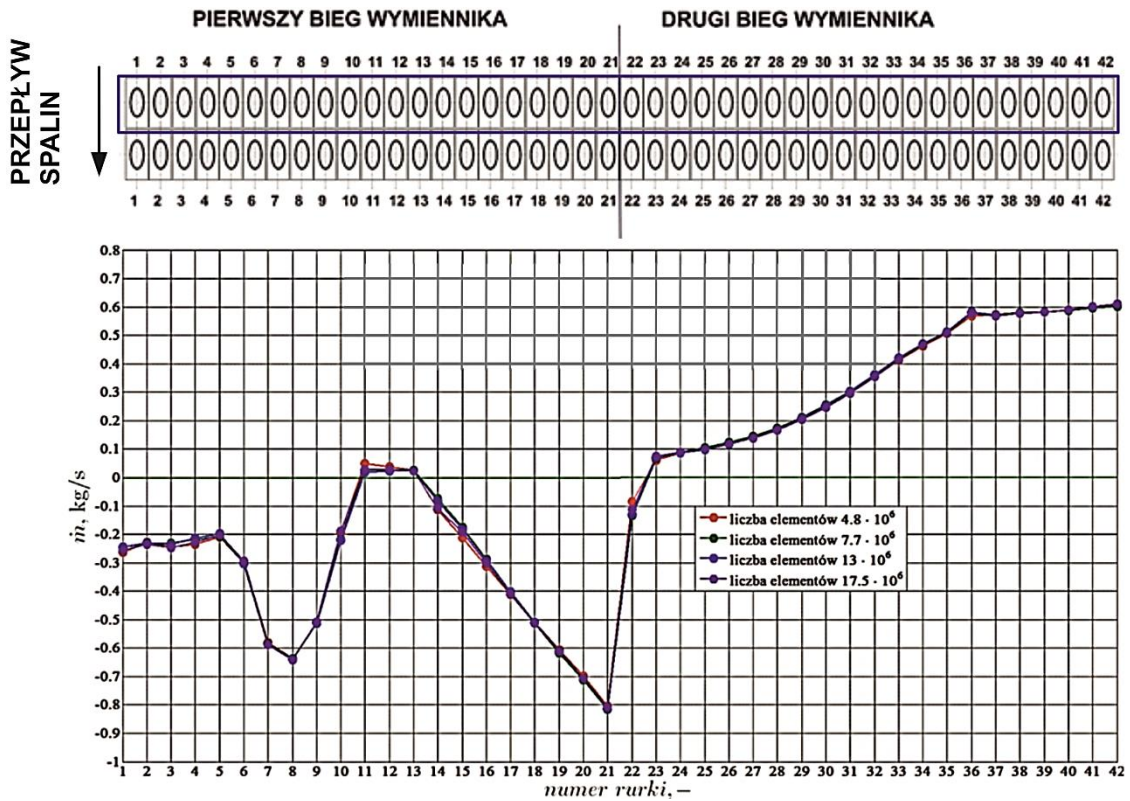
Aby sprawdzić wpływ parametrów modelu dyskretnego wymiennika ciepła na wartości średniej prędkości i temperatury cieczy porównano wyniki obliczeń numerycznych rozprawy cieczy dla przekroju w połowie wysokości każdej z rur wymiennika ciepła (płaszczyzna ewaluacyjna $P_{i,6}$, rys. 7.7, tabela 7.2), przyjmując numerację tych rur jak pokazano na rys. 4.2 (rozdział 4).

Uzyskane wartości masowego natężenia przepływu cieczy \dot{m} w obu rzędach ożebrowanych rur wymiennika ciepła, dla czterech przyjętych modeli dyskretnych, przedstawiono na rys. 7.24 (pierwszy rząd) i 7.25 (drugi rząd).

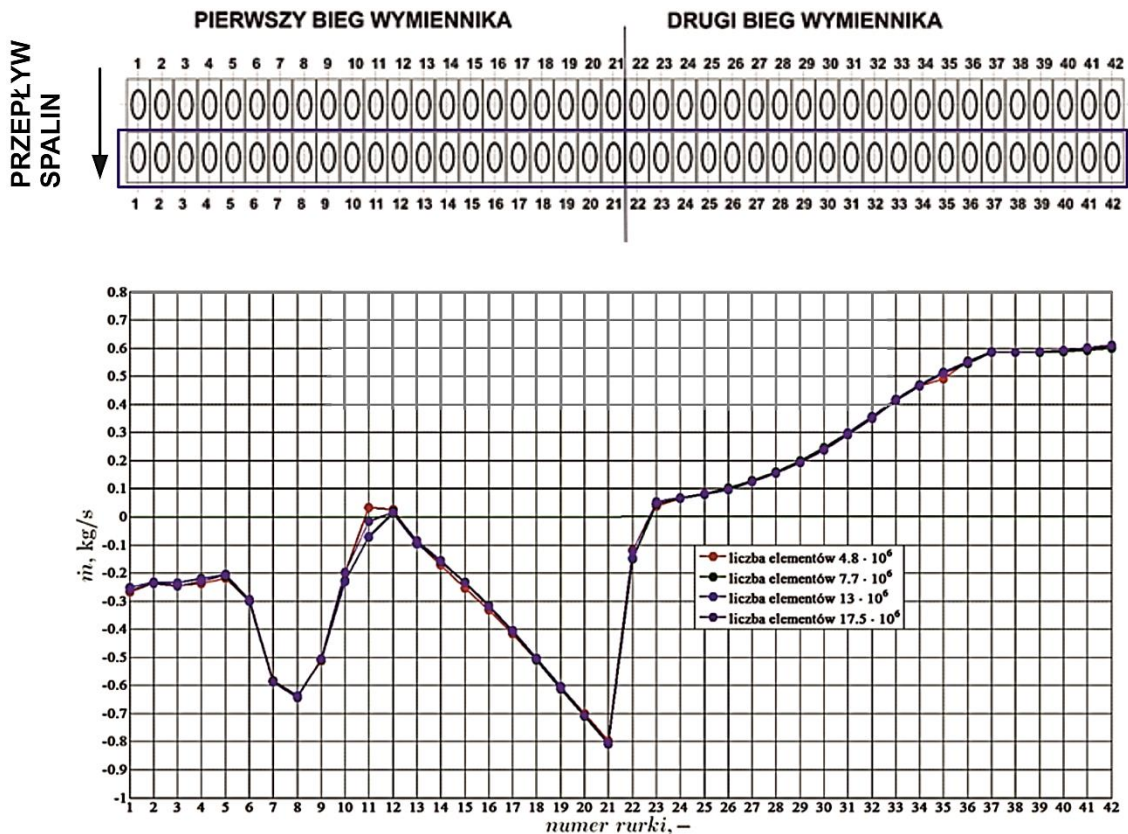
Analizując przedstawione na rys. 7.24 i 7.25 rezultaty obliczeń numerycznych można stwierdzić, że w przypadku przedmiotowego wymiennika ciepła (patrz rozdział 4) rozprawy cieczy z jego kolektorów zbiorczych do poszczególnych rur jest bardzo nierównomierny. Uwaga ta dotyczy obu rzędów a wartości \dot{m} różnią się nawet do kilkunastu razy dla rur danego biegu wymiennika ciepła. Oprócz wartości \dot{m} należy również zwrócić uwagę na jej znak (wynikający z przyjętego w procedurze obliczeniowej układu współrzędnych). W większości rur pierwszego biegu (rury o numerach 1-21) znak \dot{m} jest ujemny, co oznacza, że ciecz płynie w kierunku przeciwnym do współrzędnej z (rys. 7.7), czyli poprawnie, tak jak zakłada projekt urządzenia. Natomiast w rurach nr 11-13 (pierwszy rząd) oraz nr 11 i 12 (drugi rząd) tego biegu znak \dot{m} jest dodatni, co oznacza, że w tych rurach kierunek przepływu jest przeciwny do zamierzonego. Zjawisko to jest wysoce niepożądane, gdyż wtedy ciecz odbiera ciepło od spalin wielokrotnie, intensywnie się nagrzewając, co może doprowadzić do jej odparowania. To przyczynia się, w przypadku nieprawidłowego przygotowania wody, do intensyfikacji procesu odkładania się kamienia kotłowego, co jest jedną z częstych przyczyn awarii urządzeń.

Również w drugim biegu występują podobne przepływy. Są one zgodne z założeniami w rurach nr 23 – 42 (znak \dot{m} jest dodatni), ale w rurze nr 22 przepływ jest przeciwny (tzn. \dot{m} ma znak ujemny).

Fakt, że przepływ w rurach wymiennika ciepła jest prawidłowy (biorąc pod uwagę jego zwrot) nie gwarantuje korzystnych, a tym bardziej optymalnych z punktu technologicznego warunków pracy tego urządzenia (zapewniających np. porównywalne dla każdej rury warunki odbioru ciepła). Można to stwierdzić analizując wartości masowego natężenia przepływu np. dla rur numer 21 i 23, zarówno dla pierwszego (rys. 7.24) jak i dla drugiego (rys. 7.25) rzędów rur. Jak można zauważyć, wartości masowego natężenia przepływu wody różnią się w nich dziesięciokrotnie (rząd pierwszy) oraz szesnastokrotnie (rząd drugi). Ponieważ prędkość cieczy jest jednym z najważniejszych czynników decydujących o intensywności procesu wymiany ciepła, to z tego porównania wynika, że warunki odbioru ciepła w poszczególnych rurach wymiennika ciepła mogą znacznie od siebie odbiegać. Ponadto w tych z nich, w których przepływ wody jest nieprawidłowy lub odbywa się z bardzo niską prędkością, można spodziewać się wysokich naprężeń cieplnych, mogących znacząco przyczynić się do awarii.



Rys7.24. Porównanie otrzymanych wartości masowego natężenia przepływu wody w ożebrowanych eliptycznych rurach pierwszego rzędu wymiennika ciepła (dla 4 różnych modeli dyskretnych - tabela 7.7)



Rys 7.25. Porównanie otrzymanych wartości masowego natężenia przepływu wody w ożebrowanych eliptycznych rurach drugiego rzędu wymiennika ciepła (dla 4 różnych modeli dyskretnych - tabela 7.7)

Na podstawie rys. 7.24 i 7.25 można też zauważyć, że użyte w obliczeniach parametry (tabela 7.7) dają pewne różnice głównie w przypadku tych rur, w których odnotowano przepływy nawrotne np. nr 11 dla pierwszego rzędu oraz nr 22 dla drugiego biegu w obu

rzędach. Ponadto w przypadku rury nr 11, dla najmniejszej liczby elementów skończonych, model numeryczny nie wykazał przepływu nawrotnego, tylko bardzo powolny przepływ zgodny z założeniami (pozostałe modele dyskretne wykazały przepływ nawrotny). Dlatego też do obliczeń numerycznych, z uwagi na bardziej niekorzystne warunki odbioru ciepła przez wodę, przyjęto drugi z analizowanych modeli dyskretnych, o liczbie elementów równej $7.7 \cdot 10^6$ (tabela 7.7).

Prędkość przepływu czynnika w rurach wymiennika ciepła ma istotny wpływ na jego temperaturę. Dlatego też dla płaszczyzn ewaluacyjnych $P_{i,6}$ (rys. 7.7, tabela 7.2), wyznaczono średnie wartości temperatury wody lub mieszaniny parowo-wodnej w przekroju poprzecznym przepływu (dla poszczególnych rur analizowanego wymiennika ciepła), posługując się definicją średniej masowej temperatury

$$T_{sr} = \frac{\int T_w d\dot{m}}{\int d\dot{m}} = \frac{\sum_{i=1}^{ne} T_w^e \dot{m}^e}{\sum_{i=1}^{ne} \dot{m}^e} \quad (7.2.2.1)$$

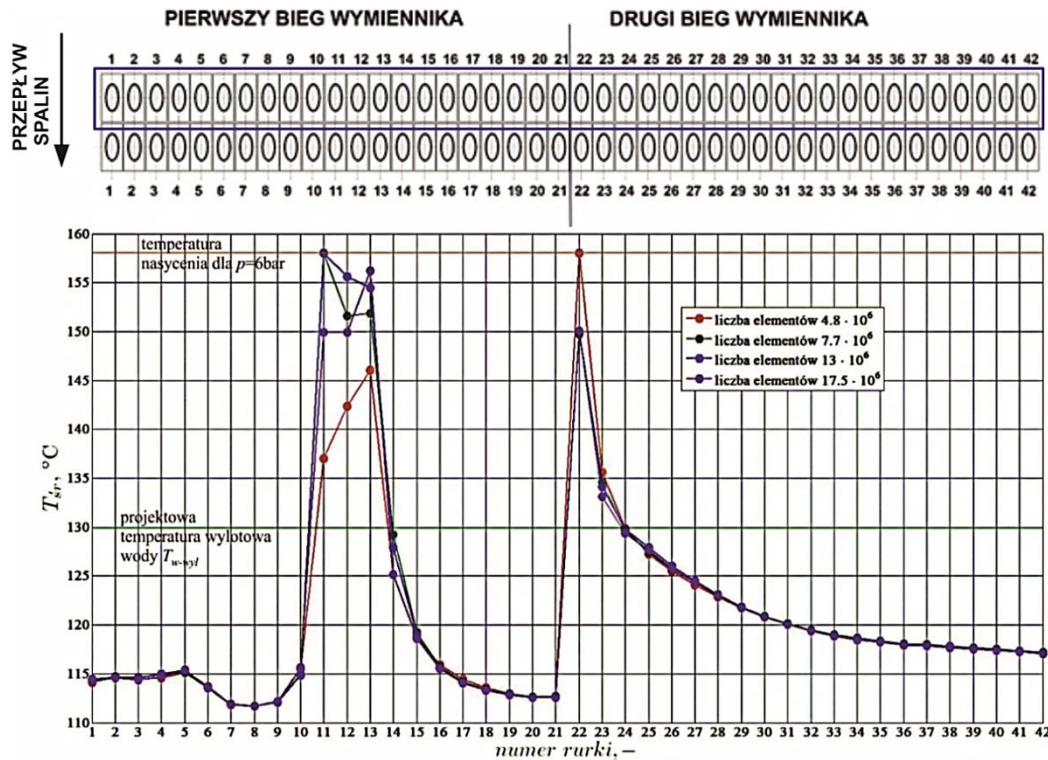
gdzie T_w^e oznacza temperaturę wody lub też w przypadku przekroczenia entalpii nasycenia mieszaniny parowo-wodnej, obliczoną w węźle centralnym (por. rys. 5.15) objętości kontrolnej, \dot{m}^e jest masowym natężeniem przepływu w kierunku normalnym do powierzchni objętości kontrolnej, natomiast ne oznacza liczbę elementów skończonych, których powierzchnie tworzą przekrój przepływu.

Rozkłady średnich temperatur wody T_{sr} wyznaczone dla przekrojów poprzecznych przepływu w połowie wysokości ożebrowanych rur eliptycznych (płaszczyzna ewaluacyjna $P_{i,6}$ – rys. 7.7, tabela 7.2), dla obu rzędów wymiennika ciepła przedstawiono na rys 7.26 (pierwszy rząd) i 7.27 (drugi rząd). Obliczenia przeprowadzono dla wszystkich modeli dyskretnych, których parametry podane w tabeli 7.7.

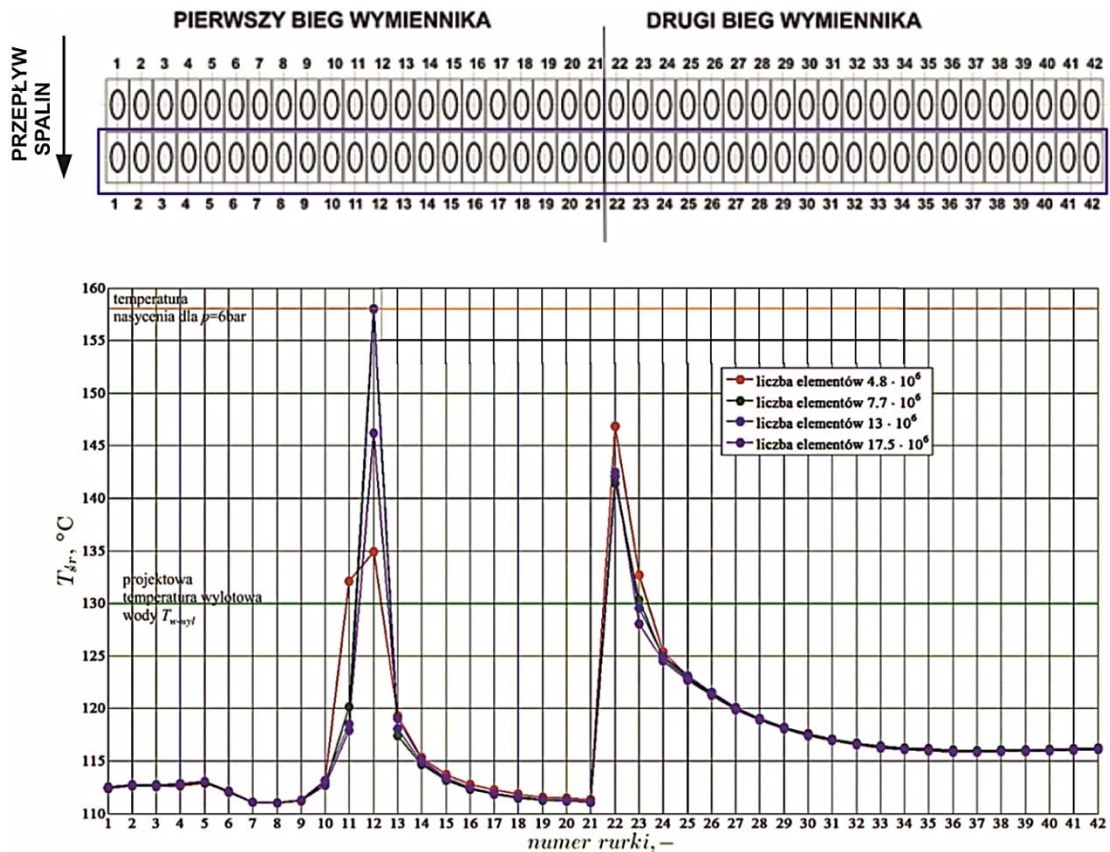
Na podstawie rys. 7.26 i 7.27 daje się zauważyć, że średnie temperatury wody lub mieszaniny parowo-wodnej T_{sr} w przypadku niektórych rur obu biegów wymiennika ciepła istotnie różnią się. Powodem są różnice w natężeniach przepływu wody, często w sąsiednich rurach, o czym pisano wcześniej.

Przepływy nawrotne jak również niska prędkość przepływu powodują znaczny wzrost temperatury wody, co widać wyraźnie np. na rys. 7.26 dla rur o nr 11-13 (pierwszy bieg) i nr 22 i 23 (drugi bieg). Temperatura wody jest w nich znacznie wyższa niż w pozostałych rurach pierwszego biegu wymiennika, i w niektórych z nich może dochodzić nawet do 158 °C, czyli osiągać temperaturę nasycenia wody przy ciśnieniu 6 bar. Tak duże różnice temperatur mogą mieć istotny wpływ na wartości napężeń cieplnych w poszczególnych rurach, powodując, że część z nich pracuje na rozciąganie, a część (o wyższej temperaturze ścianki) na ściskanie (Łopata, Ocloń, 2012a; Łopata, Ocloń, 2012b). W dalszej fazie eksploatacji wymiennika, w takich rurach (w których prędkość przepływu jest niska) może pojawić się kamień kotłowy, powodujący dalszy wzrost temperatury ścianki i jeszcze wyższe naprężenia cieplne.

Z porównania wartości temperatur T_{sr} dla obu rzędów rur (rys. 7.26 i 7.27), widać wyraźnie, że w drugim są one niższe (oczywiście tego należało oczekiwać). Spowodowane to jest zarówno niższą temperaturą spalin jak i niższą wartością współczynnika wnikania ciepła w tym rzędzie rur.



Rys. 7.26. Porównanie otrzymanych wartości średniej temperatury wody T_{sr} w ożebrowanych eliptycznych rurach pierwszego rzędu wymiennika ciepła (dla 4 różnych modeli dyskretnych – tabela 7.7)



Rys. 7.27. Porównanie otrzymanych wartości średniej temperatury wody T_{sr} w ożebrowanych eliptycznych rurach drugiego rzędu wymiennika ciepła (dla 4 różnych modeli dyskretnych – tabela 7.7)

Uzyskane wyniki (rys. 7.26 i 7.27) wskazują też, że na ich wartości ma wpływ gęstość użytej siatki numerycznej. W szczególności dotyczy to rur, w których występują przepływy nawrotne i gdzie przepływ cieczy jest powolny, tzn. tych o nr 11-13 (pierwszy bieg) oraz nr 22 i 23 (drugi bieg). Oczywiście pokrywa się to ze spostrzeżeniami dotyczącymi masowego

natężenia przepływu wody w tych rurach i efektów gęstości siatki modelu numerycznego. Można tutaj dodać, że w rurkach gdzie natężenie przepływu jest wysokie, zależność T_{sr} od gęstości siatki modelu dyskretnego jest niewielka.

7.2.3. Temperatura wewnętrznej powierzchni ścianek rur eliptycznych ożebrowanych oraz kolektorów zbiorczych wymiennika ciepła

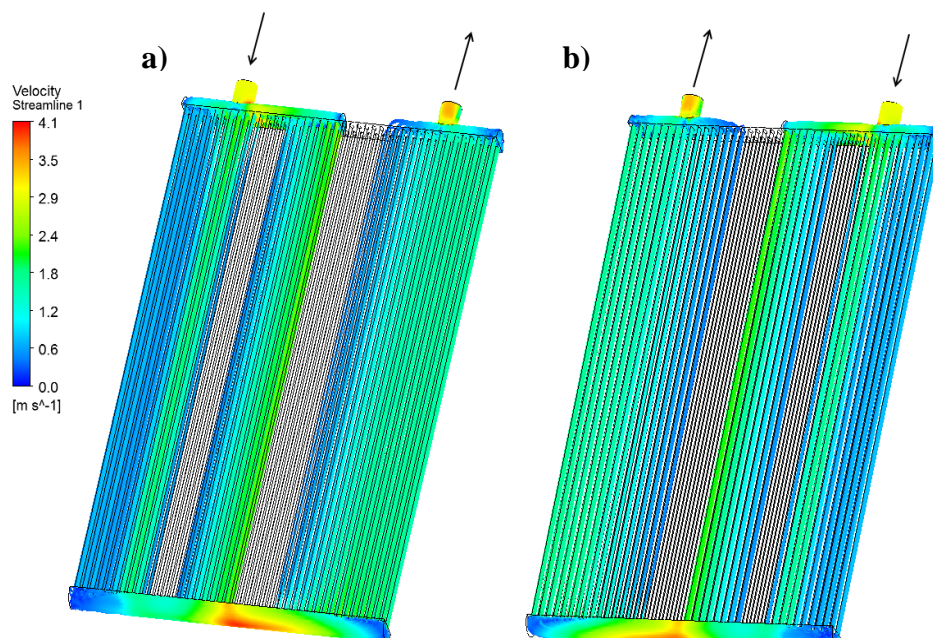
Głównym celem obliczeń przepływowo cieplnych analizowanej konstrukcji jest wyznaczenie temperatury powierzchni ścianki wewnętrznej rur oraz kolektorów zbiorczych. Na ich podstawie możliwe jest wyznaczenie obciążenia termicznego tych elementów, co uwzględnia się w analizie wytrzymałościowej.

Temperatura, o której tutaj mowa, wyznaczana jest z zależności (7.1.2), przy czym w przypadku gdy w rurach przepływa woda ($X = 0$), to w opracowanym algorytmie program ANSYS CFX pozwala wyznaczyć współczynnik wnikania ciepła ze wzoru (5.3.21). Natomiast, jeśli w rurze płynie mieszanina parowo-wodna ($X > 0$), współczynnik wnikania ciepła wyznaczany jest na podstawie modelu Steinera-Taborka z zależności (7.1.3).

Uzyskane za pomocą opracowanego algorytmu rozkłady masowego natężenia przepływu czynnika (w przestrzeni rurowej wymiennika ciepła) – patrz rozdział 7.2.2, pozwoliły zauważyć znaczną nierównomierność jej rozplywu do poszczególnych rur urządzenia. Spowodowane to jest kształtem oraz niewielką objętością jego kolektorów zbiorczych, w których ciecz przepływająca równoległe do dna sitowego „zmuszona” jest nagle zmienić kierunek przepływu. Dlatego w pierwszym biegu większe ilości wody wpływają do rur umieszczonych tuż pod króćcem wlotowym wymiennika. – rury nr 7-9, oraz do rur skrajnych położonych tuż przy osi wymiennika – rury nr 18-21 (rys. 4.1 i 4.2). Z uwagi na bezwładność strugi utrudnione jest też wpłynięcie cieczy do pierwszych kilku rur, patrząc od osi wymiennika ciepła, w jego drugim biegu (rury nr 22-24).

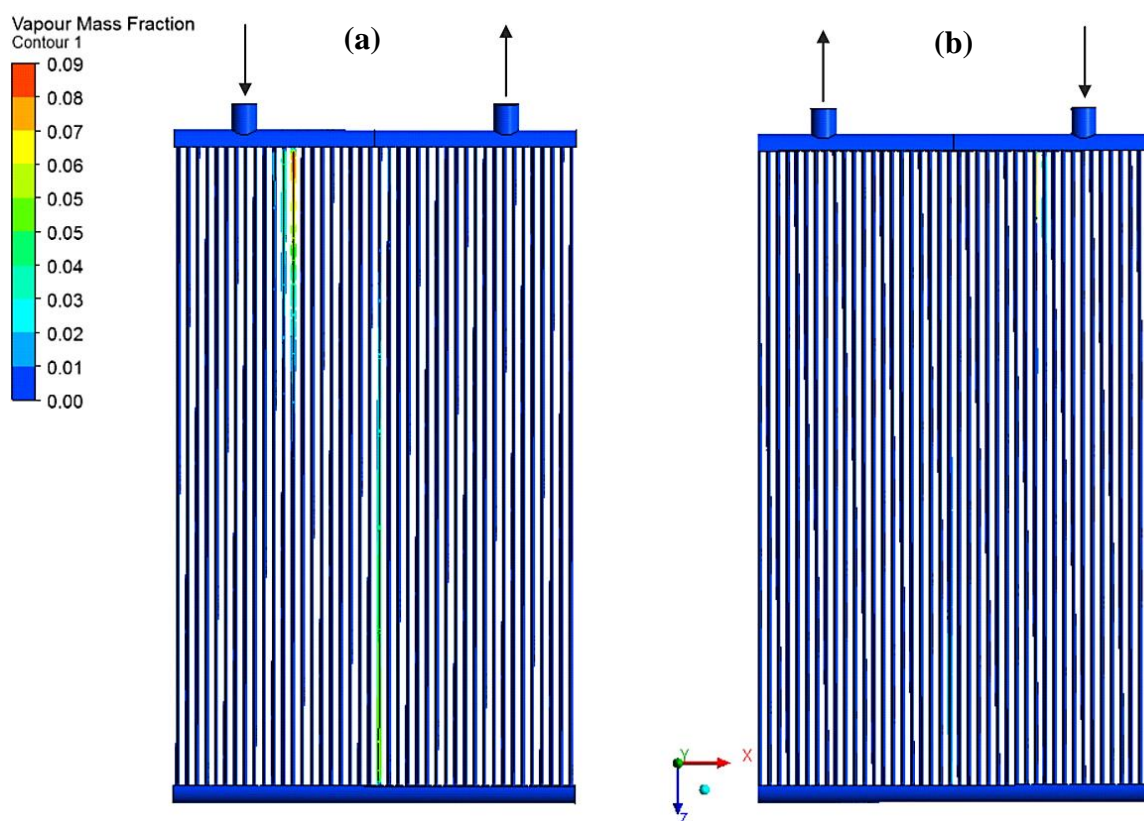
Intensywność przepływu czynnika w poszczególnych strefach wymiennika ciepła pozwalają ocenić linie prądu, pokazane na rys. 7.28. Dla analizowanej konstrukcji widać wyraźnie nierównomierności, ze strefami, w których ciecz płynie z wysoką, bądź niską prędkością (dotyczy to zarówno biegów jak i rzędów wymiennika ciepła).

Widoczne na rys. 7.28 szare obszary oznaczają rury, w których woda lub mieszanina parowo-wodna przepływają z bardzo niskimi prędkościami, w porównaniu do pozostałych rur. W tych miejscach mogą wystąpić też przepływy nawrotne.

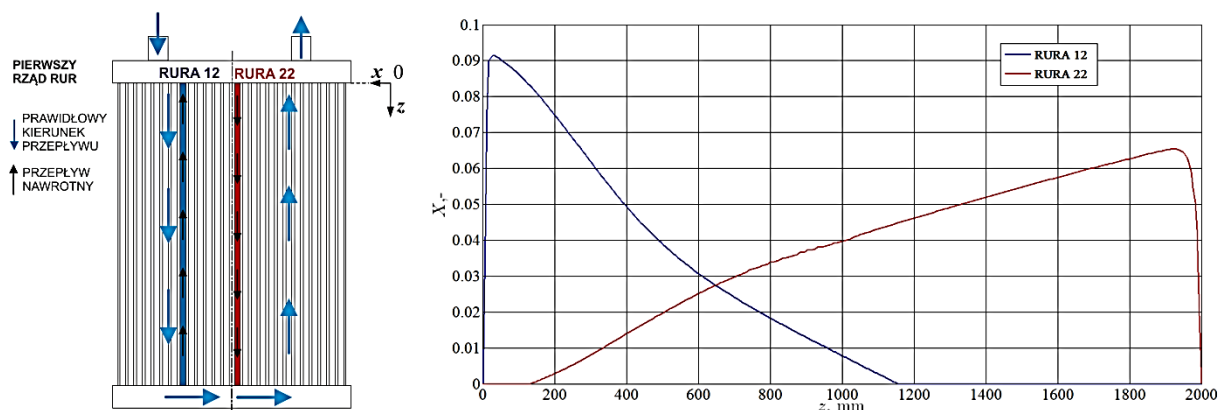


Rys. 7.28. Rozkład linii prądu dla przepływu wody w przestrzeni rurowej wymiennika ciepła z rurami eliptycznymi ożebrowanymi: a) pierwszy rząd rur, b) drugi rząd rur

Powolny lub nawrotny przepływ wody w rurze wymiennika ciepła może spowodować przy dużej gęstości strumienia ciepła przekazywanego przez spaliny, że entalpia wody przekroczy entalpię nasycenia i' . Wtedy w takiej rurze przepływa mieszanina parowo wodna. Dla tej fazy rozkłady stopnia suchości, wyznaczonego na podstawie równania (7.1.1) przedstawiono na rys. 7.29. Dodatkowo na rys. 7.30 przedstawiono zmiany tego stopnia wzdłuż długości dwóch rur z pierwszego rzędu: nr 12 (pierwszy bieg) i nr 22 (drugi bieg), w obu miały miejsce przepływy nawrotne.



Rys. 7.29. Rozkłady stopnia suchości X dla przepływu czynnika (wody lub mieszaniny parowo-wodnej) w przestrzeni rurowej wymiennika ciepła z rurami eliptycznymi ożebrowanymi: a) pierwszy rząd b) drugi rząd

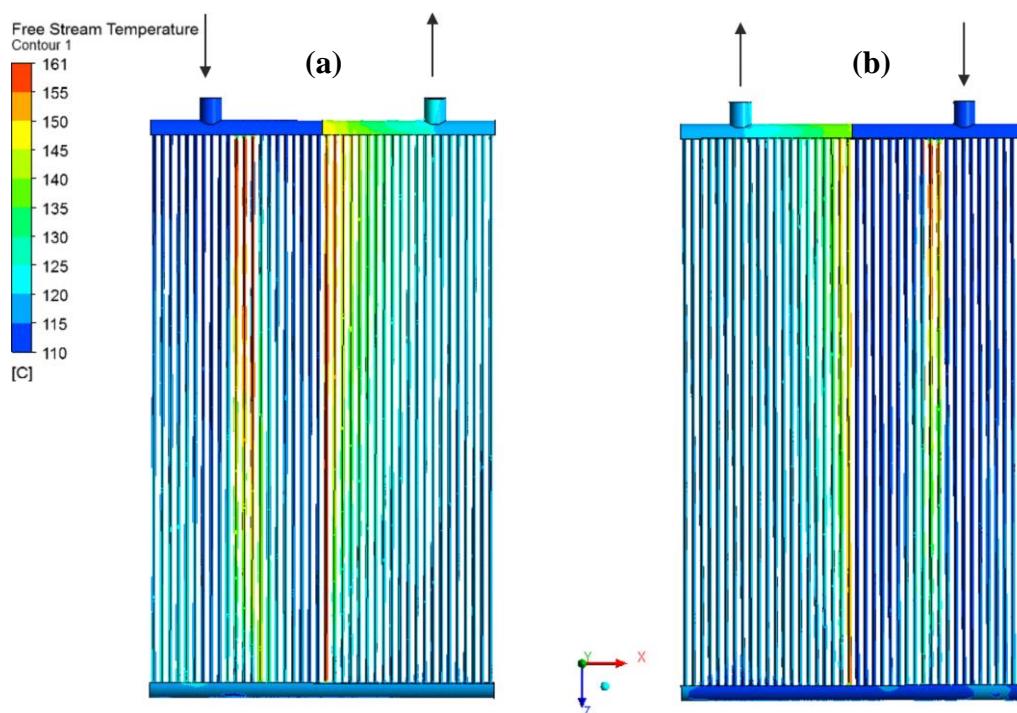


Rys. 7.30. Zmiany stopnia suchości X na długości ożebrowanych rur eliptycznych nr 12 i 22 (rząd pierwszy)

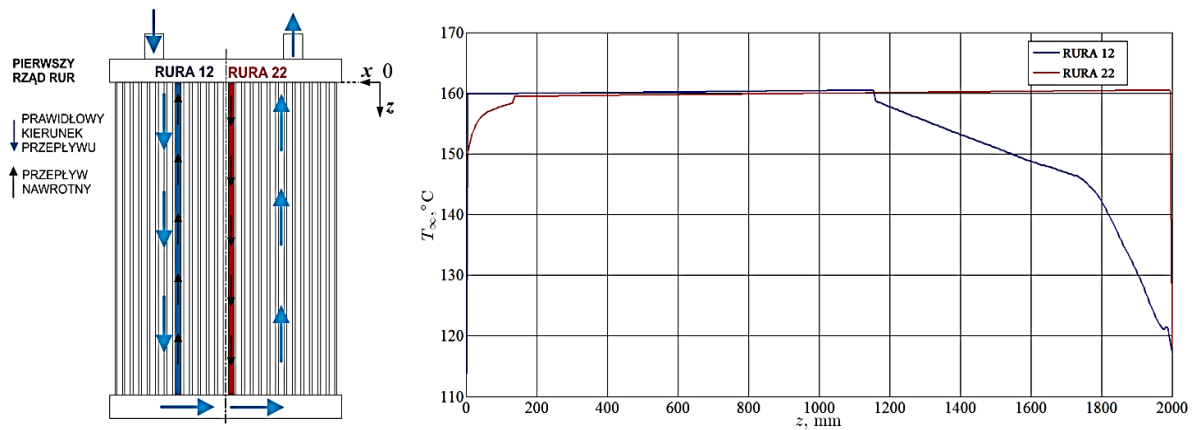
Na podstawie rys 7.29 można stwierdzić, że w rurach, w których zaobserwowano przepływy nawrotne – pierwszy rząd rury nr 11-12 i 22 płynie mieszanina parowo-wodna. Największe wyznaczone wartości X osiągają, dla rury nr 22, $X = 0.065$ (tuż pod kolektorem wlotowym), a dla rury nr 12, $X = 0.09$ (tuż nad kolektorem dolnym).

Do wyznaczenia temperatury powierzchni wewnętrznej ścianek rury i kolektorów zbiorczych wymiennika ciepła niezbędne jest podanie temperatury T_∞ , interpretowanej w programie ANSYS CFX jako temperatura cieczy dla objętości kontrolnych przyległych do wewnętrznych powierzchni ścianek elementów. Jeżeli w przestrzeni rurowej wymiennika ciepła płynie woda, wówczas wyznacza się temperaturę T_∞ na podstawie równania zachowania energii (5.1.4). Jeśli czynnikiem jest mieszanina parowo-wodna to temperatura T_∞ jest równa temperaturze nasycenia T_{sat} dla ciśnienia panującego w objętości kontrolnej.

Rozkłady temperatury przepływu niezaburzonego T_∞ dla analizowanego wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi przedstawiono na rys. 7.31, a dla wybranych rur (nr 12 i 22) zmiany tej wielkości na ich długości – rys. 7.32.

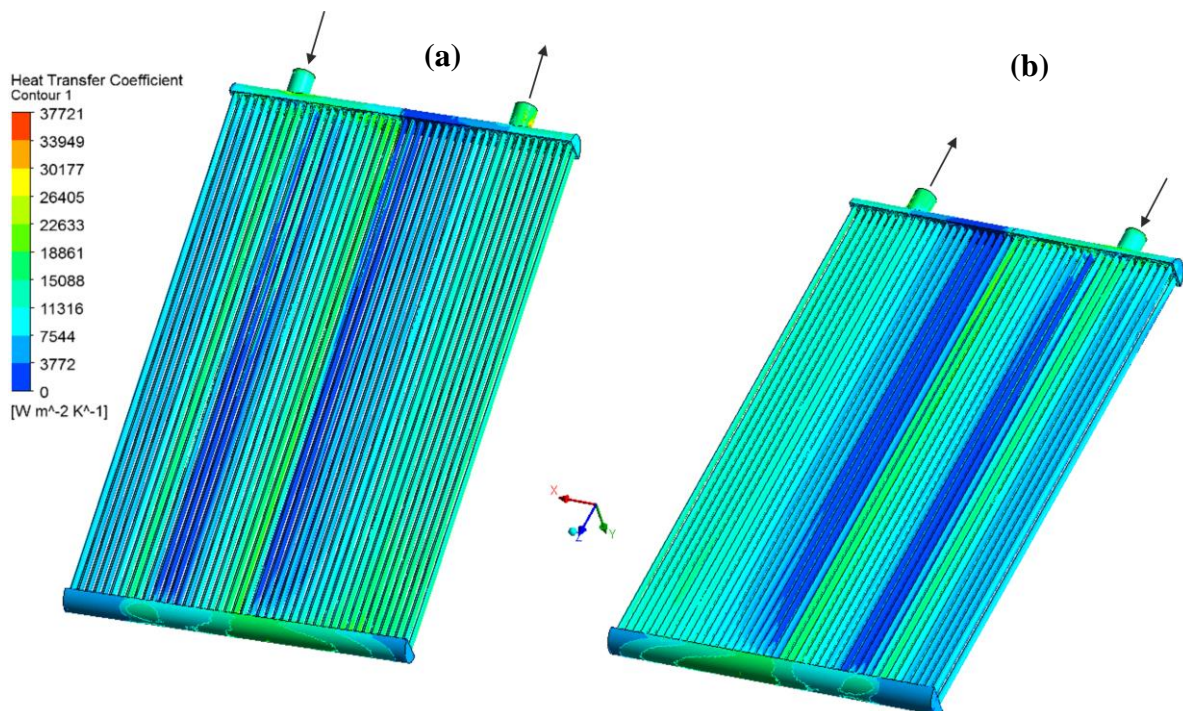


Rys. 7.31. Rozkłady temperatury T_∞ dla przepływu wody w przestrzeni rurowej wymiennika ciepła z rurami eliptycznymi ożebrowanymi: a) pierwszy rząd rur, b) drugi rząd rur

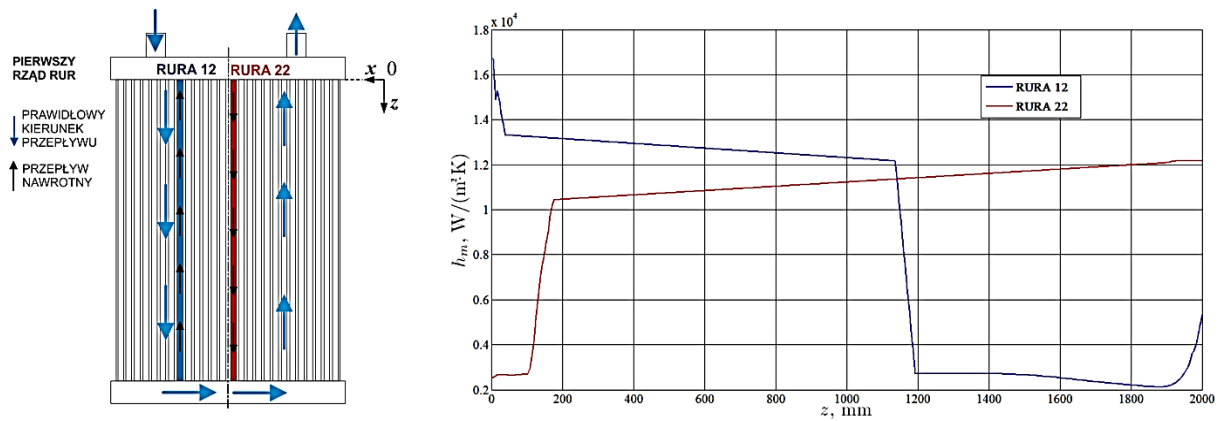


Rys. 7.32. Zmiany temperatury T_{∞} na długości ożebrowanych rur eliptycznych nr 12 i 22 (rząd pierwszy)

Kolejną wielkością niezbędną do wyznaczenia są rozkłady współczynnika wnikania ciepła (zasady podano na początku niniejszego podrozdziału). Dokładność jego wyznaczenia zależy m.in. od wartości bezwymiarowej temperatury T^+ (zależności 5.3.16 i 5.3.19), która jest funkcją y^+ - bezwymiarowej odległości środka objętości kontrolnej płynu od ścianki. Zgodnie z zaleceniami opisanymi w podrozdziale 5.3 wartość y^+ nie powinna przekraczać 100 i w opracowanym algorytmie dla zdecydowanej większości rur wymiennika ciepła, ten warunek jest spełniony. Uzyskane rozkłady współczynnika wnikania ciepła dla wody, lub mieszaniny parowo-wodnej, przepływających w ożebrowanych rurach eliptycznych przedmiotowego wymiennika pokazano na rys. 7.33, a dla wybranych rur (podobnie jak wyżej tj. nr 12 i 22) zmiany tej wielkości na ich długości – rys. 7.34.

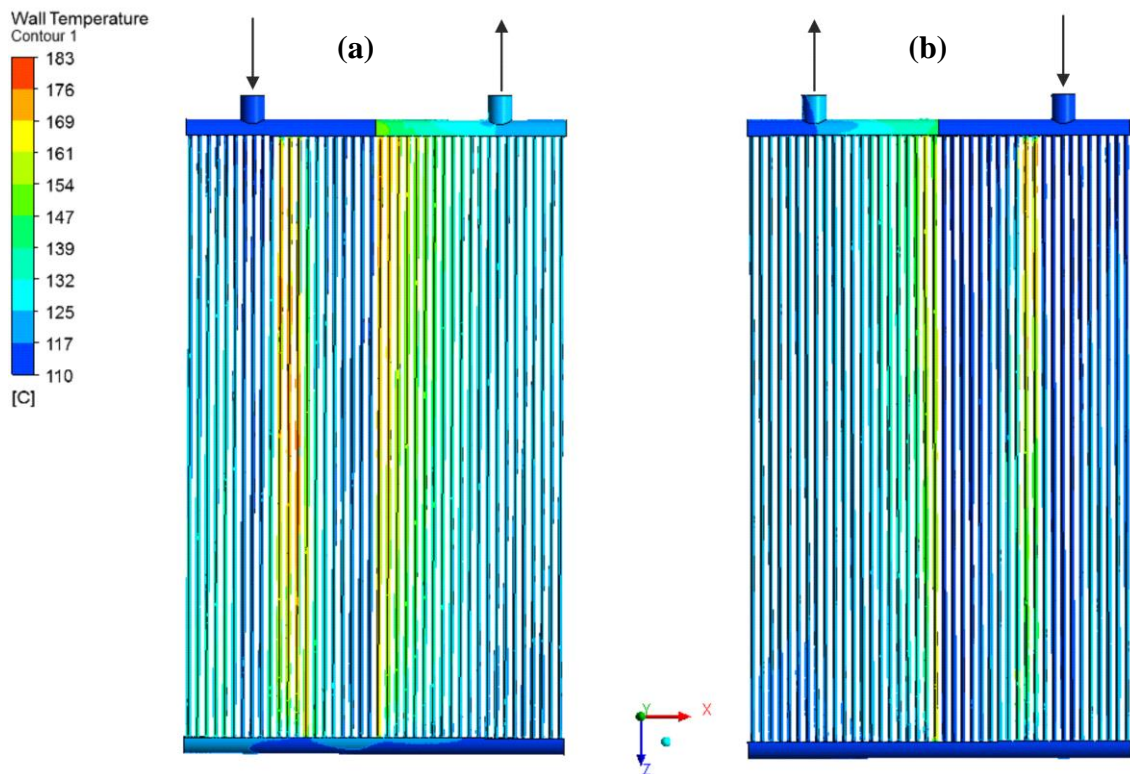


Rys. 7.33. Rozkłady współczynnika wnikania ciepła h_m dla wody/mieszaniny parowo-wodnej płynącej w przestrzeni rurowej wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi: a) pierwszy rząd, b) drugi rząd

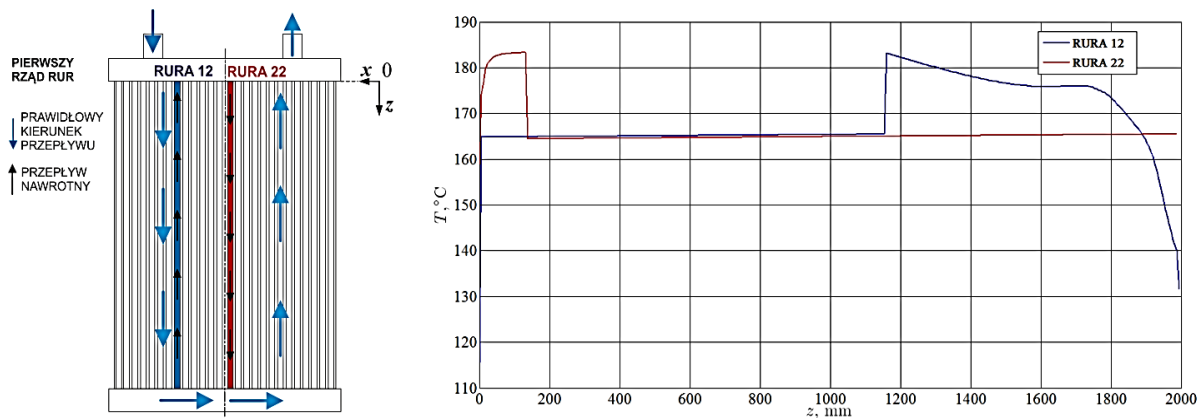


Rys. 7.34. Zmiany współczynnika wnikania ciepła h_m na długości ożebrowanych rur eliptycznych nr 12 i 22 (rząd pierwszy)

W efekcie końcowym, dla przedstawionych powyżej rozkładów temperatury T_∞ (rys. 7.31) oraz rozkładów współczynnika wnikania ciepła h_m (rys. 7.33 i rys. 7.34) wyznaczono rozkłady temperatur wewnętrznej powierzchni ścianek rur oraz kolektorów zbiorczych. Zostały one przedstawione na rys. 7.35 dla obu rzędów i biegów opisanego w rozdziale 4 niniejszej rozprawy wymiennika ciepła. Również i w tym przypadku, dla wybranych rur (nr 12 i 22) pokazano zmiany tej temperatury na ich długości – rys. 7.36.



Rys. 7.35. Rozkłady temperatur wewnętrznych ścianek rur oraz kolektorów zbiorczych wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi: a) pierwszy rząd rur, b) drugi rząd rur



Rys. 7.36. Zmiany temperatury wewnętrznej ścianki rur eliptycznych ożebrowanych na ich długości (rury nr12 i 22 - rząd pierwszy)

Analiza rys. 7.33 i 7.35 pozwala zauważyć, że temperatura wewnętrznej powierzchni ścianek rur spada w momencie, gdy rozpoczyna się proces odparowania wody w nich płynącej. Jest to naturalne, ponieważ zjawisko to intensyfikuje proces wymiany ciepła, co wiąże się ze znacznym wzrostem współczynnika wnikania ciepła (temperatura ścianki jest bliska temperatury nasycenia). Natomiast przed rozpoczęciem procesu wrzenia, współczynnik wnikania ciepła od strony wody do ścianki rury eliptycznej przyjmuje niskie wartości, przez co temperatura ścianki jest wysoka.

Na podstawie map temperatur pokazanych na rys. 7.35 można też stwierdzić, że temperatury ścianek rur wymiennika ciepła w pewnych strefach osiągają znacząco odmienne wartości. Mają na to wpływ omówione wcześniej warunki rozptywu cieczy, determinujące proces wymiany ciepła w urządzeniu. Można zauważyć, że temperatury ścianek dwóch sąsiednich rur mogą różnić się między sobą nawet o ponad 50 °C. Tak wysokie różnice temperatury położonych obok siebie rur mogą doprowadzić do wysokich naprężeń termicznych, których poziom może przekraczać naprężenia dopuszczalne (Łopata&Oćłoń, 2012a). Ich wyznaczenie wymaga prawidłowego określenia obciążenia konstrukcji, w tym termicznego (sposób jego wyznaczania dla różnych faz eksploatacji wymiennika ciepła tj. brak lub występowanie kamienia kotłowego w rurach, przedstawiono w kolejnym rozdziale niniejszej rozprawy).

8. Metodyka wyznaczania obciążenia termicznego konstrukcji wymiennika ciepła z rurami eliptycznymi ożebrowanymi

W celu określenia stanu wyęczenia konstrukcji wymiennika ciepła w przeprowadzanych analizach wytrzymałościowych należy uwzględnić jej obciążenie termiczne. W rozważanym przypadku rozumie się przez nie rozkłady (profile) temperatur powierzchni środkowej elementów (tj. powierzchni usytuowanej w połowie ich grubości). Do wyznaczenia obciążeń termicznych niezbędna jest znajomość rozkładów temperatury spalin $\bar{T}_{sp}(\xi)$ oraz zastępczych współczynników wnikania ciepła $\bar{h}_{sp,w}(\xi)$ i $\bar{h}_{sp,z}(\xi)$. Opracowaną procedurę ich określania zaprezentowano wcześniej, w rozdziale 7 niniejszej pracy. Przedstawione tam algorytmy analizy CFD opływu pęku rur eliptycznych są jednak czasochłonne. Aby uzyskać zbieżne rozwiązanie każda pojedyncza analiza wymaga przynajmniej jednej godziny czasu obliczeniowego. Dlatego też obliczenia te zostały wykonane z określonym krokiem obliczeniowym $\Delta \dot{m} = 0.05$ kg/s. To powoduje, że profile $\bar{T}_{sp}(\xi)$, $\bar{h}_{sp,w}(\xi)$ i $\bar{h}_{sp,z}(\xi)$ uzyskano dla wartości dyskretnych \dot{m} . Z drugiej strony w procesie analiz rozptyłów cieczy wartości \dot{m} w poszczególnych rurach wymiennika ciepła (np. rys. 7.24 i 7.25) różnią się zazwyczaj od tych, dla których przeprowadzano obliczenia opływu pęku rur wymiennika ciepła. Dlatego profile $\bar{T}_{sp}(\xi)$, $\bar{h}_{sp,w}(\xi)$ i $\bar{h}_{sp,z}(\xi)$ uwzględniające warunki rozptyłowe cieczy, zostały uzyskane jako efekt interpolacji wyników opływu rury eliptycznej dla założonych wartości \dot{m} .

Uzyskane w podany sposób rozkłady $\bar{T}_{sp}(\xi)$ i $\bar{h}_{sp,z}(\xi)$ wzdłuż drogi przepływu spalin oraz znana wartość współczynnika wnikania ciepła dla płynącej w rurach wymiennika wody h_w (zależna od wartości \dot{m} i wyznaczana na podstawie równania (7.1.3) dla przepływu dwufazowego lub (7.1.4) dla przepływu jednofazowego), umożliwiają wyznaczenie rozkładu temperatury (a także obciążenia termicznego) w rurach wymiennika ciepła, dla dowolnej wartości masowego przepływu cieczy, w tym dla założonego dla potrzeb dokonywanej analizy zakresu $\dot{m} = 0.02\text{--}0.8$ kg/s. Rozkłady te wyznaczono przy założeniu, że przepływ ciepła w ścianie rury eliptycznej ma charakter dwuwymiarowy. Takie uproszczenie jest możliwe, ponieważ największe gradienty temperatury występują na obwodzie oraz grubości ścianek. Te pierwsze spowodowane są zarówno przez zmieniające się pole temperatury spalin jak również zmiany współczynnika wnikania ciepła wzdłuż kierunku ich przepływu. Drugie (gradienty temperatury na grubości ścianek) wywołane są wysoką gęstością strumienia ciepła przekazywanego od spalin przez ścianki ożebrowanych rur eliptycznych do płynącego w nich czynnika. Naturalnie gradienty temperatury w kierunku osiowym (wzdłuż przepływu cieczy w rurze wymiennika) również istnieją, jednakże są one znacznie mniejsze w porównaniu z wymienionymi powyżej. W analizowanym wymienniku ciepła (rys. 4.1, tabela 4.1), woda ogrzewa się średnio o 10 °C na długości (wysokości) rury. Te wartości gradientów w tym kierunku są zatem znacznie mniejsze niż w dwóch pozostałych.

Rozkłady temperatury w ścianie rury eliptycznej wyznaczono przy wykorzystaniu własnych programów opartych na Metodzie Elementów Skończonych (MES), napisanych w języku MATLAB. W przedmiotowej literaturze można znaleźć pozycje opisujące metodykę rozwiązywanie równania przewodzenia ciepła przy wykorzystaniu metody MES (Taler & Duda, 2003; Taler & Ocioń, 2013; Ocioń & Taler, 2013; Lewis i inni, 2005; Reddy & Gartling, 2007), a także przedstawiające sposoby programowania MES dla zagadnień

przewodzenia ciepła (Kwon & Bang, 2005; Akin, 1994). W opracowanej metodyce wykorzystano stosowaną zazwyczaj w analizach MES metodę Galerkina.

8.1. Podstawy teoretyczne metodyki wyznaczania obciążenia termicznego elementów urządzeń ciepłych

We współrzędnych kartezjańskich równanie ustalonego przewodzenia ciepła, w przypadku gdy nie występują źródła ciepła, przyjmuje następującą postać (Lewis i inni, 2004, Taler & Duda, 2003; Taler & Ocłoń, 2013)

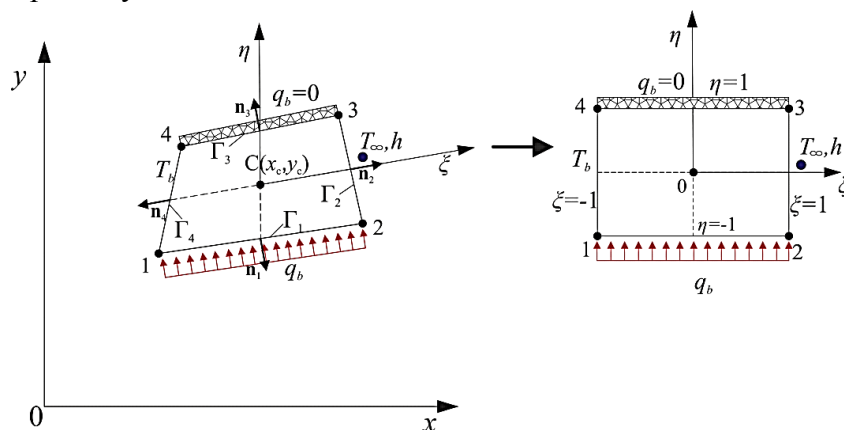
$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_x \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_y \frac{\partial T}{\partial y} \right) = 0 \quad (8.1.1)$$

Założenie izotropowości materiału, a takie uproszczenie przyjmuje się dla stali St36K, z której wykonane są rury analizowanego wymiennika ciepła, pozwala zapisać, że: $\lambda_x = \lambda_y = \lambda$ (współczynnik przewodzenia ciepła stali jest jednakowy we wszystkich kierunkach). W analizach MES uwzględniono ponadto, że współczynnik ten jest zależny od temperatury, tj. $\lambda = \lambda(T)$. Stąd równanie (8.1.1) upraszcza się do postaci

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) = 0 \quad (8.1.2)$$

Na rys. 8.1 przedstawiono zastosowany w programie obliczeniowym element czworokątny izoparametryczny. Na jego brzegach zadawane są:

- dla Γ_1 wartość składowej wektora gęstości strumienia ciepła q_b , normalnej do brzegu,
- dla Γ_2 warunek konwekcyjnej wymiany ciepła,
- dla Γ_3 izolacja cieplna,
- dla Γ_4 wartość temperatury.



Rys. 8.1. Warunki brzegowe dla czworokątnego elementu izoparametrycznego

Wektor gęstości strumienia ciepła \mathbf{q} ma postać

$$\dot{\mathbf{q}} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \mathbf{i} - \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \mathbf{j} = \dot{q}_x \mathbf{i} + \dot{q}_y \mathbf{j}, \quad \mathbf{n} = n_x \mathbf{i} + n_y \mathbf{j} \quad (8.1.3)$$

gdzie n_x oraz n_y są składowymi wektora \mathbf{n} (wektora normalnego zewnętrznego do brzegu elementu), \mathbf{i} oraz \mathbf{j} są wersorami osi kartezjańskiego układu współrzędnych. Wykorzystując defi-

nicję wektora \mathbf{q} można określić warunki brzegowe dla przedstawionego na rys. 8.1 elementu czworokątnego izoparametrycznego:

- na brzegu Γ_1 (krawędź 1-2) - warunek drugiego rodzaju (warunek Neumanna)

$$\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} n_x + \lambda \frac{\partial T}{\partial y} n_y \right) \Big|_{\Gamma_1} = -\mathbf{q} \cdot \mathbf{n} = q_b \quad (8.1.4)$$

- na brzegu Γ_2 (krawędź 2-3) - warunek trzeciego rodzaju (warunek Cauchiego)

$$\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} n_x + \lambda \frac{\partial T}{\partial y} n_y \right) \Big|_{\Gamma_3} = -\mathbf{q} \cdot \mathbf{n} = h(T_\infty - T) \quad (8.1.5)$$

gdzie T_∞ oznacza temperaturę płynu opływającego brzeg elementu, h jest współczynnikiem wnikania ciepła,

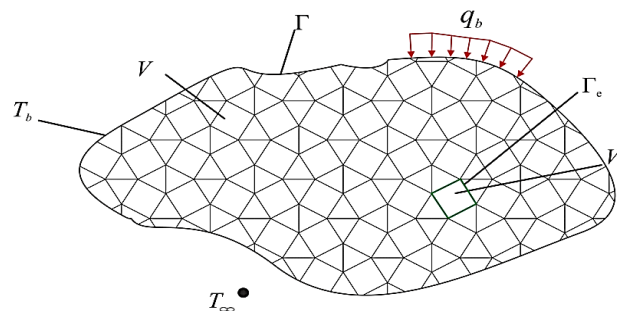
- na brzegu Γ_3 (krawędź 3-4) – izolacja cieplna (przez brzeg elementu nie przepływa strumień ciepła, tzn. że $-\mathbf{q} \cdot \mathbf{n} = 0$), a zatem

$$-\mathbf{q} \cdot \mathbf{n} = \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} n_x + \lambda \frac{\partial T}{\partial y} n_y \right) \Big|_{\Gamma_3} = 0 \quad (8.1.6)$$

- na brzegu Γ_4 (krawędź 4-1) - brzeg ma stałą temperaturę, a zatem

$$T \Big|_{\Gamma_4} = T_b \quad (8.1.7)$$

Element skończony jest częścią większego obszaru, w którym analizowane jest przewodzenie ciepła. Obszar taki został schematycznie przedstawiony na rys. 8.2.



Rys. 8.2. Warunki brzegowe dla całego obszaru w którym zachodzi wymiana ciepła

Aby rozróżnić parametry lokalne – odnoszące się do elementu skończonego i globalne tj. odnoszące się do obszaru, w którym zachodzi wymiana ciepła, parametry lokalne opatrzone indeksem górnym e . Tak więc np. objętość elementu oznaczona została jako V^e ale objętość obszaru w którym analizowane jest zjawisko przewodzenia ciepła jako V , brzeg elementu oznaczono przez Γ^e a brzeg obszaru jako Γ .

Postać dyskretną równania przewodzenia ciepła (8.1.2) tworzy się najpierw dla pojedynczego elementu skończonego natomiast dla całego obszaru dokonuje się tzw. agregacji macierzy elementarnych (Lewis i inni, 2004; Taler & Duda 2003; Kwon & Bang, 2005) zapisując tzw. globalną formę równania przewodzenia ciepła. Warunki brzegowe zadawane są tylko dla tych elementów, których krawędzie Γ^e należą do brzegu obszaru, w którym zachodzi wymia-

na ciepła Γ , czyli $\Gamma^e \subset \Gamma$. Zakłada się, że grubość elementu w kierunku normalnym do płaszczyzny x - y jest równa 1 m (Taler & Duda 2003).

Temperatura wewnątrz elementu skończonego jest przybliżona, analogicznie jak w przypadku BMES, przy wykorzystaniu funkcji kształtu elementu

$$T^e(x, y) = T^e = \sum_{i=1}^n \phi_i^e(x, y) \cdot T_i^e = \begin{bmatrix} \phi_1^e & \phi_2^e & \dots & \phi_n^e \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_1^e \\ T_2^e \\ \vdots \\ T_n^e \end{bmatrix} = \mathbf{\Phi}^e \mathbf{T}^e \quad (8.1.8)$$

W celu uproszczenia zapisu równania (8.1.8) funkcje kształtu elementu często zapisuje się w postaci $\phi_i^e(x, y) = \phi_i^e$ (Taler & Duda 2003, Kwon & Bang, 2005). Wektor pochodnych cząstkowych temperatury, względem współrzędnych x oraz y definiuje się jako

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial T^e}{\partial x} \\ \frac{\partial T^e}{\partial y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial \phi_1^e}{\partial x} & \frac{\partial \phi_2^e}{\partial x} & \frac{\partial \phi_3^e}{\partial x} & \dots & \frac{\partial \phi_n^e}{\partial x} \\ \frac{\partial \phi_1^e}{\partial y} & \frac{\partial \phi_2^e}{\partial y} & \frac{\partial \phi_3^e}{\partial y} & \dots & \frac{\partial \phi_n^e}{\partial y} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_1^e \\ T_2^e \\ T_3^e \\ \vdots \\ T_n^e \end{bmatrix} = \mathbf{B}^e \mathbf{T}^e \quad (8.1.9)$$

Stosując metodę Galerkin dla równania (8.1.2) otrzymuje się

$$\int_{V^e} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T^e}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T^e}{\partial y} \right) \right] \phi_i^e dx dy = 0 \quad (8.1.10)$$

Przy takim sformułowaniu elementu skończonego, funkcje kształtu muszą być tak dobrane, aby spełniony został warunek brzegowy (8.1.7).

Całkę objętościową (8.1.10) można zamienić na całkę powierzchniową stosując twierdzenie Greena Gaussa Ostrogradzkiego (Stewart, 2010)

$$\int_{V^e} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T^e}{\partial x} \phi_i^e \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T^e}{\partial y} \phi_i^e \right) \right] dx dy = \int_{\Gamma^e} \phi_i^e \left(-\lambda \frac{\partial T^e}{\partial y} dx + \lambda \frac{\partial T^e}{\partial x} dy \right) \quad (8.1.11)$$

Całkując przez części równanie (8.1.11) otrzymuje się

$$\begin{aligned} \int_{V^e} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T^e}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T^e}{\partial y} \right) \right] \phi_i^e dx dy = & - \int_{V^e} \left(\lambda \frac{\partial T^e}{\partial x} \frac{\partial \phi_i^e}{\partial x} + \right. \\ & \left. + \lambda \frac{\partial T^e}{\partial y} \frac{\partial \phi_i^e}{\partial y} \right) dx dy + \int_{\Gamma^e} \phi_i^e \left(-\lambda \frac{\partial T^e}{\partial y} dx + \lambda \frac{\partial T^e}{\partial x} dy \right) \end{aligned} \quad (8.1.12)$$

Uwzględnienie zależności (8.1.12) w równaniu (8.1.10) daje

$$- \int_{V^e} \left(\lambda \frac{\partial T^e}{\partial x} \frac{\partial \phi_i^e}{\partial x} + \lambda \frac{\partial T^e}{\partial y} \frac{\partial \phi_i^e}{\partial y} \right) dx dy + \int_{\Gamma^e} \phi_i^e \left(-\lambda \frac{\partial T^e}{\partial y} dx + \lambda \frac{\partial T^e}{\partial x} dy \right) = 0 \quad (8.1.13)$$

gdzie całkę po brzegu elementu Γ^e należy interpretować, jako strumień ciepła przez brzeg elementu.

Składowe wektora normalnego zewnętrznego \mathbf{n} definiowane są, jako (Taler & Duda, 2003)

$$n_x = \frac{dy}{ds}, \quad n_y = -\frac{dx}{ds} \quad (8.1.14)$$

gdzie s oznacza długość brzegu elementu. Zatem warunki brzegowe (8.1.4)-(8.1.6) uwzględnia się w równaniu (8.1.13) zapisując, że

$$\int_{\Gamma^e} \phi_i^e \left(-\lambda \frac{\partial T^e}{\partial y} dx + \lambda \frac{\partial T^e}{\partial x} dy \right) = \int_{\Gamma_1} \phi_i^e q_b ds + \int_{\Gamma_2} \phi_i^e h (T_\infty - T^e) ds \quad (8.1.15)$$

Powyższe pozwala zapisać równanie (8.1.13) w postaci

$$\int_{V^e} \left(\lambda \frac{\partial T^e}{\partial x} \frac{\partial \phi_i^e}{\partial x} + \lambda \frac{\partial T^e}{\partial y} \frac{\partial \phi_i^e}{\partial y} \right) dx dy = \int_{\Gamma_1} \phi_i^e q_b ds + \int_{\Gamma_2} \phi_i^e h (T_\infty - T^e) ds \quad (8.1.16)$$

Uwzględniając zależność (8.1.8) w (8.1.16) otrzymuje się

$$\int_{V^e} \left(\lambda \frac{\partial \phi_i^e}{\partial x} \left(\sum_{j=1}^n \frac{\partial \phi_j^e}{\partial x} T_j^e \right) + \lambda \frac{\partial \phi_i^e}{\partial y} \left(\sum_{j=1}^n \frac{\partial \phi_j^e}{\partial y} T_j^e \right) \right) dx dy = \int_{\Gamma_1} \phi_i^e q_b ds + \int_{\Gamma_2} \phi_i^e h \left(T_\infty - \sum_{j=1}^n \phi_j^e T_j^e \right) ds \quad (8.1.17)$$

lub w formie macierzowej

$$\underbrace{(\mathbf{K}_c^e + \mathbf{K}_h^e)}_{\mathbf{K}^e} \mathbf{T}^e = \underbrace{\mathbf{f}_q^e + \mathbf{f}_h^e}_{\mathbf{f}^e} \quad (8.1.18)$$

gdzie \mathbf{K}_c^e to macierz przewodności cieplnej elementu, \mathbf{K}_h^e macierz konwekcji, \mathbf{f}_q^e i \mathbf{f}_h^e wektory obciążeń brzegowych. Wielkości te definiowane są następująco

$$\begin{aligned} \mathbf{K}_c^e &= \int_{V^e} \mathbf{B}^{eT} \mathbf{k} \mathbf{B}^e dx dy \\ \mathbf{K}_h^e &= \int_{\Gamma_2^e} h \mathbf{\Phi}^{eT} \mathbf{\Phi}^e ds \\ \mathbf{f}_h^e &= \int_{\Gamma_2^e} h T_\infty \mathbf{\Phi}^{eT} ds \\ \mathbf{f}_q^e &= \int_{\Gamma_1^e} q_b \mathbf{\Phi}^{eT} ds \end{aligned} \quad (8.1.19)$$

Figurująca w jednej z zależności (8.1.19) macierz własności materiałowych \mathbf{k} dla materiału izotropowego można zapisać w postaci

$$\mathbf{k} = \begin{bmatrix} \lambda & 0 \\ 0 & \lambda \end{bmatrix} \quad (8.1.20)$$

Natomiast w równaniu (8.1.18) macierz \mathbf{K}^e oraz wektor \mathbf{f}^e to, odpowiednio: macierz sztywności elementu oraz wektor obciążeń węzłowych. Równanie (8.1.18) jest podstawowym równaniem elementu skończonego, stosowanym w komercyjnych kodach numerycznych,

np. ANSYS, NASTRAN dla rozwiązywania zagadnienia ustalonego przewodzenia ciepła w ciałach stałych.

Dla izoparametrycznego elementu czworokątnego (rys. 8.1) równanie przewodzenia ciepła (8.1.18) zapisuje się przy wykorzystaniu funkcji kształtu elementu, które we współrzędnych lokalnych elementu ξ oraz η przyjmują następującą postać (Lewis i inni, 2005; Reddy & Gartling, 2007)

$$\begin{aligned}\phi_1^e &= \frac{1}{4}(1-\xi)(1-\eta), & \phi_2^e &= \frac{1}{4}(1+\xi)(1-\eta) \\ \phi_3^e &= \frac{1}{4}(1+\xi)(1+\eta), & \phi_4^e &= \frac{1}{4}(1-\xi)(1+\eta)\end{aligned}\quad (8.1.21)$$

Współrzędne globalne x oraz y interpolowane są w obrębie elementu następująco

$$x^e(x, y) = x^e = \sum_{j=1}^4 \phi_j^e(\xi, \eta) \cdot x_j^e = \begin{bmatrix} \phi_1^e & \phi_2^e & \phi_3^e & \phi_4^e \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1^e \\ x_2^e \\ x_3^e \\ x_4^e \end{bmatrix} = \mathbf{\Phi}^e \mathbf{x}^e \quad (8.1.22)$$

$$y^e(x, y) = y^e = \sum_{j=1}^4 \phi_j^e(\xi, \eta) \cdot y_j^e = \begin{bmatrix} \phi_1^e & \phi_2^e & \phi_3^e & \phi_4^e \end{bmatrix} \begin{bmatrix} y_1^e \\ y_2^e \\ y_3^e \\ y_4^e \end{bmatrix} = \mathbf{\Phi}^e \mathbf{y}^e \quad (8.1.23)$$

gdzie \mathbf{x}^e oraz \mathbf{y}^e są wektorami współrzędnych węzłowych.

Pochodne funkcji kształtu elementu względem współrzędnych lokalnych oblicza się wykorzystując regułę łańcuchową

$$\frac{\partial \phi_i^e}{\partial \xi} = \frac{\partial \phi_i^e}{\partial x} \frac{\partial x^e}{\partial \xi} + \frac{\partial \phi_i^e}{\partial y} \frac{\partial y^e}{\partial \xi} \quad (8.1.24)$$

$$\frac{\partial \phi_i^e}{\partial \eta} = \frac{\partial \phi_i^e}{\partial x} \frac{\partial x^e}{\partial \eta} + \frac{\partial \phi_i^e}{\partial y} \frac{\partial y^e}{\partial \eta} \quad (8.1.25)$$

Przekształcając zależności (8.1.24) oraz (8.1.25) tak, aby uzyskać pochodne funkcji kształtu względem współrzędnych globalnych x oraz y otrzymuje się

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial \phi_i^e}{\partial x} \\ \frac{\partial \phi_i^e}{\partial y} \end{bmatrix} = \mathbf{J}^{-1} \begin{bmatrix} \frac{\partial \phi_i^e}{\partial \xi} \\ \frac{\partial \phi_i^e}{\partial \eta} \end{bmatrix} \quad (8.1.26)$$

gdzie \mathbf{J} oznacza macierz Jacobiego, definiowaną jako

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} \frac{\partial x^e}{\partial \xi} & \frac{\partial y^e}{\partial \xi} \\ \frac{\partial x^e}{\partial \eta} & \frac{\partial y^e}{\partial \eta} \end{bmatrix} \quad (8.1.27)$$

Elementarna objętość dV , a w przypadku elementu dwuwymiarowego elementarne pole powierzchni, wynosi

$$dV = 1 \cdot dx dy = 1 \cdot |\mathbf{J}| d\xi d\eta \quad (8.1.28)$$

gdzie $|\mathbf{J}|$ oznacza wyznacznik macierzy Jacobiego.

Uwzględniając równanie (8.1.28) w (8.1.19) oraz wykorzystując dwuwymiarowe sformułowanie izoparametryczne elementu pozwalające na całkowanie po powierzchni elementu w przedziale od -1 do 1, macierze \mathbf{K}_c^e i \mathbf{K}_h^e oraz wektory \mathbf{f}_q^e i \mathbf{f}_h^e , dla elementu izoparametrycznego czworokątnego, przedstawionego na rys. 8.1, można zapisać w postaci

$$\begin{aligned} \mathbf{K}_c^e &= \int_{V^e} \mathbf{B}^{eT} \mathbf{k} \mathbf{B}^e dx dy = \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \mathbf{B}^{eT} \mathbf{k} \mathbf{B}^e |\mathbf{J}| d\xi d\eta \\ \mathbf{K}_h^e &= \int_{\Gamma_2^e} h \mathbf{\Phi}^{eT} \mathbf{\Phi}^e ds = s_2 \int_{-1}^1 h \mathbf{\Phi}^e \mathbf{\Phi}^{eT} d\eta \\ \mathbf{f}_h^e &= \int_{\Gamma_2^e} h T_\infty \mathbf{\Phi}^{eT} ds = s_2 \int_{-1}^1 h T_\infty \mathbf{\Phi}^{eT} d\eta \\ \mathbf{f}_q^e &= \int_{\Gamma_1^e} q_b \mathbf{\Phi}^{eT} ds = s_1 \int_{-1}^1 q_b \mathbf{\Phi}^{eT} d\xi \end{aligned} \quad (8.1.29)$$

gdzie s_1 oraz s_2 oznaczają długości brzegów elementu Γ_1 oraz Γ_2 . Całki w równaniu (8.1.29) oblicza się przy wykorzystaniu kwadratur Gaussa-Legendre'a (Kwon & Bang, 2005; Kiusalaas, 2009): jednowymiarowych - dla wektora obciążeń węzłowych oraz dwuwymiarowych - dla macierzy konwekcyjnej oraz macierzy przewodności cieplnej.

W przedmiotowej literaturze (Reddy & Gartling, 2007) podane są postacie macierzy \mathbf{K}_h^e oraz wektorów \mathbf{f}_h^e i \mathbf{f}_q^e , które dla przedstawionego na rys. 8.1 elementu izoparametrycznego wynoszą

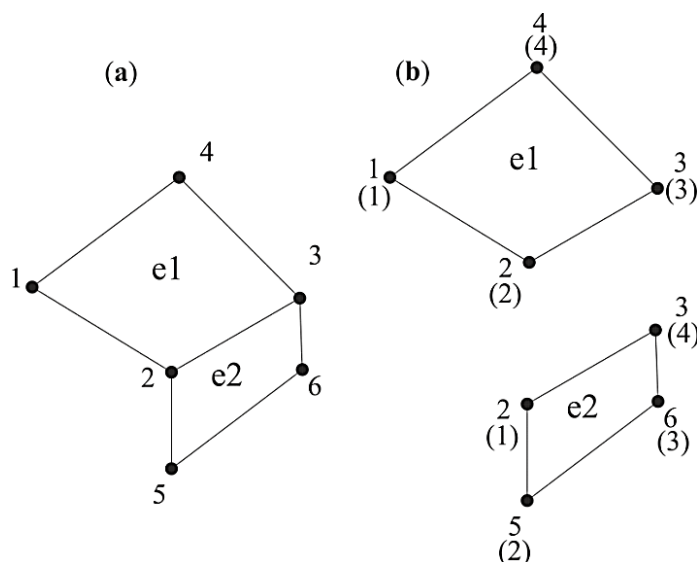
$$\mathbf{K}_h^e = s_2 \int_{-1}^1 h \mathbf{\Phi}^e \mathbf{\Phi}^{eT} d\eta = \frac{s_2 h}{6} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 2 & 0 \\ 0 & 2 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (8.1.29a)$$

$$\mathbf{f}_h^e = s_2 \int_{-1}^1 h T_\infty \mathbf{\Phi}^{eT} d\eta = \frac{s_2 h T_\infty}{2} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (8.1.29b)$$

$$\mathbf{f}_q^e = s_1 \int_{-1}^1 q \Phi^{e^T} d\eta = \frac{s_1 q}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (8.1.29c)$$

Znając dla poszczególnych elementów skończonych postacie wektorów \mathbf{f}_q^e , \mathbf{f}_h^e oraz macierzy \mathbf{K}_h^e , jak również metody numeryczne pozwalające na wyznaczenie macierzy przewodności cieplnej \mathbf{K}_c^e , w obliczeniach MES przechodzi się z lokalnego sformułowania równania przewodzenia ciepła - dla pojedynczego elementu (równanie (8.1.18)), do sformułowania globalnego - dla całego obszaru, w którym zachodzi zjawisko przewodzenia ciepła. Dokonuje się tego w procedurze agregacji wektorów oraz macierzy elementarnych.

Obszar jak na rys. 8.2, w którym zachodzi zjawisko przewodzenia ciepła składa się z wielu pojedynczych elementów, które połączone są ze sobą w węzłach siatki numerycznej, jak to pokazano na rys. 8.3. Dlatego też równanie przewodzenia ciepła należy sformułować dla całego analizowanego obszaru. Wykorzystuje się w tym celu wspomnianą wyżej tzw. agregację macierzy oraz wektorów poszczególnych elementów skończonych. Procedurę tę omówiono dla przedstawionych na rys. 8.3a dwóch elementów czworokątnych – e1 oraz e2.



Rys. 8.3. Przykład obszaru złożonego z dwóch elementów czworokątnych izoparametrycznych: a) globalna numeracja węzłów, b) lokalna numeracja węzłów w elemencie skończonym

Numery globalne węzłów zostały oznaczone na rys. 8a, natomiast w nawiasach okrągłych na rys. 8.3b, podana została lokalna numeracja węzłów elementów skończonych e1 i e2.

Macierze sztywności oraz wektory obciążeń węzłowych dla przedstawionych na rys. 8.3 elementów wynoszą odpowiednio

$$\mathbf{K}^{e1} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & a_{34} \\ a_{41} & a_{42} & a_{43} & a_{44} \end{bmatrix} \begin{matrix} 1 \\ 2 \\ 3 \\ 4 \end{matrix} \quad \mathbf{K}^{e2} = \begin{bmatrix} b_{11} & b_{12} & b_{13} & b_{14} \\ b_{21} & b_{22} & b_{23} & b_{24} \\ b_{31} & b_{32} & b_{33} & b_{34} \\ b_{41} & b_{42} & b_{43} & b_{44} \end{bmatrix} \begin{matrix} 2 \\ 5 \\ 6 \\ 3 \end{matrix} \quad (8.1.30)$$

$$\mathbf{f}^{e1} = \begin{bmatrix} c_1 \\ c_2 \\ c_3 \\ c_4 \end{bmatrix} \begin{matrix} 1 \\ 2 \\ 3 \\ 4 \end{matrix} \quad \mathbf{f}^{e2} = \begin{bmatrix} d_1 \\ d_2 \\ d_3 \\ d_4 \end{bmatrix} \begin{matrix} 2 \\ 5 \\ 6 \\ 3 \end{matrix} \quad (8.1.31)$$

Indeksy nad macierzą oraz z prawej strony macierzy lub wektora oznaczają globalne numery węzłów.

Macierze \mathbf{K}^{e1} i \mathbf{K}^{e2} oraz wektory \mathbf{f}^{e1} oraz \mathbf{f}^{e2} w zapisie globalnym przyjmują następującą postać

$$\mathbf{K}_1 = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} & 0 & 0 \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} & 0 & 0 \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & a_{34} & 0 & 0 \\ a_{41} & a_{42} & a_{43} & a_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad \mathbf{K}_2 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & b_{11} & b_{14} & 0 & b_{12} & b_{13} \\ 0 & b_{41} & b_{44} & 0 & b_{42} & b_{43} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & b_{21} & b_{24} & 0 & b_{22} & b_{23} \\ 0 & b_{31} & b_{34} & 0 & b_{32} & b_{33} \end{bmatrix} \quad (8.1.32)$$

$$\mathbf{f}_1 = \begin{bmatrix} c_1 \\ c_2 \\ c_3 \\ c_4 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad \mathbf{f}_2 = \begin{bmatrix} 0 \\ d_1 \\ d_4 \\ 0 \\ d_2 \\ d_3 \end{bmatrix} \quad (8.1.33)$$

Sumując macierze \mathbf{K}_1 i \mathbf{K}_2 oraz wektory \mathbf{f}_1 i \mathbf{f}_2 otrzymuje się globalną macierz sztywności \mathbf{K} oraz globalny wektor obciążeń węzłowych \mathbf{f}

$$\mathbf{K} = \mathbf{K}_1 + \mathbf{K}_2 = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} & 0 & 0 \\ a_{21} & a_{22} + b_{11} & a_{23} + b_{14} & a_{24} & b_{12} & b_{13} \\ a_{31} & a_{32} + b_{41} & a_{33} + b_{44} & a_{34} & b_{42} & b_{43} \\ a_{41} & a_{42} & a_{43} & a_{44} & 0 & 0 \\ 0 & b_{21} & b_{24} & 0 & b_{22} & b_{23} \\ 0 & b_{31} & b_{34} & 0 & b_{32} & b_{33} \end{bmatrix} \quad (8.1.34)$$

$$\mathbf{f} = \mathbf{f}_1 + \mathbf{f}_2 = \begin{bmatrix} c_1 \\ c_2 \\ c_3 \\ c_4 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ d_1 \\ d_4 \\ 0 \\ d_2 \\ d_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_1 \\ c_2 + d_1 \\ c_3 + d_4 \\ c_4 \\ d_2 \\ d_3 \end{bmatrix} \quad (8.1.35)$$

Ostatecznie równanie przewodzenia ciepła, dla obszaru składającego się z dwóch przedstawionych na rys. 8.3 elementów skończonych, przyjmuje postać

$$\mathbf{KT} = \mathbf{f} \Rightarrow \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} & 0 & 0 \\ a_{21} & a_{22} + b_{11} & a_{23} + b_{14} & a_{24} & b_{12} & b_{13} \\ a_{31} & a_{32} + b_{41} & a_{33} + b_{44} & a_{34} & b_{42} & b_{43} \\ a_{41} & a_{42} & a_{43} & a_{44} & 0 & 0 \\ 0 & b_{21} & b_{24} & 0 & b_{22} & b_{23} \\ 0 & b_{31} & b_{34} & 0 & b_{32} & b_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \\ T_4 \\ T_5 \\ T_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_1 \\ c_2 + d_1 \\ c_3 + d_4 \\ c_4 \\ d_2 \\ d_3 \end{bmatrix} \quad (8.1.36)$$

Analogiczny algorytm do przedstawionego stosuje się również w przypadku większej liczby elementów, tworząc globalne wektory obciążeń węzłowych oraz globalne macierze sztywności (przez agregację elementarnych macierzy sztywności oraz elementarnych wektorów obciążeń węzłowych).

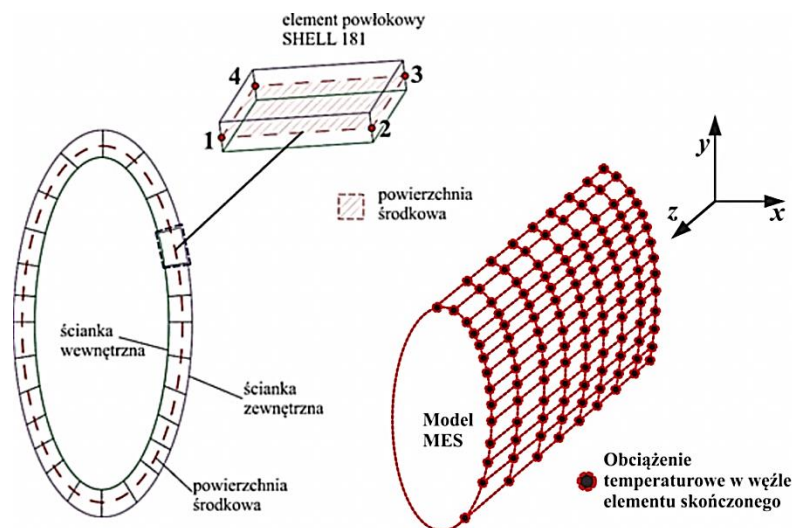
8.2. Obciążenie termiczne konstrukcji wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi bez zanieczyszczeń wewnętrznych

Obliczenia rozkładów temperatur dla poszczególnych rur, oraz kolektorów zbiorczych wymiennika ciepła są istotne, gdyż służą one jako obciążenia termiczne w analizie wytrzymałościowej (zwanej również analizą strukturalną) jego konstrukcji. Analizy te pozwalają sprawdzić, czy warunki pracy urządzenia są bezpieczne dla jego eksploatacji. Dlatego bardzo istotne jest możliwie dokładne wyznaczenie rozkładów temperatur w ściankach elementów tego urządzenia.

Omówioną Metodę Elementów Skończonych (podrozdział 8.1) zastosowano w opracowanym w autorskim programie obliczeniowym, napisanym w języku MATLAB do wyznaczania rozkładów temperatury w elementach wymiennika ciepła będącego przedmiotem niniejszej rozprawy.

Elementem, który został użyty w analizach wytrzymałościowych wymiennika ciepła jest element powłokowy typu SHELL181, szerzej przedstawiony w rozdziale kolejnym rozdziale. Z tych elementów skończonych składa się siatka numeryczna wymiennika ciepła przeznaczona do tych analiz. Na tę siatkę muszą więc być interpolowane obciążenia temperaturowe, uzyskane z analiz pól temperatury dla rurek oraz kolektorów zbiorczych wymiennika ciepła.

Kluczowym elementem analizy wytrzymałościowej, z uwagi na znaczne obciążenie cieplne, są ożebrowane rury eliptyczne wymiennika ciepła. Rozważany przypadek dotyczy fazy jego eksploatacji, którą określono jako początkową, której cechą charakterystyczną jest brak zanieczyszczeń na wewnętrznej powierzchni rur, tzn. $\delta_k = 0$ mm. Przekrój poprzeczny przez jedną rurę z rozmieszczeniem przyjętych elementów powłokowych przedstawia rys. 8.4. Liniami czerwonymi oznaczono tzw. powierzchnię środkową, która reprezentuje w programie ANSYS Structural element powłokowy. Powierzchnia ta znajduje się w środku grubości elementu i dla niej należy wyznaczyć (za pomocą analiz MES dla zjawiska przewodzenia ciepła) temperatury, które następnie wykorzystane są, jak już wspomniano jako obciążenie termiczne rur wymiennika w analizach wytrzymałościowych.



Rys. 8.4. Rozmieszczenie elementów powłokowych na obwodzie rury eliptycznej

Każda z rur wymiennika ciepła składa się z 26 elementów SHELL181, rozmieszczonych na jej obwodzie. Tworzą one jedną warstwę elementów skończonych. Do zamodelowania jednej rury wykorzystano 500 takich warstw, rozmieszczonych wzdłuż osi z układu współrzędnych.

Do wyznaczenia rozkładów temperatury na środkowych powierzchniach elementów powłokowych konieczne jest prawidłowe zadanie warunków brzegowych cieplnych (omówionych w podrozdziale 8.1). W przypadku analizowanego zagadnienia sprzężonej wymiany ciepła w wymienniku ciepła należy zadać warunki konwekcyjnej wymiany ciepła, zarówno na zewnętrznej powierzchni ścianki rury (opływ rury spalinami) jak na i jej wewnętrznej powierzchni (przepływ wody lub mieszaniny parowo-wodnej wewnątrz rury). Ponieważ znane są masowe natężenia przepływu czynnika \dot{m} w rurach (rys. 7.24 oraz 7.25) można wyznaczyć, w analogicznej procedurze jak przedstawiono w podrozdziale 7.2.1 dla wewnętrznej ścianki rury eliptycznej, rozkłady temperatury spalin $\bar{T}_{sp}(\xi)$ oraz zastępczego współczynnika wnikania ciepła od strony spalin do ścianki zewnętrznej rury wymiennika $\bar{h}_{sp,z}(\xi)$. Rozkłady $\bar{T}_{sp}(\xi)$ i $\bar{h}_{sp,z}(\xi)$, gdzie $\xi = y/a$, przedstawione są na rys. 7.15 i 7.17.

Dla wewnętrznej powierzchni ścianki rury eliptycznej warunkiem brzegowym w analizie MES zjawiska przewodzenia ciepła może być warunek pierwszego rodzaju (zadane pole temperatury – równanie (8.1.7)) lub też trzeciego rodzaju (konwekcyjny – równanie (8.1.5)). W niniejszej rozprawie, w celu wyznaczenia wartości temperatur dla powierzchni środkowej elementu skończonego z wymienionego tutaj, jako drugi warunku konwekcyjnego. Dla tego typu warunku brzegowego wyznaczono maksymalną różnicę ΔT_{sc} pomiędzy temperaturami ścianki wewnętrznej T_{scw} i powierzchni środkowej T_{scm} rury wymiennika (leżącej w połowie grubości).

Uzyskaną wartość ΔT_{sc} dodano do wszystkich temperatur węzłowych, otrzymując w ten sposób temperaturę powierzchni środkowej ścianki rury wymiennika T_{scm}

$$T_{scm} = T_{scw} + \Delta T_{sc} \quad (8.2.1)$$

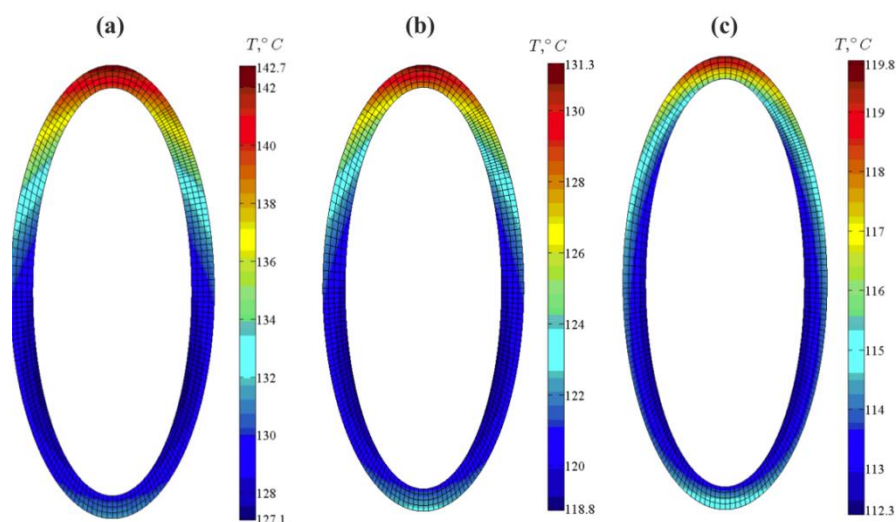
Wartość ΔT_{sc} zależy zarówno od średniej temperatury płynu T_{sr} w rurze wymiennika ciepła, jak również od masowego natężenia jego przepływu.

Rury przedstawione w pracy wymiennika ciepła (rys. 4.1 i 4.3, rozdział 4) wykonane zostały ze stali St36K, dla której zależność współczynnika przewodzenia ciepła od temperatury $\lambda = \lambda(T)$ podano w tabeli 8.1. Zmienność tę uwzględniono w przeprowadzonych obliczeniach.

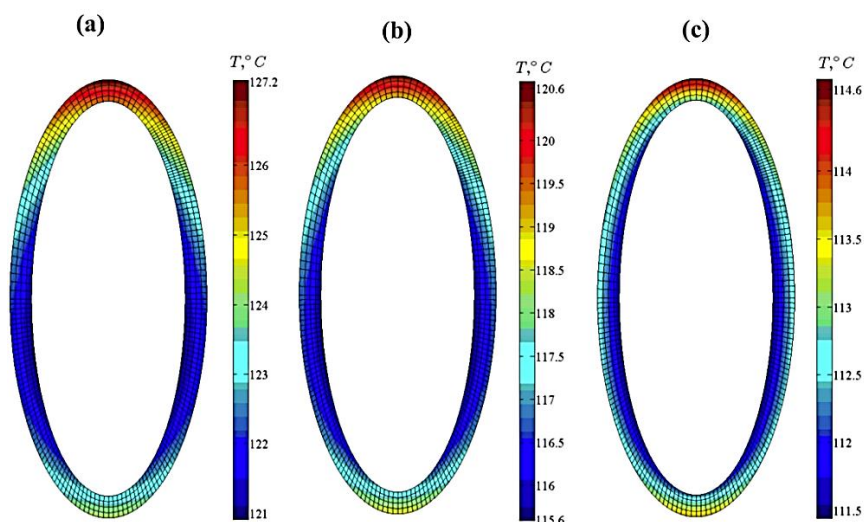
Tabela 8.1 Zależność współczynnika przewodzenia ciepła λ dla stali St36K od temperatury T (Taler & Duda, 2003)

$T, ^\circ\text{C}$	20	100	200	300	400	500
$\lambda, \text{W}/(\text{m K})$	57.5	56.4	53.6	49.8	45.4	41,1

Wyznaczone za pomocą opracowanej metodyki z wykorzystaniem MES rozkłady temperatury dla ścianki rury eliptycznej pierwszego rzędu, przy masowym natężeniu przepływu: $\dot{m} = 0.1 \text{ kg/s}$, $\dot{m} = 0.2 \text{ kg/s}$, $\dot{m} = 0.8 \text{ kg/s}$ oraz średniej temperaturze wody, $T_{sr} = 110^\circ\text{C}$ pokazano na rys. 8.5 (rury pierwszego rzędu) i na rys. 8.6 (rury drugiego rzędu).



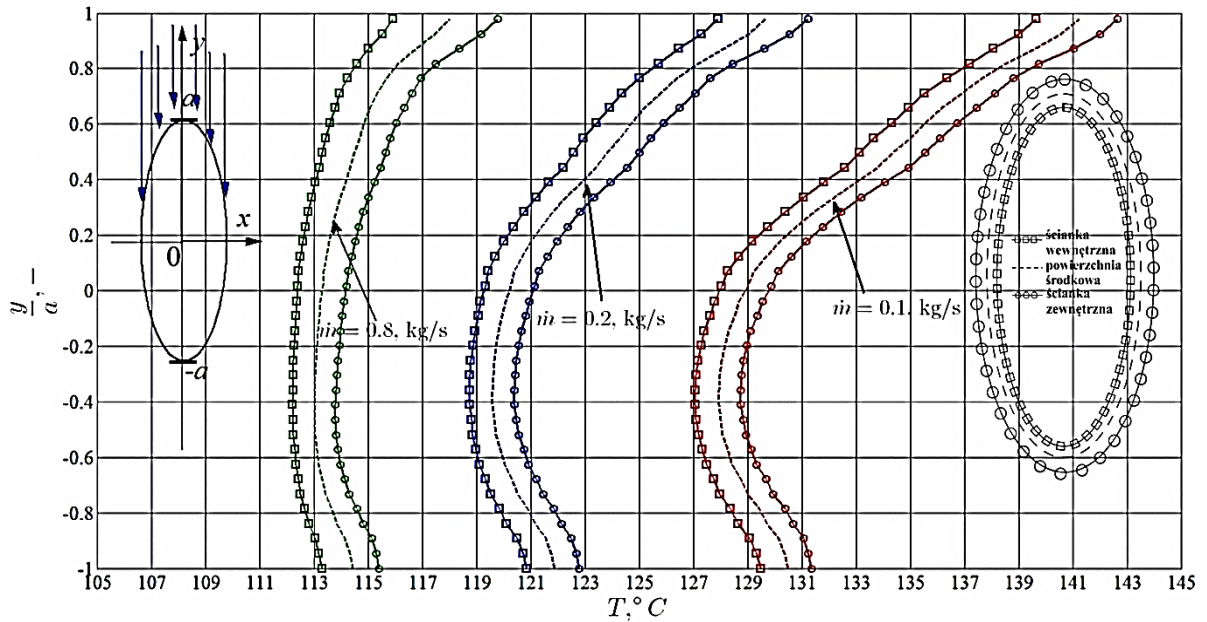
Rys. 8.5. Pole temperatury w przekroju poprzecznym rury eliptycznej pierwszego rzędu wymiennika ciepła, dla $T_{sr} = 110^\circ\text{C}$ oraz: a) $\dot{m} = 0.1 \text{ kg/s}$, b) $\dot{m} = 0.2 \text{ kg/s}$, c) $\dot{m} = 0.8 \text{ kg/s}$



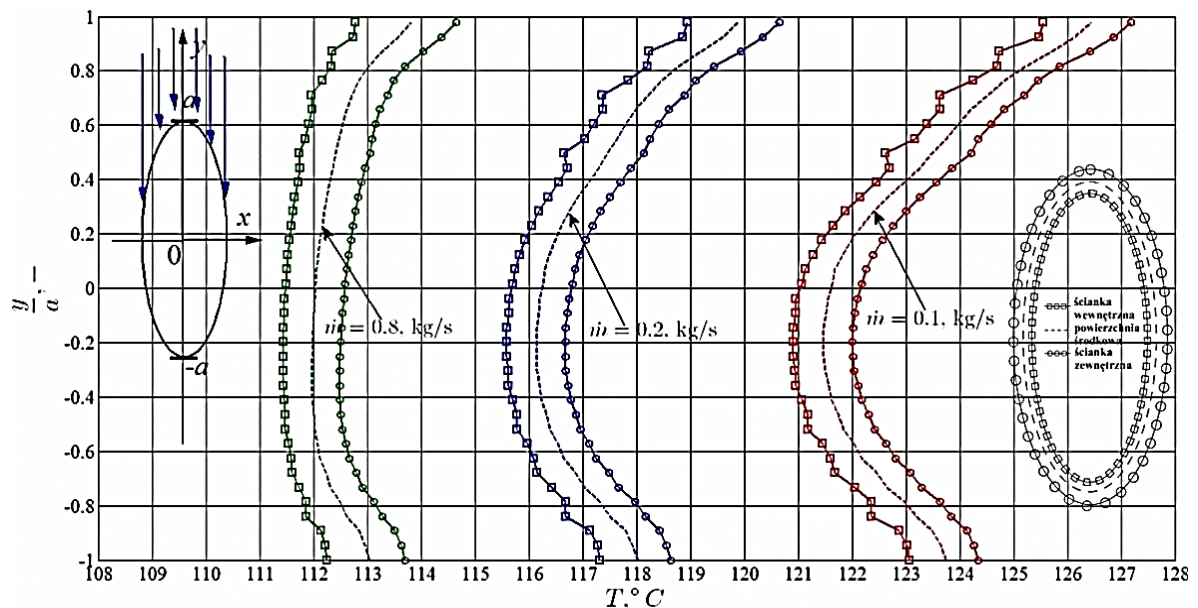
Rys. 8.6. Pole temperatury w przekroju poprzecznym rury eliptycznej drugiego rzędu wymiennika ciepła, dla $T_{sr} = 110^\circ\text{C}$ oraz: a) $\dot{m} = 0.1 \text{ kg/s}$, b) $\dot{m} = 0.2 \text{ kg/s}$, c) $\dot{m} = 0.8 \text{ kg/s}$

Dla widocznych na rys. 8.5 i 8.6 pól temperatury określono jej zmiany (przebiegi) w funkcji bezwymiarowej współrzędnej $\xi = y/a$ dla powierzchni ścianki: wewnętrznej, środkowej i

zewnątrznej, a rezultaty przedstawiono na rys. 8.7 (dla rur pierwszego rzędu) i na rys. 8.8 dla rur drugiego rzędu.



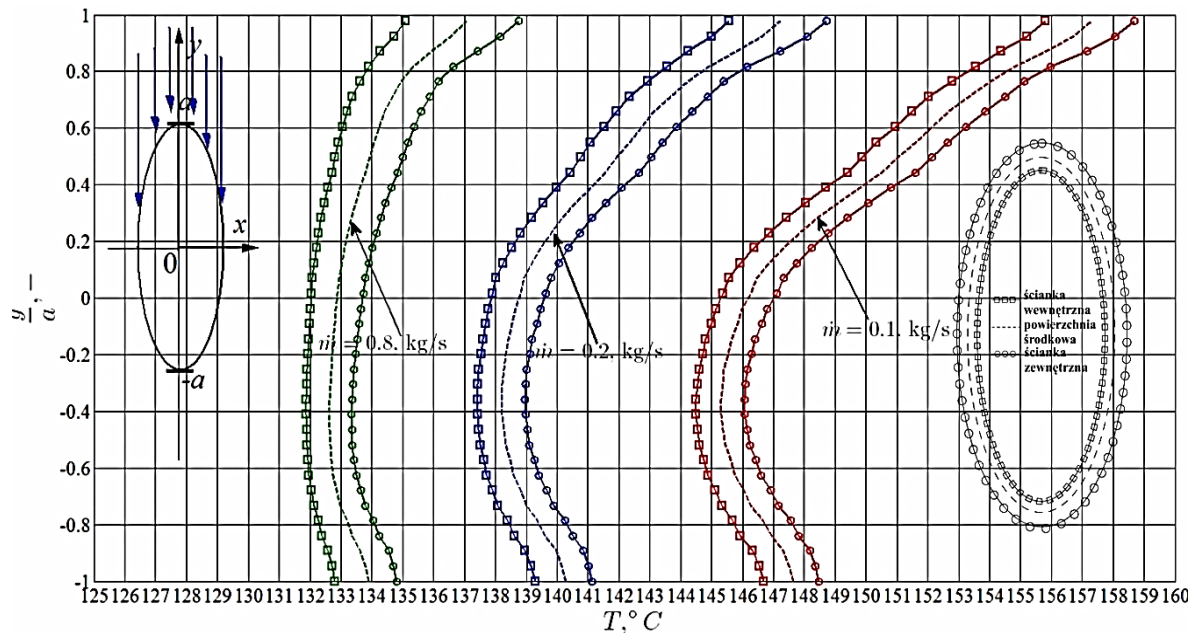
Rys. 8.7. Zmiany temperatury powierzchni ścianek rury eliptycznej (rzęd pierwszy): wewnętrznej, środkowej i zewnętrznej, dla $T_{sr} = 110^\circ \text{C}$ oraz: $\dot{m} = 0.1 \text{ kg/s}$, $\dot{m} = 0.2 \text{ kg/s}$, $\dot{m} = 0.8 \text{ kg/s}$



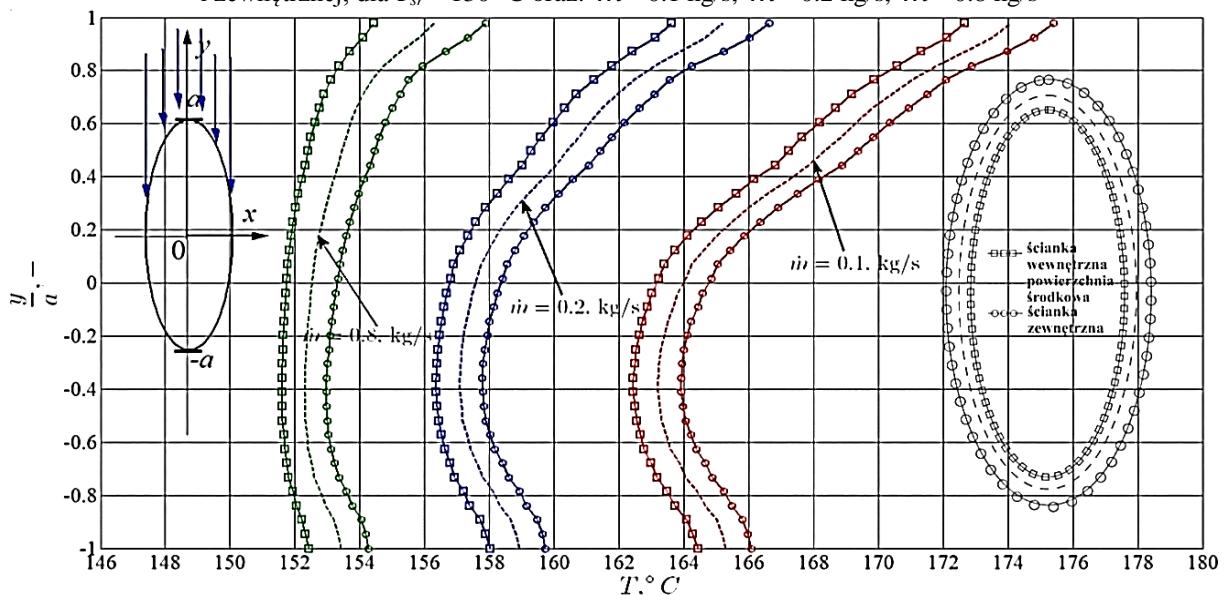
Rys. 8.8. Zmiany temperatury powierzchni ścianek rury eliptycznej (rzęd drugi): wewnętrznej, środkowej i zewnętrznej, dla $T_{sr} = 110^\circ \text{C}$ oraz: $\dot{m} = 0.1 \text{ kg/s}$, $\dot{m} = 0.2 \text{ kg/s}$, $\dot{m} = 0.8 \text{ kg/s}$

Na podstawie rys. 8.7 i 8.8 można zauważyć, że różnica pomiędzy temperaturami powierzchni ścianki rury zewnętrzną i wewnętrzną jest największa dla $\zeta=1$ tzn. $y = a$. Stąd też również różnica pomiędzy temperaturami powierzchni, ścianki rury eliptycznej, środkową i wewnętrzną przyjmuje w tym miejscu największą wartość. Można też dodać, że różnice te w niewielkim stopniu zależą od wartości masowego natężenia przepływu wody w rurze wymiennika (ΔT_{sc} ma niewielką tendencję wzrostową ze zwiększaniem się \dot{m}).

Obliczenia podobne do przedstawionych wykonano dla innych temperatur przepływającej w rurach wody, a mianowicie $T_{sr} = 130^\circ \text{C}$ oraz $T_{sr} = 150^\circ \text{C}$. Celem było określenie ewentualnego wpływu jej zmian na wspomniane wyżej różnice. Przykładowe wyniki pokazano na rys. 8.9 i 8.10 (obydwa dla rur pierwszego rzędu).



Rys. 8.9. Zmiany temperatury powierzchni ścianek rury eliptycznej (rzęd pierwszy): wewnętrznej, środkowej i zewnętrznej, dla $T_{sr} = 130^\circ\text{C}$ oraz: $\dot{m} = 0.1\text{ kg/s}$, $\dot{m} = 0.2\text{ kg/s}$, $\dot{m} = 0.8\text{ kg/s}$



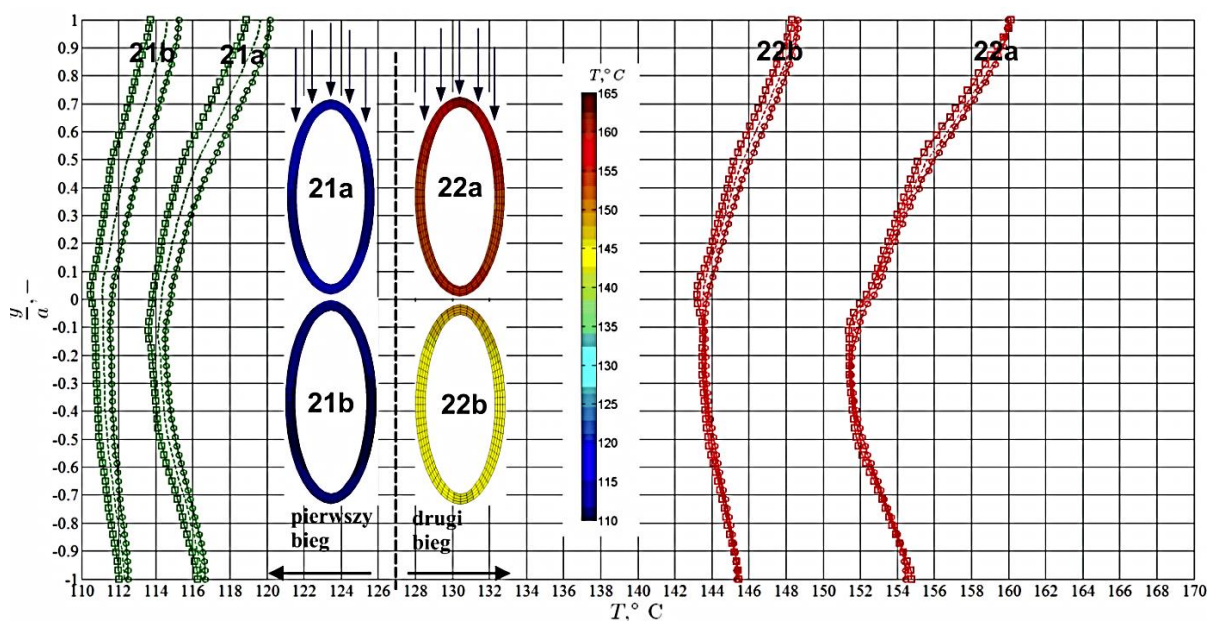
Rys. 8.10. Zmiany temperatury powierzchni ścianek rury eliptycznej (rzęd pierwszy): wewnętrznej, środkowej i zewnętrznej, dla $T_{sr} = 150^\circ\text{C}$ oraz: $\dot{m} = 0.1\text{ kg/s}$, $\dot{m} = 0.2\text{ kg/s}$, $\dot{m} = 0.8\text{ kg/s}$

Porównując dane pokazane na rys. 8.7, 8.9 i 8.10 uzyskane dla różnych wartości średniej temperatury wody można zauważyć, że dla założonych parametrów obliczeń największa różnica między temperaturami zewnętrznej i wewnętrznej powierzchni rury eliptycznej rzędu pierwszego, dla $\xi=1$ (tj. od strony napływu spalin), nie przekracza 4°C . Ponadto różnice te w dowolnym miejscu przekroju tej rury w małym stopniu zależą od masowego natężenia przepływu wody oraz jej temperatury. Inaczej mówiąc ΔT_{sc} w funkcji współrzędnej y (zgodnej z kierunkiem przepływu spalin) praktycznie nie zmienia się. Można zatem stwierdzić, że opór przewodzenia ciepła ma nieznaczny wpływ na wartości temperatury ścianki rury eliptycznej. Z uwagi na małą jej grubość, różnice pomiędzy temperaturami powierzchni środkowej i wewnętrznej są nieznaczne (dla danych obliczeniowych nie przekraczają $2\text{--}2.5^\circ\text{C}$).

Przedstawione na rys. 8.5 i 8.6 pola temperatur oraz na rys. 8.7-8.10 ich zmiany otrzymano dla konwekcyjnego warunku wymiany ciepła, zadanego na powierzchni wewnętrznej ścianki rury eliptycznej. Dla tych obliczeń współczynnik wnikania ciepła dla płynu w rurach oblicza-

ny jest na podstawie zależności Gnielińskiego – równanie (7.1.4). Obliczenia tutaj prezentowane mają charakter poglądowy, którego celem było pokazanie jak duże mogą być różnice między temperaturami powierzchni środkowej i wewnętrznej rozpatrywanej rury eliptycznej.

W praktyce, tego typu obliczenia z konwekcyjnym warunkiem brzegowym na wewnętrznej ścianie rury nie są jednak konieczne do wyznaczenia temperatury jej powierzchni środkowej. Takie temperatury uzyskiwane są tak dla rur jak i kolektorów na podstawie analiz CFD rozptywu cieczy w wymienniku ciepła (patrz rys. 7.35). Dlatego też uzyskane z analiz CFD wartości temperatur węzłowych dla powierzchni wewnętrznej ścianek rur eliptycznych zadawane są jako warunek brzegowy pierwszego rodzaju, natomiast na ściankach zewnętrznych zadawane są rozkłady temperatury spalin $\bar{T}_{sp}(\xi)$ oraz współczynnika wnikania ciepła od spalin $\bar{h}_{sp,z}(\xi)$. Przykładowe wyniki obliczeń z wykorzystaniem warunku brzegowego pierwszego rodzaju przedstawiono na rys. 8.11. Wykonano je dla rur nr 21 (bieg pierwszy) oraz nr 22 (bieg drugi) wymiennika ciepła (rys. 4.1 i 4.2), dla rzędów pierwszego (a) i drugiego (b). W rurach tych z uwagi na znaczne różnice w wartościach masowego natężenia przepływu (dla rury nr 21 $\dot{m}=0.8$ kg/s, a dla rury nr 22 $\dot{m}=0.1$ kg/s, dla przekroju na połowie wysokości rury) różnice temperatur ścianek (między dwoma sąsiednimi rurami) są największe w całym wymienniku ciepła.

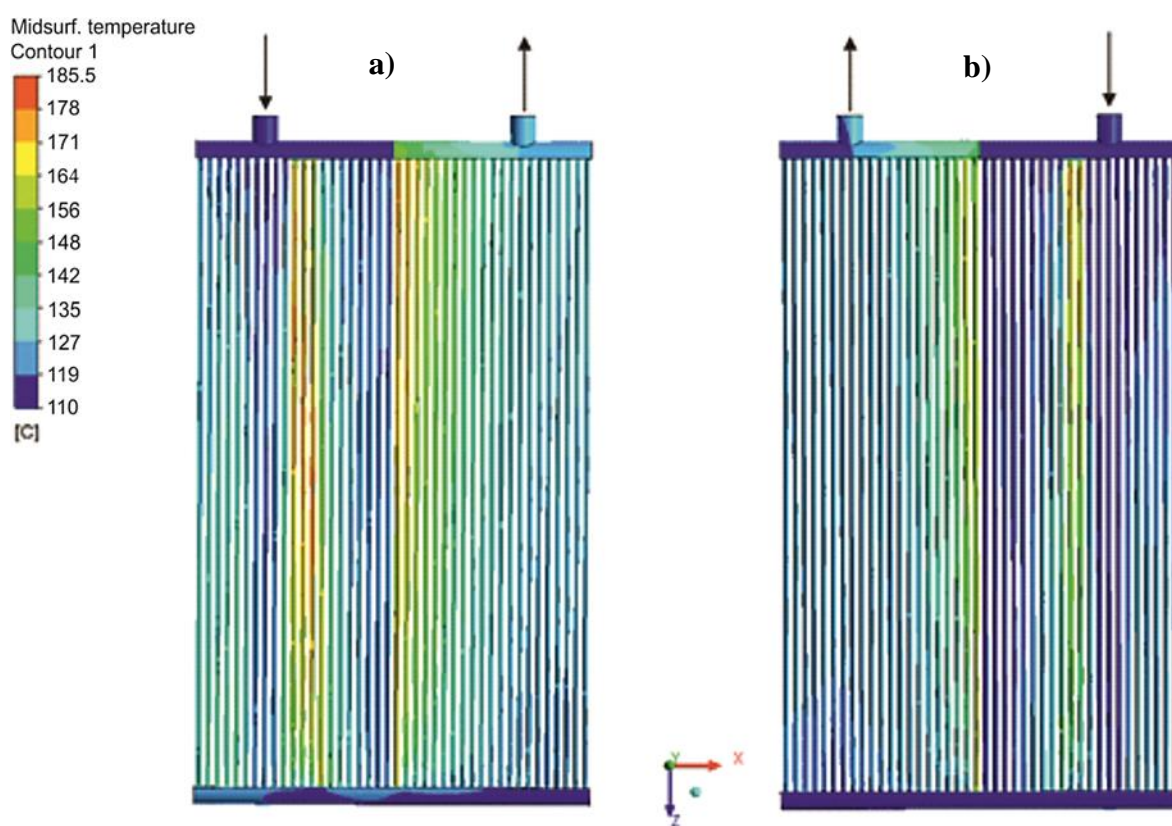


Rys. 8.11. Zmiany temperatury powierzchni ścianek (ożebrowanych rur eliptycznych nr 21 i 22 - rzędy pierwszy i drugi): wewnętrznej, środkowej i zewnętrznej dla $\dot{m}=0.8$ kg/s dla rury nr 21 i $\dot{m}=0.1$ kg/s dla rury nr 22 (w połowie wysokości rur).

Dla przedstawionego na rys. 8.11 przykładu obliczeniowego można zauważyć, że w przypadku warunku brzegowego pierwszego rodzaju (na ścianie wewnętrznej) różnice pomiędzy temperaturami na powierzchniach zewnętrznej oraz wewnętrznej ścianek rur eliptycznych są mniejsze, niż gdy zastosowano konwekcyjny warunek brzegowy na powierzchni wewnętrznej ścianki rury eliptycznej (por. rys. 8.11 i rys. 8.7 – 8.10). Stąd też, w przypadku wyznaczania maksymalnej różnicy temperatur pomiędzy ścianką wewnętrzną a powierzchnią środkową rury eliptycznej $\Delta T_{sc,max}$ posłużono się profilami temperatury uzyskanymi dla konwekcyjnych warunków brzegowych zadanych na powierzchniach wewnętrznej oraz zewnętrznej ścianki rury eliptycznej.

Dla wszystkich rur wymiennika ciepła, dla wyznaczonych z analiz CFD wartości masowego natężenia przepływu płynu w rurkach, wyznaczano w przekrojach poprzecznych ścianki rury, które definiowane są przez płaszczyzny ewaluacyjne $P_{i,1}-P_{i,10}$ (i – numer rury w rzędzie wymiennika, rys. 7.7, tabela 7.2) maksymalną różnicę temperatury $\Delta T_{sc,max}$ pomiędzy powierzchniami ścianki środkowej i wewnętrznej. Wyniosła ona dla rury nr 12 oraz płaszczyzny ewaluacyjnej $P_{12,3}$: $\Delta T_{sc,max}=2.5$ °C. Wartość tę dodano do uzyskanych z analiz CFD wartości temperatury na powierzchni wewnętrznej ścianki rur wymiennika – rys. 7.35. W ten sposób wyznaczone zostały rozkłady temperatury na powierzchni środkowej ścianki rur dla całego wymiennika ciepła.

Jak już wcześniej wspomniano, temperatury powierzchni środkowej rury wymiennika ciepła zostały użyte, jako obciążenie termiczne w analizach wytrzymałościowych (analizy te opisanow kolejnym rozdziale). W przypadku kolektorów zbiorczych przyjęto, że temperatura powierzchni środkowej, z uwagi na niewielki strumień ciepła przepływający przez ich powierzchnię zewnętrzną, jest taka sama jak temperatura powierzchni wewnętrznej. Rozkład temperatury powierzchni środkowej obu wymienionych wyżej elementów (rurek oraz kolektorów) przedstawiono na rys. 8.12.



Rys. 8.12. Rozkłady temperatury powierzchni środkowej ścianki rur oraz kolektorów zbiorczych wymiennika ciepła: a) pierwszy rząd rur b) drugi rząd rur

Zaprezentowany sposób zadawania obciążenia termicznego pozwala na zachowanie marginesu bezpieczeństwa, gdyż przewidywane obciążenie będzie nieznacznie wyższe niż rzeczywiste. Spowodowane jest to tym, że do wszystkich temperatur węzłowych dodawana jest maksymalna różnica temperatur powierzchni środkowej i wewnętrznej ścianek rur eliptycznych wymiennika ciepła.

8.3. Obciążenie termiczne ożebrowanej rury eliptycznej z zanieczyszczeniami powierzchni wewnętrznych

Jeżeli woda płynąca w rurach wymiennika ciepła nie jest odpowiednio przygotowana to jak to już wspomniano w podrozdziale 7.2.1 znajdujące się w niej sole mogą wytrącać się w postaci kamienia kotłowego na ściankach rur (Heselton, 2005; Schroeder, 1990; Christie, 2007; Makishi inni, 2002). Jest to wspomniane już wcześniej w pracy zjawisko określane mianem krystalizacji. Przy wzroście temperatury cieczy powyżej 150 °C, tak jak to ma miejsce w prezentowanym w pracy wymienniku ciepła, w jego rurach taki proces zachodził (podrozdział 2.3), zwłaszcza w tych, w których występował wolny przepływ czynnika. Powstający w takich warunkach kamień jest mieszaniną krzemianów i węglanów. Bardziej niekorzystny wpływ na proces wymiany ciepła, z uwagi na fakt niższego współczynnika przewodzenia ciepła $\lambda_k = 0.35 - 0.5 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$ ma kamień krzemianowy (Schroeder, 1990). Kamień węglanowy posiada zazwyczaj ok. dwukrotnie wyższy współczynnik przewodzenia ciepła w porównaniu z tym wymienionym wcześniej, tj. $\lambda_k = 0.7 - 1 \text{ W/(m K)}$.

W przypadku gdy w rurach wymiennika ciepła pojawia się mieszanina parowo-wodna, czyli gdy $X > 0$ (rys. 7.29), to może dojść do intensywniejszego odkładania się kamienia kotłowego. Powodem jest wysoka temperatura czynnika sprzyjająca powstawaniu zarodków krystalizacji, a wolny przepływ czynnika nie jest w stanie ich wymyć.

Dla wymiennika ciepła, który jest przedmiotem niniejszej pracy, obliczenia CFD omówione w podrozdziałach 7.2.1 oraz 7.2.2 wykazały, że odparowanie cieczy w rurkach zachodzi dla $\dot{m} < 0.08 \text{ kg/s}$. Dlatego tę wartość przyjęto jako graniczne natężenie przepływu cieczy, poniżej którego w rurkach powstaje kamień kotłowy. Ponadto zaobserwowane w wymienniku ciepła przepływy nawrotne mogą intensyfikować ten proces. Uwzględniając powyższe przyjęto, że odparowanie wody zachodzi np. w rurach (rys. 4.2) o nr 11, 12, 22, 23 z pierwszego i drugiego rzędu. Właśnie dla tych rur $\dot{m} < 0.08 \text{ kg/s}$ lub może w nich występować przepływ nawrotny wody. Często oba te zjawiska występują razem. Wartości masowego natężenia przepływu wody w wyżej wymienionych rurach zostały podane w tabeli 8.2.

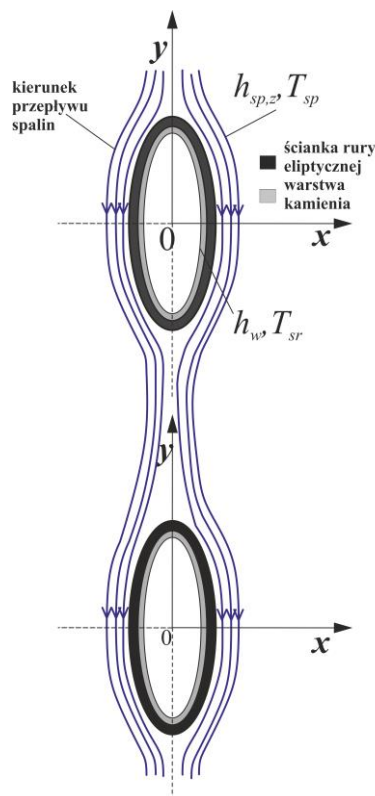
Tabela 8.2 Wartości masowego natężenia przepływu wody w rurkach wymiennika ciepła, w których założono odkładania się warstwy kamienia kotłowego

Numer rury, rys. 4.2	Numer rzędu	\dot{m} , kg/s
11	1	0.04 (przepływ nawrotny)
12		0.031 (przepływ nawrotny)
22		0.11 (przepływ nawrotny)
23		0.061
11	2	0.033 (przepływ nawrotny)
12		0.025 (przepływ nawrotny)
22		0.085 (przepływ nawrotny)
23		0.036

Przykłady zanieczyszczeń wewnętrznej powierzchni ożebrowanych rur eliptycznych wymiennika ciepła przedstawiono już wcześniej na rys. 2.16b, 7.9 i 7.10. Widoczne na nich grube warstwy kamienia kotłowego mogą znacząco ograniczyć odbiór ciepła od spalin przez płynącą w rurach wodę. Efekt ten powoduje zazwyczaj znaczny wzrost temperatury ich ścianek. Ze względu na dużą sztywność den sitowych ograniczających wydłużenie rur, rosną w nich również naprężenia, które mogą przekroczyć wartości dopuszczalne (Łopata & Ocloń 2012a, Łopata & Ocloń 2012b). Dlatego, z uwagi na ocenę stanu wyężenia konstrukcji, istotne jest prawidłowe wyznaczenie rozkładów temperatury w ściance rury wymiennika ciepła, w tym także z uwzględnieniem w nich warstwy kamienia kotłowego.

W początkowej fazie eksploatacji wymiennika ciepła (brak kamienia, $\delta_k = 0$ mm) można założyć, że rozkłady temperatur ścianek jego elementów są takie jak pokazane na rys. 8.12. Z upływem czasu eksploatacji odkładający się na wewnętrznej powierzchni ścianki rury kamień kotłowy może powodować istotne, niekorzystne zmiany. Należy ten fakt uwzględnić w obliczeniach wytrzymałościowych urządzenia i przeprowadzać je zarówno dla powierzchni czystych jak i zanieczyszczonych. Stan pierwszy zaprezentowano w poprzednim podrozdziale, stan drugi jest tematem niniejszego podrozdziału. Celem jest analiza wpływu wartości współczynnika przewodzenia ciepła kamienia kotłowego λ_k oraz jego grubości na rozkład temperatury w ożebrowanej rurze eliptycznej. Zagadnienie rozwiązano zadając następujące warunki brzegowe, rys. 8.13

- na powierzchni wewnętrznej warstwy kamienia – warunek brzegowy konwekcyjnej wymiany ciepła: temperatura cieczy $T = T_{sr}$ (tabela 4.2), średni współczynnik wnikania ciepła h_w od strony cieczy, zależny od masowego natężenia przepływu wody \dot{m} , wyznaczany na podstawie zależności Gnielińskiego dla $X = 0$ – równanie (7.1.4). Założono, że $T = T_{sr}$, ponieważ odkładający się wewnątrz rury kamień kotłowy działa jak izolacja cieplna, w efekcie czego płynąca ciecz nie jest intensywnie nagrzewana. Natomiast temperatura ścianki rury znacząco wzrasta w porównaniu z temperaturą rury, w której nie występuje warstwa kamienia kotłowego,
- na zewnętrznej ściance rury – warunek brzegowy konwekcyjnej wymiany ciepła: temperatura spalin $T = \bar{T}_{sp}(\xi)$ równanie (7.2.16) oraz zastępczy współczynnik wnikania ciepła od strony spalin $\bar{h}_{sp,z}(\xi)$ do ścianki zewnętrznej rury eliptycznej – równanie (7.2.17).



Rys. 8.13. Warunki brzegowe przyjęte do analizy wpływu parametrów warstwy kamienia kotłowego na rozkład temperatury w rurze eliptycznej

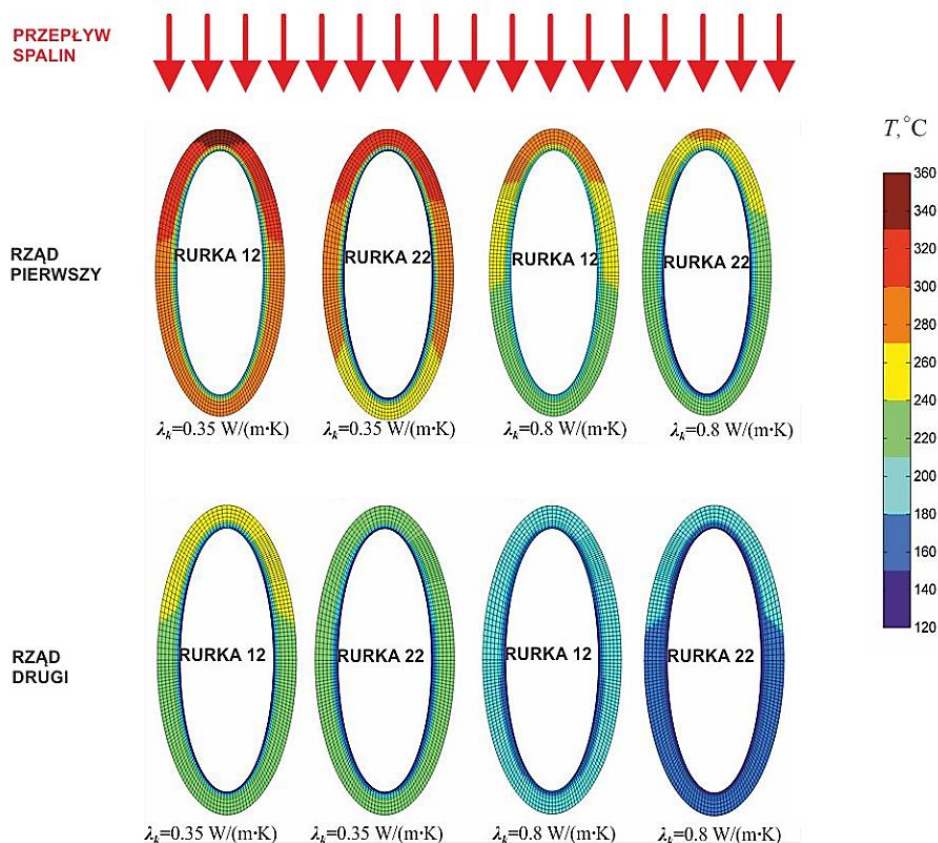
Obliczenia numeryczne według przedstawionego w podrozdziale 7.2.1 algorytmu obliczeniowego, umożliwiające wyznaczenie zastępczego współczynnika wnikania ciepła $\bar{h}_{sp,z}(\xi)$

od strony spalin do zewnętrznej powierzchni ścianki rury eliptycznej, zostały przeprowadzone dla wartości masowego natężenia przepływu \dot{m} od 0.02 kg/s do 0.1 kg/s, z krokiem obliczeniowym 0.02 kg/s. Wykonano je dla warstwy kamienia o grubości $\delta_k = 1$ mm i $\delta_k = 1.5$ mm oraz współczynnika przewodzenia ciepła z zakresu $\lambda_k = 0.35-0.8$ W/(m·K).

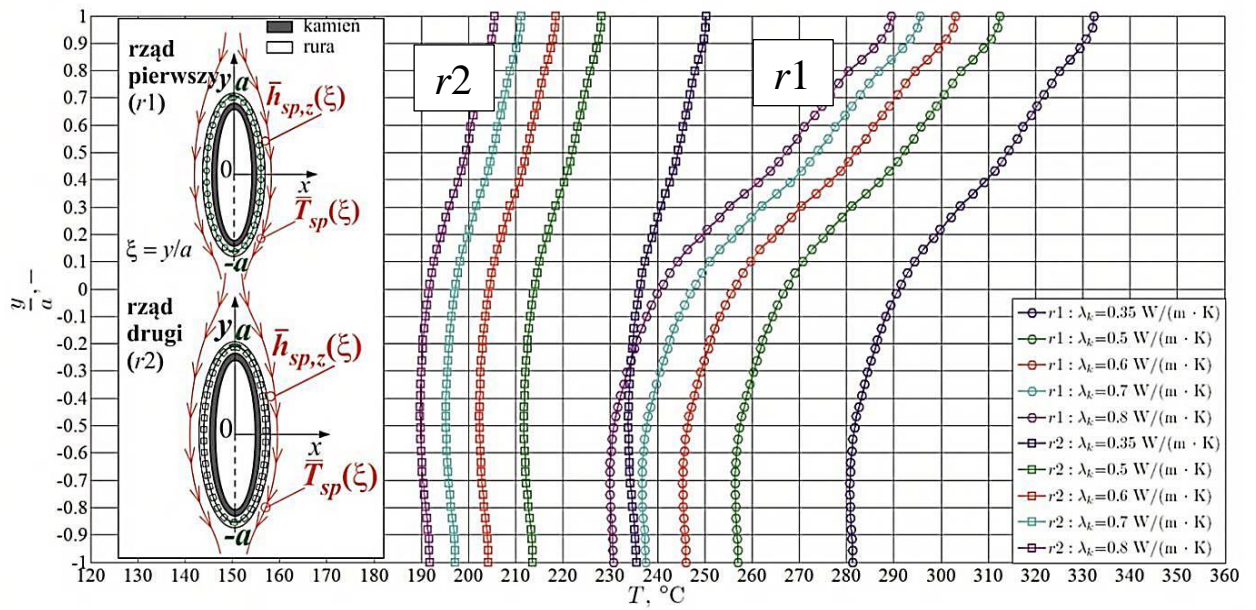
Dla rzeczywistych wartości masowego natężenia przepływu wody w rurach wymiennika ciepła (wyznaczonych na podstawie analiz CFD rozprywu cieczy w wymienniku ciepła) wartości zastępczego współczynnika wnikania ciepła i temperatury spalin zostały aproksymowane przy wykorzystaniu stworzonych w języku MATLAB algorytmów interpolacyjnych. Przeprowadzono ją dla wyznaczonych wcześniej wartości $\bar{T}_{sp}(\xi)$ i $\bar{h}_{sp,z}(\xi)$ odpowiadających wartościom \dot{m} z podanego wyżej zakresu.

Napisanie odrębnego programu bazującego na MES do obliczeń rozkładu temperatury w przekroju ścianki ożebrowanej rury eliptycznej, pozwoliło na znaczące skrócenie czasu obliczeń z jednej godziny do 15 sekund dla jednego przypadku obliczeniowego, w porównaniu z obliczeniami przeplywowo-cieplnymi oplywu pęku rur eliptycznych (podrozdział 7.2.1).

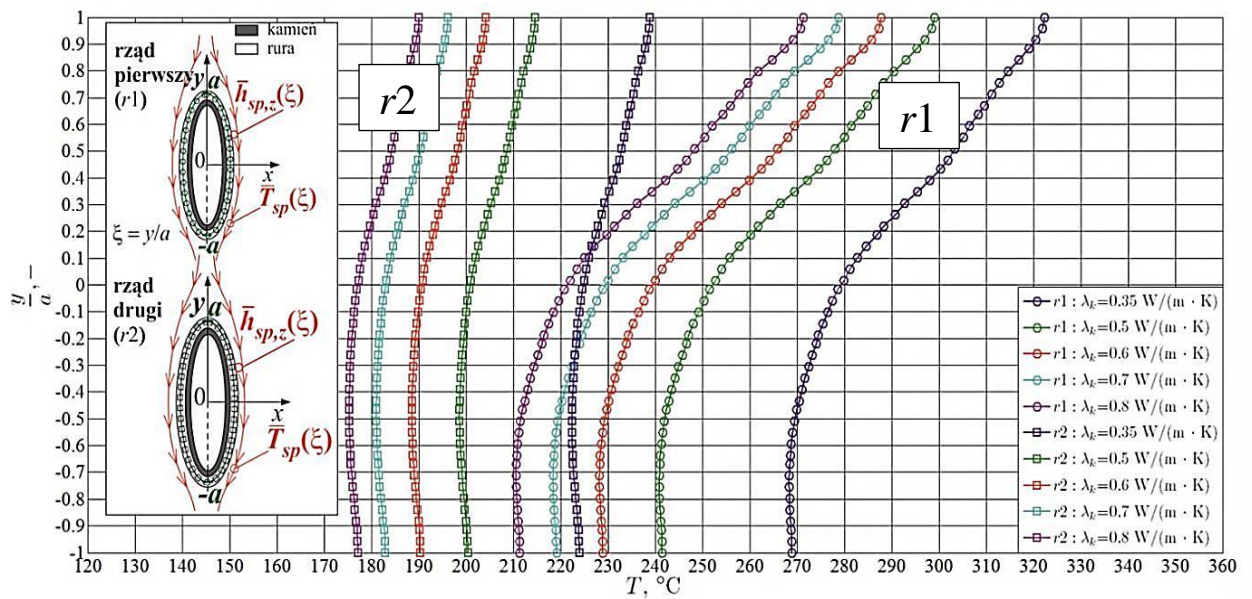
Przykłady otrzymanych (przy wykorzystaniu podanej metodyki) wyników w formie pól temperatury dla przekroju poprzecznego układu rura eliptyczna – warstwa kamienia kotłowego oraz zmian temperatury powierzchni środkowej rury eliptycznej w funkcji bezwymiarowej współrzędnej ζ , przedstawiono na rys. 8.14-8.19. Rys. 8.14-8.16 dotyczą grubości kamienia kotłowego $\delta_k = 1$ mm, a rys. 8.17-8.19 $\delta_k = 1.5$ mm (pozostałe parametry naniesiono na rysunkach).



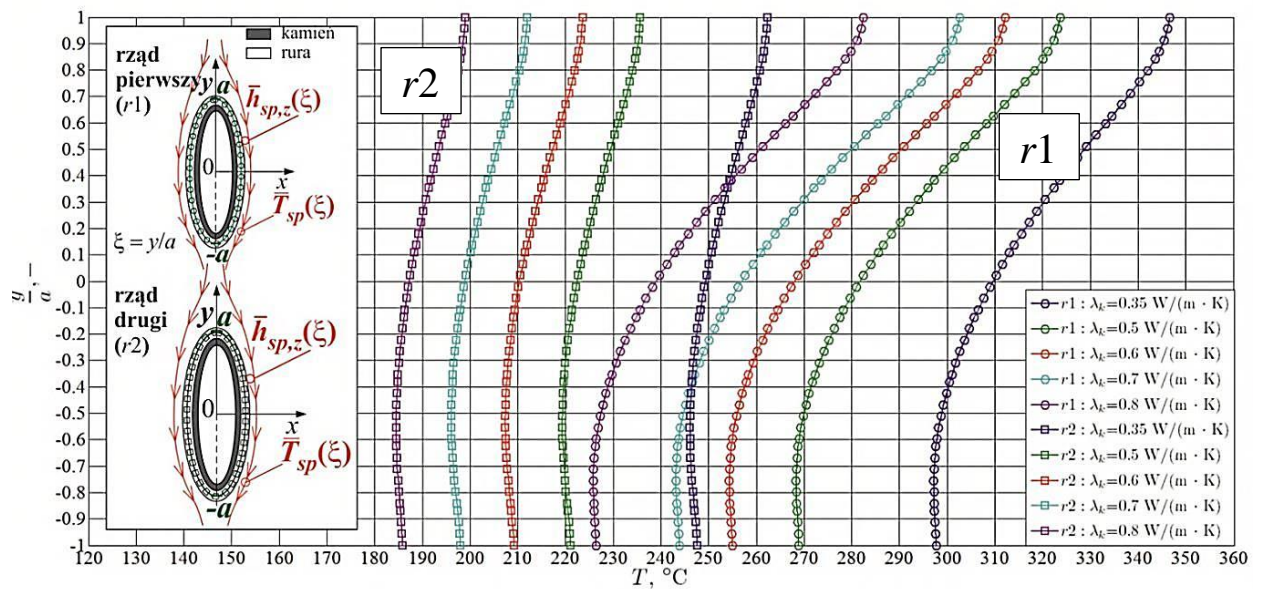
Rys. 8.14. Pola temperatury w przekroju poprzecznym rury eliptycznej dla grubości kamienia $\delta_k = 1$ mm



Rys. 8.15. Zmiany temperatury środkowej powierzchni rury eliptycznej nr 12, $\delta_k = 1$ mm



Rys. 8.16. Zmiany temperatury środkowej powierzchni rury eliptycznej nr 22, $\delta_k = 1$ mm



Rys. 8.19. Zmiany temperatury środkowej powierzchni rury eliptycznej nr 22, $\delta_k = 1.5$ mm

Porównując pola temperatury dla ścianek rur, przedstawione na rys. 8.14-8.19 można zauważyć, że w przypadku rur pierwszego rzędu są one zdecydowanie wyższe w porównaniu z rurami drugiego rzędu. Na taki stan ma wpływ mniejsza gęstość strumienia ciepła przekazywanego od spalin przez ściankę rur drugiego rzędu do wody. Na wartości tych temperatur ma wpływ zarówno wartość współczynnika przewodzenia ciepła kamienia kotłowego λ_k jak i masowe natężenie przepływu czynnika \dot{m} (od którego zależy wartość h_w). Wpływ tego pierwszego jest znacznie silniejszy, np. przy grubości $\delta_k = 1$ mm, dla rury nr 12 pierwszego rzędu, dla $\lambda_k = 0.35$ W/(m·K) temperatura ścianki wynosi ok. 331 °C ($\xi = 1$) i ok. 281 °C ($\xi = -1$), a wzrost do $\lambda_k = 0.8$ W/(m·K) powoduje obniżenie do wartości, odpowiednio: ok. 290 °C ($\xi = 1$) i ok. 230 °C ($\xi = -1$). Natomiast wpływ drugiej wymienionej wyżej wielkości jest mniejszy, np. temperatury ścianek rur nr 12 ($\dot{m} = 0.031$ kg/s) i nr 22 ($\dot{m} = 0.11$ kg/s) dla pierwszego rzędu wynoszą ok. 331 °C i ok. 321 °C. Można dodać, że temperatura rury nr 12 dla $\xi = 1$, $\lambda_k = 0.35$ W/(m·K) i $\delta_k = 1$ mm wynosi w pierwszym rzędzie ok. 331 °C a w drugim ok. 250 °C. Natomiast w tym przypadku dla $\xi = -1$ temperatury te wynoszą, odpowiednio: ok. 281 °C i ok. 236 °C.

Na podstawie rys. 8.14-8.16 i 8.17-8.19 można stwierdzić widoczny wpływ grubości warstwy kamienia kotłowego np. dla rury nr 12 rząd pierwszy, $\lambda_k = 0.35$ W/(m·K) i grubości $\delta_k = 1$ mm temperatura ścianki wynosi ok. 331 °C, a dla $\delta_k = 1.5$ mm 354 °C.

Rysunki 8.15, 8.16, 8.18 i 8.19 pozwalają także stwierdzić, że mają miejsce dość duże różnice w zmianach temperatur wzdłuż współrzędnej bezwymiarowej ξ , przy czym dla rur pierwszego rzędu są one większe, podczas gdy dla rur drugiego rzędu bardziej wyrównane. Przykładowo, w przypadku rury nr 12, $\lambda_k = 0.35$ W/(m·K), $\delta_k = 1$ mm temperatura ścianki dla $\xi = 1$ równa się ok. 331 °C, a dla $\xi = -1$ ok. 281 °C, podczas gdy w przypadku rur drugiego rzędu wynoszą one: dla $\xi = 1$ ok. 250 °C, $\xi = -1$ ok. 236 °C.

Ponieważ parametry warstwy kamienia kotłowego takie jak λ_k oraz δ_k wpływają na rozkład temperatury w ściance rur (w tym na wartość temperatury powierzchni środkowej) to można również spodziewać się, że jego wpływ na naprężenia w konstrukcji wymiennika ciepła będzie bardzo istotny.

9. Analizy wytrzymałościowe warunków pracy wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi

Połączenie obliczeń przepływowo-cieplnych oraz wytrzymałościowych tworzy, jak wspomniano już wcześniej w niniejszej rozprawie, tzw. analizę sprzężoną, która polega najpierw na rozwiązaniu zagadnienia przepływowo-cieplnego dla analizowanej konstrukcji urządzenia, tutaj wymiennika ciepła z rurami eliptycznymi ożebrowanymi, a następnie na zadawaniu uzyskanych pól temperatury, jako obciążenia w analizach wytrzymałościowych. Tego typu zagadnienia należą do trudnych z uwagi na złożoność takich konstrukcji. Rzadko też spotykane są publikacje poświęcone tej tematyce, szczególnie odczuwa się ich brak dla przypadków analiz problemów przepływowo-cieplnych i wytrzymałościowych dotyczących wymienników ciepła.

Przeprowadzanie sprzężonych analiz CFD oraz wytrzymałościowych MES dla tych urządzeń wymaga „poruszania się” w obszarze różnych dziedzin nauki. Wymaga też często, ze względu na wspomnianą złożoność, pewnych uproszczeń (np. założenie dwuwymiarowego rozkładu temperatury w przekroju ścianki) by takie analizy można było wykonywać przy obecnej mocy obliczeniowej komputerów oraz stacji roboczych. Jednakże prawidłowe sprzężenie pozwala zadowalająco odzwierciedlać stan obciążenia konstrukcji urządzenia, a uzyskane wyniki charakteryzuje bardzo dobra dokładność (zdecydowanie lepsza, tzn. lepiej „oddająca” rzeczywistość niż dokonana np. na podstawie norm projektowych (PN-EN 13445, 2009; ASME VIII, 2001)). Potwierdzeniem mogą być nawet własne współautorskie prace (Łopata & Ocioń, 2011; Łopata & Ocioń, 2012a; Łopata & Ocioń, 2012b), w których dzięki proponowanej procedurze możliwe było wskazanie miejsc konstrukcji, gdzie uszkodzenia mogą się pojawić (a potwierdzenie poprawności analiz stanowi odniesienie do awarii rzeczywistych urządzeń).

Prezentowana w niniejszej rozprawie metodyka sprzężonych analiz w zastosowaniu do wymienników ciepła z rurami eliptycznymi ożebrowanymi stanowi istotne rozwinięcie dotychczasowych osiągnięć. Jednym jest dopracowanie jej tak, aby można było przy możliwie najmniejszej liczbie uproszczeń zastosować ją w warunkach biur projektowych do projektowania i prowadzenia analiz wymienników ciepła i innych urządzeń ciśnieniowych. Etapem finalizującym sprzężone analizy są przedstawione w tym rozdziale obliczenia strukturalne (wytrzymałościowe). Dotyczą one obu przyjętych do rozważań faz eksploatacji wymiennika ciepła, tj. przy czystych rurach i gdy wewnątrz znajdują się zanieczyszczenia (kamień kotłowy). Przeprowadzono je uwzględniając obciążenie termiczne konstrukcji oraz obciążenie ciśnieniem uzyskanym dzięki analizom CFD. Obliczenia wykonano przy wykorzystaniu przemieszczeniowej metody MES, której zastosowanie w zagadnieniach wytrzymałościowych przedstawiono w dalszej części rozdziału.

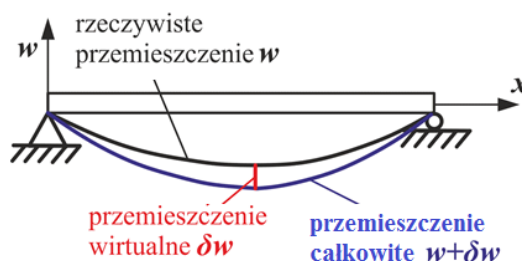
9.1. Przemieszczeniowa Metoda Elementów Skończonych w analizie wytrzymałościowej warunków pracy wymiennika ciepła

Metoda Elementów Skończonych (MES) jest jedną z najczęściej stosowanych metod numerycznych dla rozwiązywania układów równań różniczkowych cząstkowych. Jest ona z powodzeniem stosowana zarówno w rozwiązywaniu zagadnień przewodzenia ciepła, jak również dla zagadnień strukturalnych wytrzymałościowych (Zienkiewicz & Taylor, 2005; Davies, 2011; Rao, 2011; Chen, 2011; Rusiński i inni, 2000; Logan 2011).

W literaturze można znaleźć liczne pozycje poświęcone implementacji programistycznej MES dla zagadnień wytrzymałościowych (Smith & Griffiths, 2004; Krishnamoorthy, 2007; Kwon & Bang, 2005; Kattan 2007). Ponadto istnieją gotowe kody komercyjne do obliczeń MES m.in. ANSYS Structural, Nastran, ABAQUS, które umożliwiają rozwiązywanie złożonych, rzeczywistych problemów wytrzymałościowych. Złożoność konstrukcji, skomplikowane warunki podparcia, kontakt, czy też silne nieliniowości zmuszają do poszukiwania rozwiązań na drodze numerycznej dla rzeczywistych problemów wytrzymałościowych. Dlatego też niewiadome węzłowe, takie jak np. przemieszczenia uzyskuje się w węzłach siatki numerycznej, rozwiązując układy równań liniowych lub też nieliniowych powstałe jak efekt zastosowania Metody Elementów Skończonych. Natomiast wartości przemieszczeń w obrębie elementu skończonego aproksymowane są przy wykorzystaniu funkcji kształtu elementu, oraz obliczonych wcześniej wartości przemieszczeń węzłowych. Tego typu podejście jest jednak obarczone błędem, gdyż rzeczywiste pole przemieszczeń w obrębie elementu skończonego jest aproksymowane przy użyciu wspomnianych funkcji będących wielomianami, zazwyczaj pierwszego, drugiego, a rzadziej trzeciego stopnia. Dlatego też popełniany jest tzw. błąd aproksymacji, który maleje wraz ze wzrostem gęstości siatki numerycznej. Aproksymowane jest nie tylko pole przemieszczeń wewnątrz elementu, ale również pole odkształceń i naprężeń.

Związki konstytutywne pomiędzy polami przemieszczeń, odkształceń i naprężeń (Zienkiewicz & Taylor, 2005; Logan, 2011), determinują zależność pomiędzy nimi. We wzorach na naprężenia oraz odkształcenia występują pochodne pierwszego rzędu przemieszczeń. Tak więc przy aproksymacji pola naprężeń wykorzystywane są pochodne funkcji kształtu. Stąd też naprężenia jak również i odkształcenia są aproksymowane z mniejszą dokładnością, używa się do tego wielomianu o stopień niższego niż ten, który opisuje funkcję kształtu elementu. Dlatego też siatka numeryczna powinna być szczególnie gęsta w miejscach, gdzie występuje, często spotykana w praktyce inżynierskiej, koncentracja naprężeń, czyli np. w krawędziach, przy połączeniach spawanych itd.

Równania elementów skończonych dla zagadnień mechaniki ciała odkształcalnego, mogą zostać wyprowadzone przy wykorzystaniu zasady pracy wirtualnej (Logan, 2011). Według niej, jeżeli ciało odkształcalne poddane jest przemieszczeniom wirtualnym (nierzeczywistym), patrz rys. 9.1, którym odpowiadają wirtualne odkształcenia, to praca wirtualnych sił zewnętrznych (wywołujących te odkształcenia) jest równa wirtualnej energii odkształcenia, wywołanego przez powstałe naprężenia wewnętrzne.



Rys. 9.1. Przeszyczenie wirtualne (Logan, 2011)

Zgodnie z zasadą prac wirtualnych przyjmuje się, że jeśli układ znajdujący się w równowadze poddany jest wirtualnym przemieszczeniom (kinematycznie zgodnym stanom deformacji), wówczas praca wirtualna zewnętrznych obciążeń jest równa wirtualnej energii odkształcenia naprężeń wewnętrznych, co można zapisać w postaci (9.1.1)

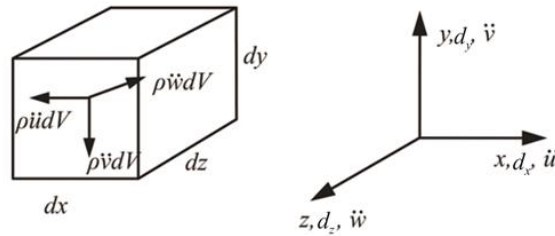
$$\delta U_e = \delta W_e \quad (9.1.1)$$

gdzie δU_e jest energią odkształceń wirtualnych wywołaną naprężeniami wewnętrznymi, natomiast δW_e jest pracą sił zewnętrznych. Dla elementu skończonego δU_e wynosi

$$\delta U_e = \int_V \delta \boldsymbol{\varepsilon}^T \boldsymbol{\sigma} dV \quad (9.1.2)$$

gdzie $\boldsymbol{\varepsilon}$ jest wektorem odkształcenia, natomiast $\boldsymbol{\sigma}$ jest wektorem naprężenia.

W rzeczywistości stan naprężenia oraz odkształcenia jest tensorem, natomiast dla elementu skończonego zapisywany jest w postaci wektorowej. Z równania (9.1.2) wynika, że praca wirtualnych odkształceń jest pracą naprężeń wewnętrznych na wirtualnych odkształceniach. Praca sił zewnętrznych jest wywołana przez obciążenia węzłowe, czyli siły i momenty skupione, obciążenia powierzchniowe – ciśnienie, obciążenia masowe – siły masowe. Należy również uwzględnić siły bezwładnościowe $\rho \ddot{u} dV$, $\rho \ddot{v} dV$, $\rho \ddot{w} dV$ związane z przemieszczeniami u , v , w w kierunkach x , y , z (rys. 9.2).



Rys. 9.2. Zwrot dodatnich sił bezwładności

Siły bezwładnościowe działają w kierunkach przeciwnych do dodatnich (zgodnych ze zwrotami osi układu kartezjańskiego) zwrotów przyspieszeń. Zatem wirtualna praca sił zewnętrznych wynosi

$$\delta W_e = \delta \mathbf{d}^T \mathbf{F} + \int_S \boldsymbol{\psi}_s^T \mathbf{P} dS + \int_V \boldsymbol{\psi}^T (\mathbf{X} - \rho \ddot{\boldsymbol{\psi}}) dV \quad (9.1.3)$$

gdzie $\delta \mathbf{d}$ jest wektorem wirtualnych przemieszczeń, \mathbf{F} wektorem obciążeń węzłowych, $\boldsymbol{\psi}_s$ macierzą funkcji przemieszczeń w kierunku działania obciążeń powierzchniowych, \mathbf{P} jest wektorem obciążeń powierzchniowych (np. ciśnienie), natomiast $\boldsymbol{\psi}$ jest wektorem funkcji przemieszczeń wirtualnych dla stopni swobody elementu. Wektor sił masowych oznaczono przez \mathbf{X} .

Podstawiając równania (9.1.2) i (9.1.3) do równania (9.1.1) otrzymuje się

$$\int_V \delta \boldsymbol{\varepsilon}^T \boldsymbol{\sigma} dV = \delta \mathbf{d}^T \mathbf{F} + \int_S \boldsymbol{\psi}_s^T \mathbf{P} dS + \int_V \boldsymbol{\psi}^T (\mathbf{X} - \rho \ddot{\boldsymbol{\psi}}) dV \quad (9.1.4)$$

Przemieszczenia w postaci funkcyjnej można wyrazić za pomocą przemieszczeń węzłowych oraz funkcji kształtu \mathbf{N} (odwzorowujących ruchy elementu w kierunkach przemieszczeń węzłowych) oraz \mathbf{N}_s (odwzorowujących ruchy elementu w kierunkach działania sił powierzchniowych np. ciśnienia). Macierze \mathbf{N} oraz \mathbf{N}_s (Zienkiewicz & Taylor, 2005, Logan, 2011) zależą przede wszystkim od typu zagadnienia wytrzymałościowego, dla którego element skończony jest przystosowany:

- dla przemieszczeń elementu w kierunku działania sił powierzchniowych

$$\boldsymbol{\psi}_s = \mathbf{N}_s \mathbf{d} \quad (9.1.5)$$

- dla przemieszczeń węzłowych

$$\boldsymbol{\psi} = \mathbf{N} \mathbf{d} \quad (9.1.6)$$

Ponieważ wektor przemieszczeń \mathbf{d} posiada trzy składowe $[d_x, d_y, d_z]^T$ to wymiar macierzy \mathbf{N} (macierzy funkcji kształtu elementu) jest równy $3 \times e_{\text{dof}}$, gdzie e_{dof} oznacza liczbę stopni swobody elementu. Stopnie swobody elementu to wszystkie niewiadome węzłowe w elemencie. W przypadku przemieszczeniowej metody MES niewiadomymi węzłowymi są składowe wektora przemieszczeń. Jeżeli przykładowo do aproksymacji pola przemieszczeń zostanie użyty element trójkątny trójwęzłowy ($n=3$), to w każdym węźle elementu skończonego należy wyznaczyć trzy niewiadome węzłowe ($n_{\text{dof}}=3$), np. dla węzła nr 1 są to $[d_{x1}, d_{y1}, d_{z1}]^T$. Łącznie w tym trójkątnym elemencie skończonym jest dziewięć niewiadomych, gdyż $e_{\text{dof}} = n \cdot n_{\text{dof}}$. Zatem wymiar wektora \mathbf{d}^e elementu trójkątnego wynosi 1×9 .

Pole odkształceń $\boldsymbol{\varepsilon}$ w elemencie można wyrazić za pomocą jego stopni swobody, czyli przemieszczeń węzłowych i macierzy pochodnych funkcji kształtu \mathbf{B}

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \mathbf{B} \mathbf{d} \quad (9.1.7)$$

Pole naprężeń $\boldsymbol{\sigma}$ można zdefiniować jako iloczyn macierzy własności materiałowych \mathbf{D} oraz różnicy wektorów odkształceń $\boldsymbol{\varepsilon}$ i odkształceń termicznych $\boldsymbol{\varepsilon}_T$

$$\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{D}(\boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\varepsilon}_T) \quad (9.1.8)$$

Macierz własności materiałowych dla materiału izotropowego definiuje zależność

$$\mathbf{D} = \frac{E}{(1 + \nu_p)(1 - 2\nu_p)} \begin{bmatrix} 1 - \nu_p & \nu_p & \nu_p & 0 & 0 & 0 \\ & 1 - \nu_p & \nu_p & 0 & 0 & 0 \\ & & 1 - \nu_p & 0 & 0 & 0 \\ & & & \frac{1 - 2\nu_p}{2} & 0 & 0 \\ & & & & \frac{1 - 2\nu_p}{2} & 0 \\ & & & & & \frac{1 - 2\nu_p}{2} \end{bmatrix} \quad (9.1.9)$$

przy czym puste pola po lewej stronie macierzy \mathbf{D} oznaczają, że macierz ta jest symetryczna. W równaniu (9.1.9) moduł Younga oznaczono jako E , natomiast współczynnik Poisson'a jako ν_p .

Odształcenie termiczne $\boldsymbol{\varepsilon}_T$, występujące w równaniu (6.1.8) definiuje się jako

$$\boldsymbol{\varepsilon}_T = \beta_t \cdot (T - T_{\text{ref}}) \quad (9.1.10)$$

gdzie β_t jest współczynnikiem rozszerzalności liniowej, T temperaturą, natomiast T_{ref} temperaturą odniesienia (względem, której obliczane jest odkształcenie termiczne).

Podstawiając równania (9.1.5)-(9.1.8) do równania (9.1.4) otrzymuje się

$$\int_V \delta \mathbf{d}^T (\mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{B} \mathbf{d} - \mathbf{B}^T \mathbf{D} \boldsymbol{\varepsilon}_T) dV = \delta \mathbf{d}^T \mathbf{F} + \int_S \delta \mathbf{d}^T \mathbf{N}_s^T \mathbf{P} dS + \int_V \delta \mathbf{d}^T \mathbf{N}^T (\mathbf{X} - \rho \mathbf{N} \ddot{\mathbf{d}}) dV \quad (9.1.11)$$

Ponieważ wirtualne przemieszczenia węzłowe $\delta \mathbf{d}^T$ są stałe, zatem

$$\delta \mathbf{d}^T \int_V \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{B} dV \mathbf{d} - \delta \mathbf{d}^T \int_V \mathbf{B}^T \mathbf{D} \boldsymbol{\varepsilon}_T dV = \delta \mathbf{d}^T \mathbf{F} + \delta \mathbf{d}^T \int_S \mathbf{N}_s^T \mathbf{P} dS + \delta \mathbf{d}^T \int_V \mathbf{N}^T (\mathbf{X} - \rho \mathbf{N} \ddot{\mathbf{d}}) dV \quad (9.1.12)$$

Dzieląc obie strony równania (9.1.12) przez $\delta \mathbf{d}^T$ otrzymuje się

$$\int_V \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{B} dV \mathbf{d} - \int_V \mathbf{B}^T \mathbf{D} \boldsymbol{\varepsilon}_T dV = \mathbf{F} + \int_S \mathbf{N}_s^T \mathbf{P} dS + \int_V \mathbf{N}^T \mathbf{X} dV - \int_V \rho \mathbf{N}^T \mathbf{N} dV \ddot{\mathbf{d}} \quad (9.1.13)$$

Definiując poniższymi związkami macierze:

- sztywności elementu i bezwładności elementu

$$\mathbf{K} = \int_V \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{B} dV, \quad \mathbf{M} = \int_V \rho \mathbf{N}^T \mathbf{N} dV \quad (9.1.14)$$

- wektory obciążeń: powierzchniowych (obciążeń ciśnieniem), masowych, termicznych

$$\mathbf{F}_p = \int_S \mathbf{N}_s^T \mathbf{P} dS, \quad \mathbf{F}_b = \int_V \mathbf{N}^T \mathbf{X} dV, \quad \mathbf{F}_{th} = \int_V \mathbf{B}^T \mathbf{D} \boldsymbol{\varepsilon}_T dV \quad (9.1.15)$$

i podstawiając równania (9.1.14) i (9.1.15) do równania (9.1.13) otrzymuje się

$$\mathbf{K} \mathbf{d} + \mathbf{m} \ddot{\mathbf{d}} = \mathbf{F} + \mathbf{F}_p + \mathbf{F}_b + \mathbf{F}_{th} \quad (9.1.16)$$

Dla zagadnień statyki równanie (9.1.16) upraszcza się do postaci:

$$\mathbf{K} \mathbf{d} = \mathbf{F} + \mathbf{F}_p + \mathbf{F}_b + \mathbf{F}_{th} \quad (9.1.17)$$

Wektor \mathbf{d} jest wektorem globalnym przemieszczeń węzłowych i jego wymiar jest równy iloczynowi liczby węzłów w modelu dyskretnym i liczby stopni swobody elementu. Te ostatnie dla elementu skończonego to przemieszczenia w kierunkach x, y, z , czyli d_x, d_y, d_z oraz obroty wokół osi x, y, z , czyli $\theta_x, \theta_y, \theta_z$.

W implementacji programistycznej równanie macierzowe (9.1.17) zapisuje się w formie lokalnej dla pojedynczego elementu (analogicznie jak przedstawiono w rozdziale 8 – dla zagadnienia ustalonego przewodzenia ciepła – równanie (8.1.18)) za pomocą

$$\mathbf{K}^e \mathbf{d}^e = \mathbf{F}^e + \mathbf{F}_p^e + \mathbf{F}_b^e + \mathbf{F}_{th}^e \quad (9.1.18)$$

Po zapisaniu równania (9.1.18) dla wszystkich elementów skończonych, agreguje się uzyskane macierze sztywności i wektory obciążeń węzłowych dla poszczególnych elementów skończonych (analogicznie jak dla zagadnienia ustalonego przewodzenia ciepła – równanie (8.1.36)) tak, aby otrzymać globalną formę równania macierzowego (9.1.17). Powstaje zatem globalny układ równań liniowych lub nieliniowych (w zależności od formy macierzy \mathbf{D}). Układy równań liniowych o znacznych rozmiarach macierzy współczynników można rozwią-

zać przy wykorzystaniu metod numerycznych bezpośrednich (Davis, 2006) np. Dekompozycja Choleskiego, czy też solverów iteracyjnych (Saad, 2003). Zagadnienia nieliniowe (Allgower & Georg, 1990) rozwiązuje się najczęściej przy wykorzystaniu metody Newtona-Raphsona.

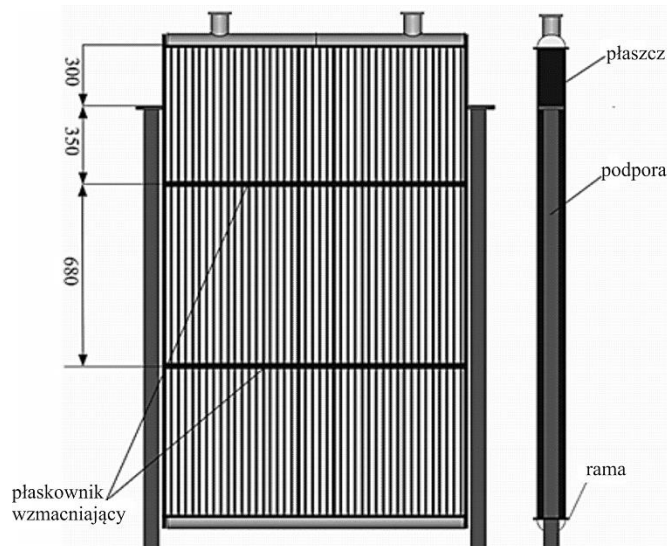
Rozwiązaniem równania macierzowego (9.1.17) są wartości przemieszczeń węzłów modelu dyskretnego analizowanej konstrukcji. Ponieważ rozwiązanie równania (9.1.17) musi być jednoznaczne (nieosobliwe) należy zapewnić takie warunki podparcia konstrukcji, aby nie występował ruch bryły, jako ciała sztywnego. Z podparciem konstrukcji związane są warunki brzegowe analizy wytrzymałościowej, gdyż podaje się wartości przemieszczeń węzłowych (warunek brzegowy pierwszego rodzaju - warunek Dirichleta) lub pochodnych przestrzennych przemieszczeń - kątów obrotu względem osi układu współrzędnych (warunek brzegowy drugiego rodzaju – warunek Neumanna).

W niniejszej pracy równanie (9.1.17) zostało wykorzystane do obliczeń wytrzymałościowych analizowanego wymiennika ciepła. Oczywiście konieczne było sformułowanie warunków brzegowych (podparcia konstrukcji) oraz obciążeń: termicznych F_{th} , powierzchniowych (ciśnieniem) F_p oraz siłami masowymi F_b dla całej konstrukcji wymiennika.

Obciążenia termiczne konstrukcji wymiennika ciepła wyznaczono na podstawie analiz rozkładów temperatury w ścianie rury eliptycznej, których sposób określania opisano w rozdziale 8, jak również na podstawie analiz rozkładów temperatury w ścianie kolektorów zbiorczych. W ich przypadku nie zachodzi wymiana ciepła, zatem można założyć, że temperatura powierzchni środkowej jest równa temperaturze powierzchni wewnętrznej ścianki kolektora zbiorczego. Wyznaczanie obciążenia cieplnego ścianek rur wymiennika oraz kolektorów omówiono w poprzednim rozdziale i zilustrowano na rys. 8.12 a obciążenie powierzchniowe (obciążenie ciśnieniem) wyznaczono na podstawie analiz CFD. Obciążenia bezwładnościowe wywołane są natomiast ciężarem stali, z której wykonane są elementy wymiennika ciepła, jak również ciężarem wody w rurkach oraz kolektorach zbiorczych wymiennika ciepła.

9.2. Uwarunkowania obliczeń wytrzymałościowych analizowanego wymiennika ciepła

Obliczenia wytrzymałościowe wymiennika ciepła, z rurami eliptycznymi ożebrowanymi, przeprowadzono w programie ANSYS Structural. W konstrukcji wymiennika ciepła, będącego przedmiotem niniejszej pracy, występują zarówno naprężenia związane z czystym rozciąganiem-ściskaniem (m.in. naprężenia termiczne) jak również i naprężenia zginające, z uwagi na ciężar konstrukcji oraz nierównomierne wyginanie się den sitowych wymiennika (Łopata & Ocloń, 2012a; Łopata & Ocloń, 2012b). Sposób podparcia konstrukcji wymiennika ciepła przedstawiono na rys. 9.3.

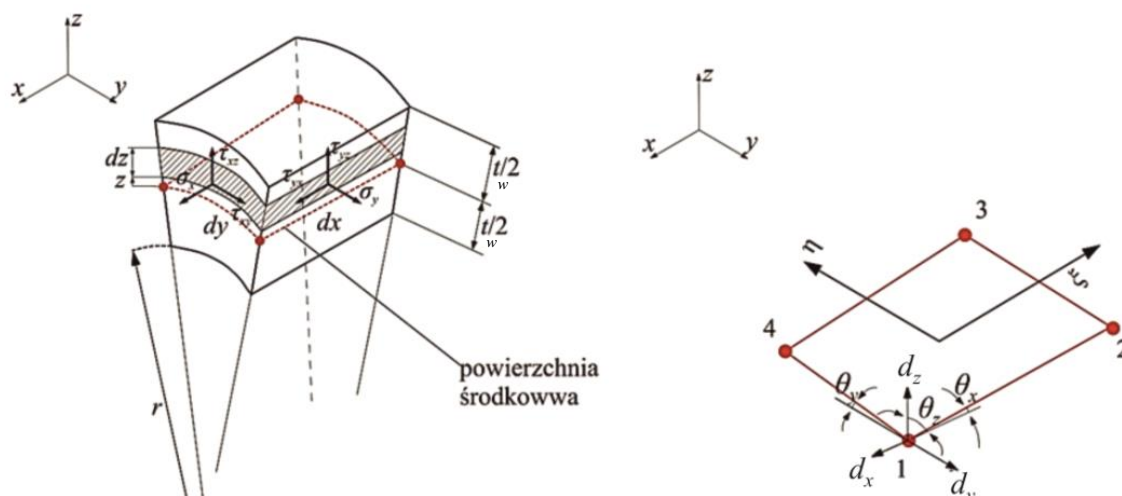


Rys. 9.3. Sposób podparcia wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi

Z rys. 9.3 wynika, że konstrukcja wymiennika ciepła jest podparta w odległości $\Delta z = 300$ mm od górnego dna sitowego. Ten sposób podparcia konstrukcji uniemożliwia jej przesunięcia jako bryły sztywnej.

Ponieważ elementy konstrukcji, takie jak: rury, kolektory, płaszcz, rama wzmacniająca, do której przyspawany jest płaszcz wymiennika oraz płaskowniki wzmacniające konstrukcję narażone są zarówno na naprężenia termiczne – ściskające lub rozciągające, jak również na naprężenia od zginania, to należy zastosować element skończony, który umożliwi uwzględnienie wspomnianych efektów wytrzymałościowych.

Do analiz strukturalnych wykorzystano element powłokowy typu SHELL181, o grubości t_w , rys. 9.4. Element ten jest połączeniem elementu tarczowego i płytowego, dzięki czemu uwzględnia się zarówno efekty czystego rozciągania-ścianania (tarcza) jak również efekty zginania (płyta). Posiada on zatem sześć stopni swobody w węźle. Są to przemieszczenia w kierunkach x, y, z oraz obroty względem osi x, y, z . Stopnie swobody elementu (niewiadome węzłowe) wyznaczane są poprzez rozwiązanie równania (9.1.17), sformułowanego dla całego modelu dyskretnego.



Rys. 9.4. Element powłokowy wykorzystywany w pracy (do analiz za pomocą programu ANSYS Structural)

Pole przemieszczeń i obrotów w czworokątnym liniowym elemencie powłokowym

SHELL181 aproksymowane jest w programie ANSYS Structural następująco:

- przemieszczenie w kierunku osi i – d_i (gdzie $i = x, y, z$)

$$d_i^e = \frac{1}{4} \left(d_{i1}^e (1-\eta)(1-\xi) + d_{i2}^e (1+\xi)(1-\eta) + d_{i3}^e (1+\xi)(1+\eta) + d_{i4}^e (1-\xi)(1+\eta) \right) \quad (9.2.1)$$

- obroty wokół osi i – θ_i (gdzie $i = x, y, z$)

$$\theta_i^e = \frac{1}{4} \left(\theta_{i1}^e (1-\eta)(1-\xi) + \theta_{i2}^e (1+\xi)(1-\eta) + \theta_{i3}^e (1+\xi)(1+\eta) + \theta_{i4}^e (1-\xi)(1+\eta) \right) \quad (9.2.2)$$

gdzie η oraz ξ są współrzędnymi lokalnymi izoparametrycznego elementu czworokątnego (patrz rys. 8.1). Analizując równania (9.2.1) i (9.2.2) można zauważyć, że niewiadome węzłowe przemieszczenia d_x^e , d_y^e , d_z^e oraz obroty θ_x^e , θ_y^e , θ_z^e - są interpolowane w obrębie elementu w sposób analogiczny jak pole temperatury T^e w przypadku sformułowania MES równania przewodzenia ciepła dla elementu izoparametrycznego czworokątnego – równania (8.1.8) oraz (8.1.21).

Dla pokazanego na rys. 9.4 elementu powłoki uogólnione zależności pomiędzy obciążeniami: siły, momenty (Zienkiewicz & Taylor 2005; Rusiński i inni, 2000)

– dla ścianki o wymiarach $dy \times t_w$ są następujące:

– siła normalna w kierunku osi x

$$F_x = \int_{-t_w/2}^{t_w/2} \sigma_x \left(1 + \frac{z}{r_y} \right) dz \quad (9.2.3)$$

– siły styczne F_{xy} oraz F_{xz}

$$F_{xy} = \int_{-t_w/2}^{t_w/2} \tau_{xy} \left(1 + \frac{z}{r_y} \right) dz, \quad F_{xz} = - \int_{-t_w/2}^{t_w/2} \tau_{xz} \left(1 + \frac{z}{r_y} \right) dz \quad (9.2.4)$$

– dla ścianki o wymiarach $dx \times t_w$:

– siła normalna w kierunku osi y

$$F_y = \int_{-t_w/2}^{t_w/2} \sigma_y \left(1 + \frac{z}{r_x} \right) dz \quad (9.2.5)$$

– siły styczne F_{yx} oraz F_{zx}

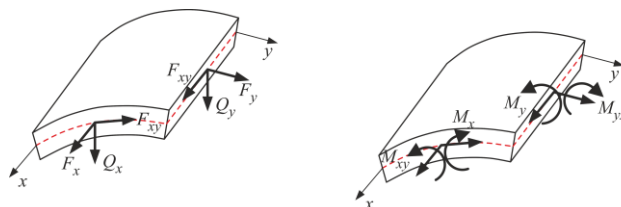
$$F_{yx} = \int_{-t_w/2}^{t_w/2} \tau_{yx} \left(1 + \frac{z}{r_x} \right) dz, \quad F_{zx} = - \int_{-t_w/2}^{t_w/2} \tau_{zx} \left(1 + \frac{z}{r_x} \right) dz \quad (9.2.6)$$

Momenty zginające dla elementu powłoki definiuje się przez

$$M_x = - \int_{-t_w/2}^{t_w/2} \sigma_x \left(1 + \frac{z}{r_x} \right) z dz, \quad M_y = - \int_{-t_w/2}^{t_w/2} \sigma_y \left(1 + \frac{z}{r_y} \right) z dz \quad (9.2.7)$$

$$M_{xy} = - \int_{-t_w/2}^{t_w/2} \tau_{xy} \left(1 + \frac{z}{r_y} \right) z dz, \quad M_{yx} = - \int_{-t_w/2}^{t_w/2} \tau_{yx} \left(1 + \frac{z}{r_x} \right) z dz \quad (9.2.8)$$

W powyższych równaniach r_x oraz r_y oznaczają składowe w kierunkach x i y przedstawionego na rys. 9.5 wektora wodzącego r . Konwencja znaków dodatnich dla kierunków sił i momentów w analizowanym elemencie powłokowym została przedstawiona na rys. 9.5



Rys. 9.5. Dodatnie kierunki sił oraz momentów (Rusiński i inni, 2000)

Jeżeli znane są wartości sił oraz momentów to naprężenia w elemencie powłoki, można wyznaczyć stosując wzory (Rusiński i inni, 2000)

$$\sigma_x = \frac{F_x}{t_w} - \frac{12M_x z}{t_w^3}, \quad \tau_{xy} = \frac{F_{xy}}{t_w} - \frac{12M_{xy} z}{t_w^3} \quad (9.2.9)$$

$$\sigma_y = \frac{F_y}{t_w} - \frac{12M_y z}{t_w^3}, \quad \tau_{yx} = \frac{F_{yx}}{t_w} - \frac{12M_{yx} z}{t_w^3} \quad (9.2.10)$$

$$\tau_{xz} = \frac{-3Q_x}{2t_w^2} \left(1 - \frac{4z^2}{t_w^2} \right), \quad \tau_{yz} = \frac{-3Q_y}{2t_w^2} \left(1 - \frac{4z^2}{t_w^2} \right) \quad (9.2.11)$$

gdzie Q_x i Q_y to siły tnące w kierunkach x i y .

Element skończony powłokowy poddany jest działaniu dwóch typów obciążeń: w jego płaszczyźnie (stan tarczowy) oraz zginających (stan płytowy), przenoszonych przez węzły elementu. Dla poszczególnych przypadków obciążenia należy uwzględnić odpowiednie składowe wektora przemieszczeń węzłowych \mathbf{d}^e dla elementu powłokowego.

Dla stanu tarczowego (Ta) wyróżniamy przemieszczenia w kierunkach x , y oraz kąty obrotu wokół osi z

$$\mathbf{d}_{Ta}^e = \left[d_{x1}^e \ d_{y1}^e \ \theta_{1,z}^e \ d_{x2}^e \ d_{y2}^e \ \theta_{2,z}^e \ d_{x3}^e \ d_{y3}^e \ \theta_{3,z}^e \ d_{x4}^e \ d_{y4}^e \ \theta_{4,z}^e \right]^T \quad (9.2.12)$$

przy czym stan odkształcenia w tym przypadku zdefiniowany jest następująco

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{Ta}^e = \begin{bmatrix} \varepsilon_x \\ \varepsilon_y \\ 2\gamma_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial d_x}{\partial x} \\ \frac{\partial d_y}{\partial y} \\ \frac{\partial d_x}{\partial y} + \frac{\partial d_y}{\partial x} \end{bmatrix} \quad (9.2.13)$$

Wektor odkształcenia $\boldsymbol{\varepsilon}_{Ta}^e$ można zapisać przy wykorzystaniu macierzy pochodnych prze-

strzennych funkcji kształtu elementu czworokątnego izoparametrycznego \mathbf{B}_{Ta}^e . Macierz tą można wyprowadzić w sposób analogiczny, jak w przypadku równania przewodzenia ciepła, z tym, że należy uwzględnić większą liczbę stopni swobody (niewiadomych węzłowych) w węźle elementu skończonego (Zienkiewicz & Taylor 2005; Rusiński i inni, 2000; Kwon & Bang 2005)

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{Ta}^e = \mathbf{B}_{Ta}^e \mathbf{d}_{Ta}^e \quad (9.2.14)$$

Odpowiadające pole odkształceń $\boldsymbol{\varepsilon}_{Ta}^e$ pole naprężeń $\boldsymbol{\sigma}_{Ta}^e$ jest określone równaniem

$$\boldsymbol{\sigma}_{Ta}^e = \mathbf{D}_{Ta}^e \boldsymbol{\varepsilon}_{Ta}^e \quad (9.2.15)$$

gdzie \mathbf{D}_{Ta}^e jest macierzą własności materiałowych elementu odpowiadających stanowi tarczowemu w elemencie powłokowym.

Macierz sztywności elementu powłokowego odpowiadająca stanowi tarczowemu \mathbf{K}_{Ta}^e można wyznaczyć na podstawie równania

$$\mathbf{K}_{Ta}^e = t \int_{A^e} (\mathbf{B}_{Ta}^e)^T \mathbf{D}_{Ta}^e \mathbf{B}_{Ta}^e dA + \mathbf{K}_{Ta,skr}^e \quad (9.2.16)$$

gdzie dodatkowo uwzględnia się macierz sztywności skrętnej elementu $\mathbf{K}_{Ta,skr}^e$ (Zienkiewicz & Taylor 2005; Rusiński i inni, 2000).

Drugim ze szczególnych przypadków obciążenia elementu (wymienionym powyżej) jest stan zgięcia (płytkowy - indeks zg), któremu odpowiadają: przemieszczenie powłoki w kierunku osi $z - d_z$ oraz obroty wokół osi x i $y - \theta_x$ oraz θ_y . Tak więc wektor przemieszczeń węzłowych przyjmuje postać

$$\mathbf{d}_{zg}^e = [d_{z1}^e \ \theta_{1,x}^e \ \theta_{1,y}^e \ d_{z2}^e \ \theta_{2,x}^e \ \theta_{2,y}^e \ d_{z3}^e \ \theta_{3,x}^e \ \theta_{3,y}^e \ d_{z4}^e \ \theta_{4,x}^e \ \theta_{4,y}^e]^T \quad (9.2.17)$$

a odpowiadający mu wektor obciążeń

$$\mathbf{f}_{zg}^e = [F_{z,1}^e \ M_{x,1}^e \ M_{y,1}^e \ F_{z,2}^e \ M_{x,2}^e \ M_{y,2}^e \ F_{z,3}^e \ M_{x,3}^e \ M_{y,3}^e \ F_{z,4}^e \ M_{x,4}^e \ M_{y,4}^e]^T \quad (9.2.18)$$

Pole odkształceń w obszarze elementu skończonego zadane jest zależnościami (9.2.19)

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{zg}^e = \begin{bmatrix} \varepsilon_x \\ \varepsilon_y \\ \gamma_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -z \frac{\partial^2 d_z}{\partial x^2} \\ -z \frac{\partial^2 d_z}{\partial y^2} \\ -2z \frac{\partial^2 d_z}{\partial x \partial y} \end{bmatrix} \quad (9.2.19)$$

Wykorzystując związki pomiędzy macierzą pochodnych funkcji kształtu elementu \mathbf{B}_{zg}^e , przemieszczeniami węzłowymi oraz stanem odkształcenia otrzymuje się

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{zg}^e = \mathbf{B}_{zg}^e \mathbf{d}_{zg}^e \quad (9.2.20)$$

Odpowiadające polu odkształceń $\boldsymbol{\varepsilon}_{zg}^e$ pole naprężeń $\boldsymbol{\sigma}_{zg}^e$ można zapisać (Zienkiewicz & Taylor, 2005; Szmelter i inni 1979)

$$\boldsymbol{\sigma}_{zg}^e = \mathbf{D}_{zg}^e \boldsymbol{\varepsilon}_{zg}^e \quad (9.2.21)$$

gdzie \mathbf{D}_{zg}^e jest macierzą sprężystości zginanej powłoki.

Macierz sztywności elementu powłokowego odpowiadającego stanowi płytowemu (stan zgięcia) wyrażona jest wzorem (gdzie A^e jest polem powierzchni elementu skończonego)

$$\mathbf{K}_{zg}^e = \int_{A^e} (\mathbf{B}_{zg}^e)^T \mathbf{D}_{zg}^e \mathbf{B}_{zg}^e dA \quad (9.2.22)$$

Aby otrzymać macierz sztywności elementu powłokowego uwzględniającą zarówno stan tarczowy jak i stan zgięcia należy zsumować macierze \mathbf{K}_{Ta}^e oraz \mathbf{K}_{zg}^e

$$\mathbf{K}_{pow}^e = \mathbf{K}_{zg}^e + \mathbf{K}_{Ta}^e \quad (9.2.23)$$

Analogicznie zdefiniowane są wypadkowe pola odkształceń i naprężeń dla elementu powłokowego

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{pow}^e = \boldsymbol{\varepsilon}_{zg}^e + \boldsymbol{\varepsilon}_{Ta}^e \quad (9.2.24)$$

$$\boldsymbol{\sigma}_{pow}^e = \boldsymbol{\sigma}_{zg}^e + \boldsymbol{\sigma}_{Ta}^e \quad (9.2.25)$$

Na podstawie powyższego można stwierdzić, że przy wykorzystaniu elementów skończonych powłokowych można modelować złożone trójwymiarowe stany odkształcenia elementów konstrukcji. Powłokowe elementy skończone znajdują szczególne zastosowanie w przypadkach, gdy ścianka elementu jest cienka, w porównaniu do pozostałych jej wymiarów. To założenie przyjęto w przypadku obliczeń strukturalnych wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi.

Rozwiązanie analityczne, dla stanu naprężenia w elemencie powłokowym – równania (9.2.9)-(9.2.11) pokazuje, że grubość t_w elementu skończonego powłokowego ma istotny wpływ zarówno na wartość naprężeń normalnych jak i stycznych. Dlatego też jest ona jednym z podstawowych parametrów, które użytkownik kodu ANSYS Structural musi określić przy definiowaniu elementu powłokowego typu SHELL181. Grubości ścianki dla poszczególnych części wymiennika ciepła z rurami eliptycznymi ożebrowanymi zestawiono w tabeli 9.1.

Tabela 9.1. Grubości elementów konstrukcji wymiennika ciepła

Element konstrukcji wymiennika ciepła	Grubość ścianki t_w , mm
Kolektor zbiorczy	12
Rura eliptyczna	2
Dno sitowe	18
Rama wzmacniająca	20
Płaszcz	8
Płaskownik	12
Półrura króćców: wlotowego i wylotowego	5

Do zdefiniowania elementu skończonego powłokowego niezbędna jest również znajomość jego własności materiałowych. Wszystkie elementy konstrukcyjne wymiennika ciepła z wyjątkiem rur ożebrowanych wykonano ze stali P355NH. Rury ożebrowane wykonano natomiast ze stali kotłowej St36K. Własności wytrzymałościowe stali, z której wykonane są elementy konstrukcji wymiennika ciepła, takie jak moduł Younga E , współczynnik Poissona ν_p oraz współczynnik rozszerzalności liniowej β_t zostały zestawione w tabeli 9.2. Należy podkreślić, że w prezentowanych obliczeniach wytrzymałościowych własności materiałowe stali P355NH oraz St36K są zależne od temperatury.

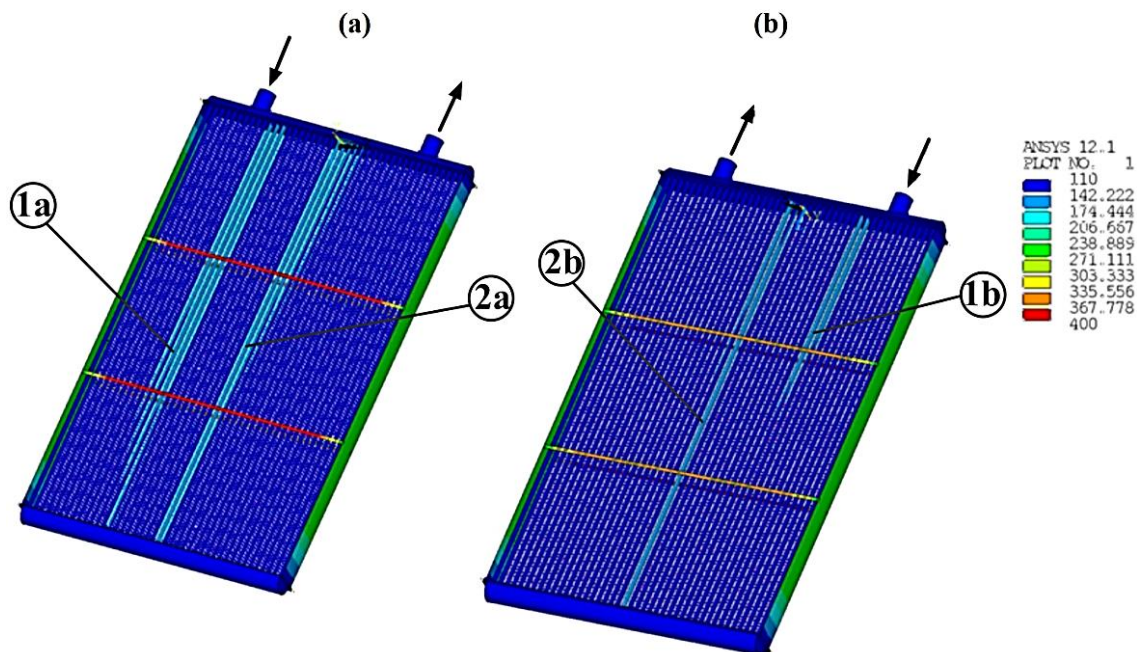
Tabela 9.2 Własności materiałowe elementów konstrukcji wymiennika ciepła przyjęte do obliczeń wytrzymałościowych

Stal	Własność materiałowa	Temperatura, °C					
		20	100	200	300	400	500
St36K	β_t , 1/K	$1.17 \cdot 10^{-5}$	$1.28 \cdot 10^{-5}$	$1.4 \cdot 10^{-5}$	$1.49 \cdot 10^{-5}$	$1.56 \cdot 10^{-5}$	$1.6 \cdot 10^{-5}$
P355NH		$1.17 \cdot 10^{-5}$	$1.28 \cdot 10^{-5}$	$1.4 \cdot 10^{-5}$	$1.49 \cdot 10^{-5}$	$1.56 \cdot 10^{-5}$	$1.6 \cdot 10^{-5}$
St36K	E , GPa	212.7	207	199.5	191.7	183.4	174.8
P355NH		214.1	208.6	201.2	193.4	184.6	175.1
St36K	ν_p , -	0.283	0.285	0.288	0.292	0.298	0.305
P355NH		0.283	0.285	0.288	0.292	0.298	0.305

Jak wspomniano na wstępie rozdziału, obciążenia termiczne ścianki rur wymiennika ciepła oraz kolektorów zbiorczych zadano wykorzystując warunki brzegowe uzyskane na podstawie analiz CFD (rozptywu cieczy w rurach i kolektorach, oraz opływu rury). Dla pozostałych elementów konstrukcji wymiennika ciepła przyjęto następujące obciążenie termiczne:

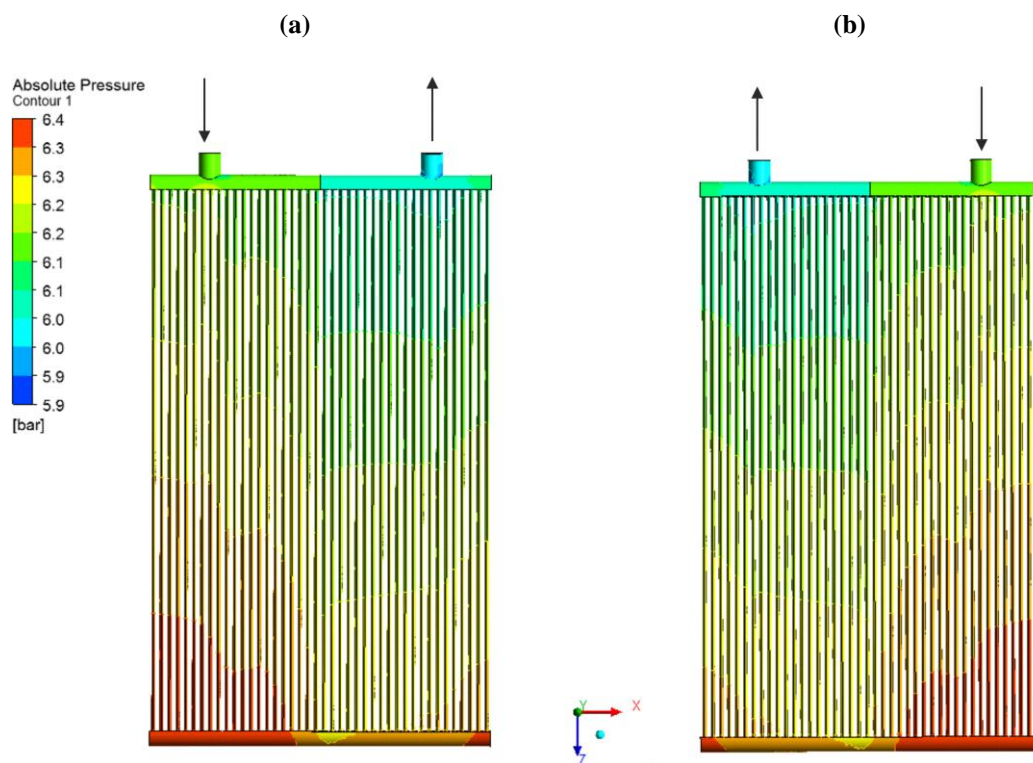
- płaszcz wymiennika ciepła jest chłodzony tak, aby jego temperatura nie przekraczała 250 °C,
- temperatura płaskowników wzmacniających: górnego nie wyższa niż 400°C, dolnego nie wyższa niż 340 °C,
- temperatura ramy wymiennika ciepła, do której przyspawany jest płaszcz została interpolowana na podstawie uzyskanych z analiz CFD temperatur den sitowych oraz temperatur ścianek kolektorów zbiorczych,
- temperatura odniesienia T_{ref} , względem której wyznaczane są odkształcenia termiczne, równanie (9.1.10), wynosi 22 °C.

Obciążenie termiczne konstrukcji wymiennika ciepła dla przypadku gdy w rurkach nie występuje kamień kotłowy (początkowa faza eksploatacji, $\delta_k = 0$ mm) zostało pokazane na rys. 9.6. Na tym rysunku oznaczenia (1a) i (2a) określają strefy rur pierwszego rzędu o największym wyęzieniu, odpowiednio w biegach pierwszym i drugim. Natomiast (1b) i (2b) podobnie jak wcześniej, tylko w odniesieniu do drugiego rzędu rur. Te oznaczenia będą pojawiały się też na pozostałych rysunkach.



Rys. 9.6. Obciążenie termiczne (°C) konstrukcji wymiennika ciepła z rurami eliptycznymi ożebrowanymi (dla $\delta_k = 0$ mm): a) widok na pierwszy rząd rur wymiennika b) widok na drugi rząd rur wymiennika

Obciążenia wywołane ciśnieniem cieczy dla konstrukcji wymiennika ciepła dla konstrukcji wymiennika ciepła wyznaczone na podstawie analiz CFD przedstawiono na rys. 9.7.



Rys. 9.7. Rozkłady ciśnienia wody w przestrzeni rurowej wymiennika ciepła: a) pierwszy rząd rur b) drugi rząd rur

Występowanie różnych typów obciążeń: skupionych, powierzchniowych, bezwładnościowych oraz termicznych powoduje, że w konstrukcji wymiennika ciepła występuje złożony stan naprężenia. W takim przypadku miarą wytrzymałości konstrukcji jest tzw. naprężenie zredukowane, które najczęściej wyznaczone jest według hipotezy Hubera

$$\sigma_{red} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \sqrt{(\sigma_{xx} - \sigma_{yy})^2 + (\sigma_{yy} - \sigma_{zz})^2 + (\sigma_{xx} - \sigma_{zz})^2 + 6 \cdot (\tau_{xy}^2 + \tau_{xz}^2 + \tau_{yz}^2)} \quad (9.2.26)$$

gdzie σ_{ii} ($i = x, y, z$), oznaczają składowe normalne tensora naprężenia w kierunkach x, y, z natomiast τ_{ij} ($i = x, y, z, j = x, y, z$) oznaczają składowe styczne. W metodzie MES poszczególne składowe tensora (wektora w przemieszczeniowej metodzie MES) naprężeń są wyznaczone z zależności (9.1.8).

Ponieważ niedopuszczalne jest, aby w konstrukcji pojawiały się trwałe odkształcenia (odkształcenia plastyczne) to naprężenie zredukowane obliczane wg zależności (9.2.26), nie może przekraczać granicy plastyczności.

Do obliczeń wytrzymałościowych konstrukcji wymiennika ciepła przyjęto, że granica plastyczności σ_{pl} dla stali P355NH, w temperaturze pracy elementów konstrukcji (tj. maksymalnie 400 °C) jest nie mniejsza niż 300 MPa. Natomiast granica plastyczności dla stali St36K jest nie mniejsza niż 230 MPa (dla maksymalnej temperatury pracy rur wymiennika nieprzekraczającej 185°C).

Dla podanych powyżej uwarunkowań wykonano obliczenia dla dwóch podanych wcześniej faz eksploatacji urządzenia, tj. z kamieniem wewnątrz rur i bez niego.

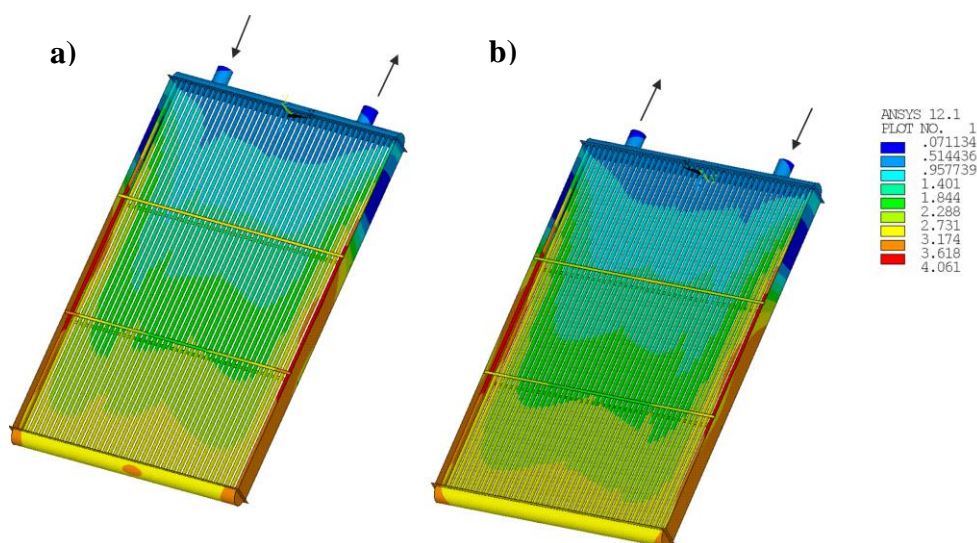
9.3. Analiza wytrzymałościowa konstrukcji wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi, bez zanieczyszczeń wewnętrznych

Sumaryczne przemieszczenie węzłowe d_s w węźle siatki numerycznej obliczane jest na podstawie wzoru

$$d_s = \sqrt{d_{xi}^2 + d_{yi}^2 + d_{zi}^2} \quad (9.3.1)$$

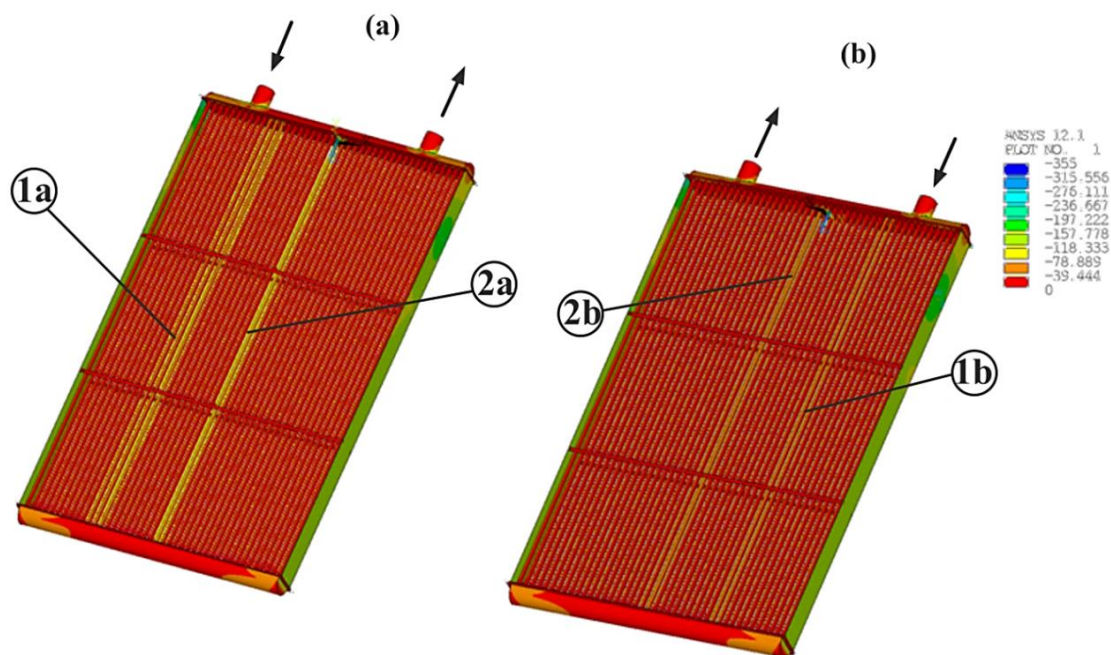
gdzie d_{xi} , d_{yi} oraz d_{zi} oznaczają składowe przemieszczeń w kierunkach x, y, z w węźle o numerze i . Poszczególne składowe wektora przemieszczeń węzłowych, dla wszystkich węzłów siatki numerycznej modelu dyskretnego, program ANSYS Structural uzyskuje, uwzględniając przedstawioną wcześniej metodykę wyznaczania wszystkich podanych wcześniej obciążeń, rozwiązując równanie macierzowe (9.1.17).

Otrzymane rozkłady d_s dla całego stworzonego modelu dyskretnego wymiennika ciepła przedstawiono na rys. 9.8.



Rys. 9.8. Rozkłady sumarycznych przemieszczeń węzłowych d_s (mm) konstrukcji wymiennika ciepła z rurami eliptycznymi ożebrowanymi (dla $\delta_k = 0$ mm): a) pierwszy rząd rur, b) drugi rząd rur

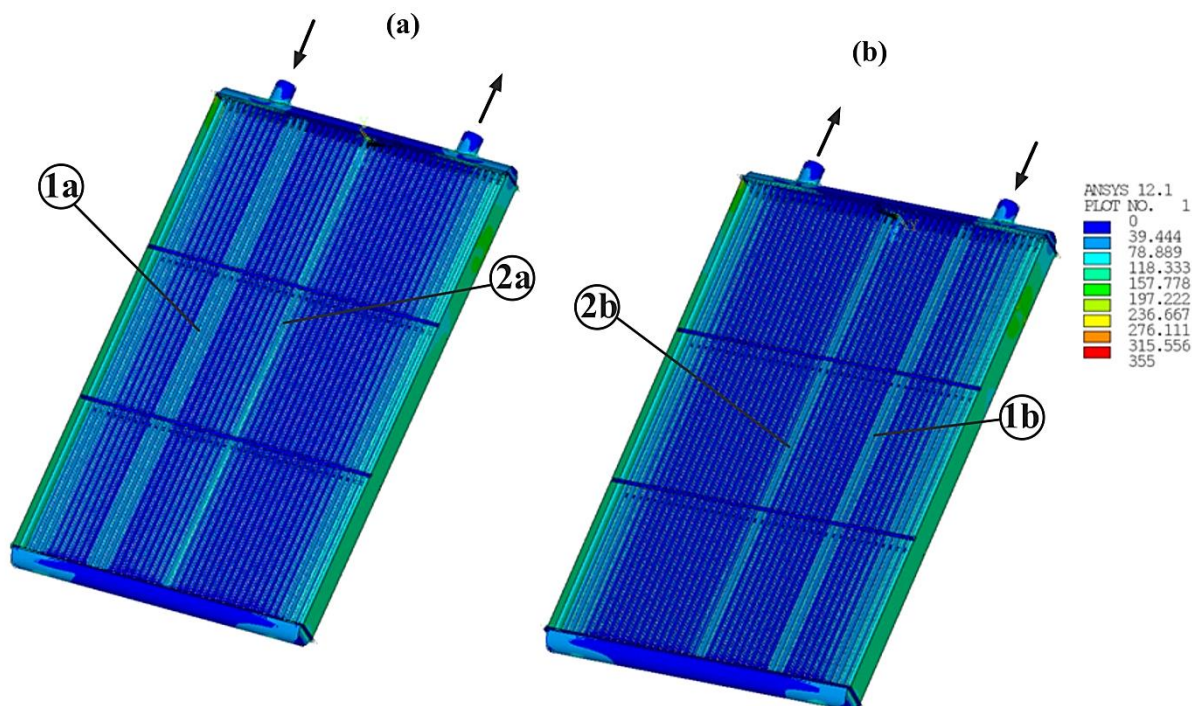
Obliczenia numeryczne wykazały, że największe wartości przemieszczeń węzłowych, osiągające ponad 4 mm, występują dla płaszcza wymiennika ciepła oraz dla jego rurek skrajnych. Jest to spowodowane wysoką temperaturą płaszcza, do 250 °C, przez co odkształca się on silniej niż rury wymiennika. Ze względu na dużą sztywność den sitowych płaszcz jest ściskany, zatem naprężenia ściskające mogą w nim przyjmować wysokie wartości. Rozkłady tych naprężeń zaprezentowano na rys. 9.9.



Rys. 9.9. Rozkłady naprężeń (MPa) ściskających i rozciągających (te ostatnie oznaczone kolorem czerwonym, przy czym wartość 0 jest tutaj symboliczna a naprężenie może być też w tych miejscach wyższe od 0) w konstrukcji wymiennika ciepła z rurami eliptycznymi ożebrowanymi (dla $\delta_k = 0$ mm):
a) pierwszy rząd rur, b) drugi rząd rur

Dla wyjaśnienia należy tutaj dodać, że widoczne na rys. 9.9 elementy konstrukcji wymiennika ciepła oznaczone kolorem czerwonym to te, w których występują naprężenia rozciągające (tutaj 0 MPa lub więcej). Natomiast elementy ściskane oznaczono według rosnących wartości kolorami od pomarańczowego do niebieskiego. Można zatem stwierdzić, że płaszczyk wymiennika ciepła jest ściskany, natomiast zdecydowana większość rur wymiennika ciepła jest rozciągana. Jednakże istnieją strefy rur, w których występują naprężenia ściskające przyjmujące wysokie wartości (są to rury, w których wg analizy przepływowo-ciepłej prędkość przepływu jest bardzo niska i może zachodzić odparowanie wody). Szczególnie dotyczy to rur pierwszego rzędu (rys. 9.9a), gdzie wartości tych naprężeń (ściskających) przekraczają nawet 100 MPa (strefa rur - (2a)). Te wartości spowodowane są wyższymi temperaturami ścianek rur (patrz rys. 8.12 lub 9.6).

Wykresy naprężeń zredukowanych σ_{zred} , dotyczące analizowanej konstrukcji przedstawiono na rys. 9.10. Można zaobserwować, że granica plastyczności dla stali St36K (materiał, z którego wykonano rury) wynosząca 230 MPa oraz dla stali P355NH (pozostałe elementy konstrukcji) 300 MPa, nie została przekroczona.



Rys. 9.10. Rozkłady naprężeń (MPa) zredukowanych (hipoteza Hubera) w konstrukcji wymiennika ciepła z rurami eliptycznymi ożebrowanymi (dla $\delta_k = 0$ mm): a) pierwszy rząd rur b) drugi rząd rur

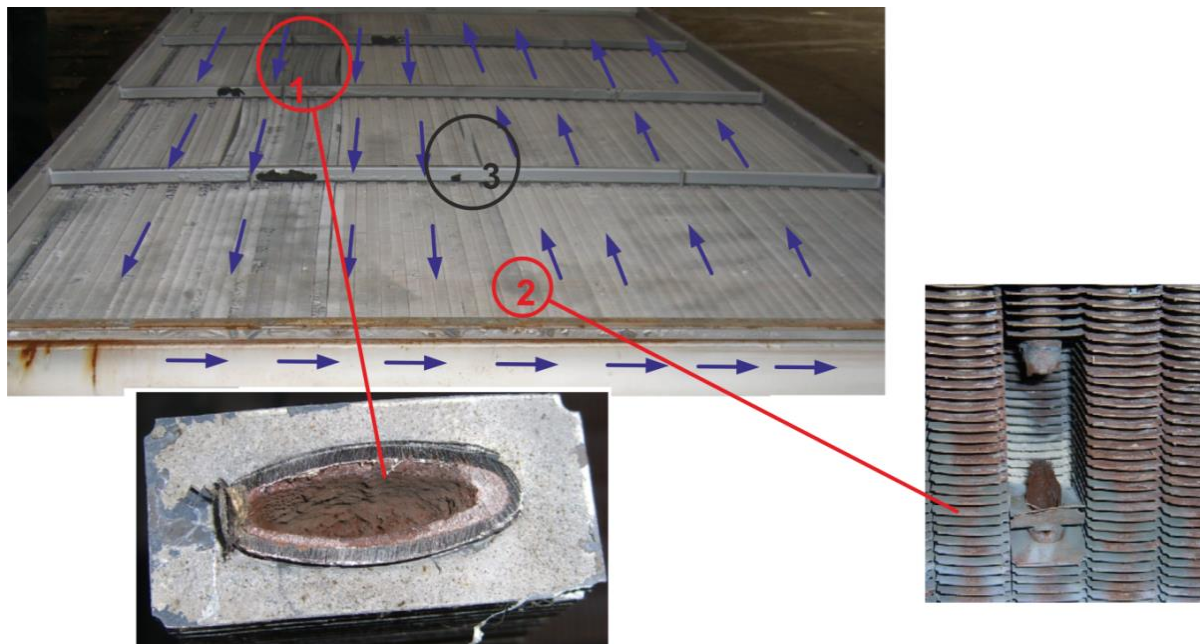
Na podstawie rys. 9.10 można stwierdzić, że najwyższe naprężenia występują w płaszczu wymiennika, w kilku rurach po bokach wymiennika (obok płaszczu) oraz w rurach, w których przepływ jest wolny z możliwością odparowywania w nich wody (strefy rur (1a), (2a), (1b), (2b)).

Analiza wyboczenia rury eliptycznej wymiennika ciepła

Dla długich, smukłych i cienkościennych rur wymiennika ciepła, najbardziej niebezpieczną są naprężenia ściskające, które mogą spowodować ich wyboczenie. Ponieważ w tych z nich, w których dochodzi do odparowania wody występują wysokie naprężenia ściskające (rys. 9.9) sprawdzono, czy nie przekraczają one wartości naprężeń dopuszczalnych, obliczanych ze względu na wyboczenie pojedynczej rury.

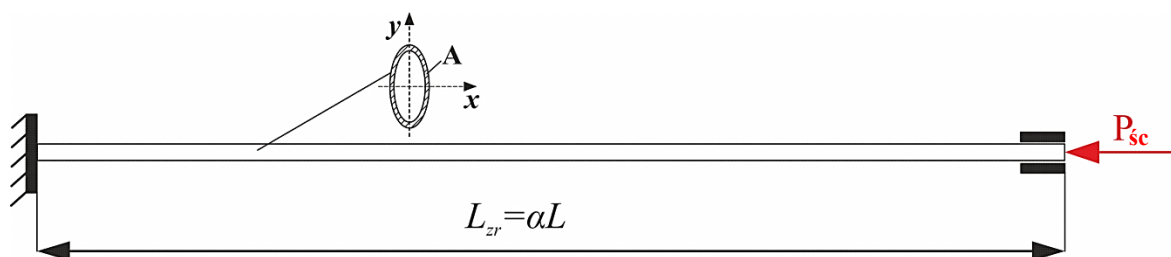
Wyboczenie jest formą utraty stateczności przez konstrukcję, występującą najczęściej dla długich jej smukłych elementów (pręty, rury, kolumny). Efektem jest nadmierne ich wyginanie się prowadzące lub też istotnie przyczyniające się do zniszczenia (Jones, 2006; Bochenek & Krużalecki, 2007).

Do zjawiska, o którym tutaj mowa dochodzi szczególnie tam, gdzie występuje duża różnica temperatury mediów, pomiędzy którymi zachodzi wymiana ciepła. Tak było w przypadku uszkodzeń wymiennika ciepła (podrozdział 2.3), a możliwość takiej sytuacji potwierdzają przeprowadzone w niniejszej pracy analizy przeplywowo-cieplne. Widok wyboczonych rur wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi (Łopata i inni, 2009) przedstawiono na rys. 9.11. Są to rury pierwszego rzędu w biegach pierwszym i drugim wymiennika podobnego do analizowanego w niniejszej pracy.



Rys. 9.11. Wyboczenia ożebrowanych eliptycznych rur wymiennika ciepła (oznaczenie 1 (pierwszy bieg) i 3 (drugi bieg) – miejsca wyboczeń rur, oznaczenie 2 - miejsce pęknięcia rury)

Obliczenia naprężeń dopuszczalnych z uwagi na stateczność, przeprowadza się dla rurek, w których występują znaczne naprężenia ściskające. Z uwagi na dużą sztywność den sitowych wymiennika (grubość $t_w = 18$ mm), założono, że rura jest obustronnie utwierdzona. Przyjęty schemat jej obciążenia przedstawiono na rys. 9.12.



Rys. 9.12. Schemat obciążenia rury eliptycznej wymiennika ciepła, przyjęty do obliczeń wytrzymałościowych z uwagi na utratę stateczności

Siła P_{sc} powodująca wyboczenie rury jest równa większej z reakcji utwierdzenia. Z uwagi na warunki podparcia do obliczeń stateczności rury wymiennika ciepła nie przyjmuje się całkowitej jej długości, ale długość zredukowaną $L_{zr} = \alpha L$, gdzie współczynnik określający sposób zamocowania α zależy od typu podparcia. Wartości współczynnika α można znaleźć w literaturze poświęconej problematyce stateczności konstrukcji (Jones, 2006; Jones 2009).

Smukłość χ rury zdefiniowana jest zależnością (Hjelmstad, 2004, Jones, 2006)

$$\chi = \frac{L_{zr}}{\sqrt{\frac{I_{min}}{A}}} \quad (9.3.2)$$

gdzie I_{min} minimalny polowy moment bezwładności przekroju, A pole powierzchni przekroju poprzecznego ścianki rury.

Smukłość graniczną χ_{gr} określa zależność (Hjelmstad, 2004, Jones, 2006)

$$\chi_{gr} = \pi \sqrt{\frac{E}{\sigma_{pl}}} \quad (9.3.3)$$

Wartości przyjęte do obliczeń zestawiono w tabeli 9.3

Tabela 9.3. Dane do obliczeń naprężenia dopuszczalnego ze względu na wyboczenie

Parametr	Wartość
α , -	0.5
L , m	2
E , MPa (180°C)	$2 \cdot 10^5$
σ_{pl} , MPa	230
I_{min} , m ⁴	$4.85 \cdot 10^{-9}$
A , m ²	$1.7 \cdot 10^{-4}$
χ_{gr} , -	92.64
χ , -	187

Jeżeli $\chi > \chi_{gr}$, tak jak to ma miejsce w przypadku obliczeniowym. (tabela 9.3), to wyboczenie następuje w zakresie sprężystym.

W tym przypadku naprężenie krytyczne, czyli maksymalne dopuszczalne naprężenie ściskające, dla którego konstrukcja nie utraci stateczności, zdefiniowane jest wzorem (Hjelmstad, 2004, Jones, 2006)

$$\sigma_{kr,wyb} = \frac{\pi \cdot E}{\chi^2} \quad (9.3.4)$$

Dopuszczalne naprężenie ściskające obliczone z zależności (9.3.4), dla przedstawionego na rys. 9.12 sposobu obciążenia rurki wymiennika, wynosi $\sigma_{kr,wyb} = 56$ MPa.

Analizując wartości naprężeń ściskających, których mapy przedstawiono na rys. 9.9, można zauważyć, że strefy rur analizowanego wymiennika ciepła, gdzie bezwzględna wartość naprężenia ściskającego jest większa od wyznaczonego wyżej, tzn. $|\sigma_{sc}| < \sigma_{kr,wyb}$, pokrywają się ze strefami wyboczonych rurek wymiennika, w którym doszło do awarii – rys. 9.11. To właśnie w tych rurach zamodelowanego wymiennika ciepła naprężenia ściskające są większe niż $\sigma_{kr,wyb}$ (rys. 9.9) – kontur naprężenia ma kolor żółty i pomarańczowy.

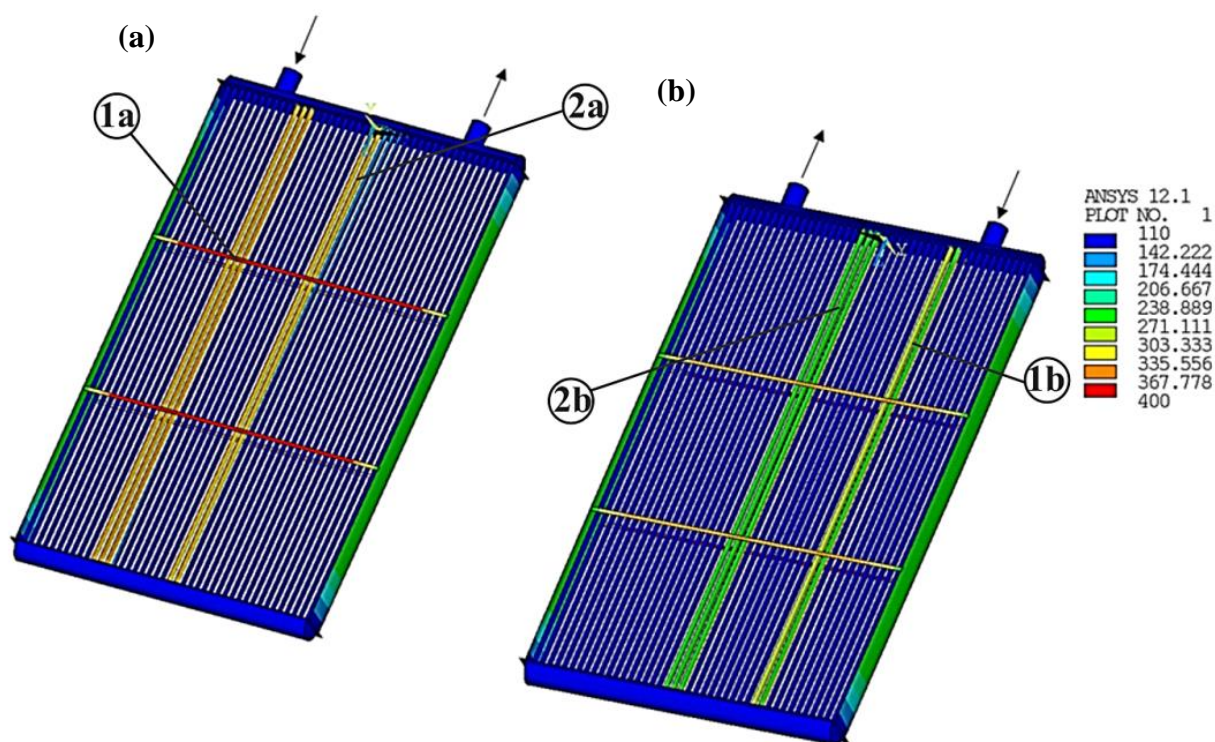
9.4. Wpływ obecności kamienia kotłowego na stan wyężenia konstrukcji wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi

Obecność kamienia kotłowego wewnątrz eliptycznych ożebrowanych rur wymiennika ciepła to nie tylko wzrost temperatury ich ścianek (patrz podrozdziały 8.2 i 8.3), ale także bardziej niekorzystny stan wyężenia. Świadczą o tym wykonane obliczenia, analogiczne do tych zaprezentowanych wcześniej (w podrozdziale 9.3 – bez kamienia wewnątrz rur). Oczywiście, wykorzystano w nich opracowaną metodykę dotyczącą wyznaczania obciążenia termicznego konstrukcji (podrozdział 8.1), zastosowaną w procedurze analiz wytrzymałościowych (dla rur z obecnością kamienia wewnątrz). Pozwoliły one uzyskać mapy przemieszczeń konstrukcji, naprężeń ściskających i zredukowanych. Dotyczą one najniekorzystniejszego przypadku wynikającego z obecności warstwy kamienia krzemianowego, dla którego $\lambda_k = 0.35$ W/(m·K) i grubości $\delta_k = 1.5$ mm (biorąc pod uwagę parametry, jakie wcześniej przyjmowano w anali-

zach). Pozostałe przypadki obliczeniowe zilustrowano w formie wykresów porównawczych dla naprężeń ściskających i zredukowanych wyznaczonych dla modelowanego układu przy różnych wartościach współczynnika przewodzenia ciepła kamienia kotłowego. Przyjęto jak poprzednio $\lambda_k = 0.35 - 0.8 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ i $\delta_k = 1 \text{ mm}$ i 1.5 mm .

Należy tutaj uzupełnić, że w powyższym przypadku zamodelowano układ, w którym kamień kotłowy występuje w rurach, w których zgodnie z wcześniejszymi analizami przepływowo-cieplnymi prędkości wody są bardzo niskie (masowe natężenia przepływu mniejsze do 0.08 kg/s , wtedy następuje odparowanie wody w rurach) lub występują przepływy nawrotne. Dotyczy to rur nr 11-13 i 22-23 w pierwszym rzędzie oraz rur nr 11-12 i 22-24 w drugim rzędzie (rys. 4.2 oraz rys. 7.24 i rys. 7.25). W pozostałych rurach nie występuje kamień.

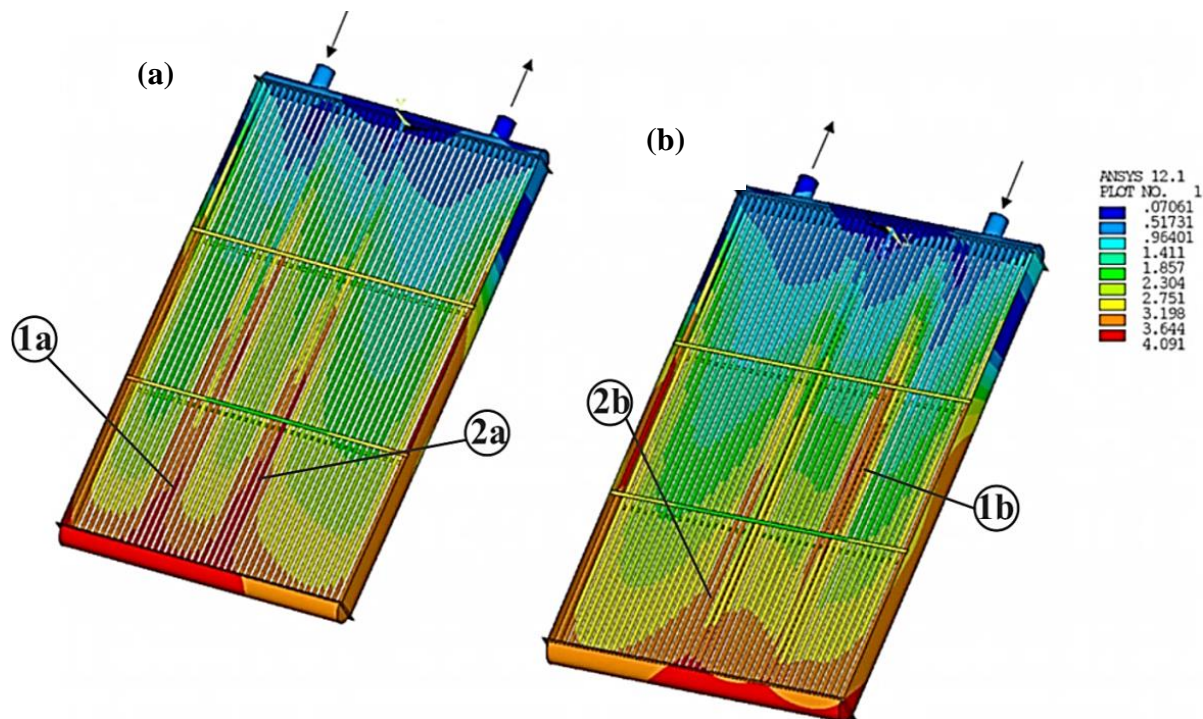
Obciążenie termiczne konstrukcji wymiennika ciepła odpowiadające warunkom określonym, powyżej jako warunki najtrudniejsze ($\lambda_k = 0.35 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ i $\delta_k = 1.5 \text{ mm}$) przedstawiono na rys. 9.13.



Rys. 9.13 Obciążenie termiczne ($^{\circ}\text{C}$) konstrukcji wymiennika ciepła z rurami eliptycznymi ożebrowanymi z zanieczyszczeniami wewnątrz niektórych z nich – opis w tekście (dla $\delta_k = 1.5 \text{ mm}$, $\lambda_k = 0.35 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$):
a) pierwszy rząd rur, b) drugi rząd rur

Jak widać na rys. 9.13 temperatury w rurach rzędu pierwszego i drugiego, w których dochodzi do osadzania się kamienia kotłowego (rury nr 11-13 (1a) i 22-23 (2a) w pierwszym rzędzie oraz rury nr 11-12 (1b) i 22-24 (2b) w drugim rzędzie) są znacznie wyższe niż w sąsiednich rurach.

Wykorzystując pokazane rozkłady temperatur oraz uzyskane z analiz CFD rozkłady ciśnienia, obliczono wartości sumarycznych przemieszczeń węzłowych - wg równania (9.3.1), co pokazano na rys. 9.14.

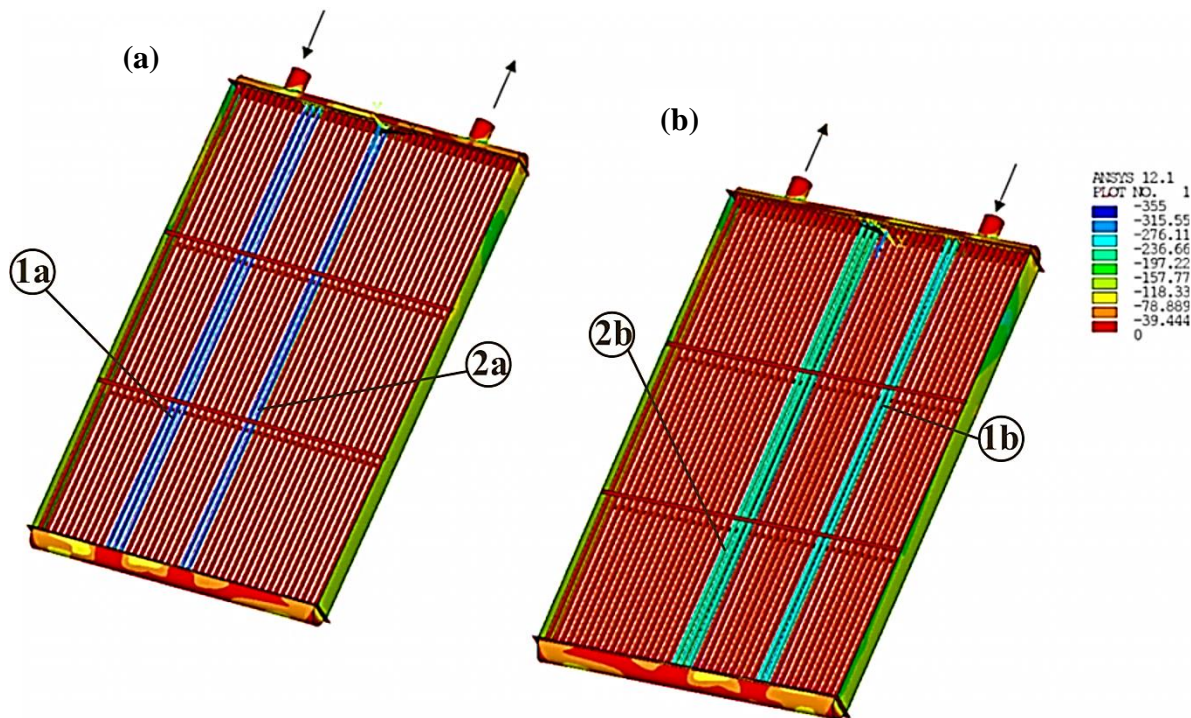


Rys. 9.14. Rozkłady sumarycznych przemieszczeń węzłowych d_s (mm), konstrukcji wymiennika ciepła z rurami eliptycznymi ożebrowanymi z zanieczyszczeniami wewnątrz niektórych z nich – opis w tekście (dla $\delta_k = 1.5$ mm, $\lambda_k = 0.35$ W/(m·K)): a) pierwszy rząd rur, b) drugi rząd rur

Na podstawie rys. 9.14 można zauważyć, że w rurach, w których występuje warstwa kamienia kotłowego, przemieszczenia węzłowe są znacznie większe niż dla rur sąsiednich.

Porównując przedstawione na rys. 9.8 przemieszczenia elementów konstrukcji wymiennika ciepła w fazie początkowej eksploatacji (kiedy $\delta_k = 0$ mm) oraz uzyskane po pewnym okresie eksploatacji – rys. 9.14, można zaobserwować, że przemieszczenia węzłowe dla rurek, w których zamodelowano występowanie kamienia kotłowego są większe. Ponadto dla rurek wymiennika ciepła, w których występuje warstwa kamienia kotłowego, przemieszczenia węzłowe są większe, jak również większa liczba rur obu rzędów i biegów znacznie bardziej się odkształca.

Obecność kamienia w rurach wymiennika powoduje także istotny wzrost naprężeń ściskających (w porównaniu do sytuacji, gdy on nie występuje – rys. 9.9). Mapy rozkładu tych naprężeń przedstawiono na rys. 9.15.



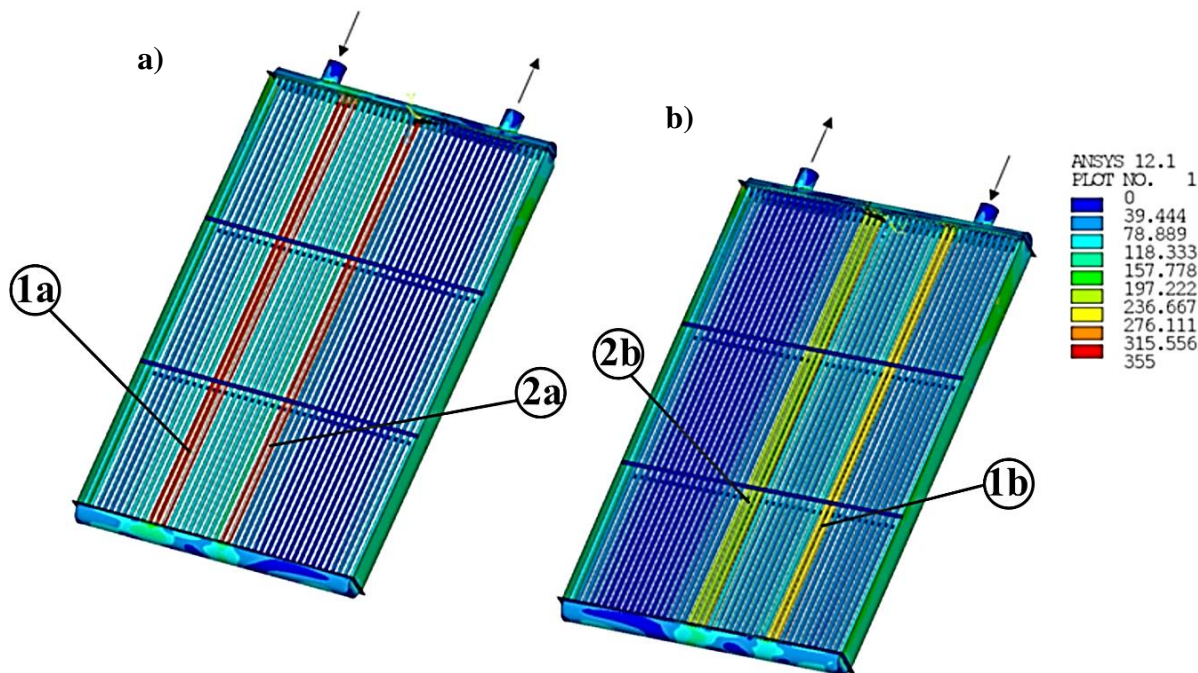
Rys. 9.15. Rozkłady naprężeń ściskających (MPa) i rozciągających (te ostatnie oznaczone kolorem czerwonym, przy czym wartość 0 jest tutaj symboliczna a naprężenie może być też w tych miejscach wyższe od 0) w konstrukcji wymiennika ciepła z rurami eliptycznymi ożebrowanymi z zanieczyszczeniami wewnątrz niektórych z nich (dla $\delta_k = 1.5$ mm, $\lambda_k = 0.35$ W/(m·K)): a) pierwszy rząd rur, b) drugi rząd rur

Porównując wartości naprężeń ściskających w przypadku, gdy w rurach osadza się kamień kotłowy (rys. 9.15) z otrzymanymi dla rur bez niego (rys. 9.9) można zaobserwować, że w przypadku ich obecności naprężenia ściskające są znacznie wyższe (przekraczają granicę plastyczności tj. 230 MPa, podczas gdy dla sytuacji bez kamienia wynoszą do ok. 118 MPa).

Największe naprężenia ściskające, przekraczające 300 MPa, czyli granicę plastyczności dla stali St36K = 230 MPa, występują w pierwszym rzędzie rur wymiennika, w tych w których występował kamień. Dla drugiego rzędu rur, wartości naprężeń ściskających (w rurach, w których również jest możliwe osadzanie się kamienia) są niższe i wynoszą ok. 220-260 MPa (zatem są bliskie lub przekraczające granicę plastyczności dla stali St36K).

Można też zauważyć, że naprężenia te wielokrotnie przekraczają wartość dopuszczalną z uwagi na stateczność rur (tj. $\sigma_{kr,wyb} = 56$ MPa).

Wyznaczone wartości naprężeń zredukowanych σ_{zred} w rurkach, w których występuje kamień kotłowy są też znacznie wyższe, niż w przypadku pozostałych rur, co przedstawia rys. 9.16.

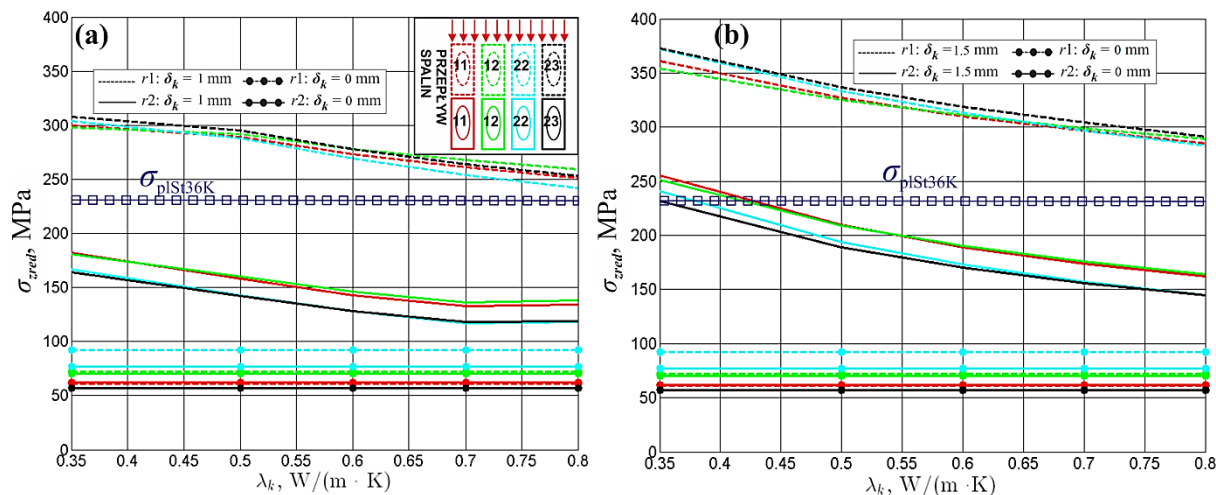


Rys. 9.16. Rozkłady naprężeń (MPa) zredukowanych (hipoteza Hubera) w konstrukcji wymiennika ciepła z rurami eliptycznymi ożebrowanymi z zanieczyszczeniami wewnątrz niektórych z nich (dla $\delta_k = 1.5$ mm, $\lambda_k = 0.35$ W/(m·K)): a) pierwszy rząd rur, b) drugi rząd rur

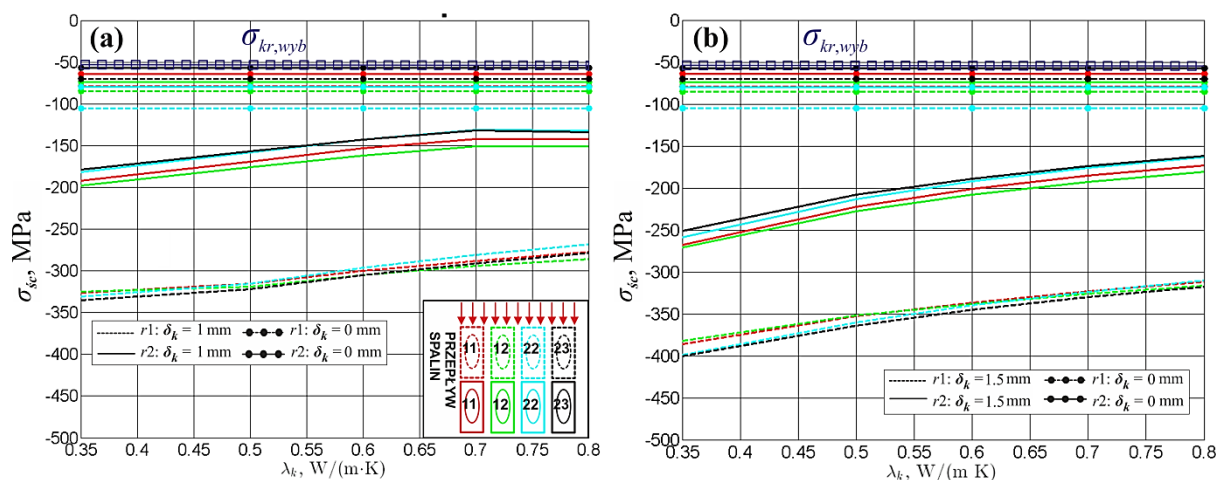
Wartości σ_{zred} widoczne na rys. 9.16 wynoszące od 360 MPa (pierwszy rząd rur) do 180 MPa (pierwszy rząd rur) są zbliżone lub przekraczają granicę plastyczności dla stali St36K (tj. 230 MPa). Tak wysokie naprężenia w rurach wymiennika są bardzo niebezpieczne dla jego konstrukcji i grożą ich zniszczeniem, a w konsekwencji awarią urządzenia.

Ponieważ dla prezentowanej na rys. 4.1 konstrukcji wymiennika ciepła, rury są przyspawane do den sitowych, dlatego też praktycznie niemożliwe jest ich czyszczenie mechaniczne. Zatem w czasie dalszej pracy urządzenia grubość warstwy kamienia kotłowego będzie wzrastać, co jeszcze bardziej zwiększy obciążenie termiczne, a w konsekwencji również naprężenia w elementach konstrukcji wymiennika ciepła.

Wyznaczone wartości naprężeń zredukowanych oraz ściskających w rurach, w których modelowano obecność kamienia kotłowego (są to rury obu rzędów nr 11 i 12 (pierwszy bieg) oraz nr 22 i 23 (drugi bieg)), pokazano na rys. 9.17 i 9.18. Obliczenia wykonano dla grubości kamienia $\delta_k = 1$ mm oraz $\delta_k = 1.5$ mm, zmieniając współczynnik przewodzenia ciepła λ_k w zakresie $\lambda_k = 0.35 - 0.8$ W/(m·K). Dla porównania na obu rysunkach podane zostały również wartości wymienionych naprężeń, w przypadku gdy w podanych rurach nie było warstwy kamienia (tzn. $\delta_k = 0$ mm). Dodatkowo naniesiono na nich także wartości naprężeń dopuszczalnych (dla naprężenia zredukowanego – granica plastyczności, dla naprężenia ściskającego – krytyczne naprężenie ze względu na wyboczenie) dla stal St36K (z której wykonane są rury).



Rys. 9.17. Naprężenia zredukowane w rurach rzędów pierwszego ($r1$) i drugiego ($r2$) wymiennika ciepła: rury o nr 11, 12, 22, 23 (rys. 4.2), w których zamodelowano odkładanie się kamienia kotłowego o grubościach: a) $\delta_k = 1$ mm, b) $\delta_k = 1.5$ mm



Rys. 9.18. Naprężenia ściskające w rurach rzędów pierwszego ($r1$) i drugiego ($r2$) wymiennika ciepła: rury o nr 11, 12, 22, 23 (rys. 4.2), w których zamodelowano odkładanie się kamienia kotłowego o grubościach: a) $\delta_k = 1$ mm, b) $\delta_k = 1.5$ mm

Pokazane na rys. 9.17 przebiegi naprężeń zredukowanych są prawidłowe dla zakresu sprężystego (czyli $\sigma < \sigma_{pl}$). W przypadku gdy $\sigma > \sigma_{pl}$ nie jest znana zależność pomiędzy modułem Younga E a odkształceniem ϵ , zatem wartości σ mają wyłącznie charakter poglądowy.

Z rys. 9.17 wynika, że pojawienie się kamienia kotłowego wewnątrz rur wymiennika ciepła powoduje bardzo duży wzrost naprężeń zredukowanych, w porównaniu do sytuacji, gdy zanieczyszczeń nie ma. Można zauważyć, że ich wartości w przypadku rur pierwszego rzędu przekraczają naprężenia dopuszczalne, natomiast w drugim są niższe (choć przy najniższych wartościach λ_k i grubości $\delta_k = 1.5$ mm są już porównywalne). W zakresie sprężystym naprężenia zredukowane obniżają się ze wzrostem wartości λ_k .

Z uwagi na dużą smukłość i ciekłą ściankę rur eliptycznych analizowanego wymiennika istotniejsze są naprężenia ściskające. Jak można zauważyć na podstawie rys 9.18 ich wartości (bezwzględne) dla wszystkich rozważanych przypadków obliczeniowych są wyższe od wartości krytycznej $\sigma_{kr,wyb} = 56$ MPa. Zarówno grubość δ_k jak i współczynnik λ_k wpływają na wartości omawianych naprężeń. W sytuacji gdy $\delta_k = 1.5$ mm naprężenie ściskające przekracza $\sigma_{kr,wyb}$ od ok. 6 do ok. 8 razy dla rur pierwszego rzędu i od ok. 3 do ok. 5 razy dla rur drugiego rzędu. Oczywiście zmniejszenie się grubości kamienia kotłowego zmniejsza te liczby.

Analiza rys. 9.18 pozwala także zauważyć, że przy współczynniku $\lambda_k < 0.65$ W/(m·K)

i $\delta_k = 1.5$ mm oraz $\lambda_k < 0.45$ W/(m·K) i $\delta_k = 1$ mm największe naprężenia ściskające występują w rurach nr 22 i 23. To są właśnie te rury, w których miały miejsce uszkodzenia wymiennika ciepła eksploatowanego w warunkach przemysłowych (patrz podrozdział 2.3).

Na podstawie powyższego można stwierdzić, że wyniki obliczeń numerycznych (analiz sprzężonych przepływowo – cieplnych i wytrzymałościowych) pozwoliły dokładnie zlokalizować rurę, która uległa uszkodzeniu (patrz rys. 2.14). Tym samym zaproponowana metoda podanych wyżej analiz daje prawidłowe rezultaty.

10. Optymalizacja kształtu kolektorów zbiorczych wymiennika ciepła z rurami eliptycznymi ożebrowanymi

Rozptyw cieczy z kolektorów zbiorczych do poszczególnych rur eliptycznych analizowanego wymiennika ciepła ma bardzo istotny wpływ na poziom występujących w nim naprężeń. Nierównomierność tego rozptywu może powodować w pewnych strefach obu rzędów tych rur, biegów tak pierwszego jak i drugiego, przepływy z bardzo niskimi prędkościami, a nawet przepływy nawrotne, tzn. takie gdzie ciecz płynie przeciwnie do wymagań.

Skutkuje to niedostatecznym odbiorem ciepła w tych strefach rur wymiennika, przez co w przypadku, gdy rury ożebrowane opływają spaliny o wysokiej temperaturze, to i temperatura ich ścianek jest znacznie wyższa niż w tych, gdzie przepływ cieczy jest prawidłowy. Przy niewłaściwym przygotowaniu wody może to doprowadzić do intensyfikowania powstawania kamienia kotłowego w rurach, a w konsekwencji do znacznego wzrostu, a nawet przekroczenia w nich dopuszczalnych naprężeń ściskających (obliczanych ze względu na wyboczenie), czy nawet do przekroczenia granicy plastyczności. Dlatego postanowiono zaproponować nowe rozwiązanie konstrukcji kolektorów zbiorczych, które poprawi rozptywy w obydwu biegach wymiennika ciepła. Efektem końcowym ma być zmniejszenie, a nawet wyeliminowanie niekorzystnych naprężeń w jego konstrukcji.

Problem optymalizacji konstrukcji wymiennika ciepła z rurami eliptycznymi ożebrowanymi, w przypadku gdy obliczenia wykonywane są przy wykorzystaniu solverów CFD jest zagadnieniem optymalizacji dyskretnej. Oznacza to, że wartości funkcji celu wyznaczone są jedynie w punktach dyskretnych, odpowiadającym konkretnym wartościom poszczególnych zmiennych decyzyjnych, natomiast tzw. wielowymiarowa płaszczyzna odpowiedzi opisująca funkcję celu nie jest zadana w postaci funkcyjnej. Stąd też, w pracy do optymalizacji konstrukcji kolektorów zbiorczych wymiennika ciepła, użyte zostały algorytmy heurystyczne takie jak algorytmy genetyczne (Haupt & Haupt, 2004; Michalewicz, 1999) oraz metoda roju cząstek (Kennedy & Eberhart, 1995; Haupt & Haupt, 2004).

10.1. Zagadnienia optymalizacji kształtu kolektora zbiorczego wymiennika ciepła (sformułowanie globalne i wybór metody)

Problem optymalizacji, czyli minimalizacji (maksymalizacji) funkcji celu $f(\mathbf{X})$ dla wektora zmiennych decyzyjnych \mathbf{X} , zadany jest równaniem (Haupt & Haupt, 2004)

$$\begin{array}{l} f(\mathbf{X}) \rightarrow \min \\ f(\mathbf{X}) \rightarrow \max \end{array}, \text{ gdzie } \mathbf{X} = \begin{Bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ \vdots \\ x_n \end{Bmatrix} \quad (10.1.1)$$

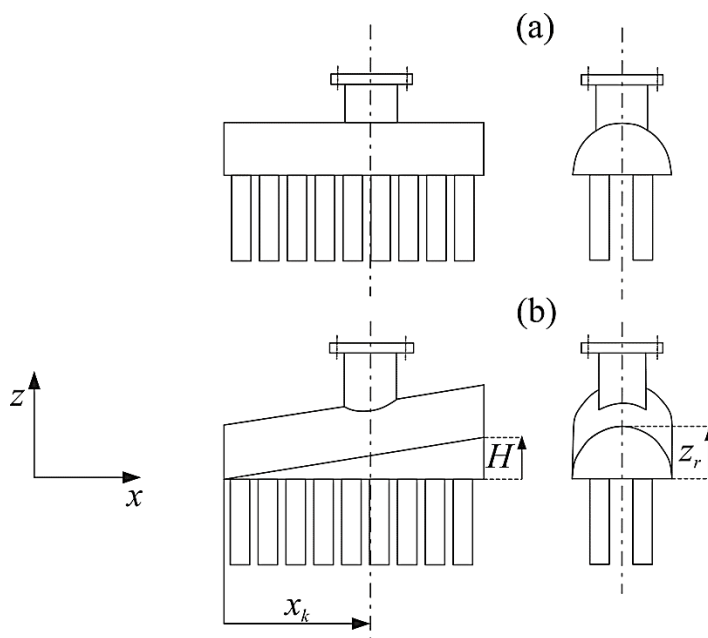
Przestrzeń rozwiązań dopuszczalnych Ω gdzie $\mathbf{X} \subset \Omega$ może być ograniczona, a mianowicie

$$\begin{array}{l} g_i(\mathbf{X}) = 0, \quad i = 1, 2, \dots, m \\ h_j(\mathbf{X}) < 0, \quad h_j(\mathbf{X}) > 0, \quad j = 1, 2, \dots, k \end{array} \quad (10.1.2)$$

gdzie $g_i(\mathbf{X})$ oznacza ograniczenia równościowe, natomiast $h_j(\mathbf{X})$ oznacza ograniczenia nierównościowe. Ograniczenia te mogą, ale nie muszą być funkcją wektora zmiennych decyzyjnych \mathbf{X} .

Funkcja celu $f(\mathbf{X})$, jest zatem pewną wielowymiarową funkcją zmiennych decyzyjnych (\mathbf{X}) i należy znaleźć taki wektor zmiennych decyzyjnych \mathbf{X}_{opt} , dla którego jej wartość osiągnie minimum lub maksimum. Krótko mówiąc optymalizacja jest procesem minimalizacji lub maksymalizacji funkcji (np. $f(\mathbf{X})$) wielu zmiennych (np. $\mathbf{X} = [x_1, x_2, \dots, x_n]^T$).

W przypadku wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi, zaproponowano zamiast tradycyjnego kształtu kolektora zbiorczego przedstawionego na rys. 10.1a, kształt nowy – zmodyfikowany, który pokazano na rys. 10.1b. Można oczywiście zastosować inny, bardziej złożony kształt kolektora zbiorczego, ale postanowiono, że priorytetem będzie prostota jego wykonania.



Rys. 10.1. Konstrukcja kolektora zbiorczego wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi:
a) rozwiązanie tradycyjne, b) propozycja modyfikacji

Jak widać na rys. 10.1b zmodyfikowany kształt charakteryzuje wycinek rury, z której wykonany jest kolektor zbiorczy, obrócony o pewien niewielki kąt. Z obydwu stron dospawano do niej kliny, które zwiększają przestrzeń rozpływu czynnika. O tym jak się on zmienia decydują takie parametry jak: wysokość klina H , wysokość wycinka rury z_r a także położenie króćca x_k . Parametry te należy tak dobrać, aby nieznacznie zwiększyć rozmiar kolektora, gdyż dla wymienników ciepła wymagana jest jak najmniejsza objętości przestrzeni rurowej, w którą wliczane są również kolektory. Pozwala to np. na ich zabudowanie w miejscach, gdzie przestrzeń jest ograniczona (decydują gabaryty urządzenia).

Wektor zmiennych decyzyjnych \mathbf{X} w zagadnieniu optymalizacji kształtu przedstawionego na rys. 10.1b kolektora zbiorczego można zapisać w postaci

$$\mathbf{X} = [x_k \quad H \quad z_r]^T \quad (10.1.3)$$

Jak wynika z dokonanej sprzężonej analizy przepływowo-cieplno-wytrzymałościowej (rozdziały 7-9) główną przyczyną powstawania wysokich naprężeń w rurach wymiennika ciepła jest nierównomierny rozpływ czynnika z kolektorów zbiorczych do przestrzeni rurowej. Dlatego też, w funkcji celu $f(\mathbf{X})$ należy ten fakt uwzględnić. Minimalizowana jest więc funkcja celu $f(\mathbf{X})$ zadana w następującej postaci

$$f(\mathbf{X}) = \max \left(1 - \left| \frac{\dot{m}_{1,\min}(\mathbf{X})}{\dot{m}_{1,\max}(\mathbf{X})} \right|, 1 - \left| \frac{\dot{m}_{2,\min}(\mathbf{X})}{\dot{m}_{2,\max}(\mathbf{X})} \right| \right) = \max \left(1 - \frac{\dot{m}_{1,\min}}{\dot{m}_{1,\max}}, 1 - \frac{\dot{m}_{2,\min}}{\dot{m}_{2,\max}} \right), \quad (10.1.4)$$

$$f(\mathbf{X}) \rightarrow \min$$

gdzie $\dot{m}_{i,\min}$ i $\dot{m}_{i,\max}$ (dla $i = 1-2$) oznaczają, odpowiednio: najmniejszą oraz największą wartość masowego natężenia przepływu w rurach biegów wymiennika ciepła (pierwszego $i = 1$ oraz drugiego $i = 2$).

Funkcja $f(\mathbf{X})$ przyjmuje wartości z zakresu $0 - 1$. Jeżeli iloraz $\dot{m}_{i,\min} / \dot{m}_{i,\max}$ zmierza do 1 to masowe natężenia przepływu w każdej rurce biegu i wymiennika są sobie równe. W praktyce jest to niestety niemożliwe, a zatem poszukiwana jest wartość ilorazu $\dot{m}_{i,\min} / \dot{m}_{i,\max} \rightarrow 1$ (możliwie bliska 1). Funkcja celu $f(\mathbf{X})$ jest zależna od wektora zmiennych decyzyjnych \mathbf{X} , ponieważ wartości maksymalnego $\dot{m}_{i,\max}$ oraz minimalnego $\dot{m}_{i,\min}$ masowego natężenia przepływu w rurach obu biegów wymiennika zależą od parametrów geometrycznych kolektora zbiorczego.

Bardzo niekorzystnym zjawiskiem, występującym w przestrzeni rurowej wymiennika ciepła są przepływy nawrotne (jest to możliwe jak wynika z dokonanej analizy rozptyłu cieczy – 7.24, 7.25), dlatego przyjęto też ograniczenia dla wartości $\dot{m}_{i,\min}$, co można zapisać w postaci (uwzględniając przyjęty wcześniej układ współrzędnych)

$$\dot{m}_{1,\min} < 0, \quad \dot{m}_{2,\min} > 0 \quad (10.1.5)$$

Parametry $\dot{m}_{i,\min}$ i $\dot{m}_{i,\max}$ są określane jako zmienne stanu. Mimo, że są funkcjami zmiennych decyzyjnych, to w sposób pośredni ograniczają obszar rozwiązań dopuszczalnych $\mathbf{X} \in \Omega$. Ograniczenia geometryczne dla wektora zmiennych decyzyjnych \mathbf{X} zostaną przyjęto na podstawie analizy obszaru rozwiązań dopuszczalnych $\mathbf{X} \in \Omega$ (zagadnienie to zaprezentowano nieco później).

W wykorzystanych w pracy algorytmach optymalizacji wartości funkcji celu zostały wyznaczone przez solver CFD, który sterowany jest przez własny opracowany program zewnętrzny, poszukujący optymalnego rozwiązania - minimum funkcji $f(\mathbf{X})$. Aby rozwiązać problem optymalizacji kształtu kolektora zbiorczego (rys. 10.1b) wymiennika ciepła zadany równaniem (10.1.4) należy dobrać odpowiedni algorytm optymalizacyjny. Ponieważ, dla analizowanego problemu funkcja celu $f(\mathbf{X})$ ma postać dyskretną (jej rzeczywista wartość znana jest tylko dla zadanych wartości \mathbf{X}) dlatego niezbędne jest wybranie procedury optymalizacji właściwej dla tego typu zagadnienia.

Z uwagi na zakres poszukiwania minimum funkcji celu $f(\mathbf{X})$ algorytmy optymalizacji można podzielić na dwa główne typy (Venkataraman, 2009):

- algorytmy optymalizacji lokalnej poszukujące minimum (maksimum) lokalnego funkcji celu $f(\mathbf{X})$, działające prawidłowo w przypadku, gdy funkcja ma jedno minimum, natomiast nie gwarantujące znalezienia optymalnych wartości wektora $\mathbf{X} = \mathbf{X}_{\text{opt}}$ gdy funkcja $f(\mathbf{X})$ posiada wiele minimów. Dlatego też rolą programisty tego typu algorytmu jest podać taki zakres wartości \mathbf{X} aby mieściło się w nim tylko i wyłącznie jedno globalne minimum (maksimum) funkcji $f(\mathbf{X})$ tzn. $\mathbf{X}_{\min} < \mathbf{X}_{\text{opt}} < \mathbf{X}_{\max}$,

- algorytmy optymalizacji globalnej przeszukujące przestrzeń zmiennych decyzyjnych $\mathbf{X} \subset \Omega$ w celu znalezienia minimum (maksimum) globalnego funkcji celu $f(\mathbf{X})$. Algorytmy te przeszukują poszczególne obszary przestrzeni zmiennych decyzyjnych Ω w których znajdują się minima (maksima) lokalne funkcji $f(\mathbf{X})$ tak, aby wybrać ten obszar, dla którego $f(\mathbf{X})$ przyjmuje najmniejszą (największą) wartość.

Wśród algorytmów optymalizacji lokalnej wyróżnia się następujące podgrupy:

- algorytmy bezgradientowe, które przeszukując przestrzeń zmiennych decyzyjnych $\mathbf{X} \subset \Omega$ wykorzystują tylko i wyłącznie informacje o wartości funkcji celu we wcześniejszej iteracji - $f(\mathbf{X}^i)$,
- algorytmy gradientowe, które przeszukując przestrzeń zmiennych decyzyjnych $\mathbf{X} \subset \Omega$, wymagają znajomości zarówno wartości funkcji celu w poprzedniej iteracji i - $f(\mathbf{X}^i)$, jak również znajomości gradientu tej funkcji obliczanego względem wektora zmiennych decyzyjnych \mathbf{X} , czyli $\nabla f(\mathbf{X})$. Jeżeli ograniczenia obszaru rozwiązań dopuszczalnych $\mathbf{X} \subset \Omega$ zadane są w postaci funkcyjnej (np. funkcje $g(\mathbf{X})$ oraz $h(\mathbf{X})$ w równaniu (10.1.2)) należy również podać wartości ich gradientów - $\nabla g(\mathbf{X}^i)$ oraz $\nabla h(\mathbf{X}^i)$.

Algorytmy bezgradientowe opierają swoje działanie najczęściej na wyszukiwaniu bezpośrednim, tj.: na wyborze odpowiednio dużej liczby punktów (ich sposób wybierania określa sam algorytm), należących do obszaru rozwiązań dopuszczalnych $\mathbf{X} \subset \Omega$. Wyznaczane są z nich kolejnych wartości $\mathbf{X}_{\text{opt}}^i$ dla których funkcja $f(\mathbf{X}^i)$ osiąga najniższą wartość. Do algorytmów tego typu można zaliczyć: metodę Rosenbrocka (Rosenbrock, 1960; Rosenbrock, 1963) czy też metodę Hooka-Jeevesa (Hook & Jeeves, 1961). Algorytmy bezgradientowe mogą również opierać swoje działanie na zależnościach analitycznych pozwalających minimalizować (maksymalizować) funkcję celu - w ten sposób działają metody m.in. Powella (Powell, 1963) czy też Zangwilla (Zangwill, 1969).

Większą popularnością z dwóch wyżej wyszczególnionych metod optymalizacji lokalnej cieszą się metody gradientowe, gdyż są łatwiejsze w programowaniu oraz zazwyczaj bardziej efektywne. Niestety, głównym problemem związanym z ich stosowaniem, polega na tym, że zawiodą w pobliżu minimum (maksimum) funkcji celu $f(\mathbf{X})$. Ponieważ poruszają się one w kierunku największego spadku wartości $f(\mathbf{X})$ - Metoda Największego Spadku (Fortuna i inni, 2006), zatem w obszarze minimum lokalnego mają tendencję do błędzenia. Dlatego też metody te stosuje się w obszarze odległym od minimum (maksimum) $f(\mathbf{X})$ tak, aby obrać właściwy kierunek przeszukiwania obszaru rozwiązań dopuszczalnych $\mathbf{X} \subset \Omega$. Natomiast w pobliżu minimum zastępuje się je metodą linearyzacji funkcji regresji, np. metodą Gaussa-Newtona (Björck, 1996). W ten sposób działa chociażby szeroko stosowany algorytm Levenberga-Marquardta (Marquardt, 1963). Do innych często stosowanych metod gradientowych zalicza się m.in. Metodę Gradientu Prostego (Stachurski & Wierzbicki, 1999) oraz Metodę Gradientu Sprzężonego (Kendell & Atkinson, 1988).

Algorytmy heurystyczne (genetyczny dla liczb rzeczywistych CGA i roju cząstek PA-SWO)

Wśród algorytmów minimalizacji globalnej, które umożliwiają przeszukiwanie całego obszaru rozwiązań dopuszczalnych $\mathbf{X} \subset \Omega$, aby odnaleźć globalne minimum funkcji celu $f(\mathbf{X})$, największą popularnością cieszą się metody heurystyczne. Można do nich zaliczyć chociażby Algorytm Symulowanego Wyżarzania (Press i inni, 2007; Haupt & Haupt, 2004), Algorytm mrówkowy (Dorigo & Stützle 2004), Algorytmy Genetyczne (Haupt & Haupt, 2004; Gen

Cheng, 1997) czy też Metodę Roju Cząstek (Kennedy & Eberhart, 2001; Haupt & Haupt, 2004). Algorytmy heurystyczne można z powodzeniem stosować do optymalizacji dyskretnej, gdyż nie wymagają one znajomości gradientu funkcji celu $f(\mathbf{X})$ obliczanego względem poszczególnych elementów wektora zmiennych decyzyjnych \mathbf{X} .

Do optymalizacji kształtu kolektora zbiorczego przedstawionego na rys. 10.1b, wykorzystano dwa algorytmy optymalizacji globalnej: Algorytm Genetyczny dla liczb rzeczywistych oraz Metodę Roju Cząstek. Algorytmy te zostały zaimplementowane w programie MATLAB i sprzężone z solverem CFD tak, aby możliwe było automatyczne wykonywanie sekwencji obliczeń CFD, pozwalających na minimalizację zadanej równaniem (10.1.4) funkcji celu.

Jeżeli w problemie optymalizacyjnym występują zmienne dyskretne, a ma to miejsce w przypadku, gdy program zewnętrzny (sterujący), w którym zaimplementowana jest procedura optymalizacyjna, wyznacza (przy wykorzystaniu solvera CFD) wartość funkcji celu $f(\mathbf{X})$, to tradycyjne (gradientowe) metody optymalizacji często zawodzą. Dzieje się tak ponieważ aby wyznaczyć gradienty funkcji celu $f(\mathbf{X})$ niezbędne jest jej aproksymowanie. W przypadku dużych problemów obliczeniowych, jest to zarówno nieefektywne z uwagi na niedokładność obliczeń, jak również nieopłacalne - z uwagi na długi czas obliczeń niezbędny do uzyskania zadowalającego przybliżenia funkcji $f(\mathbf{X})$. Jedną z alternatyw jest w takim przypadku Algorytm genetyczny dla liczb rzeczywistych, z ang. Continuous Genetic Algorithm (CGA).

Podstawą jest teoria Darwina (selekcji naturalnej), według której przetrwają tylko najlepiej przystosowane osobniki. Schemat typowego algorytmu genetycznego przedstawiono na rys. 10.2

Elementarną jednostką algorytmu genetycznego jest chromosom, który zawiera informacje o wartościach poszczególnych zmiennych decyzyjnych, w danej iteracji algorytmu. Dla każdego chromosomu wyznaczana jest wartość funkcji celu $f(\mathbf{X})$. Jeżeli problem optymalizacji posiada N_{var} zmiennych decyzyjnych, to pojedynczy chromosom przyjmuje postać

$$chromosom = [x_1, x_2, \dots, x_{N_{var}}] \quad (10.1.6)$$

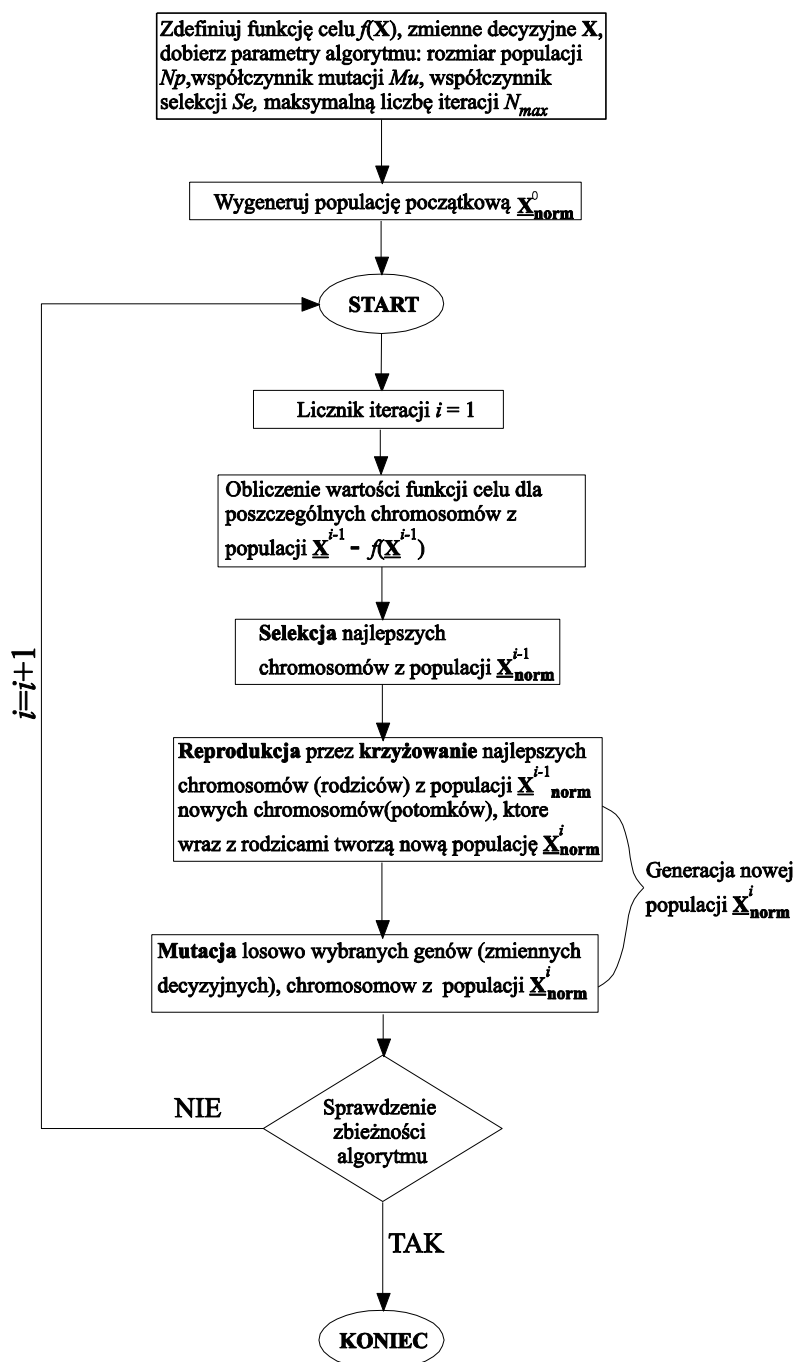
W przypadku optymalizacji kształtu kolektora zbiorczego przedstawionego na rys. 10.1b liczba zmiennych decyzyjnych N_{var} wynosi 3. Stąd chromosom algorytmu genetycznego zdefiniowany jest jako

$$chromosom = \mathbf{X}^T = [x_k, H, z_r] \quad (10.1.7)$$

Chromosom jest zbiorem wartości wektora zmiennych decyzyjnych \mathbf{X} w poszczególnych iteracjach $i = 0, \dots, N_{max}$ gdzie N_{max} oznacza maksymalną liczbę iteracji algorytmu, która musi zostać podana przed rozpoczęciem działania algorytmu. W parametrach startowych algorytmu genetycznego użytkownik definiuje również rozmiar populacji N_p określający ilość chromosomów znajdujących się w populacji.

Jego dobór jest kwestią wycucia. Wraz ze wzrostem N_p rośnie czas obliczeń co jest niekorzystne, natomiast dokładność obliczeń zazwyczaj wzrasta. Dzieje się tak, ponieważ większa ilość chromosomów rozmieszczona jest w obrębie obszaru rozwiązań dopuszczalnych $\mathbf{X} \subset \Omega$. Znana jest, zatem wartość funkcji celu $f(\mathbf{X})$ dla większego zakresu zmiennych decyzyjnych \mathbf{X} , a stąd też prawdopodobieństwo znalezienia minimum funkcji celu $f(\mathbf{X})$ przez algorytm optymalizacyjny wzrasta. Niestety długi czas obliczeniowy algorytmu genetycznego, w przypadku znacznych wartości N_p często decyduje o opłacalności wykonywania obliczeń. Szczególnie jest to ważne dla złożonych problemów optymalizacji dyskretnej, a takim jest chociażby op-

tymalizacji kształtu kolektora zbiorczego wymiennika ciepła. Dlatego też, jako alternatywę stosuje się często się mniejszy rozmiar populacji chromosomów, przy większej liczbie iteracji algorytmu.



Rys. 10.2. Schemat algorytmu genetycznego dla liczb rzeczywistych (CGA)

W algorytmie genetycznym dla liczb rzeczywistych chromosomy są tablicami liczb rzeczywistych, które przyjmują wartości z zakresu od 0 do 1. Przy takim przedziale zmienności chromosomy można łatwo utworzyć przy wykorzystaniu generatora liczb losowych. Każdy z elementów tablicy jest wartością znormalizowaną $x_{i,norm}$ zmiennej x_i gdzie $i = 1, \dots, N_{var}$. Wartość znormalizowaną zmiennej decyzyjnej $x_{i,norm}$ należy przeliczyć na wartość rzeczywistą x_i , która jest niezbędna do oszacowania wartości funkcji celu $f(\mathbf{X})$. Pozwala na to zależność

$$\begin{aligned}
 x_i &= (x_{i,h} - x_{i,l})x_{i,norm} + x_{i,l} && \text{- pojedyncza zmienna} \\
 \mathbf{X} &= (\mathbf{X}_h - \mathbf{X}_l) \circ \mathbf{X}_{norm} + \mathbf{X}_l && \text{- postać wektorowa}
 \end{aligned}
 \tag{10.1.8}$$

gdzie $x_{i,h}$ oraz $x_{i,l}$ oznaczają, odpowiednio: górny i dolny zakres zmiennej decyzyjnej x_i .

W przypadku, gdy operuje się na zmiennych zapisanych w formie wektorowej przejęty w równaniu (10.1.8) symbol „ \circ ” oznacza mnożenie przez siebie kolejnych elementów wektora. Przykładowo, jeżeli $\mathbf{X}_1 = [1, 2]^T$ a $\mathbf{X}_2 = [3, 4]^T$, to

$$\mathbf{X} = \mathbf{X}_1 \circ \mathbf{X}_2 = [1, 2]^T \circ [3, 4]^T = [3, 8]^T
 \tag{10.1.9}$$

Jest to tzw. mnożenie każdy z każdym (różne od mnożenia skalarowego), wykorzystywane często w języku programowania MATLAB, przy użyciu polecenia „ \circ ” (kropki poprzedzającej znak mnożenia).

Zgodnie ze schematem algorytmu genetycznego, przedstawionym na rys. 10.2 w iteracji początkowej $i = 0$, zostaje wygenerowana populacja o liczbie chromosomów równej N_p . Populację tą oznaczono przez \mathbf{X}_{norm}^0 . Po przekonwertowaniu \mathbf{X}_{norm}^0 zgodnie z równaniem (10.1.8) na \mathbf{X}^0 możliwe jest wyznaczenie wartości funkcji celu dla poszczególnych chromosomów, znajdujących się w populacji. Na podstawie wartości funkcji celu dla każdego chromosomu populacji $f(\mathbf{X}^0)$ zostaje utworzony ranking chromosomów, w którym najwyższą pozycję zajmuje ten, dla którego wartość funkcji celu jest najniższa. Ranking ten pozwala na wyselekcjonowanie z populacji \mathbf{X}_{norm}^0 tych chromosomów, które znajdują się w populacji \mathbf{X}_{norm}^1 . O liczbie chromosomów, które znajdą się w kolejnej populacji decyduje tzw. współczynnik selekcji Se , który determinuje ile procent chromosomów z wcześniejszej populacji \mathbf{X}_{norm}^{i-1} znajdzie się w następnej \mathbf{X}_{norm}^i . Najczęściej, choć nie jest to regułą, przyjmuje się, że wynosi on 0.5, co oznacza, że np. w przypadku gdy $i = 1$, to połowa chromosomów z populacji \mathbf{X}_{norm}^0 przechodzi do populacji \mathbf{X}_{norm}^1 , natomiast pozostałe chromosomy zostają wykluczone. Zatem na podstawie współczynnika selekcji można wyznaczyć ile chromosomów N_{keep} z populacji $i-1$ zostanie w populacji i

$$N_{keep} = Se \cdot N_p
 \tag{10.1.10}$$

Ponieważ z populacji wykluczono $N_p - N_{keep}$ chromosomów należy w ich zastępie utworzyć nowe tak, aby liczba chromosomów na początku kolejnej iteracji algorytmu znów wynosiła N_p . Na etapie reprodukcji dokonuje się wyboru chromosomów, na podstawie których podczas etapu krzyżowania zostaną utworzone nowe chromosomy. Krzyżowanie to ma na celu utworzenie N_{keep} chromosomów znajdujących się w populacji \mathbf{X}_{norm}^i nowych $N_p - N_{keep}$ chromosomów, które uzupełnią populację \mathbf{X}_{norm}^i . Istnieją różne techniki doboru chromosomów, których geny będą wykorzystywane przy reprodukcji. W opracowaniach literaturowych dla różnych typów algorytmów genetycznych (Haupt & Haupt, 2004; Cheng, 1997) często spotyka się następujące metody wyboru chromosomów do reprodukcji: metodę rangową (decyduje miejsce w rankingu, określającym wartość funkcji celu dla poszczególnych chromosomów), metodę turniejową (wielokrotny wybór najlepszego osobnika z losowo wybieranej podpopulacji aż do momentu, gdy zostanie skompletowana populacja potomna) oraz metoda ruletki (proporcjonalna do wartości funkcji celu).

W użytym w niniejszej rozprawie kodzie algorytmu genetycznego dla liczb rzeczywistych zastosowano wymienioną wyżej jako ostatnią (metodę ruletki). Polega ona na tym, że miejscu n w rankingu funkcji celu dla poszczególnych chromosomów z populacji \underline{X}_{norm}^i przypada prawdopodobieństwo wyboru (do reprodukcji) chromosomu n wynoszące

$$P_n = \frac{N_{keep} - n + 1}{\sum_{n=1}^{N_{keep}} n} \quad (10.1.11)$$

Przykładowo, gdy liczba chromosomów N_{keep} zachowanych z populacji $\underline{X}_{norm}^{i-1}$ w \underline{X}_{norm}^i wynosi cztery, to na podstawie równania (10.1.11) można wyznaczyć prawdopodobieństwo wylosowania P_n odpowiadające miejscu n w rankingu funkcji celu

$$P_n = \frac{N_{keep} - n + 1}{\sum_{n=1}^{N_{keep}} n} = \frac{4 - n + 1}{1 + 2 + 3 + 4} = \frac{5 - n}{10} \quad (10.1.12)$$

Następnie wyznaczana jest wartość tzw. Prawdopodobieństwa skumulowanego P_c na podstawie zależności

$$P_c = \sum_{n=1}^{N_{keep}} P_n \quad (10.1.13)$$

Wartość P_c w algorytmie do wyboru poszczególnych chromosomów (tzw. rodzice), na podstawie których zostaną utworzone nowe chromosomy (tzw. potomkowie). Wartości P_n oraz P_c dla przypadku gdy $N_{keep} = 4$ zestawiono w tabeli 10.1

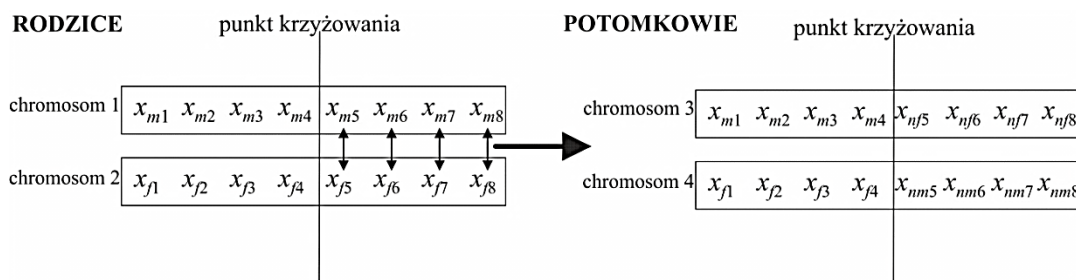
Tabela 10.1. Prawdopodobieństwo wylosowania P_n oraz prawdopodobieństwo skumulowane P_c zależne od miejsca w rankingu funkcji celu dla poszczególnych chromosomów (wyznaczono dla $N_{keep} = 4$)

Miejsce w rankingu funkcji celu n	Prawdopodobieństwo wylosowania P_n	Prawdopodobieństwo skumulowane P_c
1	0.4	0.4
2	0.3	0.7
3	0.2	0.9
4	0.1	1

Aby wybrać dwa chromosomy (zwane potocznie rodzicami), które następnie zostaną poddane krzyżowaniu by uzyskać chromosomy potomne, w algorytmie losowane są dwie liczby z zakresu od 0 do 1. Przykładowo, jeżeli wyniosą one 0.3 i 0.8, to na podstawie wartości P_c zostaną wybrane chromosom pierwszy, ponieważ $0.3 < 0.4$ oraz chromosom trzeci, dlatego że $0.7 < 0.8 < 0.9$. Analizując podane w tabeli 10.1 wartości P_n należy zauważyć, że im lepsze miejsce w rankingu funkcji celu (np. 1) to rośnie również wartość P_n . Stąd bardziej prawdopodobne jest, że do etapu krzyżowania zostaną wybrane chromosomy o wysokich miejscach w rankingu funkcji celu. Jeżeli zdarzy się tak, że dwa te same chromosomy zostaną wybrane do procesu krzyżowania, to można postąpić na dwa sposoby: pierwszy - pozwala się by algorytm działał dalej, przez co nie wprowadza się nowego materiału w procesie krzyżowania; drugi - powtarza się losowanie liczby z przedziału od 0 do 1 aż miejsca w rankingu funkcji

celu dla dwóch chromosomów będą różne. Ten drugi sposób wykorzystano w zastosowanym w pracy algorytmie.

Wyselekcjonowane do reprodukcji chromosomy zostają poddawane procesowi krzyżowania. W zaimplementowanym w pracy algorytmie genetycznym wykorzystano, tzw. krzyżowanie jednopunktowe, którego schemat przedstawiono na rys. 10.3.



Rys. 10.3. Krzyżowanie jednopunktowe

Chromosomy 1 i 2, zwane rodzicami, zostają poddane procesowi krzyżowania. Punkt krzyżowania zostaje wybrany losowo z zakresu $1 - N_{var}$. Elementy chromosomów, które są zmieniane w chromosomach wtórnych („potomkowie”) w porównaniu z chromosomami pierwotnymi (rodzice) znajdują się po prawej stronie punktu krzyżowania. Na rys. 10.3 widać, że elementy pierwszego chromosomu (oznaczone literą m) zostały zamienione z elementami drugiego chromosomu (oznaczone literą f) z tym, że nie w sposób bezpośredni, jak to ma miejsce chociażby w algorytmach genetycznych działających na liczbach binarnych, ale według zależności

$$x_{nmi} = x_{mi} - \beta_a [x_{mi} - x_{fi}] \quad , \text{gdzie } i = 5, \dots, 8 \quad (10.1.14)$$

$$x_{nfi} = x_{fi} + \beta_a [x_{mi} - x_{fi}]$$

gdzie parametr β_a wyznaczany jest losowo z zakresu od 0 do 1.

Operacja krzyżowania (wykonywana na zmiennych znormalizowanych) powtarzana jest aż do momentu, gdy z wyselekcjonowanych według wartości funkcji celu chromosomów zostanie reprodukowanych $N_p - N_{keep}$ nowych potomków. Wtedy to nowa populacja $\underline{\mathbf{X}}^i_{norm}$ będzie posiadała N_{keep} chromosomów z populacji $\underline{\mathbf{X}}^{i-1}_{norm}$ oraz $N_p - N_{keep}$ chromosomów powstałych w procesie krzyżowania wyselekcjonowanych chromosomów.

Algorytmy optymalizacji globalnej muszą wykorzystywać pewne mechanizmy, pozwalające im na ominięcie minimum lokalnego funkcji celu $f(\mathbf{X})$. W przypadku algorytmu genetycznego jest to tzw. mechanizm mutacji. Polega on na dostarczeniu do chromosomu nowego materiału genetycznego tak, aby chromosom mógł przenieść informacje spoza obszaru, w którym operuje aktualnie algorytm genetyczny.

We wcześniejszej fazie algorytmu – na etapie selekcji chromosomy zostają posortowane (od tego, dla którego funkcja celu przyjmuje najniższą wartość do tego, dla którego przyjmuje ona wartość najwyższą). Pierwszego z chromosomów, z uwagi na tzw. elitarność (najniższą wartość $f(\mathbf{X})$), nie poddaje się procesowi mutacji. Natomiast z pozostałych chromosomów o numerach od 2 do N_p wybierany jest losowo jeden. Następnie losowo wybierany jest jeden element znormalizowanego wektora \mathbf{X}_{norm} dla tego chromosomu. Element ten zastępowany jest przez losową liczbę z przedziału od 0 do 1, przez co po dekodowaniu na podstawie rów-

nania (10.1.8) może znacząco zmienić się położenie tej zmiennej decyzyjnej, w analizowanym obszarze poszukiwań $\mathbf{X} \subset \Omega$. Ilość mutacji w algorytmie określa współczynnik mutacji algorytmu genetycznego Mu . Przemnożenie przez niego liczby chromosomów w populacji – N_p oraz liczby zmiennych decyzyjnych w pojedynczym chromosomie – N_{var} , pozwala określić ilość mutacji wykonanych w iteracji algorytmu

$$N_{mut} = Mu \cdot N_p \cdot N_{var} \quad (10.1.15)$$

Współczynnik mutacji Mu jest bardzo ważnym parametrem wpływającym na efektywność algorytmu genetycznego. Jego dobór musi zostać poprzedzony szeregiem wcześniejszych analiz dla danego problemu optymalizacji. Zazwyczaj sugerowane w literaturze (Haupt & Haupt, 2004; Michalewicz, 1999) wartości Mu mieszczą się w zakresie 0.15 – 0.22.

Proces mutacji jest ostatnim etapem iteracji, przedstawionego na rys. 10.2, algorytmu genetycznego dla liczb rzeczywistych. Na początku kolejnej iteracji dla każdego chromosomu \mathbf{X}^T z populacji $\underline{\mathbf{X}}_{norm}^i$, po jego odkodowaniu przy wykorzystaniu zależności (10.1.8) wyznaczone są wartości funkcji celu $f(\mathbf{X})$.

Opisane powyżej etapy algorytmu (selekcja, reprodukcja (krzyżowanie), mutacja) powtarza się w kolejnych iteracjach $i = 2, \dots, N_{max}$ aż do momentu, w którym uzyska się zadawalającą wartość funkcji celu $f(\mathbf{X} = \mathbf{X}_{opt})$. Algorytm genetyczny kończy swoje działanie w momencie, gdy:

- uzyskana wartość funkcji celu satysfakcjonuje użytkownika. To kryterium jest często wykorzystywane w praktyce, gdyż zazwyczaj w mniejszym lub w większym przybliżeniu znana jest fizyka problemu, dla którego przeprowadzana jest optymalizacja. Dlatego też możliwe jest założenie pewnej granicznej wartości funkcji celu, której uzyskanie jest zadawalające dla użytkownika algorytmu.
- wartość funkcji celu nie zmienia się w kilkunastu kolejnych iteracjach. Wtedy to należy albo zwiększyć wartość wskaźnika mutacji Mu lub też zwiększyć rozmiar populacji N_p gdyż chromosomy mogą znajdować się w obrębie minimum lokalnego. Gdy sytuacja się powtarza dla innych wartości Mu oraz N_p istnieje prawdopodobieństwo, że populacja osiągnęła lub też znajduje się w pobliżu minimum globalnego.
- algorytm osiągnął maksymalną możliwą liczbę iteracji. W tym przypadku działanie algorytmu jest przerywane, natomiast za uzyskane minimum funkcji celu \mathbf{X}_{opt} przyjmuje się wartości zmiennych decyzyjnych chromosomu, dla którego wartość funkcji celu jest najmniejsza.

Algorytmy genetyczne są interesującym narzędziem optymalizacji globalnej z uwagi na fakt, że dzięki zastosowaniu procesu mutacji chromosomów pozwalają przeszukiwać obszar rozwiązań dopuszczalnych tak, aby unikać minimum lokalnego funkcji celu.

Innym efektywnym algorytmem optymalizacji globalnej jest Metoda Roju Cząstek z ang. Particle Swarm Optimization (PASWO), zaprezentowana po raz pierwszy przez Kennedy’ego i Eberhart’a (Kennedy & Eberhart, 1995). Podstawą do jej utworzenia była obserwacja przez autorów sposobów zachowania ptaków, pszczół oraz ryb. Zwrócili oni uwagę na to, że podążają one wspólnie w obranym kierunku, za liderem grupy. I w ten właśnie sposób został utworzony algorytm, w którym analogicznie do algorytmu genetycznego obierana jest populacja osobników (w przypadku algorytmu PASWO – cząstek), która podąża za liderem (osobnikiem, dla którego wartość funkcji celu jest w przypadku problemu minimalizacji najniższa) według ściśle obranego algorytmu, tak aby znaleźć optymalne rozwiązanie.

Metoda PASWO, w przeciwieństwie do algorytmu genetycznego dla liczb rzeczywistych (CGA), nie wykorzystuje operatorów ewolucyjnych takich jak krzyżowanie czy mutacja. Odpowiednikiem chromosomu w algorytmie PASWO jest cząstka \mathbf{X} , która przechowuje w sobie informacje o wartościach składowych wektora zmiennych decyzyjnych $\mathbf{X} = [x_1, x_2, \dots, x_{Nvar}]^T$. Populacja, która składa się z N_p cząstek wygenerowana zostaje na początku algorytmu. Jeżeli numer cząstki w populacji oznaczony zostanie przez m , natomiast numer zmiennej decyzyjnej w cząstce przez n to prędkości $v_{m,n}^i$ pojedynczej zmiennej decyzyjnej $x_{m,n}$ uaktualniana jest według równania (Haupt & Haupt, 2004)

$$v_{m,n}^i = v_{m,n}^{i-1} + \underbrace{\Gamma_1 \cdot r_1 \cdot (x_{m,n}^{local,best} - x_{m,n}^{i-1})}_{\text{prędkość zmiennej decyzyjnej względem lidera aktualnej populacji}} + \underbrace{\Gamma_2 \cdot r_2 \cdot (x_{m,n}^{global,best} - x_{m,n}^{i-1})}_{\text{prędkość zmiennej decyzyjnej względem lidera wszystkich dotychczasowych populacji}} \quad (10.1.16)$$

a jej położenie $x_{m,n}^i$ zmienia się zgodnie z zależnością

$$x_{m,n}^i = x_{m,n}^{i-1} + v_{m,n}^i \quad (10.1.17)$$

gdzie:

$v_{m,n}^{i-1}$ - prędkość zmiennej decyzyjnej na początku iteracji,

$v_{m,n}^i$ - prędkość zmiennej decyzyjnej po uaktualnieniu iteracji,

$x_{m,n}^{local,best}$ - cząstka ze wszystkich dotychczasowych populacji, dla której wartość funkcji celu jest najniższa (lider obecnej populacji),

$x_{m,n}^{global,best}$ - cząstka, dla której we wszystkich dotychczasowych iteracjach uzyskano najniższą funkcji celu (dotychczasowy lider),

r_1, r_2 - wygenerowane losowo liczby z przedziału od 0 do 1,

Γ_1, Γ_2 - współczynniki uczenia się algorytmu (Γ_1 wsp. poznawczy, Γ_2 wsp. socjalny) równe 2.

Analizując postacie równań (10.1.16) oraz (10.1.17) można zauważyć, że na wartość prędkości pojedynczej cząstki ma wpływ zarówno lider aktualnej populacji, jak również lider globalny. Te dwie cząstki przechowują informacje o wartościach zmiennych decyzyjnych, dla których wartość funkcji celu jest najniższa w obecnej iteracji i dotychczasowych iteracjach. Jeżeli dla lidera aktualnej populacji wartość funkcji celu jest niższa niż dla lidera dotychczasowych populacji, drugi z nich jest zastępowany przez pierwszego. Współczynniki Γ_1 i Γ_2 informują wpływie odpowiednio lidera lokalnego (aktualnej iteracji) i globalnego (wszystkich dotychczasowych iteracji) na wartość prędkości cząstki. W iteracji startowej należy wygenerować populację $x_{m,n}^0$ oraz założyć prędkości początkowe $v_{m,n}^0$.

W każdej kolejnej iteracji algorytmu cząstki zmieniają, zgodnie z równaniem (10.1.17), swoje położenie, tak, aby docelowo znaleźć się w położeniu pobliskim minimum globalnemu \mathbf{X}_{opt} . Uniknięcie natknięcia się cząstek na minimum lokalne zapewnia losowość doboru parametrów r_1, r_2 które odpowiednio skalują wpływ lidera lokalnego i globalnego na aktualną prędkość cząstki. Lider globalny jest w algorytmie traktowany podobnie jak chromosom elitarny w algorytmie CGA, czyli zawsze używany jest w iteracji algorytmu do generowania kolejnych, coraz to lepszych (takich, dla których wartość funkcji celu jest coraz niższa) cząstek. W przeciwieństwie do algorytmu CGA, w PASWO lider globalny nie pozostaje jednak

bezpośrednio w populacji (roju) cząstek, tylko jest wykorzystywany do generowania nowych, powstających w kolejnych iteracjach rojów cząstek.

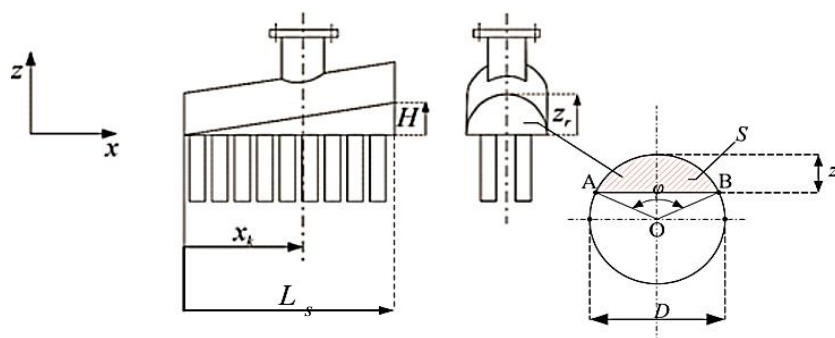
W algorytmie PASWO tak samo jak w CGA operuje się na wektorze zmiennych decyzyjnych znormalizowanych $x_{m,n}^i$. W PASWO należy zapewnić taki mechanizm, który spowoduje, że wartości znormalizowanych zmiennych decyzyjnych dla poszczególnych cząstek $x_{m,n}^i$ nie znajdą się poza zakresem od 0 do 1. Tak może się zdarzyć, gdyż algorytm ten nie posiada zadanych odgórnie ograniczeń na prędkość cząstki $v_{m,n}^i$.

W praktyce programistycznej w momencie, gdy wartość zmiennej decyzyjnej $x_{m,n}^i$ przekroczy zakres $\langle 0, 1 \rangle$ zakłada się, że wynosi ona 0 (jeżeli $x_{m,n}^i < 0$) oraz 1 (w przypadku, gdy $x_{m,n}^i > 1$).

Aby zastosować algorytmy CGA oraz PASWO dla rozwiązywania problemu optymalizacji kształtu kolektora zbiorczego wymiennika ciepła, należało odpowiednio zdefiniować ograniczenia obszaru rozwiązań dopuszczalnych $\mathbf{X} \subset \Omega$. Ograniczenia geometryczne dla poszczególnych zmiennych decyzyjnych $\mathbf{X}^T = [x_k, H, z_r]$ zostały omówione w kolejnym podrozdziale.

10.2. Analiza obszaru rozwiązań dopuszczalnych oraz wyniki obliczeń optymalizacyjnych kształtu zmodyfikowanego kolektora zbiorczego wymiennika ciepła z rurami eliptycznymi ożebrowanymi

Prawidłowe określenie obszaru rozwiązań $\mathbf{X} \subset \Omega$, wymaga podania ograniczeń zmiennych decyzyjnych oraz zmiennych stanu (np. prędkości, ciśnienia, naprężeń) dla zagadnienia optymalizacji. To pierwsze jest istotne, gdyż przeważnie pozwala na znaczne zawężenie zakresu zmian wektora \mathbf{X} , dla którego poszukiwane jest minimum \mathbf{X}_{opt} funkcji celu $f(\mathbf{X})$. Jak już wspomniano wcześniej, przestrzeń rozwiązań dopuszczalnych jest zazwyczaj odgórnie ograniczona. Ograniczenia te mogą być zarówno typu równościowego jak również i nierównościowego – równanie (10.1.2). Dla problemu optymalizacji kształtu kolektora wymiennika ciepła z rurami eliptycznymi ożebrowanymi przyjęte zostały następujące ograniczenia, rys. 10.4:



Rys. 10.4. Parametry geometryczne zmodyfikowanego kolektora zbiorczego wymiennika ciepła z rurami eliptycznymi ożebrowanymi

- usytuowanie króćca wlotowego/wylotowego musi umożliwiać jego zespawanie z kolektorem zbiorczym, a odległość x_k osi króćca od ścianki skrajnej kolektora musi być na tyle duża, aby umożliwić prawidłowy rozływ cieczy do poszczególnych rur wymiennika ciepła. Mając na uwadze powyższe i uwzględniając, że $L_s = 630$ mm przyjęto następujące ograniczenie dla zmiennej decyzyjnej x_k

$$200\text{mm} \leq x_k \leq 500\text{mm} \quad (10.2.1)$$

- założono, że wysokość wycinka rury z_r , z której wykonany jest kolektor zbiorczy nie przekracza połowy średnicy rury D , a jednocześnie przyjęto (aby przestrzeń rozplywu cieczy była wystarczająca), że wartość z_r jest nie mniejsza niż $D/3$, tzn. że dla zmiennej decyzyjnej z_r

$$D/3 \leq z_r \leq D/2 \quad (10.2.2)$$

- ponieważ wysokosprawny wymiennik ciepła powinna charakteryzować kompaktowość budowy, zatem wymaga się aby objętość cieczy w kolektorach zbiorczych była możliwie jak najmniejsza. W przypadku powiększenia przestrzeni poprzez wykonanie klina, należy ograniczyć jego wysokość H w taki sposób, aby uzyskać możliwie najniższą wartość funkcji celu $f(\mathbf{X})$ (przy jak najmniejszej objętości kolektora zbiorczego). W niniejszej pracy przyjęto, że dodatkowa objętość cieczy powstająca przez zastosowanie klinów nie powinna być większa od objętości części walcowej kolektora zbiorczego. Warunek ten zapewnia następujące ograniczenie dla zmiennej decyzyjnej H

$$H \leq \frac{S \cdot L_s}{\sqrt{L_s^2 \zeta^2 - S^2}}, \quad L_s^2 \zeta^2 - S^2 > 0 \quad (10.2.3)$$

gdzie L jest odległością ścianki skrajnej kolektora od osi wymiennika ciepła, φ kątem środkowym zawartym pomiędzy punktami A i B, który wyznaczany jest z równania

$$\varphi = \pi - 2 \arcsin \left(1 - \frac{2z_r}{D} \right) \quad (10.2.4)$$

Pole S wycinka koła, zakreskowanego na rys. 10.4 na czerwono można wyznaczyć z zależności

$$S = \frac{D^2}{8} (\varphi - \sin \varphi) \quad (10.2.5)$$

Wielkość ζ występująca we wzorze (10.2.3) oznacza połowę cięciwy AB i wyznaczana jest ze wzoru

$$\zeta = \sqrt{D \cdot z_r - z_r^2} \quad (10.2.6)$$

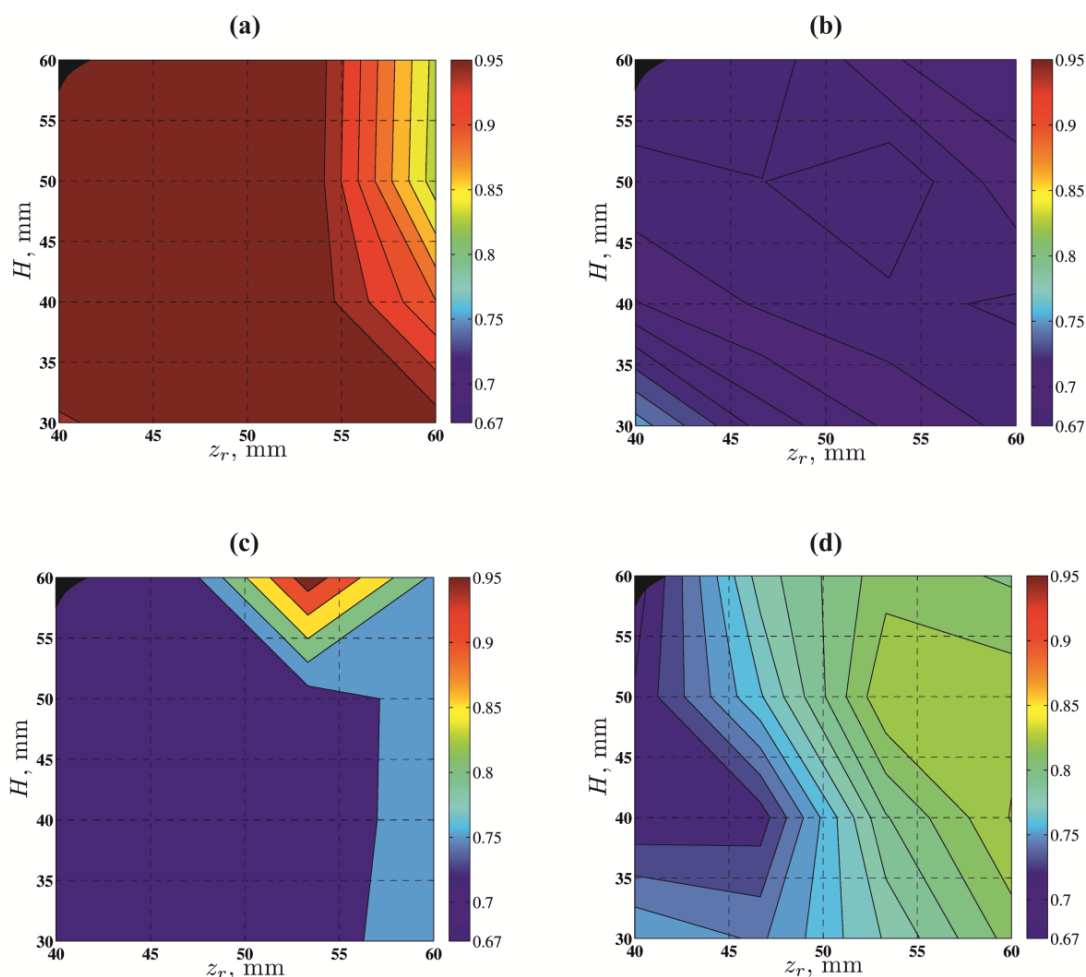
W dokonanej analizie optymalizacyjnej założono, że wysokość klina H nie może być większa niż połowa średnicy rury, z której wykonany jest kolektor, jak również nie może być mniejsza niż ćwierć jej średnicy, tzn.

$$D/4 \leq H \leq D/2 \quad (10.2.7)$$

W opracowanym programie obliczeniowym wysokość H przyjmuje wartość mniejszą z otrzymanych na podstawie zależności (10.2.3) oraz (10.2.7).

Dodatkowym ograniczeniem, które wyklucza z dalszych obliczeń dany wektor zmiennych decyzyjnych \mathbf{X} jest wartość masowego natężenia przepływu czynnika \dot{m} . Jak wykazano w podrozdziale 7.2, wartość \dot{m} w rurach pierwszego biegu wymiennika ciepła (rury nr 1-21, rys. 4.2) nie może być (z uwagi na przyjęty układ współrzędnych) dodatnia, natomiast dla rur drugiego biegu (rury nr 22-42) ujemna. Zatem oprócz ograniczeń zmiennych decyzyjnych \mathbf{X} muszą również zostać spełnione ograniczenia dla zmiennej stanu \dot{m} zadane równaniem (10.1.5).

Znając ograniczenia zmiennych decyzyjnych oraz zmiennych stanu przeprowadzono obliczenia mające na celu sprawdzenie jak dla różnych wartości wektora zmiennych decyzyjnych $\mathbf{X} = [x_k, H, z_r]^T$ zmienia się wartość funkcji celu $f(\mathbf{X})$. Dla poszczególnych składowych wektora \mathbf{X} , dla których ograniczenia zadane są równaniami (10.2.1)- (10.2.7) przyjęto następujące kroki obliczeniowe: $dx_k - 100$ mm, $dH - 10$ mm, $dz_r - 6.5$ mm. Zastosowano, więc typowy algorytm przeszukiwania interwałowego. Wyniki obliczeń przedstawiono na rys. 10.5.



Rys. 10.5. Wartości funkcji celu $f(\mathbf{X})$ – równanie (10.1.4), dla zadanego równaniami (10.2.1)- (10.2.7) w obszarze zmiennych decyzyjnych H , z_r oraz x_k równego:
a) $x_k = 200$ mm, b) $x_k = 300$ mm, c) $x_k = 400$ mm, d) $x_k = 500$ mm

Wartości funkcji celu $f(\mathbf{X})$ przedstawione na rys. 10.5 w formie map konturowych pokazują miejsca o wysokiej wartości funkcji celu (kolor ciemnoczerwony) oraz z wartością najniższą (kolor ciemnofioletowy). Kolor ciemno czerwony oznacza wysoką wartość funkcji celu, natomiast ciemno niebieski wartość najniższą. Na osiach rzędnych podano wartości zmiennej

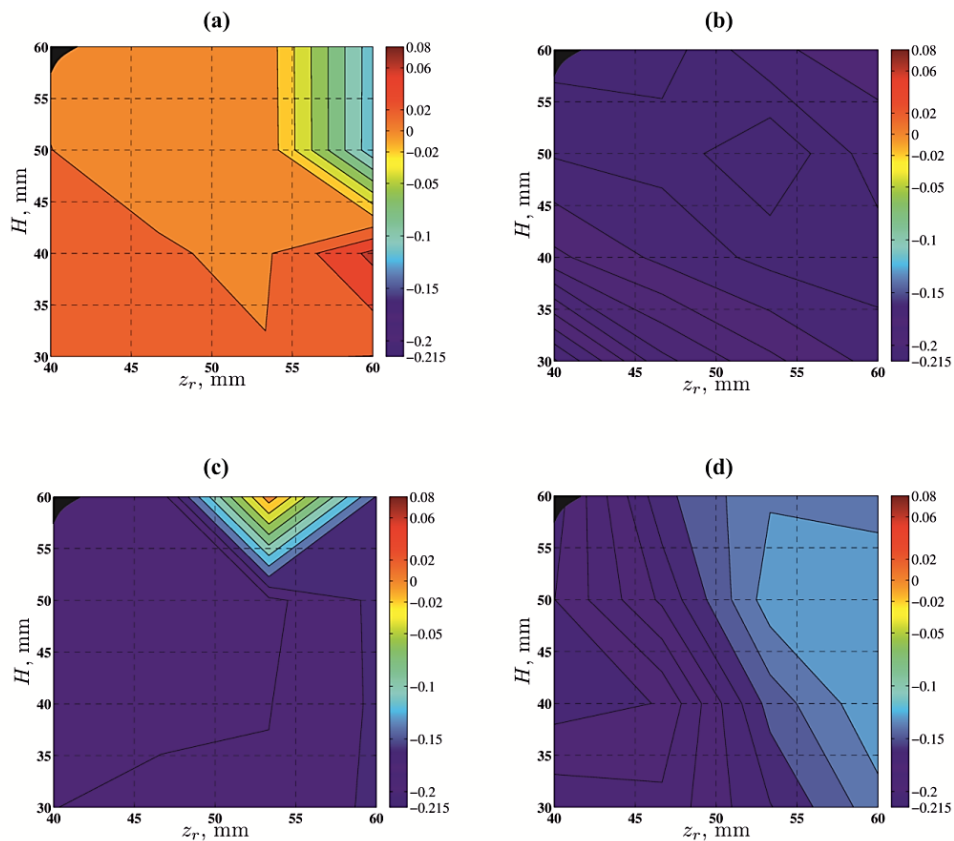
H , natomiast na osi odciętych wartości zmiennej z_r . Widoczny w lewym górnym rogu rysunków 10.5a-10.5d obszar zaznaczony kolorem czarnym obrazuje ograniczenie nierównościowe, równanie (10.3.3), dla obszaru rozwiązań dopuszczalnych $\mathbf{X} \subset \Omega$.

Przedstawione na rys. 10.5 mapy konturowe funkcji celu pozwoliły na zlokalizowanie przedziałów zmiennych decyzyjnych, w których może znajdować się rozwiązanie optymalne. Na rys. 10.5a można zauważyć, że dla $x_k = 200$ mm wartości $f(\mathbf{X})$ dla praktycznie całego zakresu zmienności H oraz z_r są najwyższe ($f(\mathbf{X})$ wynosi od 0.83 do 0.95) z otrzymanych dla wszystkich analizowanych wartości zmiennej x_k . Oznacza to, że ustawienie króćca wlotowego/wylotowego w pobliżu ścianki skrajnej kolektora zbiorczego jest bardzo niekorzystne i powoduje znaczące nierównomierności rozptywu cieczy do poszczególnych rur wymiennika ciepła. Zdecydowanie korzystniejsze jest ustawienie króćca wlotowego/wylotowego w okolicach środka długości kolektora, co widać na rys. 10.5b dla $x_k = 300$ mm oraz na rys. 10.5c dla $x_k = 400$ mm. Dla tych wartości zmiennej x_k funkcja celu przyjmuje najniższe wartości (od 0.67 do 0.73). Położenie króćca wlotowego/wylotowego bliżej osi wymiennika ciepła ($x_k = 500$ mm, rys 10.5d) nie przynosi zmniejszenia wartości $f(\mathbf{X})$, a nawet może powodować większa nierównomierność rozptywów cieczy do rur poszczególnych biegów wymiennika ciepła.

Jak wspomniano w podrozdziale 7.2.2 oraz zilustrowano wykresami naprężeń w rozdziale 9, w przypadku, gdy gorące spaliny (temperatura przekraczająca 400 °C) przekazują duży strumień ciepła do płynącej z niską prędkością cieczy, w rurkach wymiennika ciepła może dojść do przekroczenia dopuszczalnych naprężeń ściskających. Dlatego też istotne jest zbadanie wpływu poszczególnych elementów wektora zmiennych decyzyjnych \mathbf{X} na najniższą wartość masowego natężenia przepływu cieczy $\dot{m}_{1,\min}$ i $\dot{m}_{2,\min}$, odpowiednio w pierwszym i drugim biegach wymiennika ciepła. W tym przypadku uzyskane wyniki przedstawiono na rys. 10.6 (dla pierwszego biegu) i na rys. 10.7 (dla drugiego biegu).

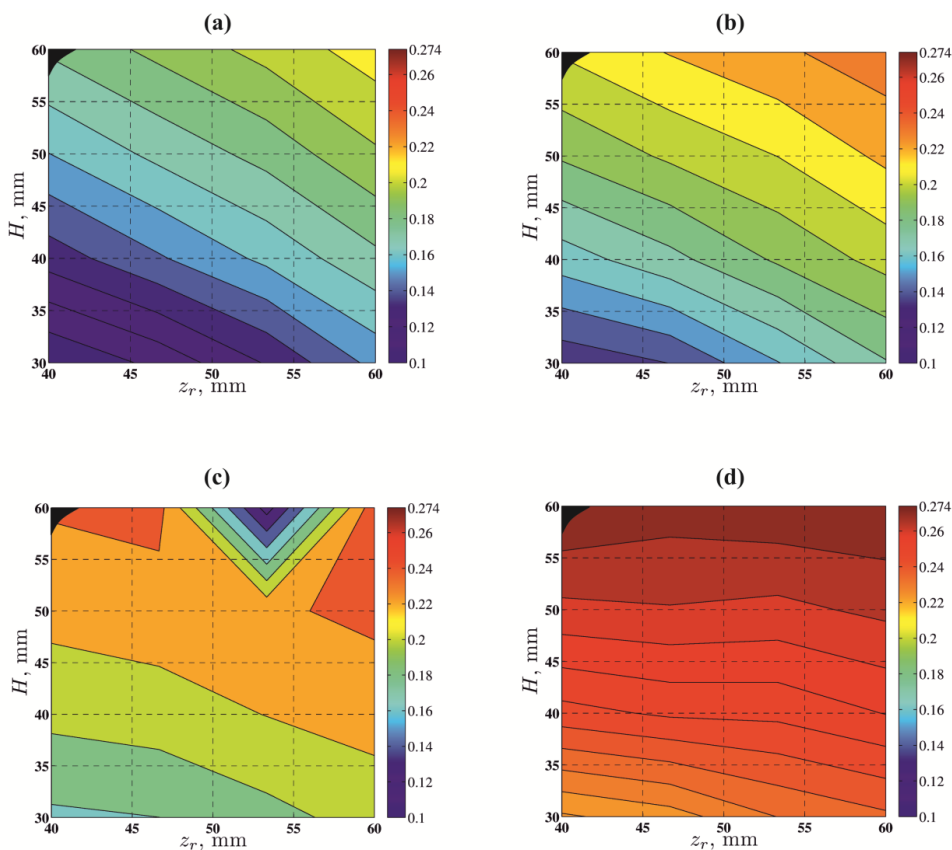
Na rys. 10.6a – 10.6d zilustrowano wpływ wartości zmiennych decyzyjnych x_k , H oraz z_r na najniższą wartość \dot{m} w pierwszym biegu wymiennika ciepła – patrz. rys. 7.24 i 7.25, rury nr 1-21 z rzędów pierwszego i drugiego. Dla przedstawionych na rys. 10.6 wyników obliczeń numerycznych podane zostały również wartości masowego natężenia przepływu dla przepływów nawrotnych, w celu wykazania, że istnieją one dla określonych wartości wektora zmiennych decyzyjnych \mathbf{X} . We właściwej procedurze optymalizacyjnej pojawienie się takich przepływów nawrotnych wyklucza z obliczeń ten wektor zmiennych decyzyjnych.

Dla rur pierwszego biegu, przy dodatniej wartości masowego natężenia przepływu można zaobserwować przepływy nawrotne dla $x_k = 200$ mm (rys. 10.6a), jak również, gdy $x_k = 400$ mm, $z_r = 53$ mm oraz $H = 60$ mm (rys. 10.6c). Dla pozostałych wartości zmiennych decyzyjnych przepływ czynnika w rurach pierwszego biegu jest prawidłowy. Najkorzystniejsze (najwyższe) bezwzględne wartości $\dot{m}_{1,\min} = 0.215$ kg/s uzyskano dla $x_k = 300$ mm, $H = 50$ mm oraz $z_r = 53$ mm (rys. 10.6b).



Rys. 10.6. Wykresy konturowe najniższej wartości masowego natężenia przepływu w pierwszym biegu wymiennika ciepła $\dot{m}_{1,\min}$ w obszarze zmiennych decyzyjnych H , z_r oraz x_k równego:

a) $x_k = 200$ mm, b) $x_k = 300$ mm, c) $x_k = 400$ mm, d) $x_k = 500$ mm



Rys. 10.7. Wykresy konturowe najniższej wartości masowego natężenia przepływu w drugim biegu wymiennika ciepła $\dot{m}_{2,\min}$ w obszarze zmiennych decyzyjnych H , z_r oraz x_k równego:

a) $x_k = 200$ mm, b) $x_k = 300$ mm, c) $x_k = 400$ mm, d) $x_k = 500$ mm

Analizując, przedstawione na rys. 10.6, mapy najniższych wartości masowego natężenia przepływu cieczy w rurach pierwszego biegu można zauważyć, że nie zawsze zwiększenie rozmiarów kolektora przyczynia się do poprawienia warunków rozplwu cieczy w newralgicznych strefach rur. Można to zaobserwować np. na rys. 10.6d dla $x_k = 500$ mm, $H = 30$ mm oraz $z_r = 40$ mm, gdzie wartość (bezwzględna) $\dot{m}_{1,\min}$ jest wyższa niż dla $H = 60$ mm oraz $z_r = 60$ mm.

Powiększenie przestrzeni rozplwu cieczy w kolektorach wymiennika ciepła ma natomiast korzystny wpływ na wartości masowego natężenia przepływu cieczy w drugim biegu wymiennika ciepła (rys. 10.7c i rys. 10.7d). Tutaj, wraz ze wzrostem H oraz z_r , dla większości analizowanych przypadków obliczeniowych, rośnie również wartość $\dot{m}_{2,\min}$. Dla zaproponowanej na rys. 10.4 zmodyfikowanej konstrukcji kolektorów zbiorczych nie zaobserwowano przepływów nawrotnych tym biegu.

Najkorzystniejsze (najwyższe) wartości $\dot{m}_{2,\min}$ uzyskuje się dla x_k równego 500 mm (rys. 10.7d). Inne położenia króćca względem ścianki skrajnej $x_k = 300$ mm jest natomiast najkorzystniejsze dla prawidłowego rozplwu cieczy w rurach biegu pierwszego.

Przedstawione na rysunku 10.5 wykresy konturowe zależności funkcji celu $f(\mathbf{X})$ od poszczególnych zmiennych decyzyjnych, oraz uzyskane najmniejsze wartości masowego natężenia przepływu, w rurach obydwu biegów (rys. 10.6 i 10.7) pozwoliły ograniczyć zakres zmienności dla zmiennej decyzyjnej x_k . W obliczeniach optymalizacyjnych z wykorzystaniem algorytmów CGA oraz PASWO, przyjęto zatem następujący zakres zmienności x_k

$$230\text{mm} \leq x_k \leq 440\text{mm} \quad (10.2.8)$$

Dolną granicę x_k przyjęto równą 230 mm, ponieważ jak wynika z rys. 10.5a i 10.5b w przypadku, gdy $x_k = 200$ mm to $f(\mathbf{X})$ przyjmuje najwyższe wartości, a gdy $x_k = 300$ mm to $f(\mathbf{X})$ jest najniższe (tzn. że w tej sytuacji gradient funkcji celu dla $x_k = 230$ mm może być najwyższy). Dlatego też, dla tego zakresu zmiennej x_k można spodziewać się ekstremów funkcji celu. Wartość górnej zakresu zmienności x_k wynika z faktu, że w zakresie od 400 mm do 500 mm można spodziewać się korzystnych rozplwów w drugim biegu wymiennika ciepła (por. rys 10.7), co oczywiście również należy wziąć pod uwagę w procesie optymalizacji kształtu kolektora zbiorczego wymiennika ciepła. Zakresy pozostałych zmiennych decyzyjnych: H oraz z_r pozostawiono bez zmian.

Wyniki obliczeń optymalizacji kształtu zmodyfikowanego kolektora zbiorczego (przy wykorzystaniu algorytmów CGA oraz PASWO)

Algorytmy CGA oraz PASWO zostały zaimplementowane w języku programowania MATLAB, w którym to również napisano program sterujący solverem ANSYS CFX tak, aby można było go wywoływać bezpośrednio do wyznaczania funkcji celu dla modelu dyskretnego wymiennika ciepła, którego geometrię uzyskiwano dla pojedynczego (generowanego w algorytmie optymalizacji) wektora zmiennych decyzyjnych \mathbf{X} . Główne gabaryty wymiennika ciepła przyjęto zgodnie z rysunkami 4.1 i 4.3, natomiast zmodyfikowane kolektory posiadały parametry geometryczne zadane wektorem $\mathbf{X} = [x_k, H, z_r]$. Solver ANSYS CFX wykonywał obliczenia CFD zgodnie z własną opracowaną procedurą opisaną w podrozdziale 7.2.

Z uwagi na wysoki czasowy koszt obliczeń związany z zagadnieniem optymalizacji kształtu zmodyfikowanej konstrukcji kolektora zbiorczego wymiennika ciepła z rurami eliptyczny-

mi ozebrowanymi, należy właściwie dobrać parametry algorytmów heurystycznych CGA oraz PASWO tak, aby w możliwie jak najmniejszej liczbie iteracji N_{max} , oraz dla możliwie najmniejszego rozmiaru N_p populacji $\underline{\mathbf{X}}$ uzyskać rozwiązanie optymalne \mathbf{X}_{opt} , czyli takie dla którego wartość funkcji celu $f(\mathbf{X}_{opt})$ jest jak najniższa. Algorytm działa efektywnie jeżeli wartość funkcji $f(\mathbf{X}_{opt})$ jest niższa niż uzyskana dla przedstawionego wcześniej procesu przeszukiwania interwałowego obszaru rozwiązań dopuszczalnych, z którego wynika, że $f(\mathbf{X}_{opt, IN})=0.67$ (rys. 10.5b).

Wartości parametrów sterujących algorytmem genetycznym CGA, dla problemu optymalizacji kształtu kolektorów zbiorczych wysokosprawnego wymiennika ciepła, zestawiono w tabeli 10.2.

Tabela 10.2. Parametry sterujące algorytmu genetycznego dla liczb rzeczywistych (CGA) zastosowanego do optymalizacji konstrukcji zmodyfikowanego kolektora zbiorczego

Parametr algorytmu	Wartość
Wielkość populacji $\underline{\mathbf{X}}$ - N_p	8, 10, 16
Współczynnik selekcji Se	0.5
Współczynnik mutacji Mu	0.18
Maksymalna liczba iteracji - N_{max}	12

Podczas optymalizacji kształtu kolektora zbiorczego liczba chromosomów N_p w populacji $\underline{\mathbf{X}}$ wynosiła odpowiednio 8, 10 oraz 16. Tak dobrane wartości N_p oraz N_{max} wynikają z faktu, że postanowiono zachować wszystkie, a nie tylko wybrane (najlepsze) wyniki obliczeń. Pozwoliło to zatem zachować „rozsądny” rozmiar danych zapisywanych na dysku, tak aby nie przekraczał 700 Gb. Wartości pozostałych parametrów algorytmu – współczynników selekcji Se oraz mutacji Mu dobrano na podstawie analizy efektywności działania algorytmu CGA dla funkcji testowych (Haupt & Haupt, 2004).

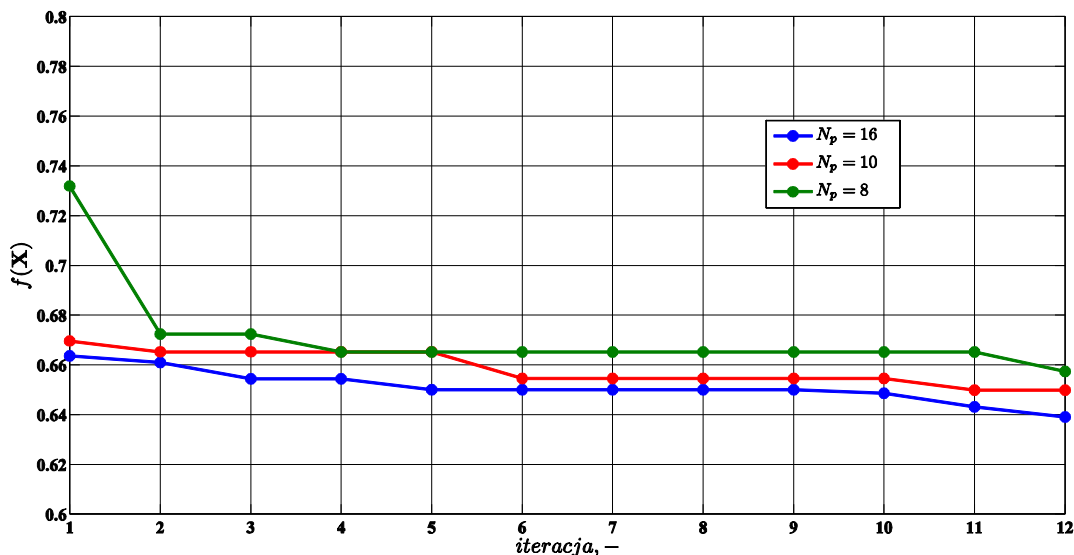
W przypadku algorytmu PASWO optymalizacji kształtu kolektora zbiorczego dokonano dla wyszczególnionych w tabeli 10.3 parametrów.

Tabela 10.3. Parametry dla optymalizacji Metodą Roju Cząstek (PASWO) zastosowanego do optymalizacji konstrukcji zmodyfikowanego kolektora zbiorczego

Parametr algorytmu	Wartość
Liczba cząstek N_p	8, 10, 16
Współczynnik uczenia - poznawczy Γ_1	2.1
Współczynnik uczenia - socjalny Γ_2	2.1
Prędkość początkowa $v_{m,n}^0$	3
Maksymalna liczba iteracji - N_{max}	12

Współczynniki algorytmu PASWO: Γ_1 , Γ_2 oraz prędkość początkową $v_{m,n}^0$ przyjęto podobnie jak współczynniki Mu oraz Se dla algorytmu CGA - na podstawie analizy efektywności działania algorytmu PASWO dla funkcji testowych (Haupt & Haupt, 2004).

Obliczenia przy wykorzystaniu obu algorytmów optymalizacji CGA oraz PASWO przeprowadzono dla liczby chromosomów (CGA) lub cząstek (PASWO) w populacji $\underline{\mathbf{X}}$ wynoszącej odpowiednio 8, 10 oraz 16. Na rys. 10.8 zilustrowano działanie algorytmu CGA dla parametrów algorytmu podanych w tabeli 10.2. Na osi rzędnych podano najniższą wartość funkcji celu w iteracji $i = 1, \dots, N_{max}$, natomiast na osi odciętych numer iteracji algorytmu CGA.



Rys. 10.8. Wartości funkcji celu $f(\mathbf{X})$ dla poszczególnych iteracji algorytmu CGA, gdy ilość chromosomów wynosiła $N_p = 8, 10$ oraz 16 (optymalizacja kształtu kolektora zbiorczego wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi)

Porównując wartości funkcji celu uzyskane w ostatniej iteracji algorytmu CGA z wartością $f(\mathbf{X}_{\text{opt,INT}})=0.67$ dla typowego algorytmu przeszukiwania interwałowego widać wyraźnie, że uzyskane w końcowej iteracji CGA wartości funkcji celu są niższe. Zatem algorytm CGA pozwolił uzyskać bardziej optymalne, z uwagi na warunki rozplywu cieczy do poszczególnych rur wymiennika ciepła, wartości parametrów geometrycznych zmodyfikowanego kolektora $\mathbf{X} = [x_k, H, z_r]^T$. Wraz ze wzrostem liczby chromosomów N_p uzyskiwane przez algorytm CGA wartości $f(\mathbf{X}_{\text{opt,CGA}})$ były coraz niższe.

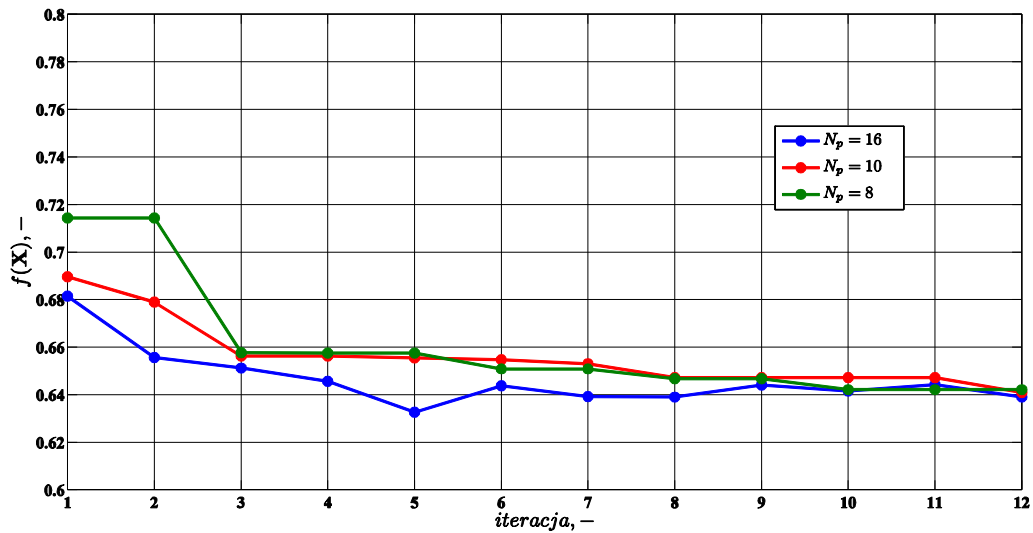
Rozwiązania optymalne \mathbf{X}_{opt} dla przyjętych w obliczeniach wartości N_p oraz uzyskane dla nich wartości funkcji celu podano w tabeli 10.4.

Tabela 10.4. Rozwiązania optymalne dla algorytmu CGA dla liczby chromosomów $N_p = 8, 10$ oraz 16

Liczba chromosomów, N_p	\mathbf{X}_{opt}			$f(\mathbf{X}_{\text{opt,CGA}})$
	$x_k, \text{ mm}$	$z_r, \text{ mm}$	$H, \text{ mm}$	
8	237	58.5	58.5	0.658
10	238	51	58.5	0.65
16	236.5	51	58.5	0.64

Drugi z zastosowanych algorytmów optymalizacji - PASWO, również pozwolił na uzyskanie znacznie korzystniejszych parametrów geometrycznych zmodyfikowanego kształtu kolektorów porównaniu z algorytmem przeszukiwania interwałowego.

Na rys. 10.9 pokazano wyniki uzyskane za pomocą PASWO dla parametrów algorytmu podanych w tabeli 10.3. Na osi rzędnych podano najniższą wartość funkcji celu w iteracji $i = 1, \dots, N_{\text{max}}$, natomiast na osi odciętych numer iteracji algorytmu PASWO.



Rys. 10.9. Wartości funkcji celu $f(\mathbf{X}_{\text{opt}})$ dla poszczególnych iteracji algorytmu PASWO, gdy liczba cząstek $N_p = 8, 10$ oraz 16 (optymalizacja kształtu kolektora zbiorczego wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi)

W przypadku zastosowania algorytmu PASWO wartości minimum lokalnego mogą być wyższe niż wartości minimum globalnego. Dzieje się tak, ponieważ cząstka \mathbf{X}_{opt} , dla której osiągnięte zostało dotychczasowe minimum globalne jest wykorzystywana jedynie do wyznaczania prędkości, z jaką poruszają się cząstki w roju (populacji). Nie pozostaje ona (w przeciwieństwie do algorytmu CGA) natomiast w nowej populacji, utworzonej w kolejnej iteracji algorytmu PASWO na podstawie równań (10.1.16) i (10.1.17).

Analizując przedstawione na rys. 10.9 wartości funkcji celu $f(\mathbf{X})$ można zauważyć, że minimum globalne dla $N_p = 16$ przyjmuje nieznacznie niższą wartość tj. $f(\mathbf{X}_{\text{opt,PASWO}}) = 0.631$ niż w przypadku algorytmu CGA tj. $f(\mathbf{X}_{\text{opt,CGA}}) = 0.64$. Ponadto, dla przedstawionych rezultatów obliczeń metodą PASWO, liczba cząstek (odpowiednik liczby chromosomów w algorytmie CGA) N_p ma mniejszy wpływ na końcową wartość $f(\mathbf{X}_{\text{opt}})$ niż w przypadku, gdy zastosowany został algorytm CGA.

Wyznaczone przy użyciu algorytmu optymalizacji PASWO, dla różnej liczby cząstek N_p w populacji \mathbf{X} optymalne wartości wektora zmiennych decyzyjnych \mathbf{X}_{opt} podano w tabeli 10.5.

Tabela 10.5. Rozwiązania optymalne dla algorytmu PASWO dla liczby cząstek $N_p = 8, 10$ oraz 16

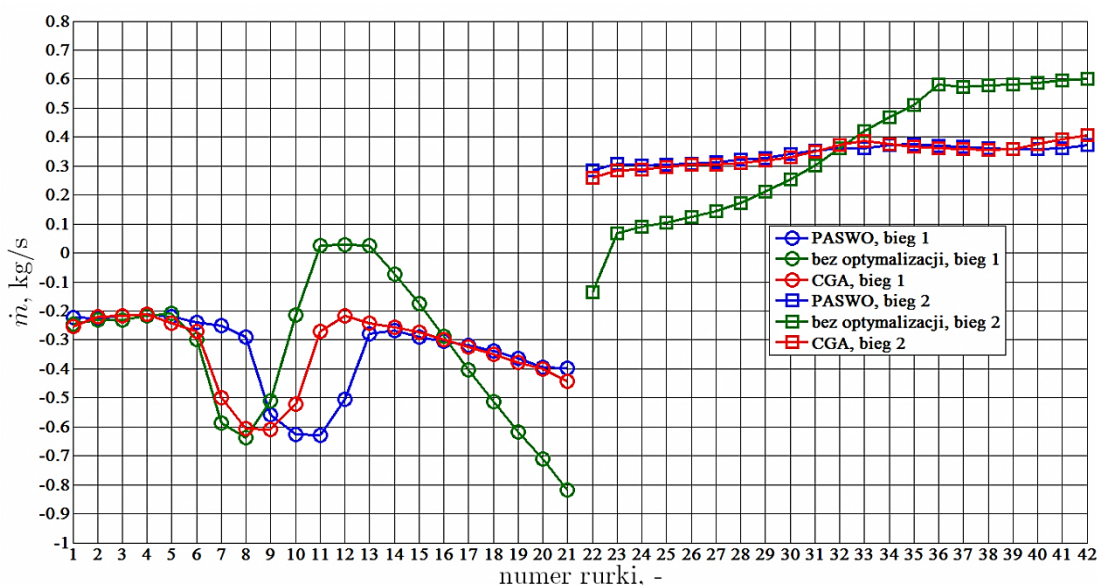
Liczba cząstek, N_p	\mathbf{X}_{opt}			$f(\mathbf{X}_{\text{opt}})$
	$x_k, \text{ mm}$	$z_r, \text{ mm}$	$H, \text{ mm}$	
8	292	60	60	0.641
10	297	60	60	0.639
16	291	60	60	0.631

Porównując dane zawarte w tabelach 10.4 (algorytm CGA) i 10.5 (algorytm PASWO) można zauważyć, że optymalne wartości zmiennych decyzyjnych x_k, z_r oraz H różnią się od siebie dosyć istotnie. Najniższą wartość $f(\mathbf{X}) = f(\mathbf{X}_{\text{opt,CGA}}) = 0.64$ dla algorytmu CGA uzyskano, gdy zmienne decyzyjne wynoszą $x_k = 236.5 \text{ mm}$, $z_r = 51 \text{ mm}$ oraz $H = 58.5 \text{ mm}$. Natomiast w przypadku algorytmu PASWO $f(\mathbf{X}) = f(\mathbf{X}_{\text{opt,PASWO}}) = 0.631$ optymalne wartości zmiennych decyzyjnych to $x_k = 291 \text{ mm}$, $z_r = 60 \text{ mm}$ oraz $H = 60 \text{ mm}$. Choć istnieją pewne różnice w geometrii uzyskanych kolektorów zbiorczych, obydwa uzyskane rozwiązania mogą

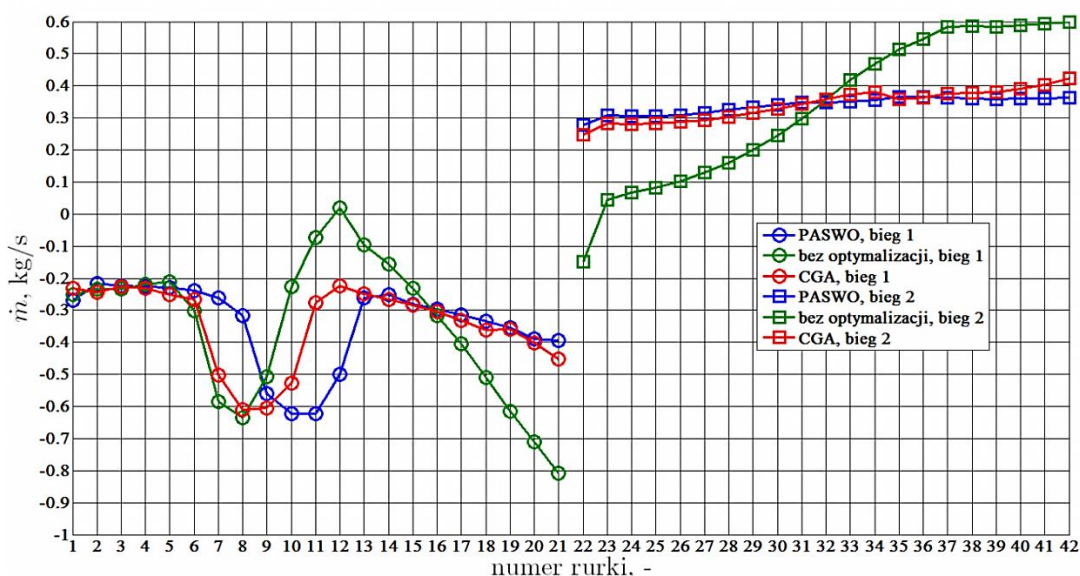
być bardzo korzystne i znacząco poprawić warunki pracy wymiennika ciepła, jak również zmniejszyć wyteżenie jego konstrukcji.

10.3. Analiza przepływowo-ciepłna i wytrzymałościowa warunków pracy wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi i zmodyfikowanym kształtem kolektorów zbiorczych

Wykorzystując opracowaną metodykę wyznaczania obciążeń termicznych wyznaczono rozkłady masowego natężenia przepływu wody dla nowego zmodyfikowanego kształtu kolektorów (uzyskanego dla rozplwów w wymienniku ciepła z nowym kształtem kolektorów zbiorczych) dla zoptymalizowanych parametrów geometrycznych $X_{opt,CGA}$, $X_{opt,PASWO}$. Uzyskane wyniki dla obu rzędów rur przedstawiono na rys. 10.10 (pierwszy rząd) i rys. 10.11 (drugi rząd).



Rys. 10.10. Porównanie wartości masowego natężenia przepływu wody \dot{m} w pierwszym rzędzie rur wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi dla dotychczas stosowanego oraz nowego zoptymalizowanego kształtu kolektora zbiorczego (dla wielkości populacji $N_p = 16$)

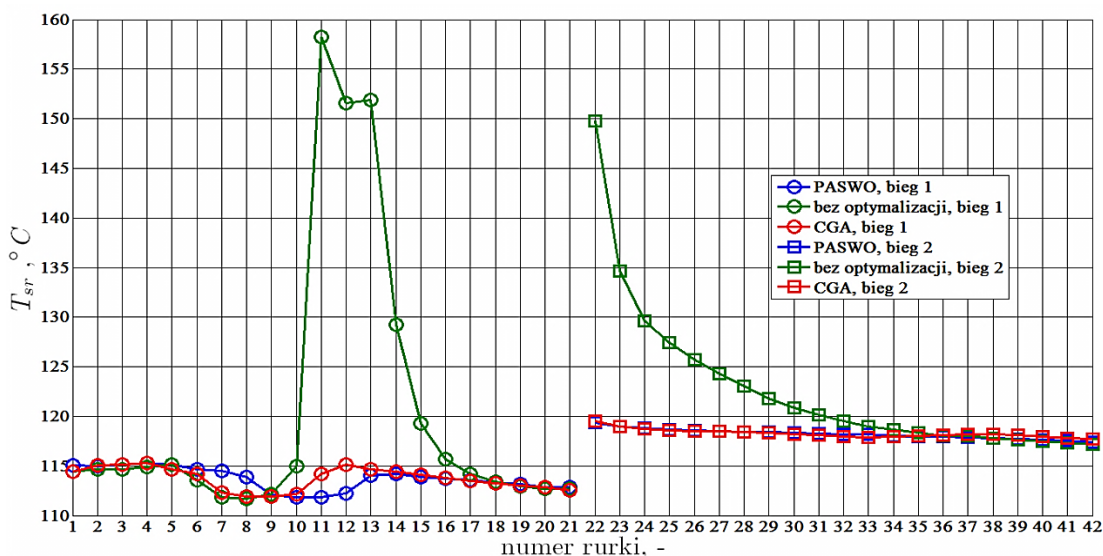


Rys. 10.11. Porównanie wartości masowego natężenia przepływu wody \dot{m} w drugim rzędzie rur wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi dla dotychczas stosowanego oraz nowego zoptymalizowanego kształtu kolektora zbiorczego (dla wielkości populacji $N_p = 16$)

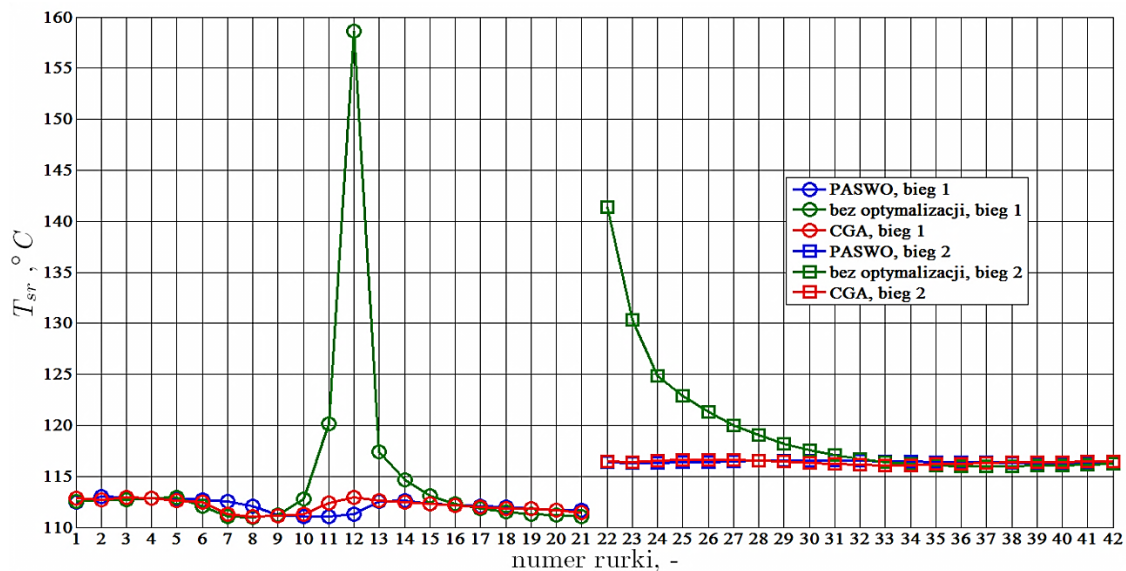
Porównując wyniki uzyskane dla klasycznej i zmodyfikowanej konstrukcji kolektora zbiorczego dla obu biegów wymiennika ciepła (rys. 10.10 i rys. 10.11) można zauważyć, że algorytmy optymalizacji CGA oraz PASWO pozwoliły znacząco poprawić rozpręty cieczy do poszczególnych jego rur. Ponadto można też zwrócić uwagę, że w nowej sytuacji nie występują przepływy nawrotne (znak \dot{m} jest ujemny dla pierwszego biegu, natomiast dodatni dla biegu drugiego we wszystkich rurkach wymiennika). Można przypomnieć, co jest też widoczne na rys. 10.10 i 10.11, że w tradycyjnym kształcie kolektora zbiorczego takie przepływy miały miejsce.

Najwyższe (bezwzględne) masowe natężenia przepływu (uwzględniając nowy kształt kolektora), wynoszące ok. 0.5 – 0.62 kg/s dla obu rzędów biegu pierwszego, odnotowano dla rur usytuowanych bezpośrednio pod króćcem wlotowym (rurki nr 7-10 dla CGA oraz 9-12 dla PASWO). W pozostałych rurach przepływy są wyrównane i wynoszą ok. 0.2 kg/s do 0.4 kg/s. Natomiast, w porównaniu z dotychczasowym rozwiązaniem kolektora zbiorczego największą poprawę warunków rozpręty udało się uzyskać dla rur obu rzędów w drugim biegu, gdzie masowe natężenia przepływu \dot{m} są praktycznie wyrównane i zmieniając się w zakresie ok. 0.25 kg/s do 0.4 kg/s.

Postępując analogicznie jak w przypadku poprzedniego kształtu kolektora zbiorczego, również dla jego zmodyfikowanej wersji określone zostały wartości średnie temperatury czynnika (wody) w połowie wysokości urządzenia (płaszczyzna ewaluacji $P_{i,6}$). Wyniki przedstawiono na rys. 10.12 (pierwszy rząd rur) i 10.13 (drugi rząd rur).



Rys. 10.12. Porównanie wartości temperatury czynnika (wody) T_{sr} w pierwszym rzędzie rur wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi dla dotychczas stosowanego oraz nowego zoptymalizowanego kształtu kolektora zbiorczego (dla wielkości populacji $N_p = 16$)

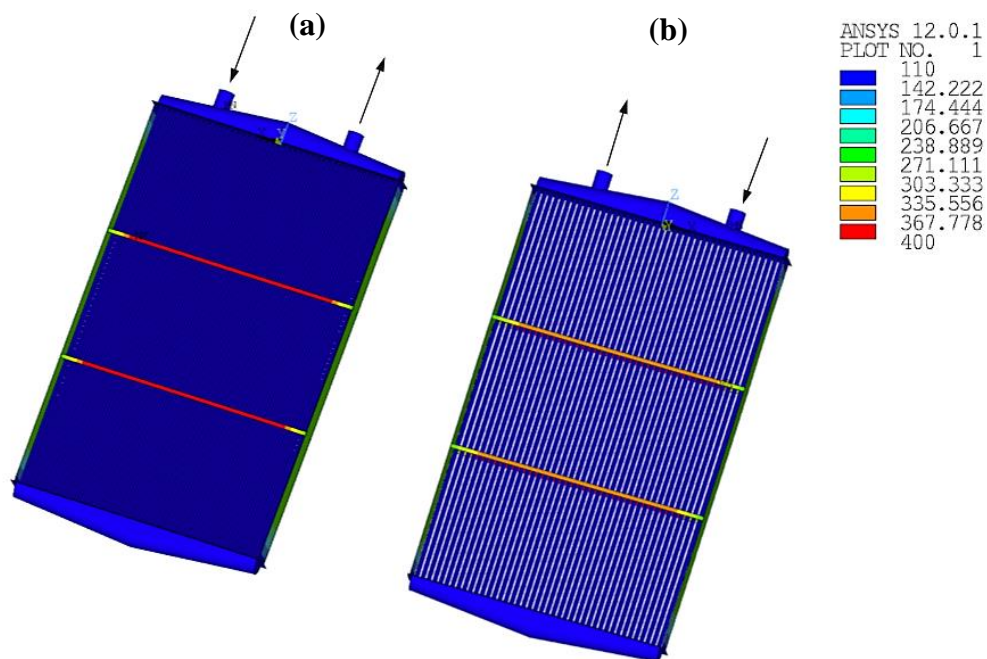


Rys. 10.13. Porównanie wartości temperatury T_{sr} drugim rzędzie rur wymiennika ciepła z oźebrowanymi rurami eliptycznymi dla dotychczas stosowanego oraz nowego zoptymalizowanego kształtu kolektora zbiorczego (dla wielkości populacji $N_p = 16$)

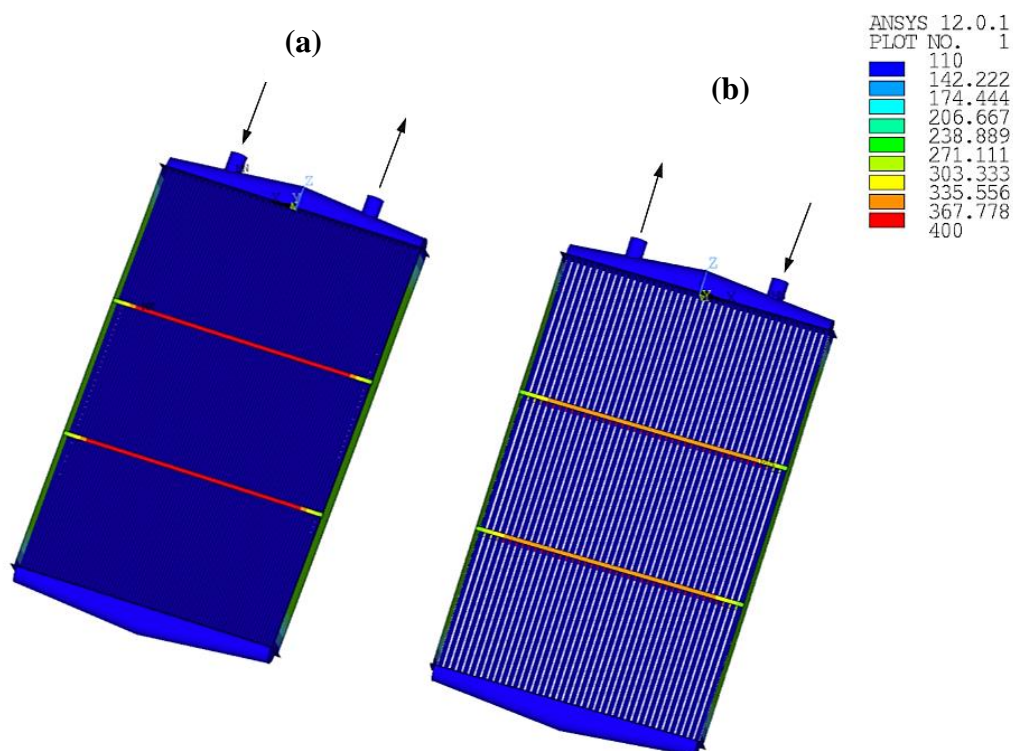
Analizując przedstawione na rys. 10.12 i 10.13 rozkłady temperatur czynnika w obu rzędach rur można zauważyć, że dla zmodyfikowanej konstrukcji kolektorów zbiorczych różnice pomiędzy wartościami T_{sr} dla rurek w poszczególnych biegach niewiele różnią się między sobą. Jest to zupełnie odmienne w porównaniu do dotychczas stosowanego kształtu kolektora.

Temperatury T_{sr} dla rurek poszczególnych biegów wymiennika ciepła są wyrównane, zatem warunki pracy urządzenia są korzystniejsze. Dlatego też należy przypuszczać, że również obciążenia konstrukcji będą mniejsze.

Postępując analogicznie jak w przypadku poprzedniego kształtu kolektora zbiorczego stworzony został model dyskretny nowego rozwiązania wymiennika (ze zmodyfikowanymi kolektorami), dla którego wyznaczono obciążenia termiczne i mechaniczne. Wyniki rozkładów temperatury powierzchni środkowej elementów konstrukcji, dla nowych warunków, pokazano na rys. 10.14 (wykorzystując wyniki optymalizacji otrzymane za pomocą algorytmu CGA, czyli $\mathbf{X}_{opt, CGA}$, dla $N_p = 16$ - tabela 10.4) i na rys. 10.15 (wykorzystując wyniki optymalizacji otrzymane za pomocą algorytmu PASWO, czyli $\mathbf{X}_{opt, PASWO}$, dla $N_p = 16$, tabela 10.5).

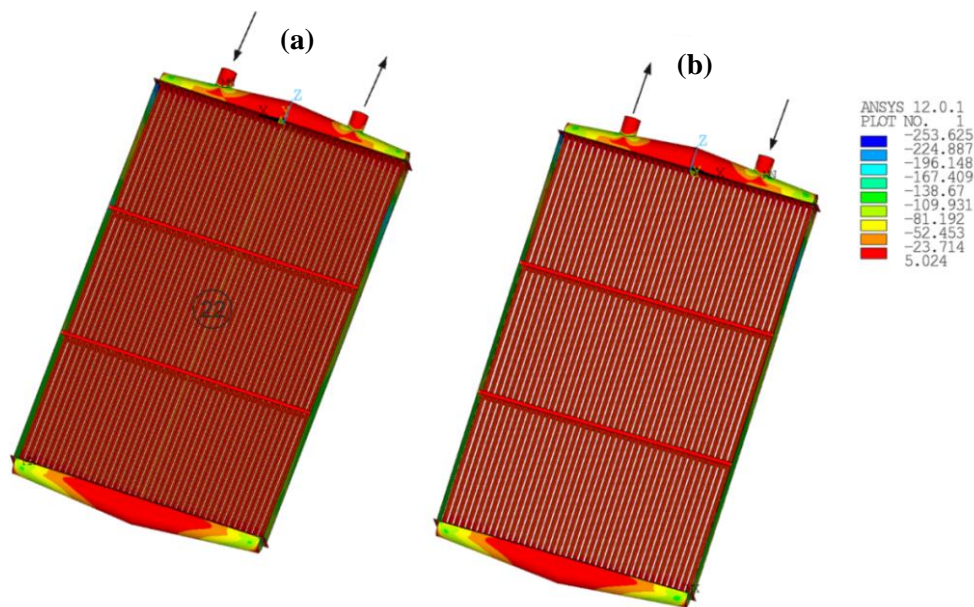


Rys. 10.14. Obciążenie termiczne konstrukcji wymiennika ciepła z rurami eliptycznymi ożebrowanymi dla zmodyfikowanego kolektora zbiorczego o parametrach geometrycznych uzyskanych na podstawie wektora zmiennych decyzyjnych $X_{opt,CGA}$: a) pierwszy rząd rur, b) drugi rząd rur

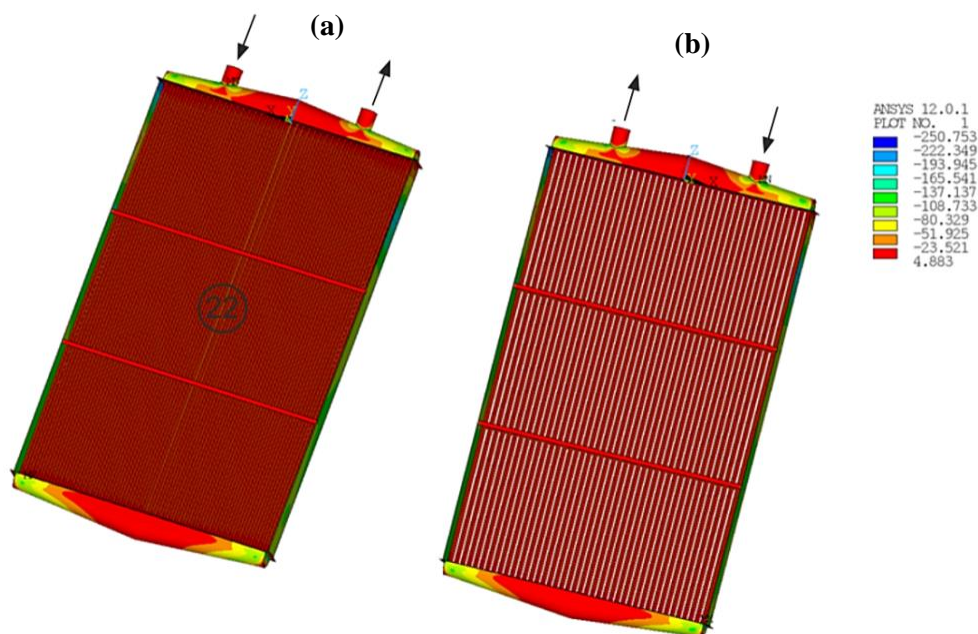


Rys. 10.15. Obciążenie termiczne konstrukcji wymiennika ciepła z rurami eliptycznymi ożebrowanymi dla zmodyfikowanego kolektora zbiorczego o parametrach geometrycznych uzyskanych na podstawie wektora zmiennych decyzyjnych $X_{opt,PASWO}$: a) pierwszy rząd rur, b) drugi rząd rur

Na podstawie rys. 10.14 i 10.15 można zauważyć, że temperatury ścianki rur nie przekraczają 140 °C (algorytm CGA) i 135 °C (algorytm PASWO). Jest to sytuacja znacznie korzystniejsza w porównaniu z poprzednim rozwiązaniem. Otrzymane dzięki tym obciążeniom naprężenia ściskające w elementach analizowanej nowej konstrukcji pokazano na rys. 10.16 i 10.17.



Rys. 10.16. Rozkłady naprężeń ściskających i rozciągających w konstrukcji wymiennika ciepła z rurami eliptycznymi ożebrowanymi dla zmodyfikowanego kolektora zbiorczego o parametrach geometrycznych uzyskanych na podstawie wektora zmiennych decyzyjnych $X_{opt,CGA}$:
a) pierwszy rząd rur, b) drugi rząd rur

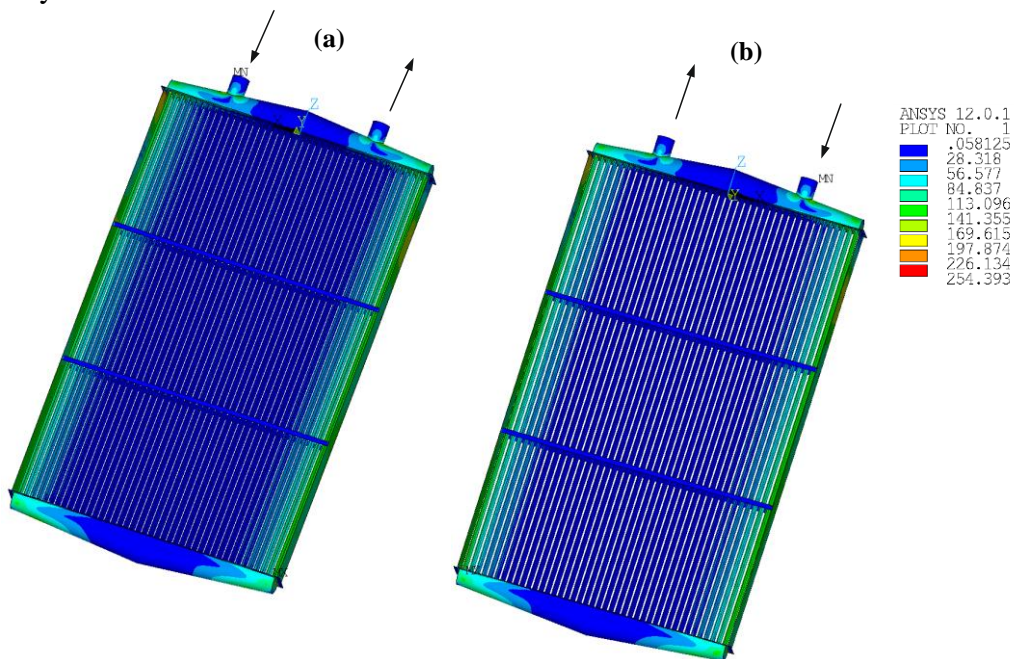


Rys. 10.17. Rozkłady naprężeń ściskających i rozciągających w konstrukcji wymiennika ciepła z rurami eliptycznymi ożebrowanymi dla zmodyfikowanego kolektora zbiorczego o parametrach geometrycznych uzyskanych na podstawie wektora zmiennych decyzyjnych $X_{opt,PASWO}$:
a) pierwszy rząd rur, b) drugi rząd rur

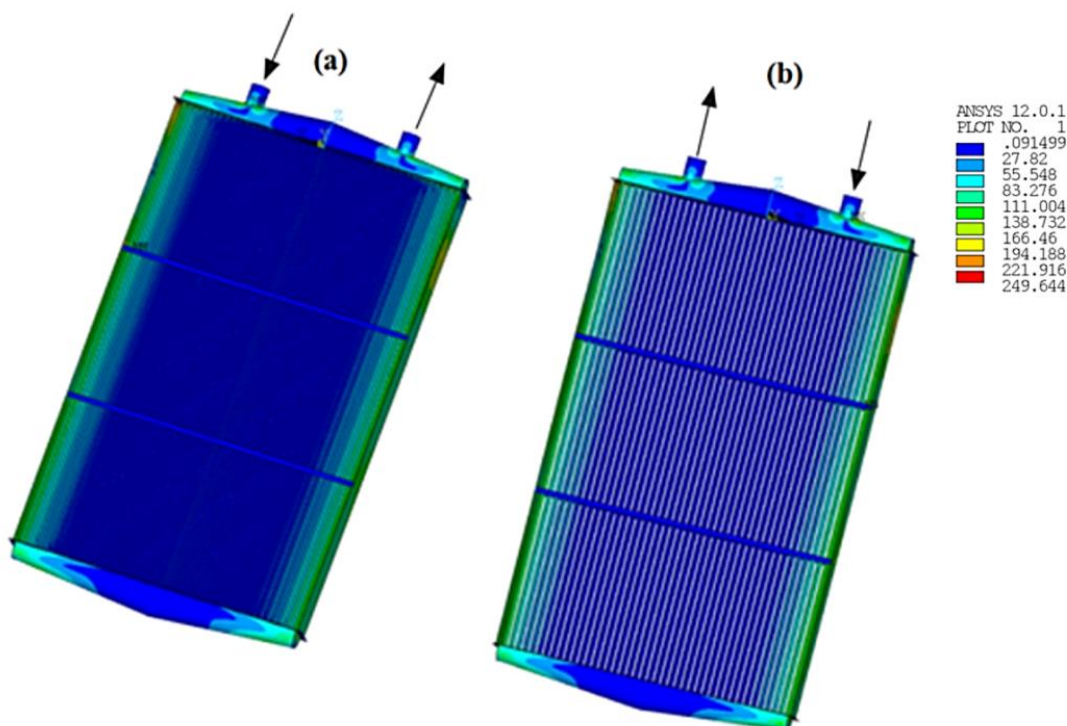
Analiza rysunków 10.16 i 10.17 pozwala stwierdzić, to czego należało się spodziewać na podstawie pokazanych na rys. 10.14 i 10.15 obciążeń termicznych, że naprężenia w rurach wymiennika są zdecydowanie niższe niż w przypadku wcześniejszego rozwiązania konstrukcyjnego kolektorów zbiorczych (patrz rys. 9.9). Można dodać, że w większości rur panują naprężenia rozciągające (kolor czerwony), natomiast jedynie w rurze nr 22 (tj. drugi bieg, rząd pierwszy) naprężenia są ściskające co wynika z wyższej temperatury jej ścianki w porównaniu z rurką sąsiednią nr 21 (tj. bieg pierwszy, rząd pierwszy). Mimo wszystko wartość naprężenia ściskającego σ_{sc} w rurze nr 22 wynosi ok 26 MPa (dla CGA) oraz 23 MPa (dla PASWO), co jest ponad dwukrotnie niższe niż $\sigma_{kr,wyb} = 56$ MPa. Fakt ten świadczy

o poprawności zaproponowanego nowego kształtu kolektora zbiorczego i uzyskanych dzięki temu rozpliwów czynnika w przestrzeni rurowej wymiennika, co poprawia zdecydowanie bezpieczeństwo jego eksploatacji.

Rozkłady naprężeń zredukowanych dla obu użytych sposobów optymalizacji zaprezentowano na rys. 10.18 i 10.19.



Rys. 10.18. Rozkłady naprężeń zredukowanych (hipoteza Hubera) w konstrukcji wymiennika ciepła z rurami eliptycznymi ożebrowanymi dla zmodyfikowanego kolektora zbiorczego o parametrach geometrycznych użytych na podstawie wektora zmiennych decyzyjnych $\mathbf{X}_{opt,CGA}$:
a) pierwszy rząd rur, b) drugi rząd rur



Rys. 10.19. Rozkłady naprężeń zredukowanych (hipoteza Hubera) w konstrukcji wymiennika ciepła z rurami eliptycznymi ożebrowanymi dla zmodyfikowanego kolektora zbiorczego o parametrach geometrycznych użytych na podstawie wektora zmiennych decyzyjnych $\mathbf{X}_{opt,PASWO}$:
a) pierwszy rząd rur, b) drugi rząd rur

Wyniki pokazane na rys. 10.18 i 10.19 wskazują, że wartości naprężeń zredukowanych w konstrukcji wymiennika ciepła z nowym kształtem kolektorów zbiorczych są niższe,

w porównaniu z jego wcześniejszą wersją (patrz rys. 9.10). W przypadku zastosowania kolektora o parametrach wg. $\mathbf{X}_{opt, CGA}$ zostało ono obniżone z 293 MPa do 254 MPa, a przy wersji wg. $\mathbf{X}_{opt, PASWO}$ do 250 MPa (podane liczby dotyczą największych wartości naprężenia zredukowanego w konstrukcji).

W tabeli 10.6 zestawiono (w formie podsumowania uzyskanych w wyniku przeprowadzonej analizy danych) maksymalne wartości: temperatury ścianki rury eliptycznej (powierzchnia czołowa, $\xi=1$, rząd pierwszy), naprężenia ściskającego (w rurach) i zredukowanego w konstrukcji wymiennika z tradycyjnym i zmodyfikowanym kształtem kolektorów zbiorczych.

Tabela 10.6. Wartości maksymalnej temperatury T_{max} , maksymalnych naprężeń ściskających ($\sigma_{sc, max}$) w rurze oraz maksymalnych naprężeń zredukowanych ($\sigma_{zred, max}$) w konstrukcji wymiennika ciepła

	Dotychczas stosowany kolektor zbiorczy	Zmodyfikowany kolektor zbiorczy, wg. $\mathbf{X}_{opt, CGA}$	Zmodyfikowany kolektor zbiorczy, wg. $\mathbf{X}_{opt, PASWO}$
$\sigma_{zred, max}$ (dla całego wymiennika), MPa	293	254.6	249.6
$\sigma_{sc, max}$ (dla rur), MPa	105	26	23
T_{max} (dla rur), °C	185.5	136	134

Analizując zestawione w tabeli 10.6 dane widać wyraźnie, że nowe rozwiązanie kształtu kolektora zbiorczego pozwala znacząco zmniejszyć obciążenie oraz naprężenia, szczególnie ściskające w rurkach wymiennika. Fakt ten sprawia, że urządzenie jest w zdecydowanie mniejszym stopniu narażone na ewentualne uszkodzenia (a właściwie zagrożenie takie jest praktycznie wyeliminowane). Zaproponowany nowy kształt kolektorów spełnia swoje zadanie, a metodyka obliczeń optymalizacyjnych w połączeniu ze sprzężoną analizą przepływo-wo-ciepłą i wytrzymałościową jest efektywnym narzędziem wspomagającym projektowanie tego typu urządzeń.

11. Uwagi końcowe i wnioski

Zapewnienie bezpieczeństwa i odpowiedniej żywotności cieplnym urządzeniom energetycznym obok konieczności utrzymywania wymaganych parametrów pracy stanowią jedne z ważniejszych zagadnień związanych z realizowanymi dzięki nim różnorodnymi procesami. Dotyczy to również wymienników ciepła, w tym tych z rozwiniętymi powierzchniami, co zazwyczaj uzyskuje się poprzez ożebrowanie ich rur. Stosowane są one zazwyczaj tam, gdzie ciepło jest wymieniane pomiędzy czynnikami charakteryzującymi się dość różniącymi się własnościami, jak np. spaliny-woda czy powietrze-płyny chłodzące. Wysokie parametry tych czynników (temperatura, ciśnienie), niekiedy agresywność, a często też zawarte w nich sole, powodujące zanieczyszczanie powierzchni, mogą być przyczynami różnych awarii. Do najczęstszych należą uszkodzenia rur, mogące mieć brzemienne w skutkach konsekwencji.

Używane w biurach projektowych programy wykorzystujące normy, takie jak np. PN-EN 13445, Asme VIII Div.1 i Div.2 nie zawsze prawidłowo przewidują obciążenia cieplne i mechaniczne wymienników ciepła. Dlatego mogą być one albo zbyt wysokie, albo zbyt niskie. Pierwsze z wymienionych prowadzi do przewymiarowania konstrukcji, drugie zwiększa ryzyko np. wcześniejszego zużycia i awaryjność urządzenia. Zazwyczaj też programy te nie pozwalają na symulacje warunków odbiegających od „normalności”, np. wpływu obecności kamienia kotłowego na parametry pracy i innych wynikających stąd konsekwencji dla konstrukcji.

Biorąc pod uwagę, że nie zawsze istnieje świadomość projektantów i użytkowników, że rozwiązanie konstrukcyjne wymiennika ciepła jest przyczyną pojawiających się nieprawidłowości w jego eksploatacji, a nawet jego uszkodzeń, w zrealizowanej rozprawie doktorskiej zaproponowano metodykę obliczeniową, umożliwiającą dokonywanie analiz warunków pracy takich urządzeń. Metodyka ta pozwala przeprowadzać:

- analizy procesowe,
- analizy wytrzymałościowe,
- optymalizację konstrukcji,
- symulacje, które umożliwiają identyfikację miejsc konstrukcji szczególnie narażonych na uszkodzenie.

Proponowana metodyka podanych analiz oparta jest na komputerowych symulacjach warunków pracy wymienników ciepła. Wykorzystują one nowoczesne narzędzia numeryczne do analiz przepływowych (CFD), cieplnych (CFD, MES) oraz wytrzymałościowych (MES) wymienników ciepła. Analizy te pozwalają kompleksowo zbadać warunki pracy wymienników ciepła oraz ocenić czy w konstrukcji nie zostały przekroczone np. naprężenia dopuszczalne.

Opracowaną metodykę sprzężonej analizy przepływowo-cieplnej i wytrzymałościowej wykorzystano w przykładowych obliczeniach dla dwubiegowego, dwurzędowego, wymiennika ciepła typu spaliny-woda z ożebrowanymi rurami eliptycznymi. Powodem wyboru takiej konstrukcji, był fakt dysponowania danymi dotyczącymi uszkodzeń dwóch podobnych konstrukcji. Pozwoliło to na weryfikację poprawności działania opracowanej metodyki.

W związku z powyższym w niniejszej rozprawie rozwiązywano następujące zadania:

- obliczenia przepływowo-cieplne opływu pęku rur eliptycznych pozwalające na wyznaczenie zastępczego współczynnika wnikania ciepła od spalin do wody płynącej przestrzenią rurową,

- weryfikacja doświadczalna stosowalności do analiz przepływowo-ciepłych wymiennika ciepła z rurami eliptycznymi modeli turbulencji: k-epsilon, k-omega, SST, SST-TR,
- implementacja w formie funkcji użytkownika modelu odparowania Steinera-Taborka, pozwalającego określić współczynnik wnikania ciepła od mieszaniny parowo-wodnej do ścianki rury eliptycznej,
- obliczenia temperatury środkowej powierzchni ścianek rur eliptycznych dla przypadku, gdy brak jest wewnątrz kamienia kotłowego i gdy on tam się znajduje (przy wykorzystaniu własnego programu obliczeniowego, opartego na metodzie MES),
- obliczenia temperatury środkowej powierzchni pozostałych elementów konstrukcji wymiennika ciepła (z wyłączeniem rur gdyż te obliczono jak wyżej),
- obliczenia wytrzymałościowe konstrukcji wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi, zarówno przy braku kamienia kotłowego na wewnętrznej powierzchni ścianek rur eliptycznych, jak i gdy występuje on w wybranych rurach.

Przeprowadzone analizy warunków pracy wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi wykonano poprzez zintegrowanie zagadnień obejmujących rozptyły czynników roboczych, obciążenia termiczne i wynikające z nich efekty wytrzymałościowe, biorąc pod uwagę całe urządzenie, a nie tylko wybrane jego fragmenty.

Zaproponowana metodyka sprzężonych analiz przepływowo-ciepłych i wytrzymałościowych warunków pracy wymienników ciepła pozwala na:

- weryfikację prawidłowości rozptyłów w przestrzeni rurowej,
- wyznaczenie parametrów związanych z opływem rur eliptycznych przez spaliny (rozkłady zastępczych współczynników wnikania ciepła od czynnika płynącego w przestrzeni międzyrurowej do ścianek rur),
- określenie temperatur ścianek elementów konstrukcji wymiennika ciepła (w tym temperatury środkowej powierzchni, ważnej z uwagi na określane później naprężenia),
- uwzględnienie możliwości odparowania czynnika wewnątrz rur, a także określenie odpowiadających temu zjawisku wartości współczynników wnikania ciepła,
- określenie stanu wyężenia konstrukcji (rozkłady przemieszczeń, naprężeń zredukowanych i ściskających),
- wyznaczenie stref rur wymiennika ciepła, w których wartości naprężeń są wyższe niż dopuszczalne.

Wymienione powyżej zagadnienia obejmują przypadki zarówno, gdy wewnątrz rur brak jest kamienia kotłowego jak i gdy on w nich występuje.

Opracowana metodyka w odniesieniu do obliczeń przepływowo-ciepłych wymiennika ciepła z ożebrowanymi rurami eliptycznymi uwzględnia sprzężoną wymianę ciepła czynnik w przestrzeni międzyrurowej – ścianka – czynnik w przestrzeni rurowej. Sprzężenie to wykonano przy zastosowaniu własnego programu sterującego obliczeniami serwera CFD – ANSYS CFX.

Wykonane badania laboratoryjne pozwalają zalecić model turbulencji SST, uwzględniający tzw. turbulencję przejściową (w pracy nazwany roboczo SST-TR), jako najdokładniejszy w modelowaniu sprzężonych analiz przepływowo-ciepłno-wytrzymałościowych dla rur eliptycznych.

Poprawność proponowanej metodyki pozytywnie weryfikuje potwierdzenie się miejsc wskazywanych dzięki symulacjom numerycznym i faktycznie występujących w urządzeniach, które uległy awarii.

Mimo zastosowania w opracowanej metodyce pewnych uproszczeń (jak np. przyjęcie elementów powłokowych zamiast elementów trójwymiarowych do modelowania stanu naprężenia czy też dwuwymiarowego pola temperatury w przekroju ścianek rur) jej dokładność jest zadowalająca. Dzięki takiemu podejściu możliwe stało się wykonywanie pełnych analiz sprzężonych (dla całej konstrukcji a nie tylko dla wybranych elementów czy też ich fragmentów). W przedmiotowej literaturze brak jest tego typu podejścia. Z reguły wykonywane są np. sprzężone analizy dla pojedynczych elementów urządzenia lub też wytrzymałościowe dla całego urządzenia, ale dla maksymalnych możliwych parametrów pracy (ciśnienie, temperatura), bez szczegółowej analizy i optymalizacji procesów przepływowo-ciepłnych w urządzeniu (np. z uwzględnieniem obecności zanieczyszczeń powierzchni ogrzewalnych).

W pracy zaproponowano nowy kształt kolektorów zbiorczych wymiennika ciepła, który zwiększa przestrzeń rozptywu czynnika roboczego w przestrzeni rurowej (rury oraz kolektory) w porównaniu z dotychczasową konstrukcją. Dla zaproponowanego w pracy rozwiązania, przeprowadzone obliczenia z wykorzystaniem opracowanej metodyki pozwoliły stwierdzić, że nowe rozwiązanie poprawia zdecydowanie rozptywy w urządzeniu. Do optymalizacji kształtu kolektora zbiorczego wykorzystano programy własne, oparte na algorytmach heurystycznych, tj:

- algorytmie genetycznym dla liczb rzeczywistych (CGA),
- algorytmie optymalizacji Metodą Roju Cząstek (PASWO)

Algorytmy te zostały zaimplementowane w języku programowania MATLAB, następnie sprzężone z modułami służącymi do generacji modeli geometrycznych i dyskretnych wymiennika ciepła oraz solverem CFD – ANSYS CFX. Optymalizacja kształtu kolektora zbiorczego wymiennika ciepła z rurami eliptycznymi ożebrowanymi pozwoliła na:

- uniknięcie przepływów nawrotnych w rurach wymiennika ciepła (przepływy te są bardzo niekorzystne, gdyż ciecz płynąca w nich nagrzewa się wielokrotnie, przez co może dochodzić do jej odparowania, co przyspiesza wytwarzanie się kamienia kotłowego),
- uzyskanie kilkukrotnie wyższych (do 10 razy) prędkości przepływu w newralgicznych (narażonych na wyboczenie i pęknięcie) strefach rur wymiennika ciepła, co służy poprawie efektywności pracy urządzenia jak również redukuje naprężenia termiczne
- zmniejszenie naprężeń zredukowanych (hipoteza Hubera) oraz ściskających w konstrukcji wymiennika ciepła, do poziomu nieprzekraczającego wartości naprężeń dopuszczalnych. W rurkach wymiennika ciepła uzyskano naprężenia ściskające dwukrotnie niższe niż naprężenia dopuszczalne, natomiast naprężenia zredukowane w konstrukcji wymiennika ciepła przyjmowały wartości dużo niższe niż granica plastyczności.

Zaprezentowana w rozprawie doktorskiej metodyka obliczeń sprzężonych oraz przedstawiony sposób optymalizacji konstrukcji wymiennika ciepła z rurami eliptycznymi ożebrowanymi mogą zostać zastosowane również dla wymienników ciepła innego typu – np. płaszczowo-rurowych. Dlatego też przedstawione w pracy analizy można z powodzeniem stosować zarówno, jako narzędzie wspomagające obliczenia projektowe jak i proces optymalizacji warunków pracy wymienników ciepła.

Literatura

1. Akin J.E. (1994): *Finite Elements for analysis and design*, Academic Press, San Diego
2. Allgower E.L., Georg K. (1990): *Computational Solution of Nonlinear Systems of Equations*, American Mathematical Society
3. Anderson J (1995): *Computational Fluid Dynamics: The basics with applications*, McGraw Hill
4. ASME VIII (2001): Norma ASME Boiler and Pressure Vessel Code Section VIII, Division 1,
5. Bansat B., Müller-Steinhagen H. (1993): *Crystallization fouling in plate heat exchangers*, ASME J. Heat Transfer, Vol. 115, str. 584-591
6. Bergman T.L., Lavine A., Incropera F., DeWitt D.P. (2011): *Fundamentals of heat and mass transfer 7ed*, Wiley
7. Björck A. (1996): *Numerical methods for least squares problems*, SIAM
8. Bochenek B., Krużalecki J. (2007): *Optymalizacja stateczności konstrukcji: współczesne problemy*, Wydawnictwo Politechniki Krakowskiej
9. Bott T.R. (1995): *Fouling of Heat Exchangers*, Elsevier
10. Bury T., Składzień J. (2011): *Prediction of a cross-flow heat exchanger performance in media flow maldistribution conditions*, Arch. Energetyki, Tom 41, nr 3/4, str. 65-76
11. Bury T. Składzień J. Widziewicz K (2010): *Experimental and numerical analyses of finned cross flow heat exchangers efficiency under non-uniform gas inlet flow conditions*, Archives of Thermodynamics; Vol. 31(4), str. 133-144, Gdańsk
12. Bury T., Składzień J. (2010): *Analiza termodynamiczna krzyżowoprądowego wymiennika ciepła z uwzględnieniem lokalnych i średnich wartości współczynnika wnikania ciepła oraz nierównomierności dopływu czynników*, XIV Sympozjum Wymiany Ciepła i Masy, SWCiM-2010, Szczecin
13. Butrymowicz D., Trela M. (2001): *Effects of fouling and inert gases on performance of recuperative feed-water heaters*, Archives of Thermodynamics, No. 1-2, Vol. 23
14. Catalano P., Vitagliano P.L (2006): *A scalable wall function approach for high Reynolds number flows*, European Conference For Aerospace Sciences (EUCASS)
15. CFX-5 (2012): *CFX Solver Theory Guide*, CFX-International
16. Challenger N.V., Phaal R, Garwood S.J. (1995): *Fracture mechanics assessment of industrial pressure vessel failures*, Int. Journ. of Pressure Vessels and Piping, Vol 61(2-3), Elsevier, str. 433-456
17. Chen J.C. (1963): *A correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow*. ASME preprint 63-HT-34 presented at 6th National Heat Transfer Conference, Boston
18. Chen S., Holm D., D.Margolin L.G., Zhang R. (1999): *Direct Numerical Simulations of the Navier Stokes Alpha Model*, Physica D, Vol 133, str. 66–83
19. Chen Z. (2011): *The Finite Element Method Its Fundamentals and Applications in Engineering*, World Scientific
20. Chorin J. (1994): *Vorticity and Turbulence*, Springer
21. Christie W.W. (2007): *Boiler-Waters, Scale, Corrosion, Foaming*, Fork Press
22. Chudzik A.A. (2012): *Numerical Analysis of the Structural Stability of Heat Exchangers – The FEM Approach*, Heat Exchangers - Basics Design Applications praca zbiorowa pod redakcją Jovana Mitrovica, InTech
23. Chung T.J. (2010): *Computational Fluid Dynamics 2ed*, Cambridge Univ. Press.
24. Clerc M. (2010): *Particle Swarm Optimization*, ISTE
25. Cohen I.M., Kundu P.K. (2004): *Fluid Mechanics 3ed*, Elsevier – Academic Press
26. Collier J.G. Thome J.R (1996): *Convective Boiling and Condensation 3ed*, Oxford Univ.

Press

27. Dai S.H. (1997): *Failure analysis and life prediction of a set of extra high pressure heat exchangers containing defects*, Int. Journ. of Pressure Vessels and Piping, Vol 70(3), Elsevier, str. 197-200
28. Dai S.H. (1998): *Methodology for predicting the occurrence of failure events for pressure vessels used in the process industry*, Int. Journ. of Pressure Vessels and Piping, Vol 75(3), Elsevier, str. 221-228
29. Davies A.A. (2011): *The Finite Element Method An Introduction with Partial Differential Equations 2ed*, Oxford University Press
30. Davis T.A. (2006): *Direct Methods for Sparse Linear Systems*, SIAM
31. Dorigo M., Stützle T. (2004): *Ant Colony Optimization*, MIT Press
32. Dyrektywa 97/23/WE Parlamentu Europejskiego i Rady z dnia 29 maja 1997.
33. Elsner J.W. (1987): *Turbulencja przepływów*, PWN
34. Ferziger J.H., Peric M. (2001): *Computational Methods for Fluid Dynamics 3ed*, Springer
35. FLUENT 12.0 (2012):, *ANSYS FLUENT 12.0 Theory Guide*, ANSYS Inc.
36. Fortuna Z., Macukow B., Wąsowski J. (2006): *Metody Numeryczne*, WNT
37. Freeborn J., Lewis D. (1962): *Initiation of boiler scale formation* J. Mech. Sci. Vol (4):, str. 46-52
38. Gawande S.H., Keste A.A., Navale L.G., Nandgaonkar M.R., Sonawane V.J., Ubarhande U.B. (2011): *Design Optimization of Shell and Tube Heat Exchanger by Vibration Analysis*, Modern Mechanical Engineering, Vol. 1, str. 6-11
39. Gen M., Cheng R. (1997): *Genetic Algorithms and Engineering Design*, Wiley
40. Goyder H.G. (2002): *Flow-Induced Vibration in Heat Exchangers*, Chemical Engineering Research and Design, Vol. 80(3), str 226-232
41. Grotjans H., Menter F. (1998): *Wall functions for general application CFD codes*. Proc. 4th European Computational Fluid Dynamics Conference, Ateny, John Wiley & Sons Ltd., str. 1112-1117
42. Haupt R.L., Haupt S.E. (2004): *Practical Genetic Algorithms 2ed*, Wiley
43. Heselton K.E. (2005): *Boiler Operator's handbook*, The Fairmont Press
44. Hewitt G.F, Roberts D.N. (1969):, *Studies of two-phase flow patterns by simultaneous X-ray and flash photography*, AERE-M1259, HMSO
45. Heyt J.W, Diaz M.J. (1975): *Pressure Drop in Flat-Oval; Spiral Air Ducts*, ASHRAE Transactions, Vol. 81 (2)
46. Hinze J.O. (1975): *Turbulence 2ed*, McGraw-Hill
47. Hjelmstad K.D. (2004): *Fundamentals of Structural Mechanics*, Springer
48. Hong Y. (2007): *Composite Fouling on Heat Exchanger Surfaces*, Nova Science
49. Hooke R., Jeeves T.A. (1961): *Direct search solution of numerical and statistical problems*. Journal of the Association for Computing Machinery (ACM):, Vol. 8 (2), str. 212-229
50. Ibrahim T.A., Gomma A. (2009): *Thermal performance criteria of elliptic tube bundle in crossflow*, International Journal of Thermal Sciences, Vol. 48, Issue 11, str. 2148-2158
51. Incopera F., DeWitt D.P., Bergman T.L., Lavine A. (2006a): *Introduction to heat transfer 6ed*, Wiley
52. Incopera F.P., DeWitt D.P., Bergman T.L., Lavine A.S. (2006b): *Fundamentals of Heat and Mass transfer 6ed*, Wiley
53. Jang, J.Y., Yang, J.Y (1998): *Experimental and 3-D Numerical Analysis of the Thermal-Hydraulic Characteristics of Elliptic Finned-Tube Heat Exchangers*, Heat Transfer Engineering, Vol. 19, str. 55-67
54. Jaworski Z. (2005): *Numeryczna mechanika płynów w inżynierii procesowej*, Wydawnic-

two Exit

55. Jones R.M. (2006): *Buckling of Bars, Plates and Shells*, Bull Ridge Publishing
56. Jones R.M. (2009): *Deformation Theory of Plasticity*, Bull Ridge Publishing
57. Kader B.A. (1981): *Temperature and concentration profiles in fully turbulent boundary layers*, Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol. 24(9), str. 1541-1544
58. Kakac S., Bergles A.E., Mayinger F. (1981): *Heat exchangers: thermal-hydraulic fundamentals and design*, Hemisphere
59. Kandlikar S G. (1999): *Handbook of Phase Change: Boiling and Condensation*, CRC Press
60. Kattan P I. (2007): *MATLAB Guide to Finite Elements: An Interactive Approach 2ed*, Springer
61. Kendell A., Atkinson (1988): *An introduction to numerical analysis 2ed.*, Wiley
62. Kennedy J., Eberhart R.C. (1995): *Particle swarm optimization*, Proc. IEEE Int. Conf. on Neural Networks, IV. Piscataway, NJ: IEEE Service Center, str. 1942–1948.
63. Kennedy J., Eberhart R.C. (2001): *Swarm Intelligence*, Morgan Kaufmann.
64. Khushnood S., Khan Z.M., Malik M.A, Koreshi Z.U., Khan M. A. (2004): *A review of heat exchanger tube bundle vibrations in two-phase cross-flow*, Nuclear Engineering and Design, Vol. 230, str. 233-251
65. Kiusalaas J. (2009): *Numerical Methods in Engineering with MATLAB 2ed*, Cambridge Univ. Press.
66. Klimenko V.V. (1988): *A generalized correlation for two-phase forced flow heat transfer*, Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 31, str. 541-552
67. Krishnamoorthy C.S. (2007): *The Finite Element Analysis Theory & Practice*, Tata-McGraw Hill
68. Kutateladze S.S. (1948): *On Transition to film boiling under natural convection*, Kotloturbostroenie, Vol. 3(10)
69. Kwon Y.W., Bang H. (2005): *The Finite Element Method using MATLAB 2ed*, CRC Press,
70. Langtry R.B., Menter F.R. (2005): *Transition Modeling for General CFD Applications in Aeronautics*, AIAA paper
71. Launder B.E., Sharma B. I. (1974a):, *Application of the Energy-Dissipation Model of Turbulence to the Calculation of Flow Near a Spinning Disc*, Letters in Heat and Mass Transfer, Vol. 1(2), str. 131-138
72. Launder B.E., Spalding D.B. (1974b): *The numerical computation of turbulent flows*, Comp. Meth. in Appl. Mech. & Eng., Vol. 3, str.269-274
73. Lechner R., Menter F. (2004): *Development of a rough wall boundary condition for w-based turbulence models*, Technical Report ANSYS / TR-04-04
74. Lewis R.W., Nithiarasu P., Seetharamu K.N. (2004): *Fundamentals of the Finite Element Method for heat and fluid flow*, Wiley
75. Li B., Feng B., He Y.L., Tao W.Q. (2006): *Experimental study on friction factor and numerical simulation on flow and heat transfer in an alternating elliptical axis tube*, Appl. Therm. Eng. 26 (17–18):, str. 2336–2344
76. Liang C., Papadakis G. (2007): *Large eddy simulation of cross-flow through a staggered tube bundle at subcritical Reynolds number*, Journal of Fluids and Structures, Vol. 23, str 1215-1230
77. Livsey W.O, Jonejo A.A., (1976): *The collapse of heat exchanger tubes with ovality and simulated defects*, Int. Journ. of Pressure Vessels and Piping, Vol 4(1), Elsevier, str. 47-61
78. Logan D.L. (2011): *A First Course in the Finite Element Method 5ed*, Cengage Learning
79. Łopata S., Krzanowski W., Pytel S., Ocioń P. (2009): *Analiza przyczyn awarii wymiennika ciepła typu spaliny-woda oraz zalecenia zmian konstrukcyjnych w celu zapewnienia jego poprawnej eksploatacji – praca zlecona nieopublikowana, nr rejestru PK M-5/429/2009*

80. Łopata S., Maludziński B. (2007): *O uszkodzeniu kotłów grzewczych i jego przyczynach*, Ciepłownictwo, Ogrzewnictwo, Wentylacja, nr. 5
81. Łopata S., Ocloń P (2012a): *Modelling and Optimizing Operating Conditions of Heat Exchanger with Finned Elliptical Tubes*, *Fluid Dynamics, Computational Modeling and Applications* – praca zbiorowa pod redakcją H.Juareza, InTech
82. Łopata S., Ocloń P (2012b): *Analysis of operating conditions for high performance heat exchanger with the finned elliptical tube*, *Rynek Energii* nr 5, Kaprint, Lublin
83. Łopata S., Ocloń P. (2010): *Investigation of the flow conditions in a high-performance heat exchanger*, *Archives of Thermodynamics*; Vol. 31(3), str. 37-50, Gdańsk
84. Łopata S., Ocloń P. (2011): *The Stress State analysis of the high performance heat exchanger*, *Czasopismo Techniczne, Mechanika 4-M/2011/B*, wyd. Politechniki Krakowskiej, str. 360-368, Kraków
85. Liu M.S., Dong Q.W., Wang D.B. Ling X. (1999): *Numerical simulation of thermal stress in tube-sheet of heat transfer equipment*, *Int. Journ. of Pressure Vessels and Piping*, Vol 76(10), str. 671-675
86. Makishi O., Fujii T., Kawabe A., Tamagawa T. (2002): *Measurement of the thermal resistance of scale on the inner surfaces of boiler tubes*, *Wiley, Heat-Trans. Assian Research*, Vol. 31 (2), str. 117-127
87. Marquardt D. (1963): *An Algorithm for Least-Squares Estimation of Nonlinear Parameters*, *SIAM Journal on Applied Mathematics*, Vol. 11 (2), str. 431–441
88. Matos R.S., Vargas J.V.C., Laursen T.A., Bejan T.A. (2004): *Optimally staggered finned circular and elliptic tubes in forced convection*, *Int. J. Heat Mass Transfer* 47, str. 1347–1359
89. Menter F., Ferreira J.C., Esch T., Konno B. (2003): *The SST Turbulence Model with Improved Wall Treatment for Heat Transfer Predictions in Gas Turbines*, *International Gas-Turbine Congres*, Tokio
90. Menter F.R. (1993): *Zonal two equation k- ω turbulence models for aerodynamic flows*. AIAA Paper
91. Menter F.R., Egorov Y (2005a): *SAS turbulence modelling of technical flows* Proc. DLES-6. Conference, Poitiers, France, September 12–14
92. Menter F.R., Egorov Y. (2005b): *A scale-adaptive simulation model using two-equation models*. AIAA Paper
93. Menter F.R., Egorov Y. (2004): *Re-visiting turbulence scale equation*, *Symposium IU-TAM*
94. Menter F.R., Langtry R.B., Likki S.R., Suzen Y.B., Huang P.G., Völker, S. (2004): *A Correlation based Transition Model using Local Variables Part 1- Model Formulation*, ASME-GT2004-53452, ASME TURBO EXPO, Wiedeń
95. Michalewicz Z. (1999): *Genetic Algorithms + Data Structures = Evolution Programs*, 3rd ed. Springer
96. Mills A.F. (1999): *Heat Transfer 2ed*, Prentice Hall, USA
97. Müller-Steinhagen H. (2000): *Handbook Heat Exchanger Fouling: Mitigation and Cleaning Technologies*, IChemE, Essen
98. Murakami S., Mochida A. (1995): *Applications of CFD to bluff body aerodynamics*, *A State of Art in Wind Eng.*
99. Najibi S.H., Müller-Steinhagen H., Jamialahmadi M. (1997): *Calcium sulphate scale formation during subcooled flow boiling*, *Chemical Engineering Science*, Vol 52(8), str. 1265 1284
100. NASA (1997): *Turbulence Modeling Validation, Testing, and Development*, NASA Technical Memorandum

101. Nebot E., Casanueva J.F., Casanueva T., Sales D. (2007): *Model for fouling deposition on power plant steam condensers cooled with seawater: Effect of water velocity and tube material*, Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol. 50(17-18), str. 3351–3358
102. Norma PN-EN 13445-3 (2009):
103. Ocloń, P., Łopata, S. (2011): *Modelling of the flow distribution inside the collectors of the high performance heat exchanger*, Czasopismo Techniczne, Mechanika 4-M/2011/B, wyd. Politechniki Krakowskiej, str. 393 – 400, Kraków
104. Ocloń P., Łopata S. (2010): *Wpływ rozptywu cieczy w wysokosprawnym wymienniku ciepła na jego warunki pracy*, Systemy, Technologie i Urządzenia Energetyczne Tom 2, Praca zbiorowa pod red. J. Taler, wyd. Politechniki Krakowskiej, str. 600 – 618, Kraków
105. Ocloń P., Taler J. (2013): *Mixed Finite Element and Finite Volume Formulation*, Encyclopedia of Thermal Stresses Springer – praca zbiorowa pod red. R. Hetnarski, (przyjęte do druku):
106. Parsopoulos K.E., Vrahatis M. N (2009): *Particle Swarm Optimization and Intelligence: Advances and Applications*, IGI Global
107. Patel V.C., Rodi W., Scheuerer G. (1985):, *Turbulence Models for Near-Wall and Low Reynolds Number Flows: A Review*, AIAA Journal, Vol. 23(9), str. 1308-1319
108. Pimenta M.M., Moffat R.J., Kays W.M. (1975): *The Turbulent Boundary Layer: An Experimental Study of the Transport of Momentum and Heat with the Effect of Roughness*, Interim Report Stanford University
109. Pope S.B. (2000): *Turbulent Flows*, Cambridge Univ. Press
110. Powell M.J.D. (1964): *An efficient method for finding the minimum of a function of several variables without calculating derivatives*, Computer Journal, Vol. 7 (2), str. 155–162
111. Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P. (2007): *Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing 3rd ed.* New York: Cambridge University Press
112. Quan Z., Chen Y., Chongfang M.A. (2008): *Experimental Study of Fouling on Heat Transfer Surface During Forced Convective Heat Transfer*, Chinese Journal of Chemical Engineering, Vol. 16(4), str. 535 – 540
113. Rao S.S. (2011): *The Finite Element Method in Engineering 4ed*, Elsevier
114. Reddy J.N., Gartling D.K. (2010): *The finite element method in heat transfer and fluid dynamics 3ed*, CRC Press
115. Richert J. (2010): *Innowacyjne metody przeróbki plastycznej metali*, Wydawnictwo AGH, 2010
116. Rocha L.A.O., Saboya F.E.M., Vargas J.V.C. (1997): *A comparative study of elliptical and circular sections in one- and two-row tubes and plate fin heat exchangers*, Int. J. of Heat and Fluid Flow Vol.18(2), str. 247–252
117. Rodi, W., Mansour N.N. (1993):, *Low Reynolds Number k-epsilon Modeling with the Aid of Direct Simulation Data*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 250, str. 509-529.
118. Rosenbrock H.H. (1963): *Some general implicit processes for the numerical solution of differential equations*, The Computer Journal Vol. 5(4):, str. 329-330
119. Rosenbrock H.H. (1960): *An Automatic Method for Finding the Greatest or Least Value of a Function*, The Computer Journal Vol. 3(3):, str. 175-184
120. Rosenhow W.M. (1952): *A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids*, Trans. ASME, Vol. 74, str. 969-976
121. Rusiński E., Czmochoński J., Smolnicki T. (2000): *Zaawansowana metoda elementów skończonych w konstrukcjach nośnych*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej
122. Saad Y. (2003): *Iterative Methods for Sparse Linear Systems 2ed*, SIAM
123. Schlichting H. (1979): *Boundary Layer Theory 7ed*, McGraw-Hill
124. Schmitt F.G. (2007): *About Boussinesq's turbulent viscosity hypothesis: historical remarks and a direct evaluation of its validity*, Comptes Rendus Mecanique, Vol. 335(9), str. 617-

125. Schroeder C.D. (1990): *Solutions to boiler and cooling water problems 2ed*, Springer, USA
126. Shah M.M. (1976): *A new correlation for heat transfer during boiling flow through pipes*, ASHRAE Trans., Vol. 82(2), str. 66-86
127. Shah M.M. (1982): *Chart correlation for saturated boiling heat transfer: equations and further study*, ASHRAE Trans., Vol. 88(1), str. 185-196
128. Smith I.M., Griffiths D.V. (2004): *Programing the Finite Element Method 4ed*, Wiley
129. Stachurski A., Wierzbicki A. (1999): *Podstawy optymalizacji*, Oficyna Wydawnicza PW
130. Steiner D., Taborek J. (1992): *Flow boiling heat transfer in vertical tubes correlated by an asymptotic model*, Heat Transfer Eng., Vol 13(2), str. 43-69
131. Stewart J. (2010): *Calculus: Early Transcendentals*, Clengage Learning
132. Szmelter J., Dacko M., Dobrociński S., Wieczorek M. (1979): *Metoda Elementów Skończonych w statyce konstrukcji*, Arkady
133. Taborek J., Spalding D.B. (1983): *Heat exchanger Theory*, Heat Exchanger Design Handbook, VDI
134. Taler D., Cebula A. (2010): *A new method for determination of thermal contact resistance of a fin-to-tube attachment in plate fin-and-tube heat exchangers*, Chemical and Process Engineering / Polska Akademia Nauk. Komitet Inżynierii Chemicznej i Procesowej ; Vol. 31(4), str. 839–855, Szczecin
135. Taler J., Ocloń P. (2013): *Finite Element Method in Steady State and Transient Heat Conduction* Encyclopedia of Thermal Stresses – praca zbiorowa pod redakcją R. Hetnarski, Springer (przyjęte do druku)
136. Taler J., Duda P. (2003): *Rozwiązywanie prostych i odwrotnych zagadnień przewodzenia ciepła*, WNT
137. Taler D.(2009): *Dynamics of Tube Heat Exchangers*, Monografia, Wydawnictwo AGH
138. TEMA (1999): *Standards of the tubular exchanger manufacturers association*
139. Thome J.R., Wolverine Tube (2004-2010): *Wolverine Tube Engineering Data Book 3ed*, dostępne online (<http://www.wlv.com/products/databook/db3/data/db3ch10.pdf>)
140. Tiwari S., Maurya D., Biswas G., Eswaran V. (2003): *Heat transfer enhancement in cross-flow heat exchangers using oval tubes and multiple delta winglets*, Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol. 46(15), str. 2841-2856
141. Trela M., Butrymowicz D. (1999): *Enhancement of condensate drainage from a horizontal integral-fin tube by means of a solid strip*, Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol. 42(18), str. 3447-3459
142. Venkataraman P. (2009): *Applied Optimization with MATLAB Programing 2ed.*, Wiley
143. Versteeg H., Malalasekera W (2007): *An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method 2ed*, Prentice Hall
144. White F. (2010): *Fluid Mechanics 7ed*, McGraw-Hill Science
145. White F. (1991): *Viscous Fluid Flow 2ed*, McGraw-Hill
146. Wilcox D.C (2006): *Turbulence Modeling for CFD*, DCW Industries
147. Zangwill W.I. (1969): *Nonlinear programming: A unified approach*, Upper Saddle River,
148. Zienkiewicz O.C., Taylor R.L. (2005): *The Finite Element Method 6ed*, Elsevier
149. Zuber N. (1958): *On the stability of boiling heat transfer*, Trans. ASME, Vol. 80, str. 711-720
150. Zuber N., Fried E (1962): *Two-phase flow and boiling heat transfer to cryogenic liquids*. Am. Rocket Society Journal., Vol. 32(9), str. 1332- 1340